

分类号_____

密级_____

U D C _____

编号_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

中微子探测器模型的研究

王志民

指导教师姓名 陈和生 院士 中国科学院高能物理研究所

副指导教师姓名 杨长根 研究员 中国科学院高能物理研究所

申请学位级别 博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理

论文提交日期 200 年 月 日 论文答辩日期 200 年 月 日

培养单位 中国科学院高能物理研究所

学位授予单位名称 中国科学院研究生院

答辩委员会主席_____

分类号_____

密级_____

U D C _____

编号_____

中国科学院研究生院 博士学位论文

中微子探测器模型的研究

王志民

指导教师姓名 陈和生 院士 中国科学院高能物理研究所

副指导教师姓名 杨长根 研究员 中国科学院高能物理研究所

申请学位级别 博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理

论文提交日期 2009年 月 日 论文答辩日期 2009年 月 日

培养单位 中国科学院高能物理研究所

学位授予单位名称 中国科学院研究生院

答辩委员会主席_____

摘要

大亚湾反应堆中微子实验的物理目标是精确测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ ，达到 0.01 或更好的实验精度，设计采用基于掺钷液体闪烁体和光电倍增管、带上下反射板的三层同心圆柱形中微子探测器、远近实验点相对测量及多模块测量的实验方案，要求实验本底误差小于 0.3%（近点）、0.2%（远点），中微子探测器模块的系统误差小于 0.38%，能量分辨率好于 $15\%/\sqrt{E}$ 。

为检验大亚湾中微子探测器的物理设计，研究、研制掺钷液体闪烁体，研究探测器刻度方法，我们建造了一个带上下反射板、两层同心圆柱结构的中微子探测器模型。通过模型探测器的建造、系统调试及刻度测量，检验和改善了电子学系统设计；结合放射源刻度测量，研究了探测器的响应特性，探索了探测器刻度方法，为大亚湾实验积累了宝贵经验。不同能量 γ 的能量响应、 Z/R 方向位置响应的测量结果显示，模型探测器的能量分辨率为 $\sim 9\%/\sqrt{E}$ ，具有较好的位置均匀性。探测器各响应特性与基于 *Geant4* 软件包的探测器模拟计算结果具有较好的一致性，显示我们对探测器的基本响应过程有了较好理解。

掺钷液体闪烁体的工作状态、长期稳定性是关系到大亚湾实验成败的关键因素之一。通过对 *PuC* 中子源的快慢信号能量、时间间隔三重符合事例的测量研究，我们得到了模型探测器的中子俘获能谱以及中子俘获时间谱，模拟计算与实验测量取得了较好一致；*PuC* 源提供了 e^+e^- 湮灭、 $\sim 4.4\text{MeV}$ 、 6.13MeV 、中子俘获等多能量点同时进行探测器刻度的可能性；利用模型探测器，我们对两个 ^{252}Cf 源的活度进行了标定。通过对模型探测器近 ~ 1 年时间的性能监测说明，模型实验用掺钷液体闪烁体的光学性质、掺钷质量百分比基本保持稳定，满足实验要求。

为了在一定能量阈值下，进一步排除实验本底，提高中子探测效率，我们利用神经网络对模型探测器、大亚湾中微子探测器中的 γ 、中子信号进行了粒子鉴别方法的可行性研究。

关键词：反应堆中微子振荡，中微子探测器模型，探测器刻度，位置响应，*PuC*

源，中子俘获，掺钆液体闪烁体稳定性，粒子鉴别

ABSTRACT

The physics goal of Daya Bay Reactor Neutrino Experiment is to measure $\sin^2 2\theta_{13}$ to 0.01 or better. The experiment was designed to measure the relative intensity of $\bar{\nu}_e$ flux and spectrum with near and far sites to suppress the reactor related errors, with multiple anti-neutrino detector modules per site to reduce the detector related errors. The anti-neutrino detector is based on liquid scintillator and PMT with a three-zone nested cylindrical structure and top and bottom reflectors. The physics goal demands that the background uncertainty should be less than 0.3% (near site) and 0.2% (far site), the detector uncertainty per module should be less than 0.38% and the energy resolution of each module should be better than $15\%/\sqrt{E}$.

In order to verify the design of the Daya Bay anti-neutrino detector and to study the Gd-loaded liquid scintillator, we constructed a scaled down prototype of anti-neutrino detector at IHEP which has a two-zone nested cylindrical structure with top and bottom reflectors. Through the prototype's construction, debugging and measurements, we got the valuable experiences for the future Daya Bay experiment: improving the design of electronics; studying the calibration methods and the response of the detector with several radioactive sources. The measurements at several locations showed that the energy resolution of the prototype is about $9\%/\sqrt{E}$ with good uniformity of position response (R or Z direction) to γ . The simulation results based on *Geant4* package and the experiment measurements have good consistent with each other that shows the detector response has been well understood.

The performance and stability of Gd-loaded liquid scintillator is one of the key factors of the success of the Daya Bay Experiment. The target of the prototype is the Gd-loaded liquid scintillator as a preliminary product for the application in the Daya Bay experiment. With *PuC* neutron source which give a possibility to calibrate the detector with e^+e^- annihilation, $\sim 4.4MeV$, $6.13MeV$ at the same time, we got the captured neutron spectra and capture time spectra which all are consistent with the simulation. We also calibrated the intensities of two ^{252}Cf sources with the prototype detector. The performance monitoring of the prototype detector during ~ 1 year shows

that the optical property and Gd-loaded percentage have good stability and can reach the requirements of the future Daya Bay detector.

We preliminarily studied the particle identification of γ and neutron with ROOT TMVA package in order to reduce the background and to improve the neutron efficiency at some energy threshold for the prototype or the future Daya Bay detector.

Key words: reactor neutrino oscillation, prototype of anti-neutrino detector, detector calibration, position response, neutron source of *PuC*, the stability of liquid scintillator, particle identification

目录

1	中微子	1
1.1	中微子简史	2
1.2	中微子振荡与中微子探测	4
1.2.1	中微子真空振荡	4
1.2.2	中微子振荡的物质效应	8
1.2.3	中微子的探测	9
2	大亚湾反应堆中微子振荡实验及其中微子探测器	17
2.1	大亚湾反应堆中微子实验	17
2.1.1	θ_{13} 测量的意义及现状	17
2.1.2	大亚湾反应堆中微子实验	23
2.2	大亚湾中微子探测器	28
2.2.1	大亚湾中微子探测器的物理设计	28
2.2.2	液体闪烁体	32
2.2.3	电子学系统	34
2.2.4	光电倍增管	39
2.2.5	数据获取系统	43
3	中微子探测器模型的设计和建造	45
3.1	中微子探测器模型的物理设计与系统构成	45
3.1.1	模型探测器本体	46

3.1.2	光电倍增管支撑结构	48
3.1.3	宇宙线反符合系统	48
3.1.4	高压电源系统	50
3.1.5	电子学系统	50
3.1.6	数据获取系统	51
3.1.7	探测器刻度与监测	53
3.2	模型探测器的建造	54
3.2.1	光电倍增管性能测量	54
3.2.2	机械制造	55
3.2.3	液体闪烁体的制备与生产	57
3.2.4	模型本体安装	59
3.2.5	宇宙线反符合系统测试与安装	66
3.2.6	高压、电子学、数据获取系统安装	67
4	模型探测器系统的调试与测量	71
4.1	电子学板测试	71
4.1.1	寄存器功能测试	72
4.1.2	前端电子学板性能测试	73
4.2	电子学与数据获取系统联合测试	77
4.2.1	事例数据格式	77
4.2.2	事例组装	79
4.2.3	电子学与数据获取系统联合性能测量	81
4.3	光电倍增管在线刻度	84
4.4	放射源数据测量	88
5	模型探测器性能研究	91
5.1	已有研究结果	91
5.2	γ 源刻度	96
5.2.1	Z 方向响应的不对称性	97
5.2.2	R 方向响应	104

5.2.3	反射板的作用	116
5.3	中子源刻度	118
5.3.1	模型一、二期液闪本底的比较	119
5.3.2	PuC 源研究	119
5.3.3	中子俘获时间谱	126
5.3.4	^{252}Cf 源活度标定	129
5.4	γ 、中子鉴别	134
5.5	掺钆液体闪烁体的稳定性	140
6	总结与展望	145
	发表文章目录	165
	致谢	167

第一章 中微子

粒子物理学作为物理学的重要分支，对物质结构最基本单元及其相互作用的探索凝聚了人类探索大自然最深奥、最抽象的理论和最复杂、最精细的实验，在宇宙的起源、进化、天体形成和演化的研究中起着重要作用，它用最小的几何尺度诠释着人类对基本粒子及其相互作用、宇宙学的理解与认识。粒子物理学的发展淋漓尽致的阐述了实验与理论的关系：理论可以给实验带来系统的认识与理解，指导实验的方向；而实验可以开拓新的领域，推动理论的发展与完善。

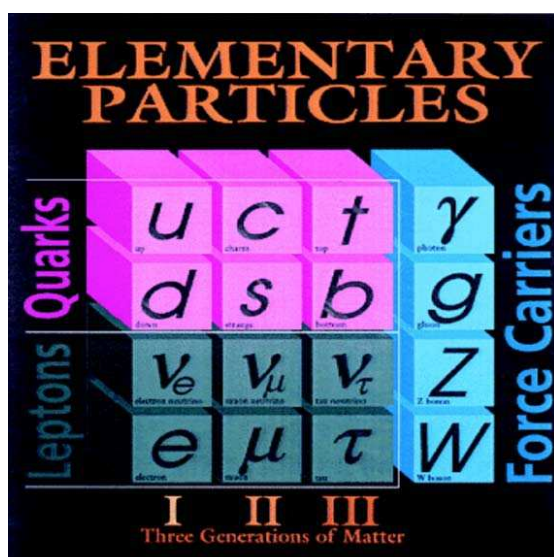


图 1.1: 粒子物理学标准模型中的基本粒子

根据当前的粒子物理学标准模型（如图 1.1 所示），自然界基本粒子共包括三代夸克(u, d)(c, s)(t, b)、三代轻子(e, ν_e)(μ, ν_μ)(τ, ν_τ)；四种基本相互作用：强相互作用、电

磁相互作用、弱相互作用和引力相互作用；已发现的四种相互作用传递子：强相互作用的传递子胶子 g ，电磁-弱相互作用的传递子光子 γ 、 Z^0 、 $W^\pm$ 。标准模型理论已取得了巨大的成功，得到了实验的严格检验，几乎与所有已知实验结果一致。但是，标准模型目前却无法预言中微子的质量、味道混合和 CP 破坏等基本参数，这些数值信息必须依赖于实验测量。

本论文的工作正是中微子味道混合参数测量实验的一部分，基本结构如下：本章主要介绍中微子物理的发展简史，中微子振荡的相关物理理论和典型中微子探测器；第二章是大亚湾反应堆中微子振荡实验及大亚湾中微子探测器的介绍；第三、四、五章是论文的主体中微子探测器模型部分，第三章主要介绍了中微子探测器模型的物理设计和探测器系统的建造；第四章是模型探测器模型本体、电子学等各系统的调试与测量；第五章是模型探测器性能的相关研究，主要包括 γ 能量响应，位置响应，中子响应， PuC 源研究，粒子鉴别，掺钎液体闪烁体的稳定性等。第六章是全文的总结及展望。

1.1 中微子简史

1930 年，泡利 (W.Pauli) [1] 为了解释原子核 β 衰变实验发现的“能量不守恒”问题，提出了中子 (*neutron*) 猜想，认为有一种不可探测的中性粒子带走了部分能量，这种粒子继而被费米 (E.Fermi) [2] 称作“中微子” (*neutrino*)。

经过实验和理论物理学家七十多年的共同努力，中微子物理取得了巨大的突破 [3]：到目前为止，共发现三种中微子，1956 年 Reines 和 Cowan 发现的电子中微子 ν_e [4]，1962 年 Lederman、Schwartz 和 Steinberger 发现的 μ 中微子 ν_μ [5]，以及 2001 年 Kodama 等人发现的 τ 中微子 ν_τ [6]。根据当前的大爆炸宇宙学理论估计，每一种中微子在宇宙中的数密度约为 $300 \text{ 个}/\text{cm}^3$ ，是 $3^\circ K$ 宇宙背景辐射光子数密度的 $\sim 54\%$ [7]。

泡利还根据 β 衰变能谱预言中微子质量非常小 [8]，再加上目前所有中微子实验都没有发现右手中微子（或左手反中微子）和轻子数破坏，使得人们相信中微子是无质量的粒子，这与当前标准模型的中微子无质量相符合，但是其正确性需要直接实验证据的验证。为了检验中微子质量是否为零，人们提出了三类实验来探测中微子质量或其它有关的、超出标准模型的新物理： β 衰变能谱测量中微子质量 [2]，中微子振荡 [9]，及破坏轻子数守恒的稀有衰变（例如无中微子双 β 衰变）或反应 [10]。

中微子振荡对于测量微小中微子质量更加敏感：Pontecorvo [9] 在 1957 年率先提出中微子振荡的概念，他当时假设的是 ν_e 和 $\bar{\nu}_e$ 之间发生振荡；1962 年 Sakata [11] 等人提出 ν_e 和 ν_μ 之间发生振荡的可能性。

最早被观测到可能存在振荡的是太阳中微子，Homestake [12] 实验在 1968 年发现测量到的太阳中微子 ν_e 比太阳标准模型（SSM）[13] 预言的少，但是当时并不知道太阳中微子丢失的内在物理原因，所以这一现象被称之为“太阳中微子失踪之谜”，而且这一现象被后续一系列实验所确认（Kamiokande [24]，SAGE [22]，GALLEX [17]，SuperK [18] 和 GNO [19]）。2002 年 SNO [20] 实验通过带电流过程、中性流过程以及弹性散射过程测量到了 ν_μ 和(或) ν_τ 的通量，并发现测量到的三种中微子通量之和正好与标准太阳模型的预言一致，也就是说结合太阳中微子失踪的实验结果，SNO 实验给出了太阳中微子 ν_e 转化到 ν_μ 和(或) ν_τ 的证据。然而，虽然此时太阳中微子味转化可以用中微子振荡理论来解释，但是并没有排除其它可能的机制，直至反应堆中微子实验 KamLAND [21, 22] 最终确定大角混合解（LMA）+ 物质效应（MSW）[23] 的太阳中微子振荡模式。

除了观测来自太阳的中微子，我们也可以观测高能宇宙射线与大气层中核子碰撞产生的 ν_e 和 ν_μ 来寻找中微子振荡的证据。较早的 Kamiokande [24]、IMB [25]、Soudan-2 [26] 和 MACRO [27] 等大气中微子实验观测到被称之为“大气中微子反常现象”：来自大气的 ν_μ 和 ν_e 个数的比值比理论预言的要小。1998 年，SuperK [28] 实验首先给出了大气中微子振荡的证据，发现 ν_μ 的缺失与中微子的能量和传播距离有很强的依赖关系，这与中微子振荡的性质完全吻合。SuperK 实验使人们开始相信中微子存在振荡。此后的加速器中微子实验 K2K [29] 进一步加强了大气中微子振荡的证据。SuperK 实验的结果 [30, 31] 给出了中微子振荡特有的波动形式，这是支持中微子振荡的直接证据。

1995 年，美国的反应堆中微子实验 LSND [32] 曾给出了存在第四种中微子——惰性中微子的可能证据，但很多科学家都怀疑这个实验结果的可靠性；在 2007 年，美国费米实验室的 MiniBooNE [33, 34] 实验最终推翻了 LSND 实验的结论。另外两个重要的反应堆中微子实验：CHOOZ [35] 实验和 Palo Verde [36] 实验，结合大气中微子的实验结果，给出了轻子最小混合角的限制。

中微子振荡已经被确认，这意味着中微子有质量且存在味道混合，而标准模型预言中微子是无质量的粒子，这是目前超出标准模型的唯一一个拥有确凿实验证据的物理现

象，这使得中微子物理成为当前研究超越标准模型新物理的一个重要领域。

1.2 中微子振荡与中微子探测

1.2.1 中微子真空振荡

通常可以用两种不同角度分别等价描述中微子：一种描述方式为质量本征态，与中微子的质量相关，每种中微子对应一个确定的质量；另一种描述方式为味道本征态，与中微子的相互作用相关，即电子中微子、 μ 子中微子和 τ 子中微子。两种描述方式可以通过确定的混合角联系起来。

假设存在三代中微子，标记它们的质量本征态为 ν_1, ν_2, ν_3 ；弱相互作用的本征态即中微子的味道本征态为 ν_e, ν_μ, ν_τ 。中微子振荡，即中微子的弱相互作用本征态不直接等于它们的质量本征态，而是质量本征态的线性组合。描述这种线性组合的系数矩阵称为 *Maki - Nakagawa - Sakata - Pontecorvo (MNSP)* 矩阵 [9, 11]，用方程表示为：

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

式中， $\alpha = e, \mu, \tau$ 是中微子的味道量子数， $i = 1, 2, 3$ 是中微子的质量量子数。态 $|\nu_i\rangle$ 随时间的演化遵守 *Schrödinger* 方程。在 ν_i 静止的坐标系中，设时间为 τ_i ，对应的中微子质量为 m_i ，得到关系：

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i\tau_i} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.2)$$

在实验室坐标系中，对应的时间为 t ，中微子运动的距离为 L ，根据 *Lorentz* 不变性，有以下关系成立：

$$e^{-im_i\tau_i} = e^{-i(E_i t - P_i L)} \quad (1.3)$$

式中， E_i 和 P_i 是指在实验室坐标系中微子的能量和动量。由于中微子是极端相对论粒子，满足关系： $t \approx L$ ；中微子 ν_α 产生时的动量为 P ，可以认为不同质量本征态的中微子均具有这个动量值；另外，可以假设中微子的质量相对于它们的能量来说很小，则下面的关系成立：

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx P + \frac{m_i^2}{2P} \quad (1.4)$$

方程 1.2 在实验室坐标系中的对应形式就变成:

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle \approx e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.5)$$

$E \approx P$, 定义为不同质量本征态中微子的平均能量, 可推导出方程 1.6:

$$|\nu_\alpha(L)\rangle \approx \sum_\beta \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle \quad (1.6)$$

这个方程描述了经过距离 L 后中微子味道量子数的混合。根据量子物理学的基本原理, $|\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2$ 表示经过距离 L 后, 中微子 ν_α 变成 ν_β 的几率, 方程 1.7 列出了这个几率的数学表达式 [37]。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} \\ &- 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left[1.27 \Delta m_{ij}^2 \left(\frac{L}{E} \right) \right] \\ &+ 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left[2.54 \Delta m_{ij}^2 \left(\frac{L}{E} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.7)$$

式中, $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$, 单位是 eV^2 , L 的单位是 km , E 的单位是 GeV , 常数“1.27”来自于单位制的换算, 更详细的推导见参考文献 [40]。

如果 CPT 变换守恒, 则中微子振荡的以下关系成立:

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) \quad (1.8)$$

另一方面, 从方程 1.7 中得到:

$$P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha, U) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, U^*) \quad (1.9)$$

即如果 CPT 变换守恒, 综合方程 1.8 和方程 1.9 后, 中微子振荡将遵守变换关系方程 1.10:

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta, U) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, U^*) \quad (1.10)$$

这个关系说明, 在混合矩阵 U 取其复共轭后, 反中微子的振荡几率与中微子的振荡几率相等。如果混合矩阵 U 的矩阵元不是实型的, 也就是说方程 1.7 中的最后一项将在取复共轭后有不同的符号, 导致反中微子和中微子的振荡几率不相等。换句话说就是, 如果 CPT 变换守恒, 以上这些振荡几率的差别将意味着 CP 变换的不守恒 [37]。

轻子的混合矩阵（ $MNSP$ 矩阵）可以参数化为如下形式 [38, 39]（见方程 1.11）：

$$\begin{aligned}
 U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &\times \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &\quad (1.11)
 \end{aligned}$$

式中， $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ， $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ， $(i, j = 1, 2, 3)$ 。按照参数化后的中微子混合矩阵可以得到如下相关推论：

1. CP 破坏效应由 $Jarlskog$ 不变量表示 [41]。从 U 矩阵的么正性知，三种味道中微子振荡模式中，只有一个 $Jarlskog$ 不变量。按照以上的参数化方法， $Jarlskog$ 不变量的形式应为：

$$J_{CP} = s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13}c_{13}^2 \sin \delta \quad (1.12)$$

这个关系表明，中微子振荡实验中的 CP 破坏效应正比于 $\sin \delta$ （方程 1.11 中的 δ 是 CP 破坏相角），通过中微子振荡实验可以测定 CP/T 破坏的大小；但此公式也说明， CP 相角和中微子混合角共同决定 CP 破坏的大小，导致测量结果存在参数简并。

2. 以群论的观点看，方程 1.11 的前三项各定义了一个转动角，分别对应三代中微子间的混合角。方程 1.7 的中微子质量平方差和方程 1.11 的中微子混合角与中微子振荡实验的测量量之间有如下对应关系：

$$\begin{aligned}
\Delta m_{21}^2 &= \Delta m_{solar}^2, \\
\Delta m_{32}^2 &= \Delta m_{atom}^2, \\
\theta_{12} &= \theta_{solar}, \\
\theta_{23} &= \theta_{atom}, \\
\theta_{13} &= \theta_{reactor}.
\end{aligned} \tag{1.13}$$

式中的 *solar* 代表太阳中微子实验，*atom* 代表大气中微子实验，*reactor* 代表反应堆中微子实验。这些参数的测量，对理解中微子的性质有非常重要的作用。当前太阳中微子实验测量精度最高的结果来自 KamLand 和 SNO 两个实验组 [42, 43]，最佳逼近的实验结果如下：

$$\begin{aligned}
\Delta m_{21}^2 &= 7.59_{-0.21}^{+0.21} \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \\
\tan^2(\theta_{12}) &= 0.47_{-0.05}^{+0.06}
\end{aligned} \tag{1.14}$$

当前的大气中微子实验最精确的测量结果来自 MINOS 和 Super-K 两个实验组 [44, 45]，最佳逼近的实验结果如下：

$$\begin{aligned}
|\Delta m_{32}^2| &= (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ (68\% Confidence Level)}, \\
\sin^2(2\theta_{23}) &> 0.90 \text{ (90\% Confidence Level)}
\end{aligned} \tag{1.15}$$

当前的反应堆中微子实验测量精度最高的结果来自 CHOOZ 和 Palo Verde 两个实验组 [46, 47]，最佳逼近的实验结果如下：

$$\sin^2(2\theta_{13}) < 0.13 \text{ (90\% Confidence Level)} \tag{1.16}$$

三代中微子，意味着如方程 1.17 的约束条件成立，也就是说中微子振荡实际上只涉及到六个参数 Δm_{12}^2 , Δm_{32}^2 , $\sin^2(2\theta_{12})$, $\sin^2(2\theta_{23})$, $\sin^2(2\theta_{13})$, δ ，并且如方程 1.14, 方程 1.15 和方程 1.16 所示，当前实验测量已经确定了其中的三个半 Δm_{12}^2 , $|\Delta m_{32}^2|$

, $\sin^2(2\theta_{12})$, $\sin^2(2\theta_{23})$, 尚有两个半参数有待测量 Δm_{32}^2 的符号, $\sin^2(2\theta_{13})$ 和 δ 。综合方程 1.14, 方程 1.15 和方程 1.17 可以计算得到方程 1.18, 也就是说中微子振荡的两个中微子质量平方差相差约两个数量级。

$$\Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{13}^2 = 0 \quad (1.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta m_{12}^2}{|\Delta m_{32}^2|} &\sim 10^{-2}, \\ |\Delta m_{32}^2| &\approx |\Delta m_{31}^2| \end{aligned} \quad (1.18)$$

当中微子实验配置满足如方程 1.19 所示的关系时, 三代中微子振荡的方程 1.7 可以近似简化为两种中微子味道的混合, 并且在方程 1.11 所示的 $MNSP$ 矩阵参数化条件下, 可写成如方程 1.20 和方程 1.21 所示的形式, 其中方程 1.20 描述的是中微子的产生实验 (*appearance*), 方程 1.21 描述的是中微子的消失实验 (*disappearance*), 它们都是实验中经常用到的两个公式。

$$\frac{\Delta m^2 L}{E} = o(1) \quad (1.19)$$

当 $\beta \neq \alpha$ 时,

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2[1.27\Delta m^2 L/E] \quad (1.20)$$

当 $\beta = \alpha$ 时,

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2[1.27\Delta m^2 L/E] \quad (1.21)$$

1.2.2 中微子振荡的物质效应

在研究太阳中微子振荡的过程中, 1978 年, Wolfenstein 发现中微子在物质中传播时振荡几率会发生变化; 1984 年 Mikheev 和 Smirnov 进一步发现在特定物质密度, 特定中微子震荡将会增强并出现共振现象, 既中微子振荡的物质效应, 这一效应因由 Mikheyev、Smirnov 和 Wolfenstein 共同发现, 因此又被称为 “*MSW*” 效应 [23]。

大多数情况下 (例如满足式 1.19 的条件), 形式上三种中微子的振荡可以被简化为两个振荡周期的准两种中微子振荡 [48], 因此, 在这里我们将仅针对两味中微子振荡进

行物质效应的讨论。简单的说，物质效应由中微子在连续介质中的相干向前弹性散射引起。 ν_e 可以与物质中的电子发生带电流和中性流的向前弹性散射，而 ν_μ 与 ν_τ 与物质中的电子只能发生中性流向前弹性散射，这一差别产生了一个“有效电子中微子势”：

$$V_e^{CC} \equiv V = \sqrt{2}G_F n_e \quad (1.22)$$

其中 G_F 是费米常数， n_e 是物质中的电子数密度。此势能 V 将原初的哈密顿量 H_0 修改为 $H_0 + V$ ，将原初的中微子质量本征态 ν_α 和 ν_β 改为 $\nu_{\alpha m}$ 和 $\nu_{\beta m}$ ，即物质中的电子改变了中微子的振荡行为。物质效应最简单的结论就是介质使中微子的质量本征态发生平移，导致中微子在介质中传播时的振荡几率发生变化：

当 $\beta \neq \alpha$ 时，

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = (\sin^2 2\theta/W^2) \sin^2(1.27W \Delta m^2 L/E), \quad (1.23)$$

当 $\beta = \alpha$ 时，

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - (\sin^2 2\theta/W^2) \sin^2(1.27W \Delta m^2 L/E) \quad (1.24)$$

其中， $W^2 = \sin^2 2\theta + (\sqrt{2}G_F n_e (2E/\Delta m^2) - \cos 2\theta)^2$ 。

当 $\alpha = e, \beta = \mu$ 情况下,方程 1.23 演化为：

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = (\sin^2 2\theta/W^2) \sin^2(1.27W \Delta m^2 L/E) \quad (1.25)$$

方程 1.25 说明，如果物质中的电子数密度适当，中微子的振荡几率将大大增加，出现“共振”。太阳内部的电子数密度在很大范围内变化，导致中微子在太阳内部的物质效应很复杂：如果其电子数密度很高但变化很缓慢，那么中微子在太阳内传播时，在某一质量本征态内各个味道本征态的比例会发生变化。这一特殊效应在太阳中微子实验中被称为“大混合角 MSW 解”。

1.2.3 中微子的探测

在粒子物理标准模型中，中微子是静止质量为零，电中性，自旋为 $1/2$ ，只参与弱相互作用的粒子。中微子与物质间的相互作用，从传递子的角度看可以分为两种：交换 Z^0 的中性流（ NC ）过程，交换 $W^\pm$ 的带电流（ CC ）过程；从碰撞性

质看，可分为四种过程（如图 1.2）：弹性散射（*Elastic Scattering*）、准弹性散射（*Quasi-elastic scattering*）、 π^0 产生（*single pion production*）和深度非弹性散射（*DIS*）。

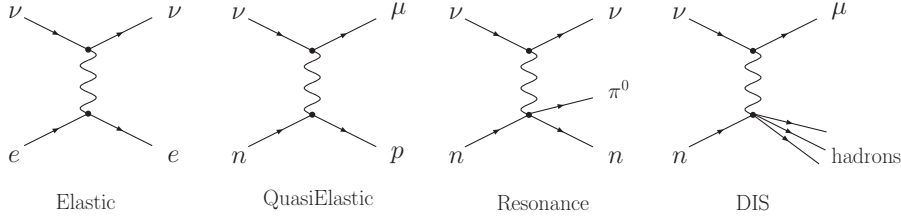


图 1.2: 中微子与物质的四种相互作用过程举例。

图 1.3 给出的是当前实验测量得到的 $1 - 100 \text{ GeV}$ 能量范围内中微子带电流的反应截面 [49]，通过这张图可以看到，当能量高于几个 GeV 以后，随着能量升高，所有带电流反应均可发生，此时总的带电流反应截面与能量成正比。然而，这张图显示的最重要信息是，即使中微子能量已经很高，它的总反应截面仍然很小。 100 GeV 的 ν_μ 与电子作用的截面是 $\sim 10^{-40} \text{ cm}^2$ ，与核子作用的截面是 $\sim 10^{-36} \text{ cm}^2$ ，比强相互作用的截面小了十几个量级；平均自由程有 $\sim 3 \times 10^9 \text{ m}$ ，这意味着中微子可以穿过地球而几乎不发生任何相互作用 [53]。

反应截面的精确测量是精确测量中微子其它性质的前提条件，MiniBooNE [50]、SciBooNE [51] 和 MINERvA [52] 都计划在未来几年内进一步提高 $1 - 100 \text{ GeV}$ 能量范围内的截面精度。与此同时，中微子极小的反应截面要求中微子实验必须具有适当能量、足够大通量的中微子源和质量足够大的中微子探测器，以便实现测量目标。

中微子源

地球上可观测的中微子源主要包括：太阳中微子，大气中微子，反应堆中微子和加速器束流中微子。在 MeV 能量范围内有两个较强的中微子源：太阳内核聚变产生的纯 ν_e 中微子，图 1.4 为太阳中微子能谱 [17, 22, 54, 55]；反应堆裂变产生的纯 $\bar{\nu}_e$ 中微子，为核燃料同位素的 β 衰变，图 1.5 为反应堆中微子能谱 [56]，能量峰值一般在 $3 \sim 7 \text{ MeV}$ 。反应堆核产生的反电子中微子流强与反应堆热功率成正比，是进行中微子振荡测量的最有效方式之一，目前正在研究同位素的加速器技术，以便利用 β 束流产生

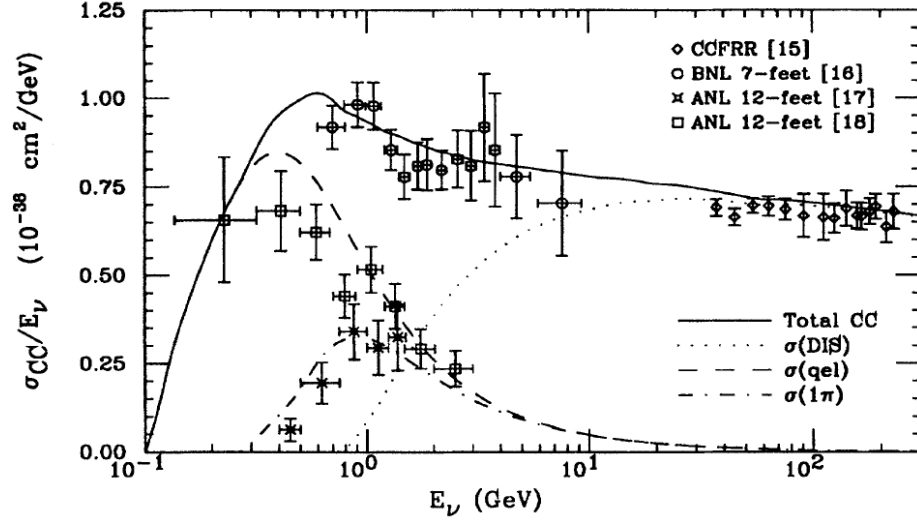


图 1.3: ν_μ 在 $1 - 100 \text{ GeV}$ 范围内的带电流反应截面。

纯净的 ν_e 或 $\bar{\nu}_e$ 束流 [58]。

目前，较高能量中微子实验的研究对象是大气或加速器束流中微子，主要是介子衰变的产物。大气中微子是宇宙射线在穿越大气层时沿穿越路径发生强子簇射，簇射中的介子衰变产生的中微子；而传统的加速器中微子束流是通过质子轰击铍靶或碳靶产生的次级介子衰变得到的：带电介子在一个电磁装置（*horn*）中偏转聚焦，通过磁场方向的调节选择介子的电荷从而选择束流为中微子还是反中微子，一般实验的束线都有一个长的介子衰变管道，且后面跟有屏蔽装置或探测器去除中微子外的其它粒子。

大气和加速器中微子的能量范围在 $100 \text{ MeV} - 10 \text{ GeV}$ 。大气中微子的流强随能量升高按指数下降，主要集中在 $1 - 10 \text{ GeV}$ 范围。加速器束流的能量可调，最高可到 500 GeV 。虽然从统计的角度来看，能量越高中微子反应截面越大，但目前加速器中微子实验选择的能量范围在 $1 \sim 10 \text{ GeV}$ 。这是因为此范围内事例多重度低，可以清楚地鉴别轻子。 1 GeV 束流保证相互作用事例主要是带电流准弹性散射（*CCQE*）和单个 π^0 产生。今后的超强中微子源有望用中微子工厂（*Neutrino Factory*）中的 μ 子衰变获得。

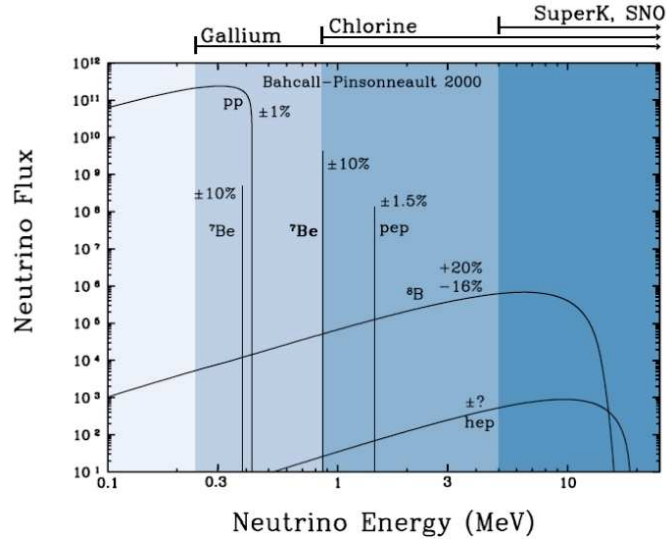


图 1.4: 太阳标准模型预计的中微子通量。

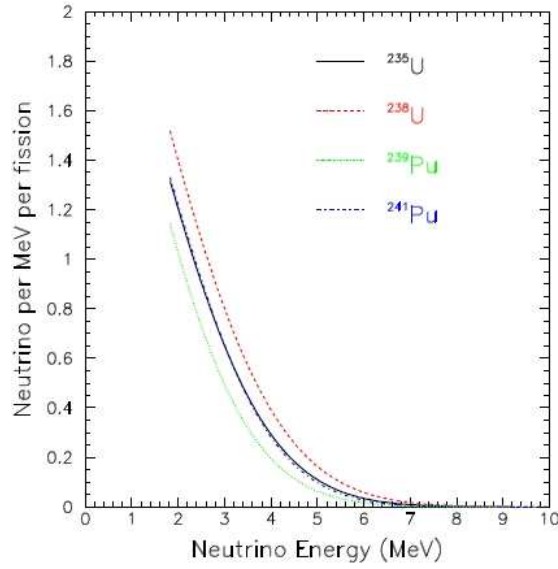


图 1.5: 反应堆中微子能谱 [57]。虚线(红色)为反应堆放出的反电子中微子能谱，点划线(蓝色)为反 β 衰变的反应截面，实线(黑色)为中微子探测器观测到的反电子中微子能谱。

典型中微子探测器

目前普遍使用的几种中微子探测器类型有 [53]：闪烁体探测器、契伦柯夫探测器、闪烁体-铁量能器和闪烁体径迹探测器，以及 Homestake 实验 [15]、GALLEX 实验 [17] 和 SAGE 实验 [22] 所用的辐射化学技术探测器，它们的共同特点基本上都是：大质量、大尺寸。

闪烁体探测器一般是利用反 β 衰变探测低能反电子中微子的实验，反 β 衰变（方程 1.26），中微子流强、反应截面及最终实验测量能谱如图 1.6 所示，反应的能量阈值由质子、中子和正电子的质量差决定 [59]：

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.26)$$

$$E_{\bar{\nu}_e}^{thr} = \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2M_p} = 1.806 \text{ MeV} \quad (1.27)$$

可观测的能量为：

$$E_{vis} \approx E_{\bar{\nu}_e} - 0.8 \text{ MeV} \quad (1.28)$$

比如 Reines 和 Cowan 的实验组（如图 1.7）[4]、CHOOZ（如图 1.8）[60]、Palo Verde

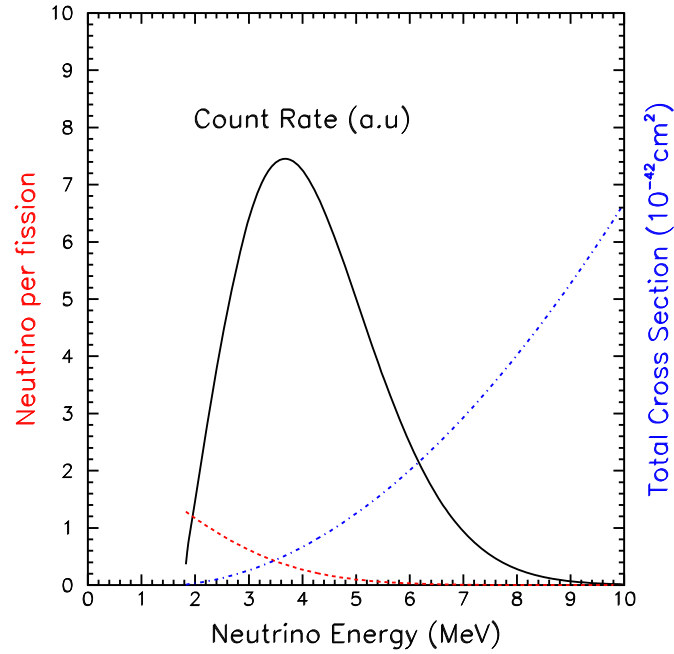


图 1.6: 反应堆中微子流强、反应截面及最终的能谱。

[36]、KamLAND [22]、LSND [32]、Borexino [61] 和 SNO+ [62] 实验，主要由大面积光电倍增管包围大体积的液体闪烁体构成：光电倍增管浸在矿物油中以减少从环境和

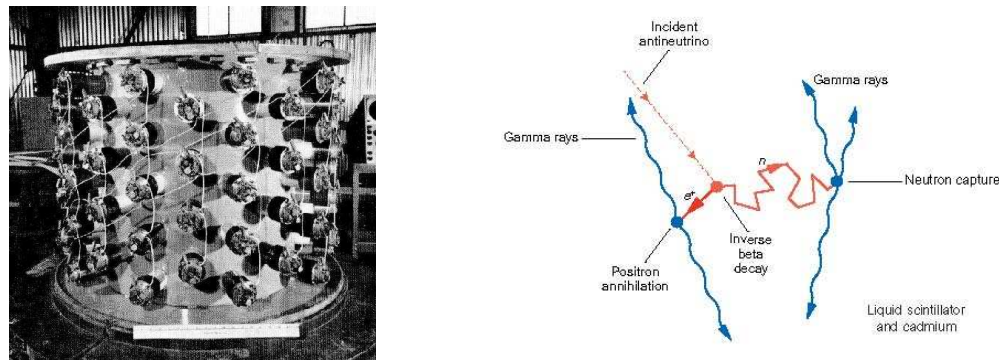


图 1.7: Reines 和 Cowan 实验探测器（左）和反电子中微子探测原理（右）。

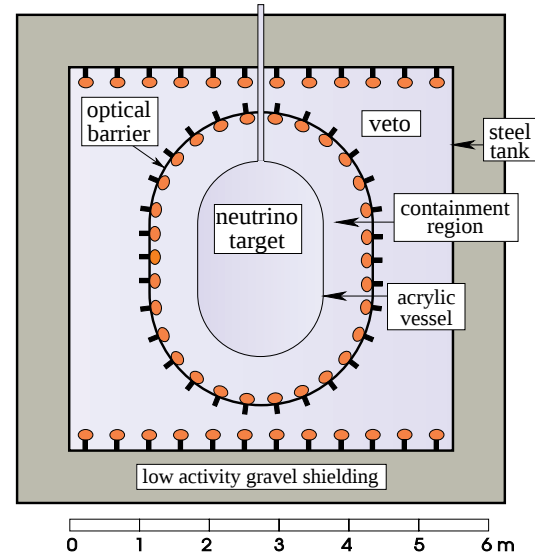


图 1.8: CHOOZ 实验探测器的结构简图 [60]。

光电倍增管玻璃发出的天然放射性本底；液体闪烁体中的氢原子核提供反中微子作用的靶核；正电子湮灭放出的 γ 光子使闪烁体发光，称为快信号；中子随后在质子上俘获产生 2.2MeV γ 光子引起闪烁体发光，称为慢信号。快慢信号能量与时间的三重符合构成反电子中微子的事例。闪烁体探测器是低能电子中微子测量最有效、廉价的探测器。

契伦柯夫探测器主要是利用中微子与物质中的电子或原子核发生散射探测中微子，

主要实验包括 MiniBooNE (如图 1.9) [63], SuperK (如图 1.10) [64], SNO [65] 和 AMANDA [66]。探测器靶物质为大体积的纯净介质(如水、矿物油、冰等), 周围是大光电面的光电倍增管。探测方法是使用光电倍增管收集带电粒子在靶物质中产生的契伦柯夫光。三种中微子均可以与电子发生散射, 不过, ν_μ 和 ν_τ 与电子散射的截面小于 ν_e 的散射截面, 它们的关系为: $\sigma(\nu_{\mu,\tau}e) \approx 0.16\sigma(\nu_e e)$ 。带电流反应 $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$,

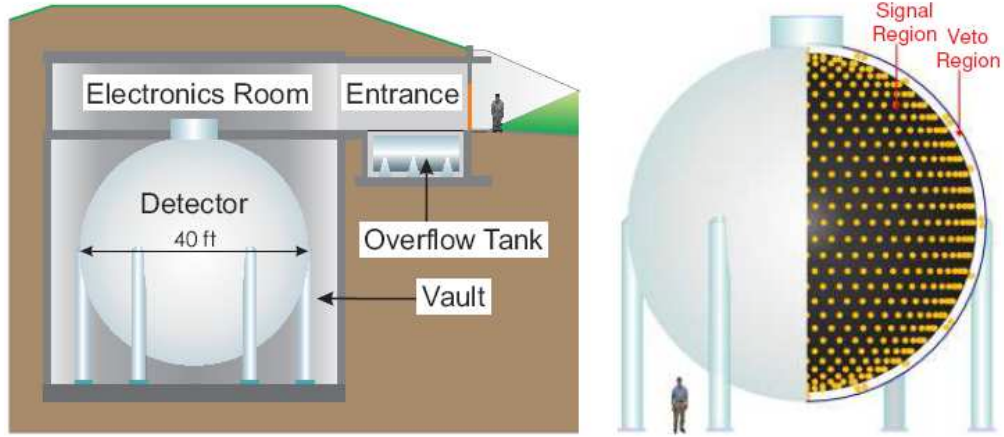


图 1.9: MiniBooNE 探测器 [63]。

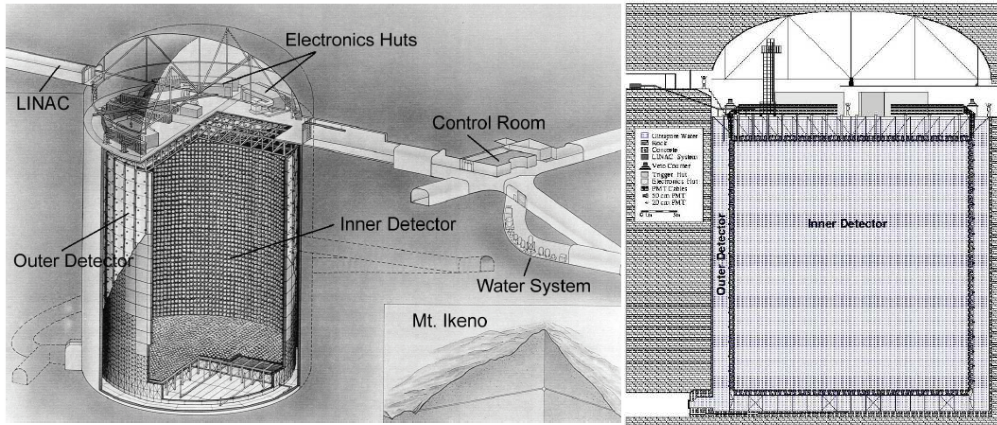


图 1.10: SuperK 探测器 [64]。

只适合电子中微子的探测, 此反应中电子能量与电子中微子的能量有很强关联, 可以精确给出电子中微子能谱; 中性流反应 $\nu_x + d \rightarrow e^- + p + n$, 适合于所有的中微子, 能量阈值为 $2.2MeV$ 。同时粒子在介质中发出的契伦柯夫光环投影到光电倍增管上还可以

被用作粒子鉴别。比如 ν_e 和 ν_μ 的 $CCQE$ 作用的末态粒子电子和 μ 子：电子由于质量较轻，在介质中发生多次散射和韧致辐射，这使得光电倍增管看到的电子的契伦柯夫光环的边缘很模糊；而 μ 子质量重得多，相互作用次数少，在光电倍增管上的光环边缘则尖锐清晰得多。

闪烁体-铁量能器可探测 1GeV 或更高能量的 ν_μ 相互作用事例，比如 MINOS [67] 和 NuTeV [68] 实验。在这种探测器里，铁块作为探测器的靶，闪烁体提供粒子的能量沉积信息，这样就可以将带电流作用过程中的 μ 子径迹和既发生在带电流又发生在中性流作用过程中的强子簇射分开。如果闪烁体被分割成条块状或者插入漂移室，探测器还可以测量粒子的横动量。横动量的信息可进一步分辨电磁簇射和强子簇射。铁块的磁化则提供轻子的偏转方向信息以鉴别入射粒子是中微子还是反中微子。

但以上三种探测器都不适合重建有多重度的事例：闪烁体探测器中不能探测径迹，契伦柯夫探测器一般只能处理两个多重度，闪烁体-铁量能器由于强子簇射的处理模糊了 μ 子的径迹信息。K2K 实验中用的 SciBar 探测器只用闪烁体条，抽掉闪烁体-铁量能器中的铁块，这样探测器可以看到清晰的低能径迹，且 $CCQE$ 和单 π^0 事例都能完全重建。SciBar 探测器之后被用作 FermiLab 的 SciBooNE 实验的探测器。将闪烁体细致分割的设计概念随后很快应用于其它实验，如 MINERvA, NOvA [69] 等。最有发展前景的高分辨径迹重建探测技术是液氩时间投影室（Time Projection Chamber, 简称 TPC ）。 TPC 用漂移室跟踪粒子 X 和 Y 方向的径迹和时间，得到 Z 方向的信息。通过液氩发光确定漂移时间的起始时刻，通过径迹最初几厘米的 dE/dX 区分电子和转化来的光子，目前液氩 TPC 的电磁簇射分辨率为 $3\%/\sqrt{E}$ 。

第二章 大亚湾反应堆中微子实验及其中微子探测器

本章首先介绍了中微子振荡参数 θ_{13} 的测量实验现状，以及大亚湾反应堆中微子实验的物理目标与实验设计，之后详细介绍了承担反应堆 $\bar{\nu}_e$ 事例探测重要任务的大亚湾实验核心单元：中微子探测器，阐述了大亚湾实验对中微子探测器的要求，及物理设计等。

2.1 大亚湾反应堆中微子实验

2.1.1 θ_{13} 测量的意义及现状

中微子振荡测量实验

中微子振荡实验一般有两种测量方式，一种是测量中微子源发出的某种味道中微子的消失（*disappearance*，如方程 1.21 所示），另一种是测量不同于中微子源的另一种味道的中微子的产生（*appearance*，如方程 1.20 所示）。

假设中微子源放出的中微子味道为 x ，那么“*disappearance*”实验测量的是 ν_x 能谱计数的缺失和形状的变化。这种测量模式要求实验精确掌握所用中微子源的能谱信息，而这一点往往很难做到。所以现在的“*disappearance*”实验一般都采用近、远点探测器相对测量的方法：近点探测器离中微子源足够近，测量中微子源的能谱，并以此预计没有振荡时远点探测器探测到的中微子能谱；然后将远点探测器测量到的能谱与近点探测器的预计能谱相比较，即可得到中微子源发出的中微子是否消失。

“*appearance*”实验寻找 $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ 的转换，直接探测 ν_β 相互作用事例，记录 ν_β 的

能谱。在这种实验模式下，如果探测到的 ν_β 能谱与振荡几率公式给出的规律一致，则直接证明了中微子振荡的发生。

无论哪种实验模式下，实验的灵敏度主要由 L/E 和统计量的大小决定，但系统误差和本底都会造成实验灵敏度 (*sensitivity*) 的降低，因此一般根据数据拟合给出最终的实验灵敏度和参数限制，主要过程为：在理论计算中，遍历振荡参数的取值空间，比较理论期望值与实验数据，得到期望值与实验数据在 90% 置信区间符合时的参数值区间。拟合方法主要有三种，单边 *raster scan*、*global scan* 及 *frequentist*(*Feldman – Cousins*) [70] 三种方法。

如第 1.1 节所述，当前中微子振荡的六个参数中仍有 Δm_{32}^2 的符号， $\sin^2(2\theta_{13})$ 和 δ 需要进一步测量，特别是 CP 破坏相角 δ 有可能解决宇宙中正反物质的不对称之谜。原则上，可以通过 $0\nu\beta\beta$ 实验测量 CP 破坏相角 δ ，但其实际的观测量与中微子质量、混合角等紧密相关，而这些量有的还未知，有的误差相对还太大，实现起来相当困难。

Dirac 粒子的 CP 破坏相角 δ 还有可能通过长基线中微子振荡实验测量得到。实验物理学家计划用加速器产生 ν_μ 和 $\bar{\nu}_\mu$ 束流做长基线中微子振荡实验，通过比较 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 和 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 的振荡几率测量 CP 破坏。但是此测量方法也存在参数兼并（如方程 1.12 所示），即为了从测量到的振荡几率中得到 CP 破坏相角，需要先确定两个未知参数 θ_{13} 和 Δm_{32}^2 的符号。虽然实验可以通过减小基线长度减少物质效应的影响即减小 Δm_{32}^2 符号的影响，同时通过调节束流能量来保持 L/E 不变，从而保证实验对 Δm_{32}^2 的灵敏度；但是却无法消除 θ_{13} 的影响，并且 $\sin^2 2\theta_{13}$ 越小，实验越难得到 δ ：如果 $\sin^2 2\theta_{13}$ 在 90% 置信区间内小于 0.01，那么此类实验就对目前的加速器技术和探测器性能提出了更高要求，需要进一步研究。

此外与振荡几率相关的参数还有 $\sin^2 2\theta_{23}$ 和 Δm_{32}^2 ，对测量 δ 来讲，这两个参数的测量误差也仍然太大，目前的加速器实验计划用 *off-axis* 的束流技术减小实验本底，希望在提高 $CCQE$ 反应截面精度、本底精度和探测器能量分辨率的基础上进一步精确确定 $\sin^2 2\theta_{23}$ 和 Δm_{32}^2 的值，为进一步 CP 破坏的测量做准备。

但是无论如何，独立、精确的测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 都是 CP 破坏测量实验的第一步，这决定着未来中微子实验的设计方向。如果 $\sin^2 2\theta_{13} > 0.01$ ，长基线振荡中微子实验的精度可能测量到 δ ，否则，我们需要用更强中微子源和更低本底的实验如 β 束流和中微子工厂来测量 CP 破坏相角 [71]。

θ_{13} 数值分析

CHOOZ 实验给出了当前 $\sin^2 2\theta_{13}$ 最小上限的最好结果（见方程 1.16），这个限制表明， $\theta_{13} < \theta_C \approx 13^\circ$ ，其中， θ_C 是夸克味道混合的 *Cabibbo* 角。中微子味道混合的混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 都是大角度，而 θ_{13} 很小，与夸克混合矩阵参数存在很大差别。

在三代中微子振荡的前提下，文献 [72] 和 [73] 通过对已有实验数据分析，给出了 θ_{13} 的限制（见图 2.1），作者的分析包含五个参数（ θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} , Δm_{21}^2 , Δm_{32}^2 ），并假设大气中微子实验中 Δm_{21}^2 的作用可以忽略，再通过平均值的方法处理太阳中微子实验中 Δm_{23}^2 效应，从而在拟合中去掉 *CP* 相角的影响。所得结论如下：最小的 $\Delta\chi^2$ 对应的 $\sin^2 \theta_{13} = 0.009$ （*BGP*）或 $\sin^2 \theta_{13} = 0.006$ （*MSTV*）。表格 2.1 给出在 $2\sigma \sim 3\sigma$ 间隔，最佳拟合时这五个混合参数的值。从 *BGP* 和 *MSTV* 分析结果表格可以看出两者结论基本是一致的， θ_{13} 的上限在 3σ 的标准下是 θ_C 。按照 *BGP* 和 *MSTV* 的最佳拟合值，最可能的 θ_{13} 取值为 4° 或 5° 。也就是说， $\sin^2 2\theta_{13} \sim (2-3)\%$ ，这表明如果实验的灵敏度可以达到 1% 的数量级，就很可能通过反应堆中微子实验唯一测量确定 θ_{13} [38]。

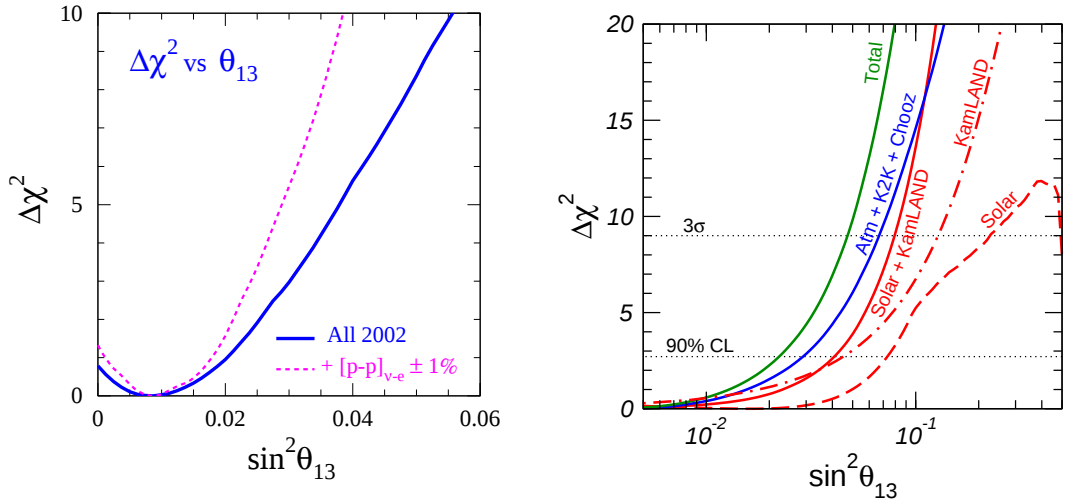


图 2.1: $\Delta\chi^2$ 随 $\sin^2 \theta_{13}$ 的变化曲线，由 *BGP* [72]（左）和 *MSTV* [73]（右）给出。

从以上分析知 θ_{13} 可能很小，而且 CHOOZ 实验的灵敏度无法满足它的测量要求。加速器中微子实验和下一代的反应堆中微子实验将具有更高的灵敏度，有望给出 θ_{13} 的精确测量值。

表 2.1: 三代中微子混合条件下, 2σ (95% C.L.) $\sim 3\sigma$ (99.7% C.L.), 中微子振荡参数的最佳拟合值[38]。

Parameter (<i>BGP</i> [72])	Best fit	2σ interval	3σ interval
Δm_{21}^2 (10^{-5} eV 2)	7.1	6.2–8.2	5.5–9.7
Δm_{32}^2 (10^{-3} eV 2)	2.6	1.8–3.3	1.4–3.7
$\tan^2 \theta_{12}$	0.42	0.34–0.54	0.30–0.63
$\tan^2 \theta_{23}$	1.0	0.61–1.7	0.45–2.3
$\sin^2 \theta_{13}$ ($\sin^2 2\theta_{13}$)	0.009 (0.036)	≤ 0.036	≤ 0.053

Parameter (<i>MSTV</i> [73])	Best fit	2σ interval	3σ interval
Δm_{21}^2 (10^{-5} eV 2)	6.9	6.0–8.4	5.4–9.5
Δm_{31}^2 (10^{-3} eV 2)	2.6	1.8–3.3	1.4–3.7
$\sin^2 \theta_{12}$	0.30	0.25–0.36	0.23–0.39
$\sin^2 \theta_{23}$	0.52	0.36–0.67	0.31–0.72
$\sin^2 \theta_{13}$ ($\sin^2 2\theta_{13}$)	0.006 (0.024)	≤ 0.035	≤ 0.054

加速器测量 θ_{13} 的实验设计主要是：依靠探测器测量一定距离后人工 ν_μ 束流中 ν_e 或者 ν_τ 的产生几率，也就是通过中微子产生实验测量得到 θ_{13} 。在不考虑物质效应和 CP 相角情况下，这些产生几率可以近似表示为 [74]：

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &= \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \sin^2[1.27\Delta m_{32}^2 L/E] \\
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2[1.27\Delta m_{32}^2 L/E]
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

由于 θ_{13} 很小，对于 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 的中微子产生实验，可以测量到二种中微子混合的效应；而 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 的振荡过程可以测量 θ_{13} 和 CP 相角，完整的振荡几率为：

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2[1.27\Delta m_{32}^2 L/E] \\
 &\quad + \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \sin^2[1.27\Delta m_{21}^2 L/E] \\
 &\quad - (+)J \sin(\delta) \sin[1.27\Delta m_{32}^2 L/E] \\
 &\quad + J \cos(\delta) \cos[1.27\Delta m_{32}^2 L/E]
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

式中的 J 为 *Jarlskog* 不变量，对于中微子的振荡第三项取负，对于反中微子的振荡第三项取正 [74]。

尽管加速器实验本底控制相对容易，可以达到很高的测量精度；但是从公式 2.2 可以看出，加速器中微子实验测量 θ_{13} 时，面临的困难依然是参数的简并问题。潜在的三种参数简并是 [75]: (1) (δ, θ_{13}) 不确定; (2) 中微子质量等级不确定 (Δm_{32}^2 的符号不确定); (3) $(\theta_{23}, \pi/2 - \theta_{23})$ 不确定。这些因素导致由加速器实验直接测量得到 δ_{CP} 和 θ_{13} 是很困难的。

从 1953 年至今，利用反应堆测量中微子一直是中微子实验测量的主要方法之一。反应堆中微子实验将通过 *disappearance* 模式测量 $\bar{\nu}_e$ 的通量和能谱，对中微子振荡作出限制。反应堆中微子实验中反电子中微子的振荡几率表达式 [74] 为：

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_\nu} - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu} \quad (2.3)$$

当实验点与反应堆间距离为 L 时，中微子的存活几率如方程 2.3 所示，根据此公式计算得到的反应堆 $\bar{\nu}_e$ 消失几率随基线长度的变化关系如图 2.2 所示。从方程 2.3 及图 2.2 可以看出，当选取合适的基线长度（探测器和反应堆的距离 $L < 5km$ ）时，方程 2.3 中的第二项可以忽略不计，并简化为两味中微子的振荡模式，仅与 θ_{13} 和 Δm_{31}^2 有关。因此，利用反应堆放出的反电子中微子测量 θ_{13} 将不存在参数简并的问题，也就是说只要实验精度足够高，就可以直接、唯一确定 θ_{13} 的值。

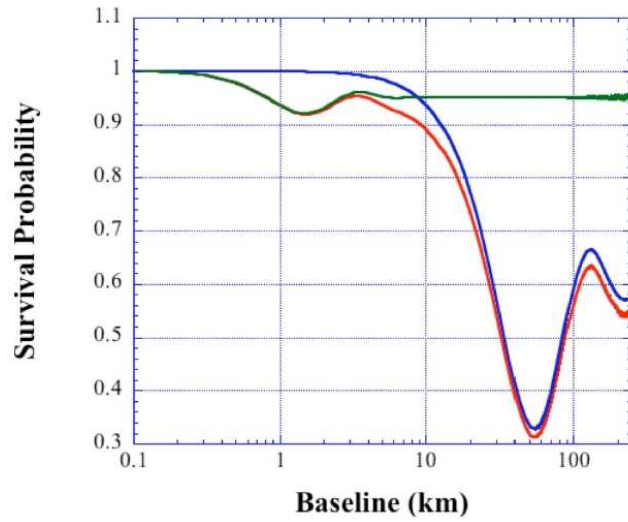


图 2.2: 反应堆 $\bar{\nu}_e$ 消失几率随基线长度的变化关系。图中红线左起第一个振荡峰由 2.3 式中 θ_{13} 项引起，第二个振荡峰由 θ_{12} 项引起。

已有的反应堆中微子实验基线长度跨越了 10 米到 100 公里的量级(图 2.1.1 [59, 76])，越是进行的晚的实验，反应堆热功率与中微子探测器有效靶质量的积就越大。但是，为了进一步提高实验精度，特别是为了 θ_{13} 值的测量，反应堆中微子实验仍然需要设计最佳的基线长度和更大有效靶质量的探测器，并选择高热功率的反应堆。

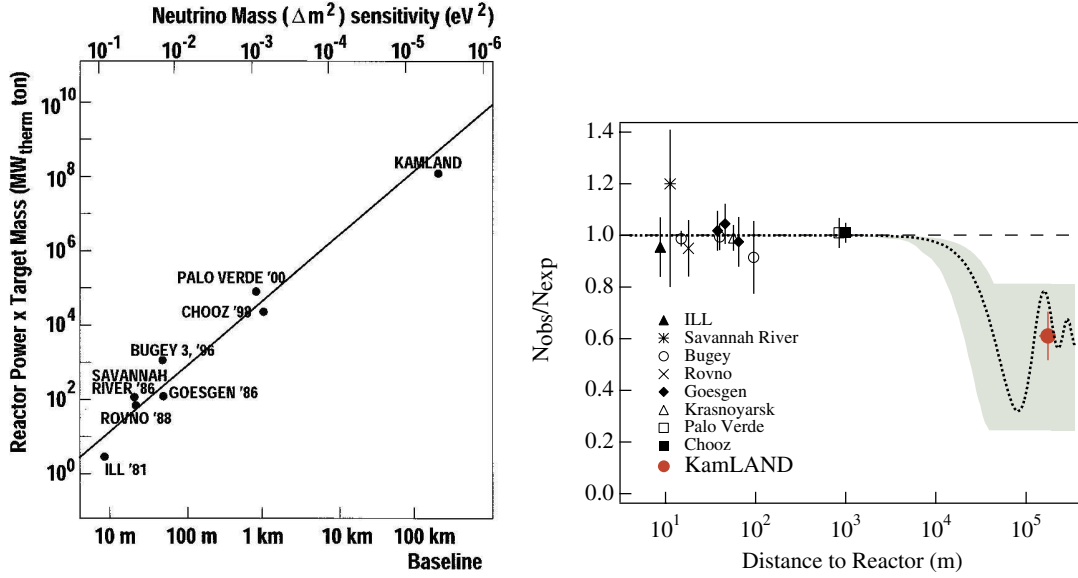


图 2.3: 已有反应堆中微子实验的基线长度分布：中微子振荡参数 Δm^2 的测量精度和反应堆热功率、中微子探测器有效靶质量以及实验的基线长度间关系（左）；基线长度与反电子中微子的振荡（右）。右图中的阴影部分表示置信水平为 95% 时，中微子大角度混合(LMA)的区间 [77]；点曲线表示的是振荡几率随基线长度的变化关系，服从方程 1.21，取太阳中微子振荡结果为： $\Delta m^2 = 5.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ 和 $\sin^2 2\theta = 0.833$ ；短虚线表示的是没有振荡的情形。图中带误差棒的点代表各个反应堆中微子实验在图中所处的位置 [78]。

从已有的反应堆中微子实验分析，反应堆中微子实验的系统误差主要来自于三个不同的方面：（1）反应堆相关的系统误差，其大小为 2-3%，包括反应堆的热功率、每次裂变的能量差别等造成的系统误差；（2）本底相关的系统误差，约为 3% 以内；（3）探测器相关的系统误差，约为 1-3%，包括反 β 衰变的反应截面、总质子数、探测效率

等造成的系统误差。这些结果给今后的反应堆中微子实验设计提供了改进的方向，同时也说明只有进一步降低实验的系统误差，才能够做到更精确的 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的测量。

2.1.2 大亚湾反应堆中微子实验

大亚湾核电站位于我国广东省深圳市附近的大鹏半岛，该反应堆群坐落于海滨，面朝大海，背倚高山，海拔 707 米的半岛最高山峰距离核电站约 3 公里。目前正在运行的大亚湾和岭澳两处各两个共 4 个反应堆，总热功率 $\sim 11.6\text{GW}$ ，正在建设中的岭澳二期核电站有两个反应堆热功率为 $\sim 5.8\text{GW}$ ，预计到 2010 年投入运行，届时大亚湾核电站将成为世界第二大核电站反应堆群。大亚湾核电站的热功率和周围的山体覆盖为反应堆中微子实验测量 θ_{13} 提供了得天独厚的条件。

大亚湾反应堆中微子实验 [38, 56, 79] 的主要物理目标是精确测量 $\sin^2(2\theta_{13})$ ，在 90% 的置信区间内测量精度达到或好于 0.01，主要探测方式为通过 $\bar{\nu}_e$ 在液体闪烁体中的反 β 衰变测量 $\bar{\nu}_e$ 的通量和能谱。

大亚湾实验的物理目标比已有实验给出的测量上限 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.13$ 小了一个量级，这意味着大亚湾实验的精度也要高出一个量级，除了利用大亚湾核电站热功率带来的统计量优势和天然岩石覆盖屏蔽宇宙线压低宇宙线相关本底之外，实验仍需要严格控制系统误差，才有可能实现预期物理目标。因此大亚湾实验将采用远近实验点相对测量的方案，以有效抵消反应堆、探测器的关联误差以及去除中微子反应截面带来的误差：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，在中微子振荡几率最大的远点附近放置与近点完全相同的探测器，测量近远点即不同距离处的中微子存活几率。考虑大亚湾反应堆群的特殊布局，参照近远点相对测量的基本思想，实验的具体设计主要有如下几个独特特点：

1. 采用两个近点，一个远点相对测量的设计方案，同时在每个实验点放置多个全同的中微子探测器，实验布局如图 2.4 所示，极大降低了反应堆和探测器的关联误差，以及中微子反应截面带来的误差。大亚湾和岭澳近点分别放置两个中微子探测器模块，远点放置四个中微子探测器模块。多模块设计可以较好地对探测器系统误差进行多重控制，并且利于各模块之间的相互检验。

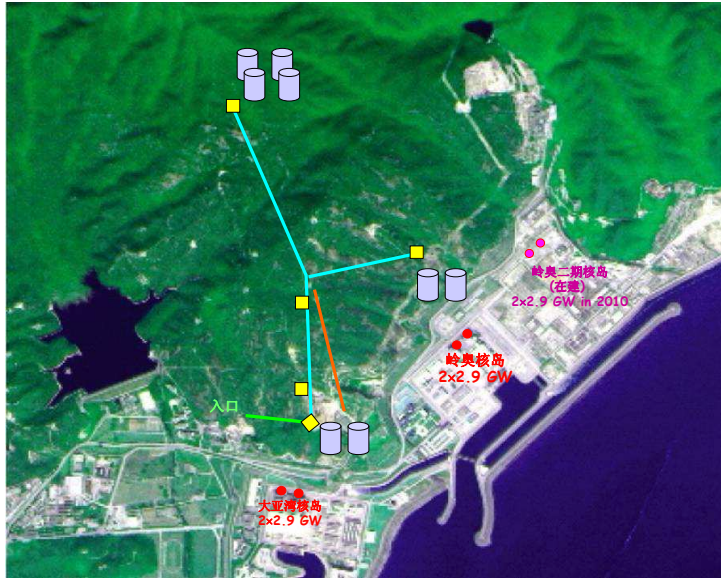


图 2.4: 大亚湾实验布局：水平隧道连接远近点实验厅

2. 三层同心圆柱形中微子探测器设计，在有效降低天然放射性本底的同时，严格定义了靶质量及几何形状，同时依靠 γ 俘获层、上下反射板有效提高了能量分辨率、位置响应均匀性，降低了探测器测量误差。
3. 地下实验室，足够的山体覆盖和水屏蔽。足够厚的山体覆盖层能够有效减少宇宙线 μ 子流强，足够的水屏蔽层可以很大程度地减少环境岩石中的天然放射性本底和宇宙线 μ 子在环境岩石中产生的中子本底。
4. 使用多层、多种、独立的宇宙线 μ 子探测器高效率标记宇宙线 μ 子事例。设计要求 μ 子反符合探测器的总探测效率需好于 99.5%。内外水池在作为水屏蔽层的同时，还构成两层独立的契伦科夫探测器，再加上水池顶端的 *RPC* 气体探测器，可以保证更好的 μ 子探测效率；而且各独立探测器系统间可进行相互测量，检验各探测器的不确定性。

大亚湾实验的探测器主要由两部分构成：一是探测反应堆反电子中微子事例的中微子探测器，即“中微子探测器”，详细内容请参见第 2.2 节；另一个是宇宙线 μ 子探测器，即“反符合探测器系统”，主要有两部分、三个独立探测器构成，包括由内外超纯

水水池与光电倍增管构成的两层（个）契仑科夫探测器，以及水池顶部的 *RPC* 气体探测器。

大亚湾中微子实验的本底主要来源于宇宙射线产生的 μ 子，减小这类本底的主要方法是将探测器放置在地下并尽可能地增大探测器的岩石覆盖厚度。然而，实验厅周围的岩石释放出的大量 γ 光子，以及 μ 子穿过实验厅周围的岩石造成核裂变产生的中子，都是本底的重要来源。为此，根据大亚湾实验的设计，中微子探测器外围需要设置足够的水屏蔽层（*passive shielding*），使得中微子探测器模块完全浸泡在水池中，并在各个方向均具有足够水屏蔽厚度，厚度至少在 2 米以上。经过计算可知，能量在 $1 - 2\text{MeV}$ 左右的 γ 光子穿过 50cm 的水后，其流强衰减到之前的 $1/20$ ，也就是说，大亚湾 2.5m 厚的水屏蔽层，可以使岩石中释放出的 γ 光子流强衰减为原来的三百万分之一。

宇宙线在水中产生的快中子关联信号可以形成中微子伪事例，也是实验主要的潜在本底之一。因此，大亚湾实验除利用水屏蔽层被动吸收水池内、外产生的中子、 γ 之外，还将利用内外水池构建内外两个独立的水契仑柯夫探测器以主动高效率标记 μ 子，同时在水池上方选用阻性板探测器（*RPC*）作为另一种 μ 子探测器联合探测、标记穿过水屏蔽层的 μ 子事例，以提高竖直方向 μ 子的探测效率。根据标记到的本底事例能谱和联合探测系统的探测效率，可以推算出未被联合探测器标记到的本底并将其扣除。此外，水屏蔽层还将中微子探测器与空气隔绝开来，降低空气中氦气带来的本底，并且防止空气中的灰尘进入探测器而引入天然放射性本底。

通过这种被动、主动相结合的 μ 子屏蔽方式，可以有效降低中微子探测器的本底强度、误差，提高实验测量精度。

大亚湾实验点最终设计的主要特点是：近点水池为准矩形的八角水池，尺寸是 $16\text{m} \times 10\text{m} \times 10\text{m}$ ；远点水池为准正方形的八角水池，尺寸是 $16\text{m} \times 16\text{m} \times 10\text{m}$ （大亚湾远点实验大厅的整体结构如图 2.5 所示），中微子探测器模块距池壁的最小距离为 2.5m 。水屏蔽层被不锈钢钢架结构上的 *Tyvek* 反射膜分隔为内外水池，且钢架结构上按空间位置均匀安装了适当数量的光电倍增管（光电面覆盖率 0.8% ），构成了内、外两层独立的水契仑柯夫探测器。水池的外层水均厚 1m 。内、外两层水契仑柯夫探测器联合探测穿过水池的 μ 子。根据 SuperK 和 KamLAND 实验的经验以及 *Geant4* 的模拟计算，每层的探测效率都可达到 95% 。水池顶部放置四层 *RPC* 探测器（位置分辨 $\sim 25\text{cm}$ ），探测效率可达 95% 以上，而且 *RPC* 探测器在各个方向上都比水池多向外

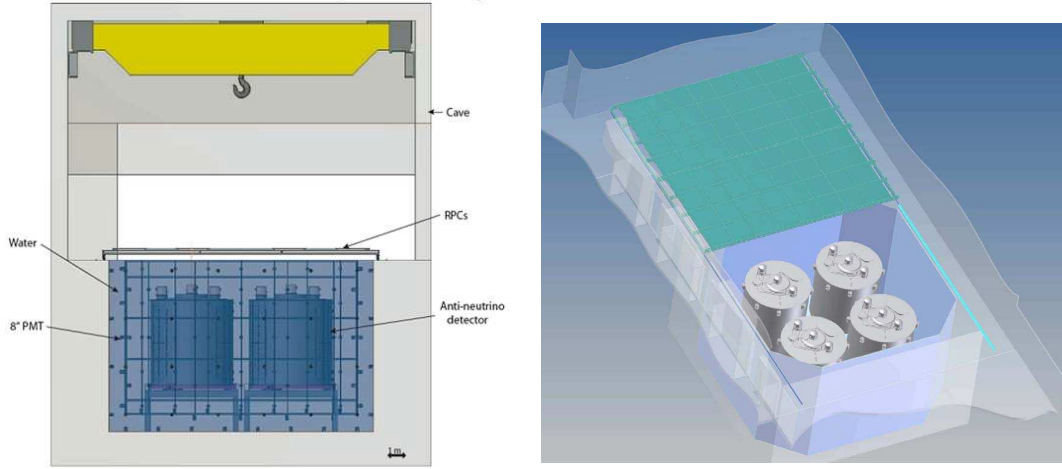


图 2.5: 大亚湾实验厅示意图（远点实验厅）。四个中微子探测器模块都置于水池中，上下与四周均被被 $2.5m$ 以上的水包围以屏蔽本底。在水池中放入光电倍增管做水契仑柯夫探测器，水池顶部是 RPC 探测器。水契仑柯夫探测器和 RPC 探测器构成完整的反符合系统。

延伸 $1m$ 以减少水池边缘的侧向覆盖空隙，同时能够分析 μ 子与周边岩石相互作用产生的本底。两层水契仑柯夫探测器与 RPC 探测器任意两个探测器组合，探测器效率都可达到 99.5% 以上，误差小于 0.25% 。三种独立的反符合探测器还可以互相检验，确定各自的探测效率。大亚湾实验对 μ 子屏蔽与反符合探测器系统的要求如下表 2.2 所示。

大亚湾实验除了中微子探测器、 μ 子反符合探测器之外，还主要包括前端电子学（ FEE ）、 RPC 前端电子学板（ FEC ）、触发、数据获取（ DAQ ）、刻度、离线分析软件等子系统，以及水循环净化、通风/空调、电力/安全、网络等辅助系统。其中触发系统主要用于中微子探测器与 μ 子反符合探测器的事件触发。中微子探测器和水契仑柯夫探测器的基本触发类型是多重数触发（即一定时间窗口内光电倍增管的过阈个数），其对应的能量阈值要求达到 $0.7MeV$ 或更低，即与考虑 3σ 能量分辨率后正电子能量区间一致。此触发条件保证了中微子事例能量谱形的完整及实验测量灵敏度。同时除多重数触发外，中微子探测器还提供总能量触发，可实用于独立触发或不同触发方式的相互检验，保证触发效率。

由于精确谱分析要求触发效率与能量无关，因此，大亚湾触发系统的设计原则是在计数率允许和不引入死时间的前提下，无论是记录信号还是本底，触发效率都尽可能

表 2.2: 大亚湾实验对反符合系统的要求

对宇宙射线 μ 子的联合探测效率 $\geq 99.5\%$
对宇宙射线 μ 子的联合探测效率的不确定度 $\leq \pm 0.25\%$
随机符合的死时间 $\leq 25\%$, 避免影响系统的统计精度
随机符合的死时间的不确定度 $\leq \pm 0.05\%$
空间分辨率为 $0.5-1m$
水契伦柯夫和RPC探测器的时间分辨率分别为: $\pm 2ns$, $25ns$
水屏蔽层的厚度不小于 $2m$

高。除了中微子事例的触发，中微子探测器触发系统还需要实现刻度和监测的其它几种类型触发：

1. 刻度触发：(a)发光二极管(LED)脉冲系统产生的触发，监测光电倍增管增益与时间响应。(b)周期性地光源送入到探测器内，监测探测器光衰减与探测器响应的空间特性。(c)放射源刻度产生的特定能量与多重数触发，标定探测器的响应。
2. 监测中微子探测器及电子学系统稳定性与研究随机本底的周期/随机触发。
3. 反符合探测器对中微子探测器模块引起的延迟触发（使用较宽松的阈值或多重数设置），单独产生能量触发或多重数触发。用于研究宇宙线 μ 子所引发的本底事例。
4. RPC 探测器每个模块都有四层独立的 RPC，每个 RPC 模块的触发方式是四选二的符合，由 FEC 单独实现。

大亚湾实验近、远实验点基线长度及探测器的具体位置是在综合考虑山体厚度、灵敏度等各个方面后，依靠相关的模拟和计算，通过 χ^2 分析法最终优化确定的。在所有影响因素中，最重要的是振荡几率随基线长度的变化，其它还包括具体山形相关的宇宙射线本底强度、反应堆误差的抵消程度、探测器误差及统计误差等。最终，优化后的大亚湾近点位于距大亚湾两个反应堆中心 363 米处，山体厚度为 98 米；岭澳近点位于距岭澳两个反应堆中心 481 米处（距岭澳二期两个反应堆中心 526 米），山体厚度为 112 米；远点位于距大亚湾两个反应堆中心 1985 米、距岭澳和岭澳二期四个反应堆中心 1615 米处，山体厚度约为 350 米。表 2.3 列出在最优化位置下，大亚湾中微子实验各实验点的基线长度、本底强度和预计的中微子事例率。

表 2.3: 各实验点的中微子探测器模块的事例数和信噪比

	大亚湾近点	岭澳近点	远点
基线长度	363m	距岭澳反应堆 481m 距岭澳-II反应堆 526m	距大亚湾反应堆 1985m 距岭澳反应堆群 1615m
岩石覆盖(m)	98	112	350
天然放射性(Hz)	< 50	< 50	< 50
μ 子计数率(Hz)	36	22	1.2
反中微子事例数(个/天)	930	760	90
偶然符合与中微子事例的信噪比(%)	< 0.2	< 0.2	< 0.1
快中子本底与中微子事例的信噪比(%)	0.1	0.1	0.1
^8He 和 ^9Li 本底与中微子事例的信噪比(%)	0.3	0.2	0.2

表 2.4: 大亚湾实验的系统误差和统计误差

误差类型	反应堆误差	探测器误差(/模块)	统计误差
误差大小	0.087%(4个堆) 0.13%(6个堆)	0.38%(预期) 0.18%(最佳)	0.2%

将整个实验设计的统计误差和系统误差(表 2.4)代入 $\chi^2 - pull$ 方法进行谱分析，并按六个反应堆、三年取数时间（2010-2013）统计量计算，可以得到实验的测量精度及灵敏度曲线，如图2.6左和2.6 右所示，即大亚湾实验 $\sin^2 2\theta_{13}$ 测量的灵敏度可达 0.008，且对 Δm_{31}^2 不敏感。

2.2 大亚湾中微子探测器

2.2.1 大亚湾中微子探测器的物理设计

大亚湾实验的物理目标是精确测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ ，测量灵敏度达到 0.01 或更好，这对整个实验的统计误差、系统误差及本底误差的控制提出了很高要求，特别是本底误差需要较先前实验低约一个数量级，才能保证实验精度，如表 2.5 所示，第 2.1 节已经从实验设计、布局的角度对此进行了讨论，本节将主要针对中微子探测器（AD）本身进行相关讨论。

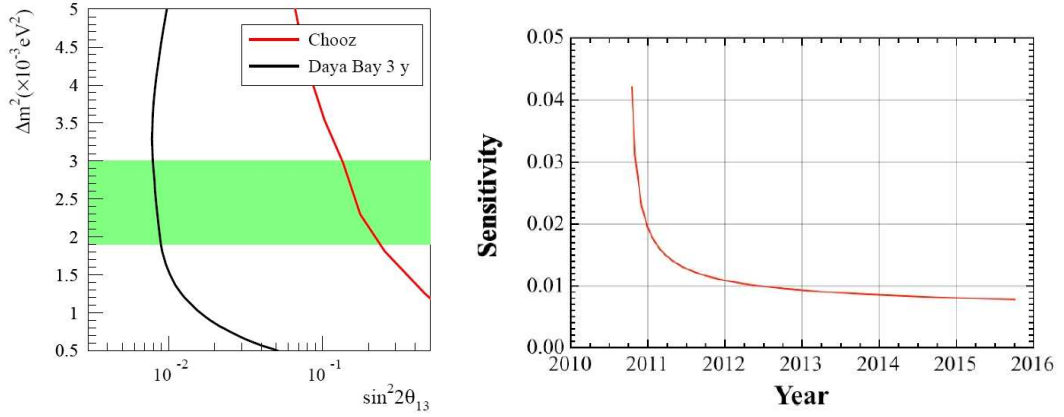


图 2.6: 90% 置信区间下, $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度期望值及其随取数时间的变化关系: 左图为 90% 置信区间下, 大亚湾实验测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度期望值(黑线); 红线是当前 CHOOZ 实验的灵敏度曲线; 右图为当 $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 时, 大亚湾实验 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度随取数时间的变化关系。

表 2.5: 在 90% 的置信区间内达到 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.01$ 灵敏度的误差要求

	统计误差	反应堆相关误差	探测器相关误差	本底误差
近点	0.05%	0.13%	0.38%/模块	0.3%
远点	0.16%	0.13%	0.38%/模块	0.2%

大亚湾实验是借助液体闪烁体中的反 β 衰变 (式 1.26) 测量 $\bar{\nu}_e$ 的, 通过联合 e^+ 快信号、中子俘获慢信号的能量和中子俘获时间三重符合特征可有效排除本底确定中微子事例。而且, 在液体闪烁体中加入一定量俘获截面远大于氢 (H) 的钆 (Gd) 元素, 中子俘获后可以得到总能量为 $\sim 8 \text{MeV}$ 的 γ 光子, 远高于可能的环境放射本底能量 ($< 3.5 \text{MeV}$), 且俘获的特征时间比不掺钆时缩短将近 7 倍仅为 $\sim 30 \mu\text{s}$, 使得此时的能量和时间特征可以更极大的降低偶然符合本底, 提高实验测量精度。

但即便如此, 中微子探测器的结构仍然必须进行必要改进、独特设计才能保证大亚湾实验物理目标的实现, 大亚湾实验对中微子探测器性能的相关要求详见表 2.6 [56]。我们把大亚湾中微子探测器设计的主要特点简介如下:

1. 大亚湾中微子探测器 (*Anti-neutrino Detector, AD*) 将采用三层同心圆柱结构 (如图 2.7), 三层之间用透紫的有机玻璃罐分隔。最内层用掺钆液体闪烁体作

为探测器的靶物质，掺钷液体闪烁体的体积即事例发生的有效体积。包围靶物质的中间层为不掺钷的普通液体闪烁体，用来沉积从靶物质中逃逸出来的 γ 光子的能量。最外层是矿物油，屏蔽来自光电倍增管玻璃和探测器外部的天然放射性本底。圆柱形探测器，建造难度小，造价相对低廉，在相同数目光电倍增管的条件下，性能与球形探测器相近，在整个探测器体积内具有良好的均匀性。同时，有机玻璃罐有效定义并分隔了靶区，避免了依赖于顶点重建的反电子中微子事例的筛选。最外层的矿物油屏蔽层，用来屏蔽外部天然放射性本底进入探测器的有效体积内，有效地降低了探测器单计数率，允许探测器能量阈值低于 $1.0MeV$ ，并且可以降低边缘效应、增强光电倍增管光收集、探测器响应的均匀性。

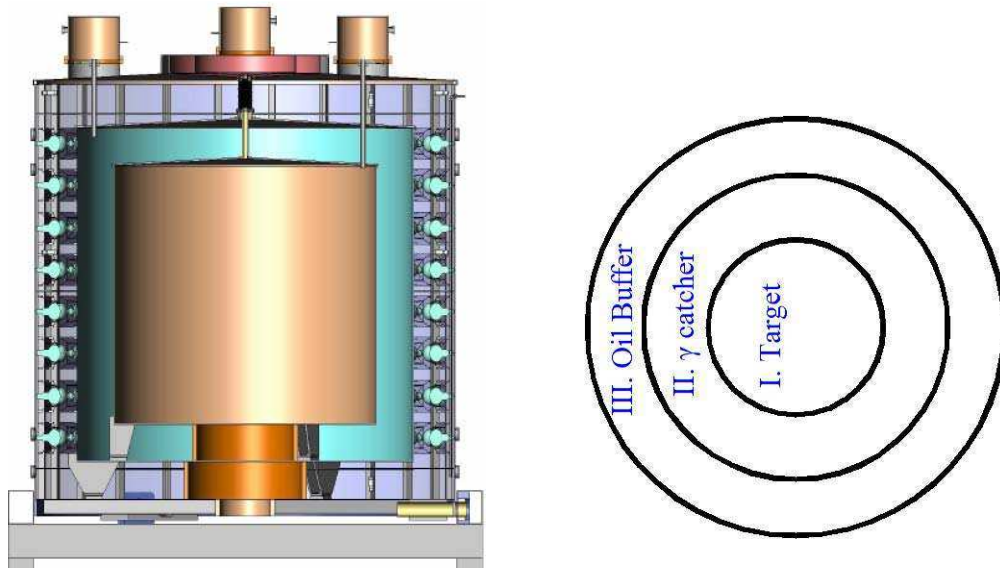


图 2.7: 大亚湾中微子探测器设计剖面图

2. 与光电倍增管全覆盖的探测器配置相比，在保持几乎相同光阴极覆盖面积的情况下，上下反射板的应用节省了近一半的光电倍增管通道数；即在光电倍增管个数一定的条件下，上下反射板使得探测器内光子收集效率最大化，提高了能量分辨率，减小了边缘效应、改善了探测器位置响应的均匀性。
3. 根据测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 对统计误差的要求，大亚湾远点实验厅总靶质量不得低于 80 - 100 吨，才能保证 3 年运行时间内 $\bar{\nu}_e$ 事例数统计误差达到设计要求，小于

0.2%。在优化探测器设计采用多模块测量，并考虑实验隧道横截面尺寸与造价的正比关系后，每个中微子探测器模块的尺寸最终选择如下：靶物质半径 $1.55m$ ，高 $3.1m$ ，共 20 吨掺钆液体闪烁体； γ 捕获层厚 $0.425m$ ，共 20 吨普通液体闪烁体；屏蔽层厚 $0.488m$ ，共 40 吨矿物油；容纳整个探测器物质的不锈钢罐为直径 $5m$ ，高 $5m$ 。探测器总重 100 吨。

4. 在远近实验点均成对放置中微子探测器，以便探测器间交叉检验，减小探测器带来的关联误差：大亚湾实验远点放置四个全同的中微子探测器，每个近点各放置两个中微子探测器。
5. 精确确定探测器靶质量、质子数以及 C/H 比，并确保远近点各中微子探测器液闪组分一致，并在安装时保证每一对中微子探测器内的普通液体闪烁体和光电倍增管特性一致且分布均匀，并与掺钆液体闪烁体的性能相匹配，减小探测器带来的关联误差。
6. 分辨中微子事例发生时间和便于本底研究，需要中微子探测器触发的时间分辨率小于 $25ns$ 。
7. 为了减小能量测量相关的系统误差，比如降低中子俘获信号 $6MeV$ 能量截断带来的误差，需探测器有足够好的能量分辨率；研究中微子振荡引起的能谱畸变也需要有好的能量分辨率。研究表明，中微子探测器的能量分辨率需小于 $15\%/\sqrt{E}$ 及良好的位置响应均匀性。
8. 矿物油屏蔽层要有效地减小随机噪声本底，使信号触发阈可设置在 $1MeV$ 以下，保证 e^+ 快信号的探测器效率可达到 100%。

大亚湾中微子探测器模块的最终设计采用 8 层共 192 只光电倍增管，在上、下反射板的作用下总有效光电面覆盖率达到 12%。模拟结果显示，中微子探测器的能量响应为 $\sim 105p.e./MeV$ ，中子被 Gd 俘获后释放的 $\sim 8MeV$ 总能量的能量分辨率为 $\sim 6.9\%$ ，重建结果为 $\sim 5.7\%$ ；在探测器靶物质中均匀产生的正电子事例重建得到的能量分辨率为 $11.6\%/\sqrt{E}$ 。此外， $8MeV$ 电子最大似然法重建得到的位置分辨率为 $12cm$ 。

大亚湾中微子探测器系统主要包括液体闪烁体、光电倍增管、反射板、刻度、监测、高压、电子学、数据获取(DAQ)、离线分析等物理相关的子系统，有机罐、钢罐、

表 2.6: 大亚湾中微子探测器的物理性能要求

指标	性能要求
靶质量/模块	$\geq 20T$
靶质量精度	$\leq 0.2\%$ 且精确获知 C/H 比
能量分辨率	$15\%/\sqrt{E}$
探测效率误差	$< 0.2\%$
能量阈值	$\leq 1MeV$, 覆盖所有能量范围 e^+ 信号
放射性本底计数率	$\leq 100Hz$
时间分辨率	$\leq 25ns$

支架、溢流罐、电缆、吊装器具等辅助子系统，以及安装流程、质量控制等工程设计，这里我们将仅针对如下内容进行详细介绍：（1）液体闪烁体；（2）电子学系统；（3）光电倍增管；（4）数据获取系统。

2.2.2 液体闪烁体

掺钆液体闪烁体 ($GdLS$) 是探测反 β 衰变 (IBD) 事例理想的反电子中微子靶，是大亚湾中微子探测器的关键组成部分。CHOOZ [60] 和 Palo Verde [36] 曾经应用 0.1% 钆含量（质量分数）的液体闪烁体使得中子俘获时间缩短至 $\sim 28\mu s$ 。

为了高精度测量反应堆中微子，掺钆液体闪烁体需满足如下特点：(1) 衰减长度足够长，达到数米量级；(2) 光产额足够高；(3) 极低的杂质含量，特别是天然放射性成分例如铀 (U) , 钍 (Th) , 镭 (Ra) , 钾 (K) 和氡 (Rn) ；(4) 长时间的化学稳定性，数年内无明显变化，避免任何化学分解、水解，胶体凝聚或者结晶，否则将导致闪烁体特性随时间产生变化，影响实验测量精度。为此，大亚湾实验对掺钆液体闪烁体提出了如表 2.7 所示的性能要求。

美国布鲁克海文国家实验室 (BNL)，中国的高能物理研究所 ($IHEP$) 以及俄罗斯杜波纳联合核子研究所 ($JINR$) 已经进行了长期的掺钆液体闪烁体研究研制工作，具有丰富经验，当前正在合作研制大亚湾中微子探测器闪烁体。

掺钆液体闪烁体的研制工作一般着重以下几个方面：（1）选择合适的有机闪烁体作为掺钆液体闪烁体的母体；发展出可靠的化学工艺合成钆的化合物以便在液体闪烁体

表 2.7: 大亚湾中微子探测器液闪性能要求 [38, 56, 79]。

项目	要求	备注
化学稳定性	$> 5 \text{ years}$	数据获取期间无明显改变
oil/LS 和 $GdLS$ 衰减长度	$> 10m$	确保良好光学收集性能以及能量分辨
液闪光产额	$> 100 \text{ p.e./MeV}$	满足能量分辨率
放射性含量	$< 10^{12} \text{ g/g}$	减少偶然符合本底
LS 中 Gd 的溶解	保证 Gd 溶解的均匀性	保持探测效率
C/H 比精度	$< 0.1\%$	
大批量生产液闪批次要求	每批($LS, Gd - LS, oil$)无差异	每批次成对灌装中微子探测器以保证探测器性质无差异

母体中溶解并保持稳定性。许多芬芳族化合物都可以用来制作液体闪烁体，比如偏三甲苯(PC)较普遍的应用于其他中微子实验，但它的缺点是闪点偏低 ($48^\circ C$)；苯基环己烷(PCH)比偏三甲苯具有更低地反映阈能，但是光产额比偏三甲苯低一半；Double Chooz [81] 选用的二异丙基萘(DIN)和1-苯基-1-二甲苯基乙烷(PXE)，但是它有当前我们的纯化技术无法排除的一个 $450nm$ 以下紫外波段吸收带；直链烷基苯(LAB) [82] 是一种极好的液体闪烁体溶剂，它由附着在苯环上的 ~ 10.13 个的 C 原子链组成，具有偏三甲苯相似的光产额，以及高闪点 ($130^\circ C$)，应用广泛、价格较低；矿物油 (MO) 和十二烷(DD)在紫外波段都具有非常好的光学透明性，不需要纯化，但是有报道说矿物油和偏三甲苯的混合物会导致有机玻璃损坏。 PC 和 LAB ， PC 和 DD 以及 LAB 和 PC 都是大亚湾实验的候选对象。（2）纯化掺钆液体闪烁体各组分，以降低天然放射性本底，提高光学性能；（3）发展出合适的分析方法来监测掺钆液体闪烁体关键性能随时间的变化：液体闪烁体的长期稳定性是通过质量控制 (*quality control*, QC) 定期测量其衰减长度和光产额监测的。高能物理研究所已经发展出一套液体闪烁体长期稳定性质量控制测试系统 [83]，1 米的测量光程可以精确测量衰减长度最长至 $20m (\pm 1m)$ 。

2.2.3 电子学系统

大亚湾中微子实验的电子学系统主要包括中微子探测器与水池水契仑科夫探测器的前端读出电子学（*FEE*）、*RPC* 前端电子学（*FEC*）、时钟系统以及触发系统（本地触发板 *LTB*，多区域联合触发板 *MTB*），物理设计框图如图 2.8 所示[38, 56, 79]。

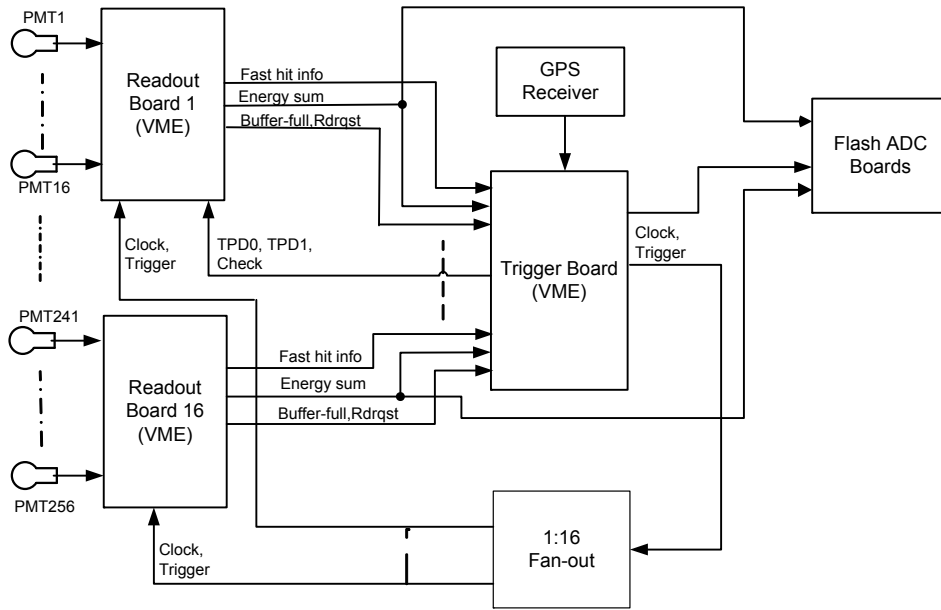


图 2.8: 大亚湾实验电子学系统框图

前端电子学读出系统（*FEE*）被设计用来专门处理光电倍增管的输出信号，主要功能包括：（1）为触发系统提供快信息，包括：击中数（*NHIT*）和临近 16 通道光电倍增管的模拟求和信号（*ASUM*）；（2）对每一路光电倍增管的输出脉冲做电荷积分、模数转换并通过寻峰给出电荷值；（3）同一个触发下，精确的给出光电倍增管的相对击中时间。

蒙特卡罗（*MC*）模拟显示大亚湾中微子探测器内反电子中微子事例在每个光电倍增管上的能量沉积约为 0~50 光电子（*p.e.*），再综合考虑各种因素后将该范围设计为 0~200*p.e.*；相应的，宇宙线 μ 子在中微子探测器内每个光电倍增管上的能量沉积范围约为 0~1000*p.e.*。因此前端电子学电荷测量必须实现双动态范围测量，以保证低能中

表 2.8: 大亚湾实验对 *FEE* 电子学板的各项性能要求

项目	要求	备注
电荷线性范围	$0 \sim 200 p.e.$	精确测量反 β 事例
电荷满量程	$0 \sim 1000 p.e.$	宇宙线 μ 子测量
电荷测量精度	$< 0.1 p.e. @ 1 p.e.$	无畸变测量单光电子谱
噪声水平	$< 10\% @ 1 p.e.$	电子学噪声对测量无影响
击中时间测量范围	$0 \sim 500 ns$	满足触发延迟及光子传播需求
击中时间测量精度	$< 1 ns$	事例顶点重建
取样时钟频率	$\geq 40 MHz$	精确还原 <i>PMT</i> 脉冲形状
<i>ADC</i> 位数/通道	≥ 12	确保 1 个 <i>AD</i> 一个 <i>VME</i> 机箱
<i>VME</i> 标准	<i>VME64xp</i> – 340mm	<i>DAQ</i> 框架需要

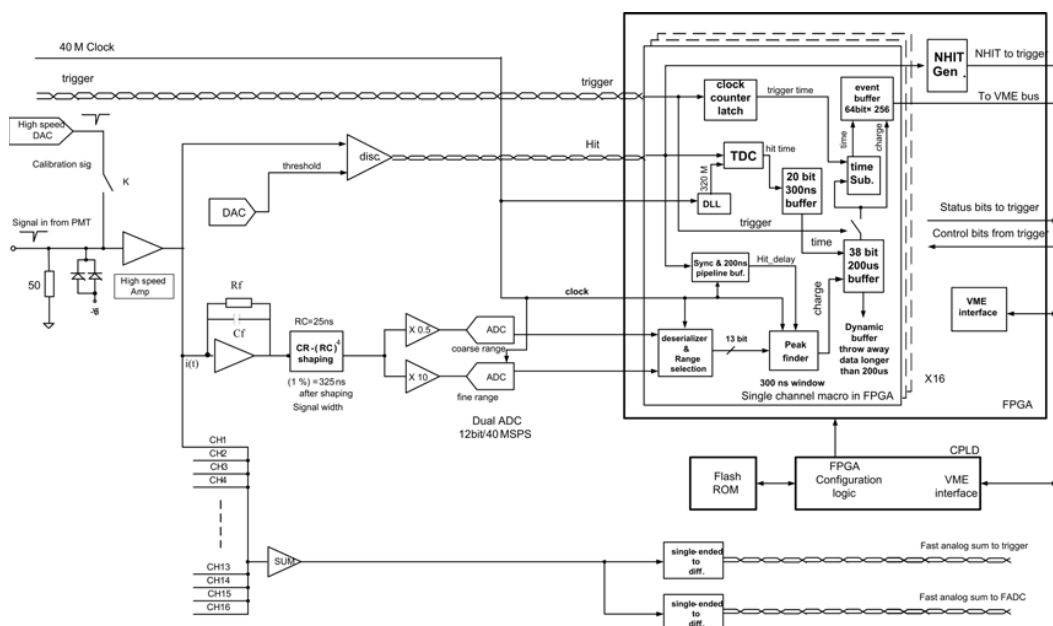
微子信号的分辨率以及大的能量动态范围研究宇宙线相关的本底。

当单光电子输出时，光电倍增管的内在分辨率约为 $30\% \sim 40\%$ ；由于暗噪声计数的限制，光电倍增管单道阈值一般为 $1/3 - 1/4 p.e.$ ，这也就决定了前端电子学引入的电子学噪声要低于这个水平，不影响电荷测量的分辨率。因此，要求前端电子学噪声的 *RMS* 值小于 $0.1 p.e.$ ，分辨率优于 $20\% @ 1 p.e.$ 。

鉴于单光电子输出时，光电倍增管的渡越时间、上升时间和甄别器的时间漂移，导致输出信号总的时间晃动约为 $1 \sim 2 ns$ ，因此电子学通道测量给出的光电倍增管相对击中时间精度须优于 $1.0 ns$ ，测量的动态范围必须覆盖触发延迟时间以及最早、最晚击中时间间隔，也就是要求击中时间测量的动态范围约为 $0 - 500 ns$ 。大亚湾实验实验对前端电子学板的各项要求请详见表 2.8。

前端读出电子学板全部工作在 $9U$ *VME* 机箱上，每块前端电子学板可提供 16 路输入通道并实现电荷与击中时间测量，同时把每块前端电子学板上过阈通道数与 16 路模拟求和信号即总电荷值反馈给本地触发板（*LTB*）。触发板将根据参数设置实时产生触发信号并分发给每块前端电子学板作为电荷寻峰开始信号，及每个 *TDC* 通道作为计时停止信号，同时触发前端电子学板读取 *ADC* 和 *TDC* 数据进入缓冲区。

前端电子学板电路设计如图 2.9 所示，输入的光电倍增管信号经过幅度缩放，被实时的应用于三种测量电路：电荷求和电路（模拟求和，送给本地触发板用于能量触发），脉冲积分成形、电荷测量电路（图 2.10 左）和击中时间测量电路（图 2.10

图 2.9: FEE 电子学板电路设计框图

右)，这也是大亚湾前端读出电子学设计的基本原理与测量结构。

电荷测量电路中的 $CR - (RC)^4$ 作为脉冲信号成形电路，提供了较为平滑的电荷积分波形，最终的电荷积分波形总宽度约 $325ns$ 。电荷测量的寻峰设计如图 2.11 所示，一般光电倍增管电荷积分波形出现在通道击中时刻的 $200ns$ 以后，而峰值出现在 $300ns$ 附近，这个时间延迟主要由硬件电路的积分成形时间引起。积分成形后的波形由 $12-bit DAC$ 实现模数转换，之后由寻峰程序完成信号电荷量的捡取。寻峰开始时刻由接收到的本地触发板（*LTB*）触发信号决定，一般在通道击中时刻 $200ns$ 左右开始。大亚湾实验为缩短测量死时间、提高多光子连续击中的鉴别能力，寻峰时间窗口宽度为 $325ns$ 。电荷寻峰精度要求波形取样时钟不得小于 $40MHz$ 。通道击中时间 *TDC* 计时所用的计数时钟为 $320MHz$ ，*bin* 宽为 $1.563ns$ ，*RMS* 值为 $0.5ns$ ，计时开始信号由单独的幅度甄别器控制，14 位 *DAC* 设置阈值。

前端电子学板通过标准 *VME A24 : D32* 接口与 *VME* 机箱实现通信并通过 *VME* 背板读出实验数据, 大亚湾实验设计采用 *MVME5500*。

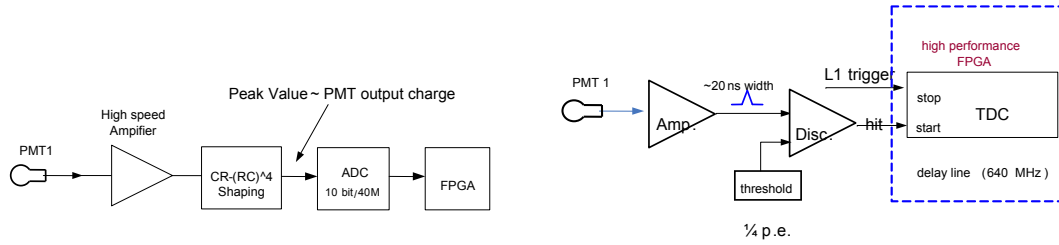


图 2.10: *FEE* 电荷与击中时间测量框图：左图为电荷测量（此为模型板设计图，10bits ADC，单动态范围测量），右图为击中时间测量。

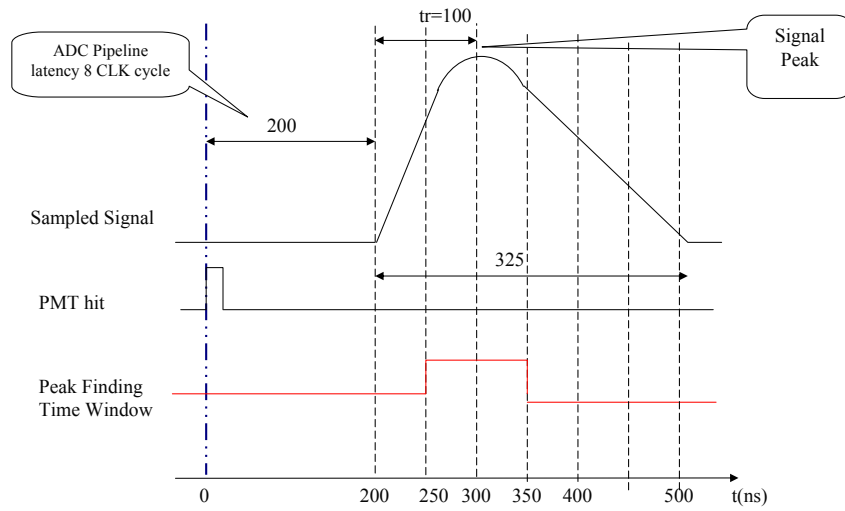


图 2.11: *FEE* 寻峰时序设计

大亚湾中微子实验的本地触发系统（*LTB*）（结构如图 2.12 所示）的主要作用是通过适当触发条件为探测器系统特别是中微子探测器提供各种事例触发（中微子快慢、本底、宇宙线 μ 子）。大亚湾实验中微子探测器的基本触发模式为多重数触发，同时提供总能量触发方式，通过自身不同触发方式的相互检验，保证中微子探测器的能量触发阈值低于 0.7MeV ，确保中微子事例快信号的触发效率达到 100%。除基本触发方式

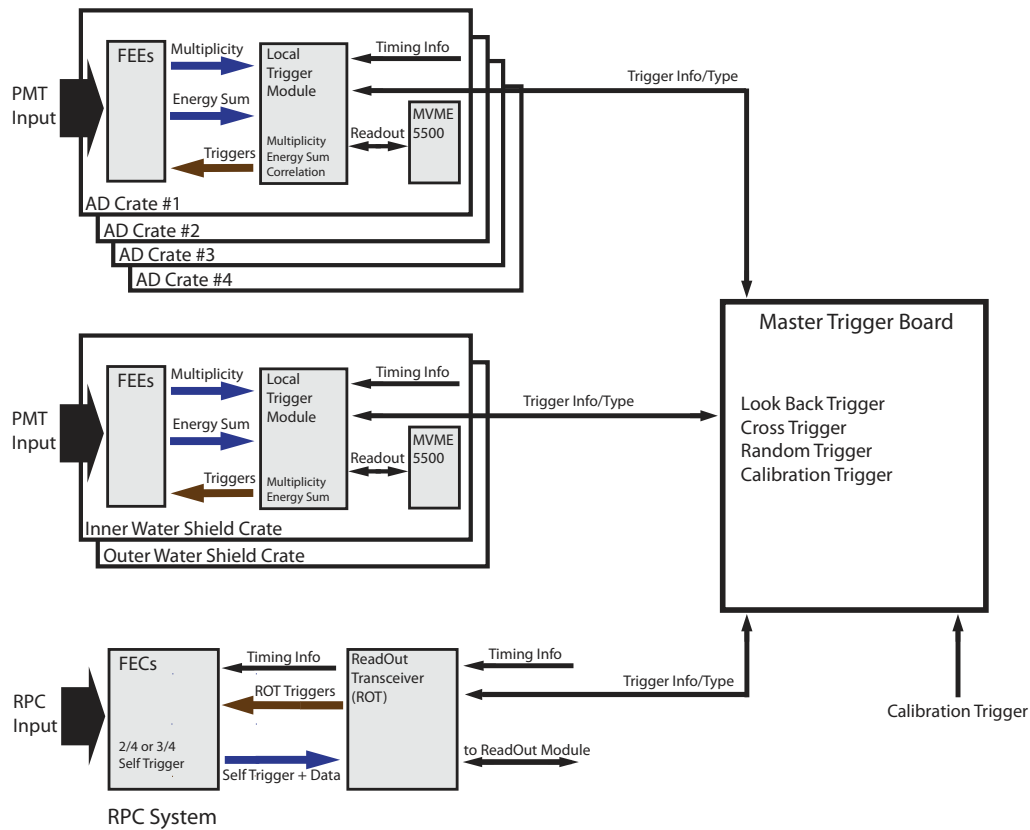


图 2.12: 大亚湾实验中微子探测器触发系统设计

外，大亚湾触发系统另外还有几种触发方式用来进行探测器刻度与监测，比如 *LED* 触发；放射源触发；周期性触发等。实验对触发系统的基本要求请详见表 2.9。其中，能量阈值与触发效率的设计目标是保证快信号（最小能量 1.02MeV ）的探测效率；高精度谱分析要求在整个信号能量区间（ $0.7\text{MeV} \sim 12\text{MeV}$ ）具有能量无关的触发效率。实验早期在事例率、死时间允许的条件下，对信号与本底将采用高效率触发，在得到精

表 2.9: 大亚湾触发系统的各项性能要求

项目	要求	备注
触发效率	$>99\%$	高效率减小系统误差
触发时间	$13ns$	测量中子俘获时间
能量阈值	$\sim 0.7MeV$	高效率探测快信号
适应性	动态算法	各种条件的函数组合
可重复性	数 ns	AD 探测器间一致
系统余量	大于1种算法	可以测量触发效率

确本底测量之后，可以调整触发效率以便排除本底保持中微子事例的高效率。

触发时间是物理分析的关键参数之一。由于中微子事例是通过离线分析快慢信号之间的能量、时间关联再构建得到的，因此为每个读出机箱、每个触发添加一致且准确的时钟标签将是异常重要的，这将通过 GPS 系统、触发系统、前端电子学系统的相互配合得以实现（如图 2.13 所示）。同时，触发系统必须能够利用相同的触发板设计实现简单的各种触发机制的应用，比如不同的触发阈值，允许不同类型触发模式进行逻辑“或”运算以便交叉检验或交叉刻度不同触发模式，得到高的触发效率。另外，由于大亚湾实验的每个子探测器的触发和数据获取都是独立的子系统，这种设计方案下，不同触发数据流的同步也就变的异常重要，特别是为了标记与理解宇宙线 μ 子相关的本底。因此，大亚湾实验的时间系统必须提供一个整个实验统一的时间标签给各个子系统探测器系统，包括各实验厅触发、数据获取、前端电子学板，而且，不同实验点如果具有同步时钟还可以让我们鉴别某些物理现象例如超新星爆发、宇宙线空气簇射等。大亚湾时间系统（如图 2.13）主要包括 GPS ，中央时钟产生器，本地时钟扇出等。

2.2.4 光电倍增管

浸没在矿物油中的 192 只光电倍增管（ PMT ）是中微子探测器内的闪烁光灵敏探测器，共八层从上到下分布在中微子探测器的有机罐周围，每层 24 只被平均布置在一个水平支撑环上，光阴极朝向探测器中轴线。反电子中微子事例通过这个光电倍增管阵列才得以探测并重建，因而光电倍增管的性能对整个中微子探测器的性能起着直接的定性作用。反电子中微子实验具有低通量，低能量信号的特点，综合考虑中微子探测器

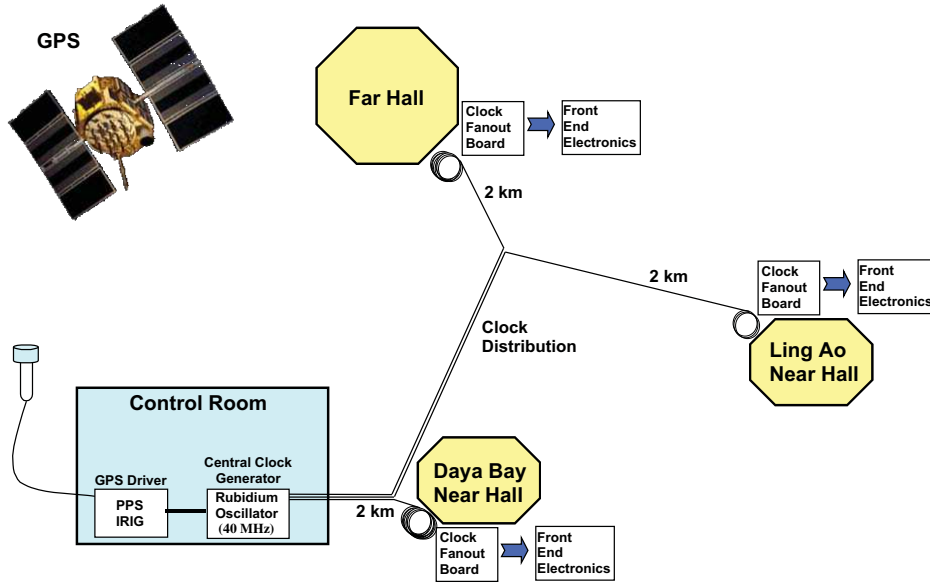


图 2.13: 大亚湾时钟系统设计

内光电倍增管的光电面覆盖率，光电倍增管的通道数，价格及本底等因素后，大亚湾实验最终选用直径 8" 的 *Hamamatsu R5912 PMT* 作为最终光探测器 [38, 56, 79]。

为了实现大亚湾实验的物理目标，需要对实验用光电倍增管各方面的性能给出限制，下面将分别予以讨论（最终参数要求见表 2.10）：

1. 光电面的面积: $> 330\text{cm}^2$ ；入射窗玻璃及其它部分总的放射性: $^{40}\text{K} \leq 2.7\text{Bq/PMT}$, $^{232}\text{Th} \leq 0.5\text{Bq/PMT}$, $^{238}\text{U} \leq 0.7\text{Bq/PMT}$ ；
2. 量子效率：通过正电子快信号和中子俘获慢信号在时间上的符合我们得以探测、识别反电子中微子事例, 为了最大化实验灵敏度, 需要高效率探测快信号，即快信号的探测阈值需低于 1MeV ，而对于给定光电倍增管光阴极覆盖面积的探测器，最优化的光电倍增管量子效率才能给出最高的效率。对液体闪烁体探测器来讲，就是要求光电倍增管光阴极效率曲线与液闪的发射光谱相匹配。因此根据大亚湾液体闪烁体的发射光谱特性要求实验用光电倍增管的量子效率： $> 25\% @ 420\text{nm}$, $> 1\% @ 600\text{nm}$, $> 12\% @ 320\text{nm}$, $> 8\% @ 300\text{nm}$ ；光电面上各点量子效率变化 $< 15\%$ ；

3. 增益：对大亚湾中微子探测器中的快慢信号来说，大多数着火光电倍增管仅能接收到一个或几个单光电子(*s.p.e.*)，因此为保证单光电子信号的效率，光电倍增管需要工作在较高的高压状态提供较高增益。要求PMT增益能够达到 $\geq 3 \times 10^7$ @ 2000V，一般典型工作增益 1×10^7 ；具有良好的单光电子分辨效率，较大峰谷比，单光电子响应峰谷比 > 2.5 @ 1×10^7 增益。同时，要求 450mG 横向磁场作用下，效率降低不大于 15%。
4. 能量分辨率：中微子振荡的能谱分析要求中微子探测器快信号测量具有良好的能量分辨率。它依赖于探测器的设计，也依赖于光电倍增管的光阴极覆盖率和性能，其中光电子的统计涨落是影响能量分辨的主要因素，因此要求光阴极不同位置的效率差异需小于 15%；地磁场影响下变化小于 15%。
5. 光电倍增管响应具有良好线性：测量到的总能量正比于总光电子数，因此光电倍增管的良好线性有利于保证能量测量精度。输出电荷 0 - 1nC 动态范围内非线性小于 5%； 1×10^7 增益条件下，阳极电流脉冲峰值 0 - 60mA 范围内，非线性 $< 2\%$ ，阳极电流脉冲峰值 0 - 80mA 范围内，非线性 $< 5\%$ 。
6. 前脉冲、后脉冲以及暗噪声都会降低探测器的能量分辨率：要求 1×10^7 增益下，当入射脉冲强度等效 50 光电子时（主信号积分时间 80ns）要求前脉冲 $< 5\%$ ，（积分时间：主信号前 100ns），后脉冲 $< 5\%$ ，（积分时间：主信号后 0.1-20 μ s）。
7. 时间特性： 1×10^7 增益条件下，上升时间 $\leq 5ns$ ，下降时间 $\leq 10ns$ ，渡越时间 $\tau_{typ} - 5ns < \tau < \tau_{typ} + 5ns$ ，渡越时间展宽 $\leq 3ns$ （单光电子信号，1/4 光电子阈值）。
8. 暗噪声频率：8" 光电倍增管工作在 $0.3-3 \times 10^7$ 增益，室温，1/3 光电子阈值时，暗噪声频率 $< 10KHz$ 。
9. 磁场灵敏度：当外部横向磁场从 0 增加到 450mG 时，单光电子响应的变化不大于 20%；渡越时间展宽不大于 15%。
10. 天然放射性：鉴于探测器中光电倍增管与液闪之间的距离非常近，因此光电倍增管自身所携带的天然放射性杂质(^{40}K , ^{232}Th 和 ^{238}U) 的含量必须很少，必须使用低放射性玻璃，最终的单计数率 $\sim 10Hz/PMT$ 。

11. 长期稳定性： 1×10^7 增益下，一周内增益漂移 $< 5\%$ ，一年内增益漂移 $< 10\%$ ，光电倍增管电流脉冲输出随温度变化 $\leq 1\%/^{\circ}C$ 。各中微子探测器模块所用光电倍增管性能没有明显差异。
12. 良好的机械强度，以避免运输、处理和安装过程中因加速度或受力而带来的损坏。而且中微子探测器、水契仑科夫探测器中光电倍增管都会承受一定的压力，因此要求光电倍增管光阴极玻璃至少能够承受 $300kPa$ 的静态压力。应该尽量减少玻璃中的气泡。

表 2.10: 大亚湾中微子探测器 *PMT* 性能要求 [38, 56, 79]。

项目	要求& 备注
谱灵敏度	<i>PMT</i> 量子效率峰值需大于: $25\% @ 420nm$, $8\% @ 300nm$, $12\% @ 320nm$, $1\% @ 600nm$
增益	$\geq 10^7$ (专用 <i>base</i>) <i>PMT</i> 增益必须达到 $3 \times 10^7 @ HV \leq 2kV$:
单光电子分辨率	峰谷比 $\geq 2.5 @ 10^7$ 增益
磁场灵敏度	单光电子响应(增益,分辨率,时间)变化 $\leq 20\%$, 阳极效率变化 $\leq 15\% @$ 横向磁场强度 $450mG$
光阴极位置均匀性	光阴极不同位置最大差别 $\leq 15\%$
输出线性	阳极脉冲线性优于 5% $@ 0 \sim 1nC$ 动态范围 @ 增益 10^7
暗噪声事例率	$25Hz/cm^2 @ 20^{\circ}C$ $1.0 \times 10^7 \rightarrow 3.0 \times 10^7$ 暗噪声增加比例 $\leq 30\%$, $\leq 0.3 \times 10^7 \rightarrow 1.0 \times 10^7$ 的事例率增加
前、后脉冲	阳极信号的前后脉冲比例 $\leq 1.5\%$
增益稳定性	漂移 $\leq 5\%/周$, $\leq 10\%/年$, 温度依赖性 $\leq 1\%/^{\circ}C$
上升、下降时间	上升时间 $\leq 6.5ns$, 下降时间 $\leq 10ns @$ 单光电子
度越时间(<i>TTS</i>)(<i>FWHM</i>)	$\leq \sim 3ns @ 10^7 @$ 单光电子
天然放射性	每个硼玻璃 <i>PMT</i> 放射性 $\leq$: ^{40}K : $2.7Bq$; ^{232}Th : $0.5Bq$; ^{238}U : $0.7Bq$
机械强度	可承受压力 $300kPa$ 可承受 $1.34mm$ 幅度 $15Hz$ 正弦振荡 $30s$ ($2G$ 加速度)

2.2.5 数据获取系统

大亚湾实验数据获取系统 (DAQ, [38, 56, 79]) 的主要任务是提供用户与探测器的交互界面并记录中微子探测器的反中微子候选事例, 以及为理解本底所记录的其他类型事例, 包括宇宙线 μ 子, 低能天然放射性本底等。同时根据电子学系统讨论的内容, 数据获取系统需要精确地记录时间信息, 以备离线分析应用。

大亚湾数据获取系统的主要作用是: 读取前端电子学的数据; 完成前端电子学数据的事例组装; 规则存储实验数据; 运行控制及状态监测。因此, 大亚湾实验对数据获取系统的主要要求包括:

(1) 控制需求, 每一子探测器系统 (μ , AD) 拥有自己独立的 DAQ 系统, 以减小不同探测器间的关联, 但允许全局或局域控制运行。同时易于配置电子学、DAQ 的运行参数。

(2) 事例率, 大亚湾远点中微子探测器的事例率主要是天然放射性本底造成的, 而两个近点除了天然放射性本底之外还有宇宙线的贡献。综合各种因素之后各实验点每个中微子探测器的事例率在 100Hz 左右, 三个 μ 子探测器逻辑“或”的总事例率最大 1kHz 左右, 因此大亚湾 DAQ 系统的设计为每个实验点事例率处理能力为 1kHz (见表 2.11), 数据量 $\sim 1.5\text{MB/s}$; 但为了触发相关的中微子、快中子信号, 需要能够区分时间间隔 $\geq 300\text{ns}$ 的触发事例。

(3) 带宽, 数据获取系统的带宽与事例率、事例构成和事例大小相关。根据大亚湾原始数据格式的定义, 每个实验点的数据量约为 $1.5\text{MB/s} @ 1\text{kHz}$, 同时系统需要提供足够的带宽余量, 三个实验点的总数据带宽约为 3MB/s , 但这个值将随着全波形数字化读出或者附加触发的增加而增加。

(4) 死时间, 因 DAQ 系统引入的系统死时间可忽略 ($<0.5\%$)。

大亚湾数据获取系统是在 BESIII DAQ 和 ATLAS TDAQ 软件的框架结构基础上发展而来的, 主要分为两部分: 数据流软件和在线软件, 前者的主要工作是负责接收探测器数据并传输到海量存储设备。后者则涉及到实验和 DAQ 的方方面面, 负责数据获取、测试、刻度期间的控制。大亚湾数据获取系统相应的也主要由两部分组成, 前端和上位机软件。前端软件是基于 VME 总线协议的实时操作系统, 是上位机软件与前端电子学、触发板的交互接口, 其主要任务是前端电子学板参数配置、数据读出、机箱内事例组装和互联网数据传输; 硬件载体为 VME 机箱控制器 (嵌入式单片机),

表 2.11: 大亚湾实验事例率、数据量估计($NNear$,近点; $FFar$, 远点)

探测器	事例类型	事例率(Hz)			比例	通道数	数据量 (kB/s)
		DB	LA	Far			
$\bar{\nu}_e$ 探测器	宇宙线 μ 子	36×2	22×2	1.2×4	100%	192	1408
	放射性本底	50×2	50×2	50×4			
内水池	放射性本底与噪音	50	50	50	10%	123(N)	31
	宇宙线 μ 子	250	160	15	70%	169(F)	526
外水池	放射性本底与噪音	50	50	50	10%	168(N)	41
	宇宙线 μ 子	250	160	15	30%	212(F)	309
RPC	放射性本底与噪音	2000	2000	3000	10%	32/模块	217
	宇宙线 μ 子	186	117	11			11
总数据量	kB/s	1042	788	714			2544

用来收集、处理和传输数据，型号选定为基于 $1GHz$ $PowerPC$ CPU $MPC7455$ 和 $UniverseII$ 芯片组的 $MVME5500$ ，最大数据通量为 $80MB/s$ /机箱。前端实时软件系统选定为商业版嵌入式实时 $Linux$ ，内核版本号为 2.6.9。同一实验厅的所有 DAQ 读出机箱通过快异步以太网链接到本地同一台事例组装电脑。通过事例组装确保各探测器间硬件或软件的相互独立，并单独存储每个探测器的数据流。事例组装后的数据将通过快光纤连接传输到本地磁盘阵列，这个磁盘阵列的作用是远程数据档案的缓存器以及作为在线数据处理的快速缓存，每天的数据量约为 $0.3TB$ 。 DAQ 配置数据库则为软件运行提供各种参数配置，输出和保存各种运行参数，包括软硬件组成，运行模式等。

第三章 中微子探测器模型的设计和建造

为了实现 $\sin^2(2\theta_{13}) \sim 1\%$ 的测量精度，必须控制实验总的系统误差小于 0.5%，而探测器的设计与建造将是成功的关键。高能物理所研制建造的大亚湾中微子探测器模型为大亚湾实验大体积液体闪烁体探测器的建造、分析提供了第一手经验与数据。模型实验的主要作用包括：（1）验证大亚湾中微子探测器的物理设计，能量响应、分辨率、反射板的作用、位置响应等；（2）为液体闪烁体或掺钆液体闪烁体的研制和大规模生产提供经验；（3）积累大规模液体闪烁体探测器内光电倍增管应用的经验；（4）提供大型液体闪烁体探测器建造的经验；（5）测试大亚湾电子学系统，并为探测器系统调试积累经验；（6）探测器的性能刻度与监测方法研究： γ 、中子响应，时间特性等；（7）调试 *Geant4* 模拟程序、光学参数。

本章主要是针对高能物理研究所中微子探测器模型的设计及建造过程做详细的讨论。

3.1 中微子探测器模型的物理设计与系统构成

大亚湾实验中微子探测器区别于其他已有中微子实验探测器的主要特性是：（1）三层同心同轴圆柱形设计；（2）上下反射板代替光电倍增管 4π 立体角覆盖。高能所中微子探测器模型的首要任务是验证大亚湾中微子探测器物理设计的可行性。模型探测器主要包括模型探测器本体、宇宙线 *Veto* 系统、高压电源系统、电子学和数据获取系统，以及探测器监测刻度系统，下面将分别予以讨论。

3.1.1 模型探测器本体

模型探测器是大亚湾中微子探测器设计的简化形式，为两层同心同轴的圆柱形结构（如图 3.1 所示）：内层为闪烁体靶物质，外层为矿物油屏蔽层；最外层为内

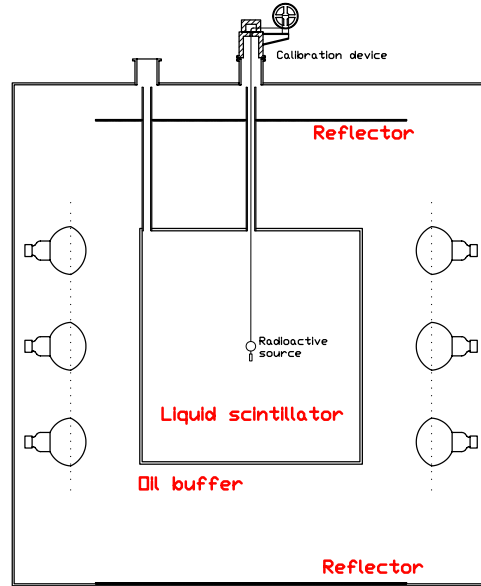


图 3.1: 中微子探测器模型的结构示意图

高 208.5cm 、内径 198.0cm 的不锈钢罐（如图 3.2）；内外两层由外高 98.5cm 、内径 93cm 的透紫有机玻璃罐分隔，有机罐底端距不锈钢罐底面 50.0cm ，并由厚 10mm 、高 50.0cm 的有机玻璃圆环底座支撑；上、下反射板分别厚 5mm ，直径 130cm ，且下反射板紧贴不锈钢罐的底面，上反射板的下表面距有机玻璃罐上端表面 45.0cm ，也就是说上下反射板相对有机玻璃罐中心在竖直方向上存在 5cm 的不对称。同时，在有机玻璃罐上表面有两个竖直的有机玻璃管向上延伸到不锈钢罐的顶盖，并与顶盖的对应开口相通，作为液体闪烁体的注入通道或放射源的刻度通道，分别称为中心和边缘刻度管。中心刻度管与有机玻璃罐同轴，边缘刻度管中心距有机玻璃罐中心 42.5cm 。

不锈钢罐顶盖的开口将安装放射源刻度装置（如图 3.3），用于定位与控制放射源在探测器内的位置。刻度装置的外罐是铅屏蔽层，用于放射性防护；带刻度的转盘，周长为 40cm ，用于定位放射源位置；放射源与转盘通过缠绕于转盘上的尼龙线连接；最终放射源将经滑轮系统沿刻度管送入探测器。

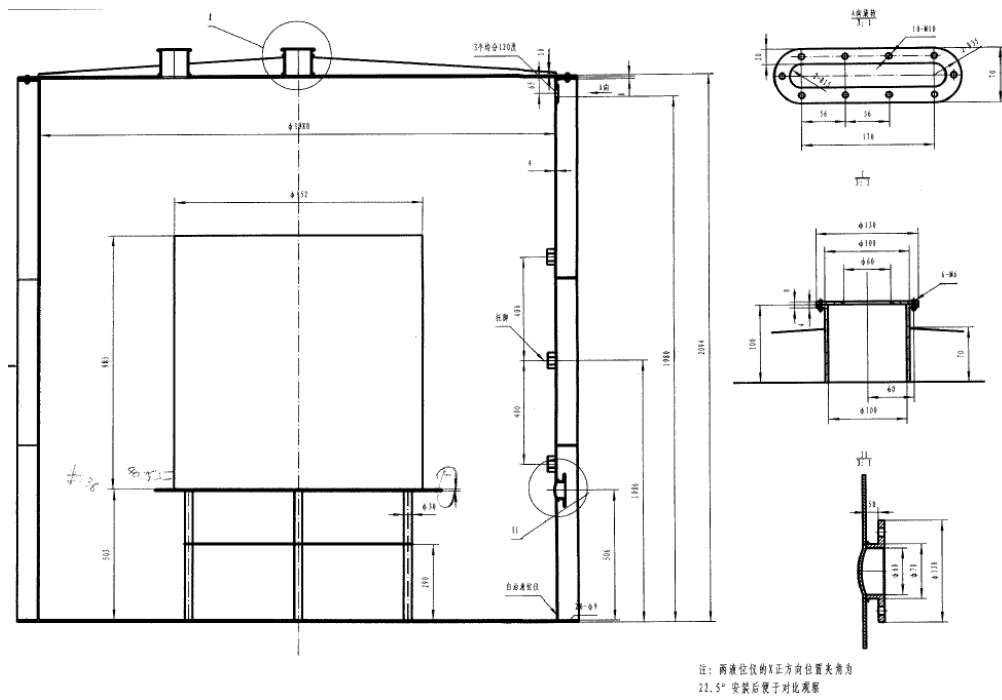


图 3.2: 中微子探测器模型的不锈钢罐机械图。

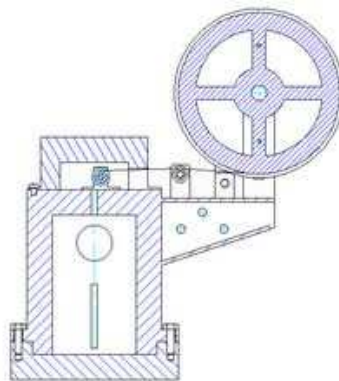


图 3.3: 中微子探测器模型使用的刻度装置

有机玻璃桶内的液体闪烁体为粒子探测敏感区域，入射粒子能量由液体闪烁体转化为荧光，经光学传播后被探测器的光敏感元件光电倍增管收集并转化为光电子形成电信号输出，再经由相关电子学和数据获取系统获得原始数据。光电倍增管、电子学电荷输出的动态范围设计为 $0 \sim 200p.e.$ ，整个系统的能量测量动态范围为 $0 \sim 10MeV$ 。

模型探测器目前共进行了两个阶段的实验：第一阶段的靶物质为不掺钷的普通液体闪烁体，溶剂为 30% 的均三甲苯和 70% 的矿物油，溶质为 $5g/L$ 的 *PPO* 和 $10mg/L$ 的 *bisMSB*。第二阶段的靶物质是 0.1% 掺钷液体闪烁体，溶剂为线性烷基苯 *LAB*，溶质为 $3g/L$ 的 *PPO* 和 $10mg/L$ 的 *bisMSB*。

3.1.2 光电倍增管支撑结构

模型探测器使用 45 个来自 MACRO 实验的 8" *EMI9350* 光电倍增管作为光探测器件收集闪烁体荧光。所有光电倍增管光电面均朝向探测器中轴线且被安装在不锈钢罐内表面并浸没在矿物油中，每十五个围成一圈，并沿环面圆周均匀分布(如图 3.4 左图所示)。依设计光电倍增管前端的光阴极球面顶端与有机玻璃罐的距离为 $22.5cm$ ，中间层光电倍增管的位置与有机玻璃罐的中心同高，且相邻两圈光电倍增管之间的距离为 $40cm$ 。光电倍增管与上下反射板的总有效光电面覆盖率为 $\sim 14\%$ 。

光电倍增管的支撑由环状不锈钢支撑结构（光电倍增管支撑环）上均匀分布的十五对钢筋托圈实现。每对托圈分别用于固定光电倍增管的光电面和尾部(如图 3.4 右图所示)。为了防止光阴极入射窗和钢筋托圈直接接触扰乱光电倍增管信号，在光电倍增管和托圈之间需加入垫圈，同时防止光电倍增管使沿轴向移动造成滑脱。为降低探测器内的光学复杂度，简化探测器响应模式及模拟程序，不锈钢罐内表面及光电倍增管支撑环等所有钢结构均涂成黑色，以使照射到不锈钢罐内壁和其他钢结构上的光学光子完全被吸收。

3.1.3 宇宙线反符合系统

中微子探测器模型实验是在地平面上进行的，宇宙线流强很大，必须考虑宇宙线产生的 μ 子对模型探测器测量的影响。

根据有关数据显示 [87]，海平面，宇宙线产生的能量高于 $1GeV$ 的 μ 子的流强约为 $1个/(cm^2 \cdot min)$ ，平均每个 μ 子的能量约为 $4GeV$ 。通过简单计算估计，穿过模型探测

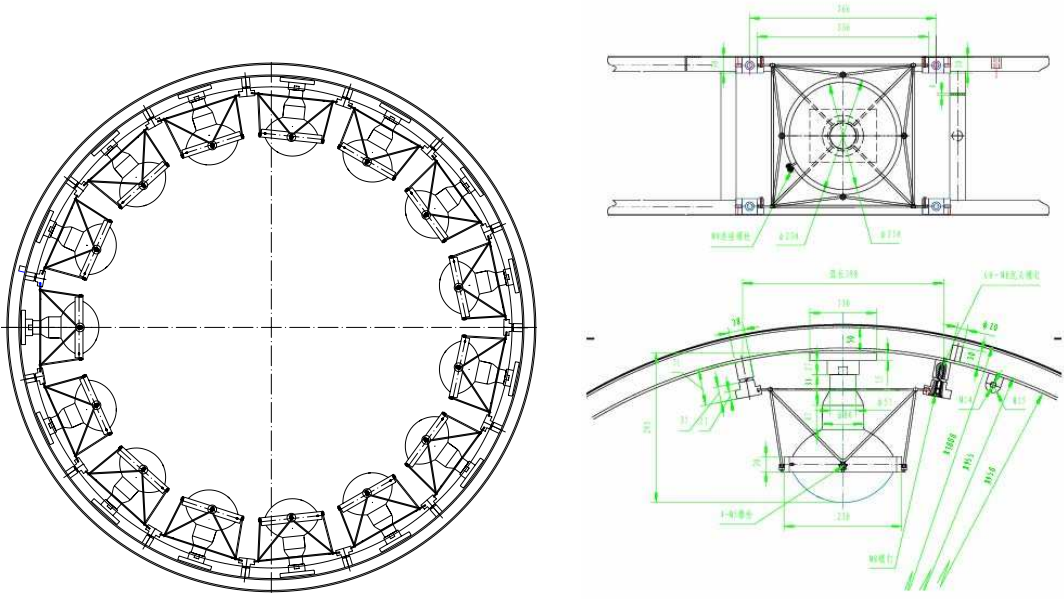


图 3.4: 中微子探测器模型的 PMT 支撑结构设计图: 左图为 PMT 支撑环, 右图为单 PMT 的支撑结构。

器液体闪烁体的能量高于 $1GeV$ 的 μ 子计数率约为 $400Hz$ 。液体闪烁体中每厘米径迹 μ 子至少损失 $2MeV$ 能量[88], 即每个 μ 子在模型探测器液闪内将沉积平均 $200MeV$ 能量 (1 米液闪尺度), 而设计的模型实验能量测量动态范围小于 $10MeV$, 也就是说, 宇宙线 μ 子穿过探测器靶物质后将使探测器输出严重饱和, 而且因光电倍增管输出信号过大导致探测器系统需要一定的时间来恢复基线, 造成系统工作不正常。因此, 为了甄别并排除实验测量中的宇宙线本底, 需要将模型探测器放置于宇宙线反符合探测器的保护之下, 以反符合宇宙线 μ 子事例, 要求效率大于 90%。

模型实验的宇宙线 μ 探测器设计为简单覆盖式反符合系统, 通过在 $3m \times 3m \times 3m$ 的立方体钢骨架上 (顶部、除底面外的周围四面) 覆盖塑料闪烁体包围模型本体达到宇宙线甄别与反符合的目的。钢架四周计划由 35 块 L3+C 实验 [89] 使用过的闪烁体探测器模块构成: 该模块内部由十六块 $25 \times 25 \times 2cm^3$ 的小块塑料闪烁体排成一体, 通过光纤收集输出光信号, 所有的光纤被分成两组, 每组 64 根束成六十度角的扇形; 每个模块用铝合金制成的外框包装, 外围尺寸是 $1.25 \times 1.02m^2$, 有效面积为 $1 \times 1m^2$; 每相邻三个模块共用一个光电倍增管 (Hamamatsu R2490) 读出, 共 12 路; 顶部计划由 20

块有效长度为 $2.8m$ ，宽为 $15cm$ ，厚 $5cm$ 的长条状塑料闪烁体探测器（BES 实验 *TOF* 探测器）构成，也由光电倍增管（*HAMAMASTU R2490*）在闪烁体一端通过光导耦合单端读出光学击中信号，共 20 路。

3.1.4 高压电源系统

中微子探测器模型实验主要的信号输出来自于光电倍增管，高压电源作为光电倍增管工作的驱动源，工作稳定性直接决定着探测器响应的稳定性。模型实验中模型本体共有 45 路信号输出，再加上宇宙线反符合系统的 32 路，共 77 路光电倍增管通道，均为负高压，工作电压范围主要集中在 $-1300V \sim -2500V$ ，暗电流一般小于 $300nA$ 。因此，待选的高压电源系统的高压输出、功率范围需满足要求，同时要求输出高压稳定性 $\pm 2V$ ，具有良好的温、湿度稳定性，易于面板或远程控制、警报输出。这里我们将选用意大利 CAEN 公司的 *SY127* 高压机箱系统，并组成菊花链由 *CAENet* 网络实现高压系统的统一控制。

3.1.5 电子学系统

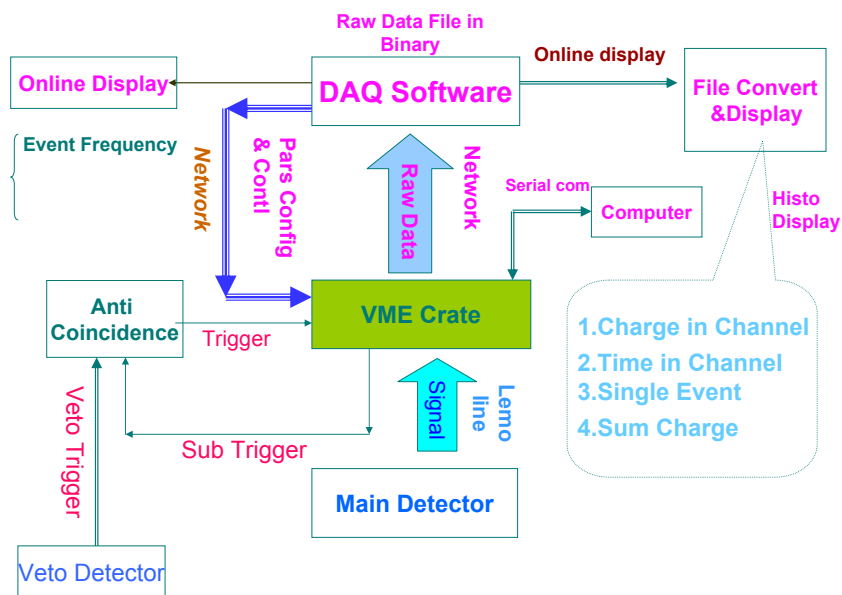
作为大亚湾实验电子学系统的模型板，模型实验的前端电子学读出板 *FEE*、触发板 *LTB*，将实现并测试第 2.2.3 节所述的大亚湾电子学系统的主要功能，但也与未来的大亚湾实验用板存在部分区别，主要包括：

- （1）模型实验只有一个 *VME* 机箱，不存在各机箱时间同步的问题，也就不包括时间系统的测试；且 *VME* 机箱控制器控为 *MVME5100*；
- （2）模型实验板第一版本只实现了总能量阈值触发的模式；
- （3）模型触发板的触发时间是通过触发板自身 $40MHz$ 时钟实现的相对事例时间，精度为 $200ns$ ，循环周期为 $\sim 0.86s$ ，没有绝对时标；
- （4）前端电子学模型板电荷测量所用的是 $10-bit$ 电荷模数转换 *ADC*，且只有单动态范围电荷测量不具备单触发多次击中的记录能力，电荷积分波形宽度约为 $500ns$ 而不是 $325ns$ ；
- （5）前端电子学模型板的电荷寻峰宽度为 $1\mu s$ 而不是 $325ns$ ；
- （6）前端电子学模型板的事例缓存个数设计为 256 个，但仅实现了 128 个。

3.1.6 数据获取系统

模型实验的配置与需求不同于将来大亚湾实验，因此所用数据获取系统的前端与上位机软件系统也不同于大亚湾实验的设计，但包含了第 2.2.5 节所述的未来大亚湾实验数据获取系统的各种特点，测试了数据获取系统的基本结构与性能。模型实验数据获取系统区别于大亚湾实验的主要特点是：

(1) 模型实验只需要组装同一个 *VME* 机箱/*AD* 内的数据, 不需要机箱间组装; 同时模型的宇宙线 μ 子探测器只作为反符合应用, 不需要数据获取, 触发模式也仅包括总能量触发模式, 刻度、测试触发由硬件实现, 而且独立实现了离线数据显示模块。图 3.5 说明了模型 *DAQ* 的主要框架。

图 3.5: AD 模型 DAQ 系统框架

(2) 模型所用前端软件为 *VxWorks* 实时操作系统；主要工作流程设计见图 3.6 [96, 97, 98]，移植于 *BESIII* 数据获取前端软件，并根据大亚湾电子学板配置要求、数据读出特点进行了相关更改。

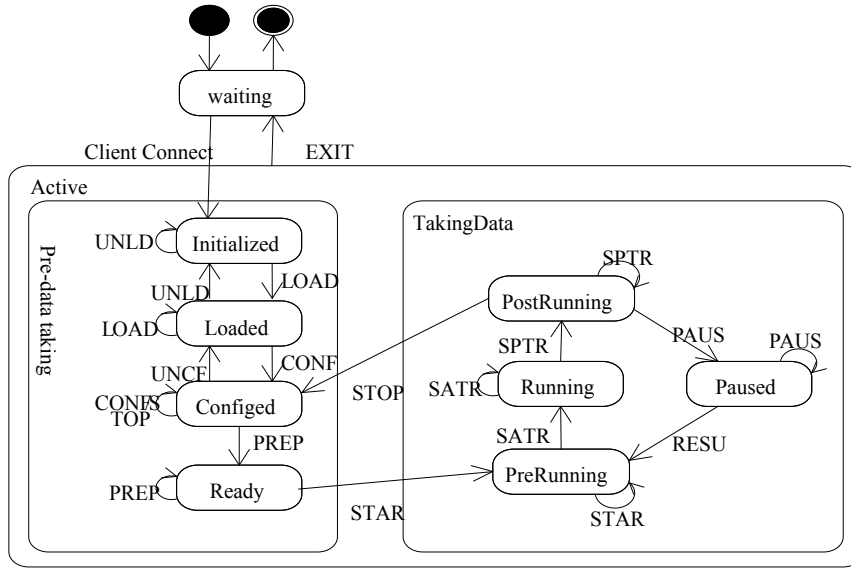


图 3.6: AD 模型 DAQ 系统前端软件流程

(3) 模型 DAQ 上位机软件直接移植于 *BESIII* 数据获取系统，继承了 *BESIII* 事例分级分段组装的框架结构，只是根据模型实验只有 45 路光电倍增管的电荷与时间信息，对事例内容及事例组装方式进行了修改；模型实验的电子学系统、DAQ 运行配置参数相对简单，主要包括总能量触发阈值、单道触发阈值、数据保存目录等，都是通过 *gdm1* 语言数据库实现的，DAQ 的用户界面参见图 3.7 左图。DAQ 软件得到的原始数据格式为二进制格式，经过专门为模型实验编写的刻度软件、二进制数据到 *root* 格式转化程序，得到最终实验数据，再通过离线显示软件可以分别显示 45 路光电倍增管分通道电荷、时间信息、总电荷信息等。离线显示软件用户界面参见图 3.7 右图。

(4) 模型实验测量的能量区间较低（能量阈值 $\sim 0.1\text{MeV}$ ），天然放射性本底、宇宙线、放射源强度都较大，导致总事例率远高于大亚湾实验，这进一步导致在事例大小小于大亚湾实验的情况下，数据流量大于大亚湾实验。

(5) 模型实验的事例相对时间并没有建立单独的数据格式空间，而是借用每块前端电子学板的第 16 路通道，作为普通通道数据组装、传递，再经过数据解析得到的。每个事例数据的长度为定长 108 字节。

(6) 数据文件包括 *run* 号、文件编号，每个文件事例数设定为 10000 个。

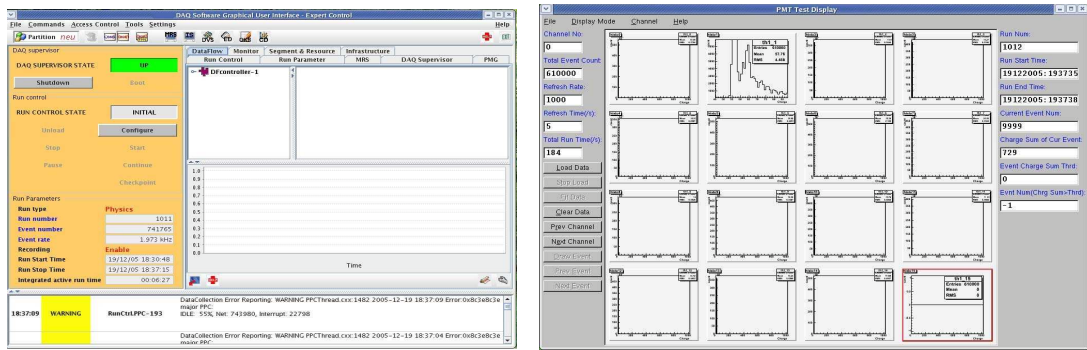


图 3.7: 模型实验 DAQ 与数据显示用户界面：左图为 DAQ 界面，右图为数据显示界面。

3.1.7 探测器刻度与监测

大亚湾中微子实验物理目标的实现需要我们对探测器性能有极其精确地了解，同时能够精确监测探测器响应以及工作状态。实验大亚湾实验的测量目的也就是要测量远近点探测器中微子相对流强精度优于 1%，这要求不同 AD 探测器间的差别或者对差别理解的准确度高于 $\sim 0.1\%$ 。这些目标的实现需要复杂的探测器刻度与监测程序来完成。模型探测器实验的重要目的之一就是探索与实践探测器刻度与监测的有效方式。

探测器建造的精度控制是关键环节之一，包括安装位置精度，液闪质量，液闪性质差异， C/H 比的监测等。远近点探测器响应差别会导致实验测量得到的中微子能谱出现畸变，因此，数据测量以前必须准确刻度探测器，并在数据测量过程中监测探测器响应，这将是决定探测器误差的最终因素。探测器的刻度与监测主要包括：

(1) 光电倍增管时间、增益、量子效率的刻度；通过 LED 系统刻度时间达到 $1ns$ 精度；以及 LED 照射下通过光电倍增管单光电子测量刻度增益；假设同一圈光电倍增管的相对同一个中心轴点立体角对称，那么通过放射源测量可以刻度光电倍增管的相对量子效率。

(2) 光学光子的产生、传播和反射，即中微子探测器系统的液闪光产额，液闪、白油、有机罐的衰减长度，上下反射板、钢罐反射率的刻度。通过固定在不同位置的 LED、光电倍增管系统刻度衰减长度；通过区分 LED 发光时光电倍增管接收到的直接光与反射光来测量上下反射板的反射率；通过固定位置的放射源监测闪烁体的相对光产额及不同探测器的差别和同一探测器掺钎与不掺钎液体闪烁体的光产额比例。

(3) 放射源是刻度探测器能量响应的有效手段，包括 γ 响应，中子响应，中子俘获时间，位置效应等。

(4) 宇宙线 μ 子相伴随的短寿命放射性同位素或者裂变中子、米歇尔电子也是有效的监测手段，它们均匀分布在探测器内，相较于点源提供了丰富的探测器响应信息，可以作为探测器性能刻度或者长期性能监测的有效手段。

探测器控制系统 (DCS) 控制着实验的各种仪器，包括高压系统、刻度系统以及环境监测参数、探测器状态，包括电源电压、温湿度、气压、放射性等，这个系统还包括了部分安全系统，如骨架保护、快速互锁系统等。

模型实验系统作为较小的探测器系统，将在探测器建造过程中探索大型液闪探测器的建造流程，精度控制等，以及探索并实践 LED 对光电倍增管增益的刻度方法、放射源刻度方法，数据分析方法；以及探测器相关的各种环境变量的监控与监测。

3.2 模型探测器的建造

探测器的设计决定了探测能力的极限，而探测器的实际制造水平则决定了最终的探测能力。探测器建造过程的许多实际问题更是探测器设计时容易忽略或者根本无法预见的，因此，中微子探测器模型的建造为我们进一步完善、建造未来的大亚湾探测器提供了宝贵的实践经验。

3.2.1 光电倍增管性能测量

如前所述，模型实验选用 MACRO 实验使用过的 8" 光电倍增管（型号：EMI 9350KA）作为模型探测器的光学灵敏探测器件。通过先期研究，我们比较好的了解了此型号光电倍增管的响应特性，比如单光电子响应谱 [90]，前/后脉冲特性、相对量子效率、角度响应曲线、增益、暗电流、线性 [91]，以及其负高压分配器 (base) 等。

我们通过热噪声的方法测量了所有光电倍增管的热噪声发射谱、高压与增益的关系，并根据测量结果选择用于模型实验的光电倍增管，主要性能指标为热噪声事例率以及热噪声发射谱的峰谷比，同时，要求光电倍增管光阴极玻璃、颈塑料、插针等部分无明显机械缺陷；高压分配器 (base) 元器件焊接、工作正常。此次测试也作为光电倍增管工作状态的第一次检验。图 3.8 是测量得到的典型热噪声发射谱，可见此电压

表 3.1: 模型用 48 个光电倍增管的热噪声事例率与峰谷比, 热噪声是将光电倍增管放入黑箱 1 小时后的测量结果, 阈值为 $1/3p.e.$, 增益约 3×10^7 , 温度范围为 $15 \sim 18^\circ C$, 湿度范围 $35\% \sim 39\%$ 。

	热噪声事例率			峰谷比	
	$< 5kHz$	$5kHz \sim 10kHz$	$10kHz \sim 39kHz$	$1.5 \sim 2.0$	≥ 2.0
PMT个数	35	3	10	26	22

下此光电倍增管的增益约为 3×10^7 。根据大亚湾实验对光电倍增管的要求以及模型实验的需要, 我们最终挑选了 48 个光电倍增管, 工作于 $\sim 3 \times 10^7$ 增益下的工作电压均在 $-1400V \sim -2000V$ 范围内, 它们的热噪声事例率及峰谷比分布见表 3.1。

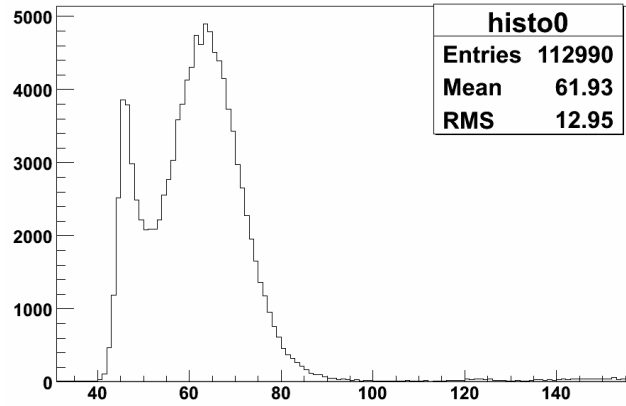


图 3.8: 典型 EMI 9350KA 热噪声发射谱: 横轴为 ADC 道数 ($0.25pc/bin$) ; 纵轴为计数;

3.2.2 机械制造

机械制造的精度直接决定探测器建造的几何精度, 影响探测器安装, 甚至延误实验进度。模型探测器系统涉及的主要机械结构包括: 2 米直径 2 米高的钢罐, 钢罐上盖, 有机玻璃罐, 光电倍增管支撑环, 反射板, 宇宙线反符合系统钢骨架。

由于模型探测器没有强烈的低本底要求, 因此钢罐的建造只需要考虑与矿物油的兼容性, 所选材料为普通 304 不锈钢; 钢罐设计生产的主要技术难点包括: (1) 大尺寸

钢结构的机械强度及运输；（2）密封，特别是钢罐既需要气密封，还要求做到良好的光屏蔽；钢罐上盖与钢罐主体的密封，上盖刻度管通道的密封，液位计接口密封；最终采用挤压 *PVC* 密封垫的密封方式。我们通过监测密封后钢罐内光电倍增管暗噪声计数率的方法，检测了钢罐的光屏蔽及密封性能。（3）钢罐内壁涂黑，根据模型探测器的设计，钢罐内壁需涂黑以去除反射光、简化顶点重建及探测器响应模型，但需考虑与矿物油的兼容性，而且钢罐尺寸较大，难以利用不锈钢发黑工艺，只能采用不包括高温烘烤过程的氟碳漆喷涂的方式给钢罐内壁涂黑。为了防止氟碳漆干燥后碳粉渗出污染矿物油降低其光学性能，在氟碳漆喷涂之后，又增加一层透明的环氧作为保护层。图 3.9 是建造完成后的钢罐外观（左内）、钢罐上盖（右图）以及宇宙线反符合系统钢骨架（左外）。反符合系统钢骨架设计为带滑轮、可移动、可拆卸的大型钢结构，但是长时间放置后，因自身重力导致变形严重，可拆卸一侧的拆、装困难。也就是说，大型钢结构体的设计使用必须充分考虑到结构自身的变形给机械安装带来的可能困难。



图 3.9: 建造完成的模型钢罐、反符合探测器骨架、*PMT* 支撑环：左图内为钢罐，左图外为反符合探测器骨架，右图下为钢罐上盖，右图上为 *PMT* 支撑结构。

有机玻璃罐桶部的制造方法主要有两种：板材成形粘接和直接浇注成形；但后者制作大尺寸有机玻璃容器很困难。模型实验分别利用两种方法各制作了一个有机玻璃容器，相比之下，板材粘接方法更容易保证基材的光学性能及加工精度。图 3.10 左图是利用板材粘接方法为模型实验制作的有机玻璃罐。有机玻璃罐制作完成后，一项重要工

作是检验容器的密封性能、承压能力，我们曾采用的方法包括正气压检验法、纯净水检验法（如图 3.10 右图）。试水实验说明，板材粘接的模型有机罐在承受 45cm 水压情况下仍然安全。另外，模型实验的经验说明：有机玻璃罐桶部与刻度管粘接处是脆弱部位，需要特殊设计与保护，比如采用软连接。

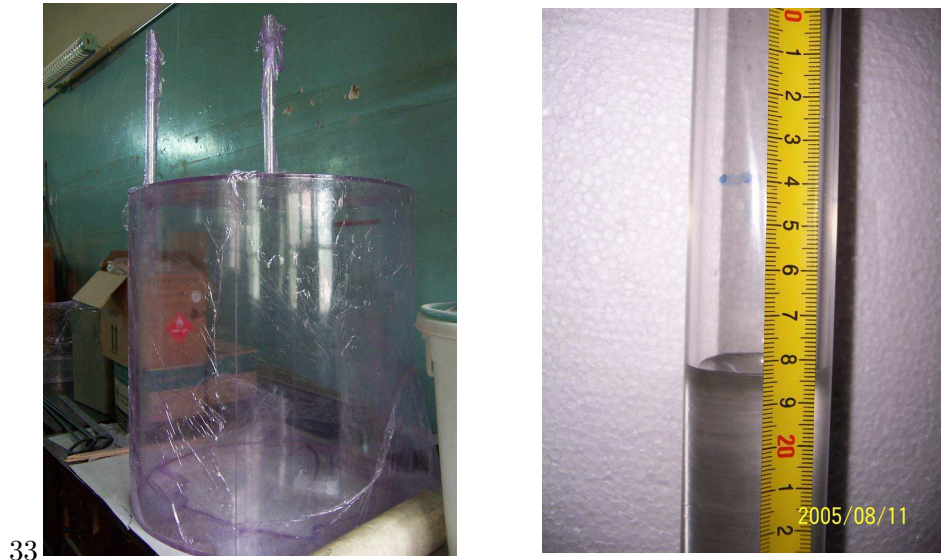


图 3.10: 模型实验有机罐及密闭性测试：左图有机罐；右图有机罐密闭性水测试。

模型实验光电倍增管支撑结构由钢筋焊接而成（如图 3.9 右图上），主要问题是不能保证制造精度，偏差较大，导致光电倍增管安装困难或者受力过大，易于给光电倍增管造成机械损伤，破坏真空，安装后光阴极朝向有偏差。模型实验的反射板是在有机玻璃板基材上胶粘铝膜（一期）或者 *ESR*（二期，如图 3.11）制造的，主要问题是所用粘接剂与矿物油的兼容性问题、反射层平整度的问题，以及钢罐上端反射板安装后，因重力导致畸变下垂。经实验检验，模型所用粘接剂与矿物油兼容，并且不会被矿物油腐蚀。

3.2.3 液体闪烁体的制备与生产

掺钆液体闪烁体作为大亚湾中微子探测器的核心部分，其性能及稳定性从根本上决定着整个实验的最终精度。虽然合作组内对大批量掺钆液体闪烁体的研制、生产具有丰富经验，但是已有的前期预研结果都不是特别理想。高能所更是需要模型实验检验闪烁

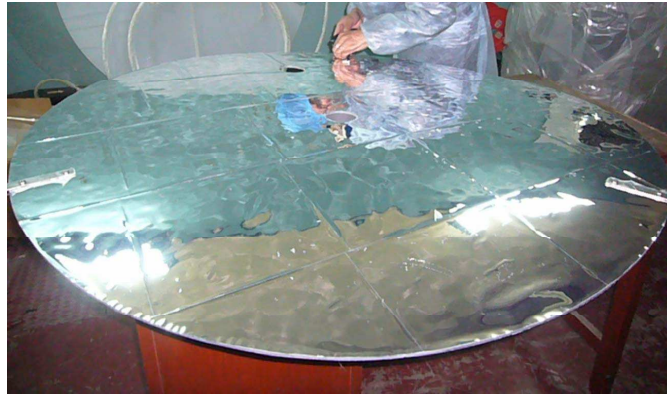


图 3.11: 模型实验 *ESR* 反射板

体的配方及制备生产流程。

掺钷液体闪烁体的生产主要分为三步 [92]：（1）钷固体络合物的制备与保存；（2）普通液体闪烁体的生产；（3）钷络合物在 *LAB* 中的溶解，生成高浓度掺钷 *LAB* 溶液；（4）高浓度掺钷 *LAB* 溶液稀释并与普通闪烁体配比达到 0.1% 钷浓度。其中，钷络合物的制备与保存是关键步骤，温度与 *pH* 值决定着最终络合物的质量。高能所模型实验钷固体络合物的制备见图 3.12；

模型一期不掺钷普通液体闪烁体的制备（溶剂为 30% 的均三甲苯和 70% 的矿物油，溶质为 5g/L 的 *PPO* 和 10mg/L 的 *bisMSB*）已经为第二期普通液体闪烁体的制备提供了丰富经验（溶剂为线性烷基苯 *LAB*，溶质为 3g/L 的 *PPO* 和 10mg/L 的 *bisMSB*），基本要求是：配置容器和配置环境的洁净；溶剂、溶质本身良好的光学性能，否则需要过滤以去掉杂质；根据先前 Chooz [84, 85, 86] 和 Palo Verde [86] 实验配置、使用液体闪烁体的经验，液体闪烁体配置过程中要尽量避免与金属材质的物体接触，因此，配置过程中我们主要采用聚四氟乙烯、有机玻璃或者少量硅胶作为过滤、搅拌、灌装等过程工具的材质。

钷络合物在 *LAB* 中的溶解配制高浓度钷的 *LAB* 溶液时，需要将钷络合物与 *LAB* 按比例充分搅拌、溶解，并且过程中需要通 *Ar* 气以排除液体中的氧气，达到良好的光学性能，同时由于钷络合物溶解后释出结晶水，如果采用静置的方式使结晶水与闪烁体分离至少需要 2 到 3 周时间。溶解过程请参见图 3.13。最后通过 *LAB* 将高浓度钷的 *LAB* 溶液进一步稀释，并与高浓度普通闪烁体溶液配比达到 0.1% 钷浓度完成掺钷液体

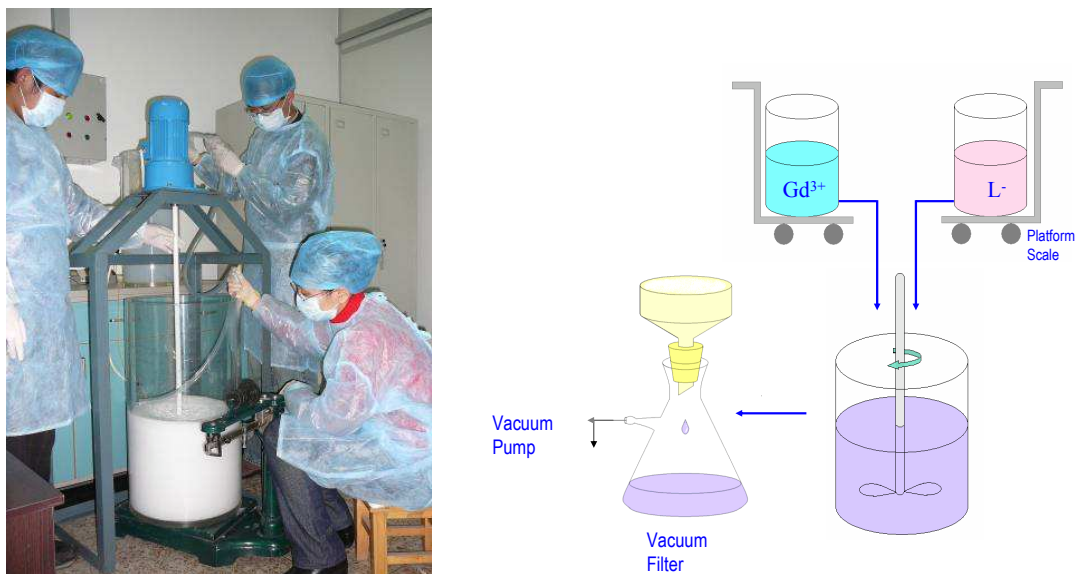


图 3.12: 模型实验钆固体络合物的制备：左图为制备现场；右图为制备流程图。

闪烁体的生产，此过程中也要求通 Ar 排氧。

高能所模型实验共配制掺钆液体闪烁体约 900L，其中模型实验使用约 750L，剩余的 150L 被用来进行离线长期稳定性监测及其他测量实验。

3.2.4 模型本体安装

大体积液体闪烁体探测器通过收集液闪荧光作为粒子探测手段，对各种介质（矿物油、有机罐、液体闪烁体）的光学性能特别是光衰减长度有较高要求。为防止矿物油的二次污染，首先需要针对浸入、接触矿物油的各种元件、结构进行清洁，并确保安装过程无污染。清洁是探测器建造的第一道关键工序，涉及到了探测器的各个组成部分，是最耗时、辛苦的工作阶段，模型实验采取的主要措施包括：搭建临时洁净间，清洗后的安装、检测等各个环节均在洁净间内完成；将探测器各部分拆解到最小单元逐一进行清洁，不留死角；使用大功率超声波整体清洗元器件，并用有机溶剂清洁油类污染物，最后用纯净水冲洗。通过这些措施，有效保证了操作环境、探测器元器件、未来探测器本身的洁净。



图 3.13: 钼固体络合物与 LAB 的溶解

中微子探测器模型本体各组成部分包括钢罐、钢罐上盖、光电倍增管、光电倍增管支架、有机罐、反射板、液体闪烁体、刻度装置、高压与信号线等，完成清洁后，它们的组装是在一定的工序下完成的，下面将按照安装的先后顺序详细介绍。

（1）光电倍增管与支撑架的组装

光电倍增管需要逐个安装到支架上，如图 3.14 所示，主要技术难点包括：支架的钢筋结构导致安装困难、精度误差较大。生产难以保证设计精度的条件下，需要适当调节支架上光电倍增管前后固定环的松紧程度，调整光电倍增管受力方向与大小，避免因光电倍增管受力过于不均匀导致光电倍增管安装前后、以及安装到探测器内后因压力/浮力带来硬性损伤；而且光电倍增管支架前后固定铁环同心度较差，使得部分管子安装方向不正，导致光电倍增管自身轴线与支撑架 R 方向有夹角；光电倍增管支撑结构的螺丝连接件过多导致清洁、安装困难。另外，由于模型实验所用光电倍增管均采用负高压 $base$ ，导致光电倍增管光阴极带有很高的负高压，如果光阴极与其他介质接触，将会引起强静电导致光电倍增管暗噪声计数显著增大，特别是在光电倍增管支架的支撑环垫圈部位，原因主要是垫圈的介电常数以及直接接触。经过实验发现，与矿物油兼容的尼龙、PVC、Teflon 三种材料垫圈导致的光电倍增管暗噪声计数变化见表 3.2，在综合考虑各种因素后，选择 Teflon 材质的垫圈替代了原有设计的尼龙垫圈。安装完成后，各光电倍增管第一打拿极与支架中心和光电倍增管中心连线所在竖直面的夹角基本一

表 3.2: 不同材质垫圈对 PMT 暗噪声计数的影响

材料	裸 PMT	$NyLon$	PVC	$Teflon$
暗噪声计数(kHz)	2.8	103.5	2.5	3.1

致。

图 3.14: PMT 安装到支架上: 左图为单 PMT ; 右图为同一圈 PMT 安装完成后。

模型实验光电倍增管工作采用负高压、双电缆的工作方式, 高压电缆(型号: $RG58 + BNC$)、信号电缆(型号: $RG316D + Lemo$)的长度均为 17 米, 对信号衰减约 6.4%。随光电倍增管一起成对安装固定在支架上并编号, 上中下三层分别为: $IU(innerup)$, $IM(innermid)$ 和 $ID(innerdown)$ 。光电倍增管支架安装后, 自液位计位置沿圆周逆时针方向依次编号为: 1, 2, ..., 15 (如图 3.16 所示), 并在高压线、信号线两端分别粘贴编号标签。

由于模型实验所选用的高压与信号电缆为普通电缆(导线导体与屏蔽层间存在微小缝隙), 在导线一端(光电倍增管端)浸入矿物油后, 另一端悬空与探测器外侧并且竖直高度低于矿物油, 经长时间工作后, 矿物油可以通过虹吸作用经电缆渗透到探测器外, 因此必须对电缆浸入矿物油的一端端进行必要处理, 模型实验采取的措施是利用环氧树脂封闭浸入矿物油的电缆端。但实践证明, 这种措施并没有达到预想效果, 在完成探测器建造约一年后, 高压、信号电缆悬空端开始有矿物油渗出。因此, 大亚湾实验为了避免出现类似情况, 将采用光电倍增管 $base$ 、信号线整体密封的工作方式

如图 3.15 [93, 94]。另外，为了光电倍增管增益刻度以及其它测量的需要，我们模型

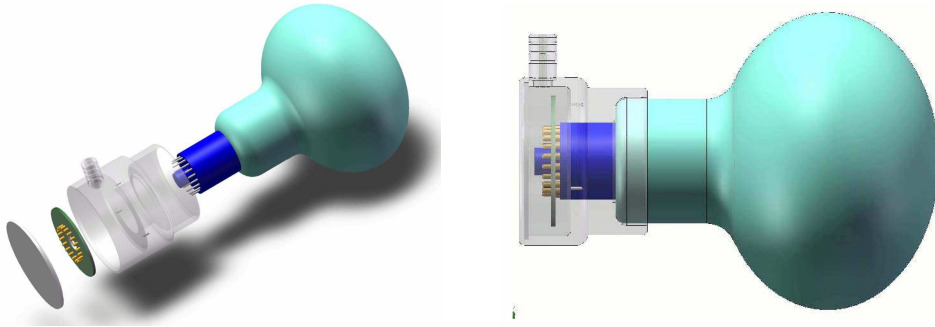


图 3.15: 大亚湾实验 *PMT* 密封设计：左图为元件分装图；右图为组装后。

探测器内安装了六个固定位置的蓝光 *LED*（中心波长 $465nm$ ）：中间层（*IM*层）四个，第一个位于光电倍增管 *IM01* 处，之后沿逆时针间隔 90° 依次分布，编号分别为 *AA01*、*AA02*、*AA03*、*AA04*，且都水平伸向支架中心，与紧邻的光电倍增管光阴极玻璃的距离为约 $18cm$ ；上层两个，第一个位于光电倍增管 *IU03* 处，第二个位于光电倍增管 *IU07* 处，编号分别为 *IM16*，*AA05*，且光照方向竖直向下，与紧邻的光电倍增管光阴极玻璃的距离为约 $18cm$ 。*LED* 双绞线驱动电源线随同圈光电倍增管电缆固定。

光电倍增管安装到支架后，需再次检查工作状态，以检验导线与光电倍增管的连接状态及清洁、安装过程中有无损坏，如有问题便于及时修理或更换光电倍增管。然而由于光电倍增管安装到支架后，整个结构体积过大，不能再构造暗室的理想环境作完整暗噪声测试，因此将在非完全暗室、很低的光电倍增管工作电压 $-800V \sim -1200V$ （远小于光电倍增管的正常工作电压）的条件下，仅检测光电倍增管有无正常热噪声信号输出来表征光电倍增管安装后工作状态、线缆连接。通过检查三圈 45 个光电倍增管的工作状态共发现：一根高压电缆损坏并更换；一个高压 *base* 损坏并更换；一个光电倍增管工作不正常并更换，有效保证了最后的安装质量。

（2）反射板、有机罐、光电倍增管支架等固件的组装

有机玻璃罐制造完成后，其内部的彻底清洁是非常困难的。根据同性相斥的原则，丙酮等溶剂对有机玻璃会产生腐蚀作用，限制了可用的有效清洁原料；其次是有机玻璃罐仅有很小的刻度管开口与外界相通，导致不能遍及有机罐内部所有空间进行清洁，同

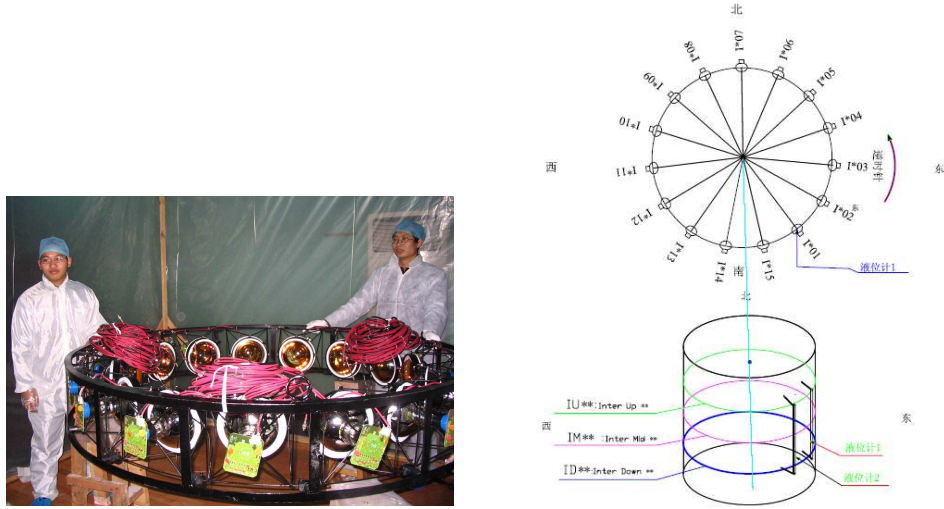


图 3.16: 模型探测器内 PMT 安装完成与编号: 左图为 PMT 电缆固定完成; 右图为模型探测器内 PMT 编号。

时导致清洁后的干燥时间过长, 因此, 有机罐的清洁必须在生产阶段就完成并在建造运输过程中保护好。

有机罐、反射板、有机罐底座、钢罐清洁、光电倍增管组装完成之后, 将进行它们的组装。但由于钢罐内空间尺度的限制, 模型实验采取的安装顺序如下: 首先将下反射板放入钢罐底部, 并定位中轴线与钢罐中轴线重合, 精度为 $\pm 1\text{cm}$; 其次安放有机罐底座以及有机玻璃罐, 并且定位其中轴线与钢罐中轴线重合, 精度为 $\pm 1\text{cm}$ 。之后依次吊装三圈光电倍增管架进入钢罐, 并将每圈光电倍增管的电缆分三组分别通过相应钢罐的电缆出口引出钢罐。安装后的几何测量显示, 光电倍增管光阴极玻璃顶端与钢罐中轴线的距离差别 $< 1\text{cm}$; 三圈光电倍增管支撑环中心的数值距离为 40cm , 精度为 $< \pm 0.5\text{cm}$ 。由于有机罐刻度管需要自上反射板相应开孔处穿出, 安装时需要缓慢调整位置, 以便刻度管与开口重合, 避免因刻度管受力导致有机罐损坏。最后将上反射板依靠拉杆安装固定在钢罐上端。探测器固件组装的最后一步为钢罐上盖的密封, 以及钢罐光电倍增管电缆出口的密封。钢罐上盖的密封是通过螺栓结构挤压上盖与钢罐主体间的 PVC 垫片实现的, 而电缆出口的密封是通过流态硅胶充分填充后固化实现的。

模型探测器固件组装完成以后 (如图 3.17 所示), 我们对光电倍增管进行了第三次检测性测试, 目的是检测光电倍增管的工作是否正常、钢罐气密、光密封是否达到要

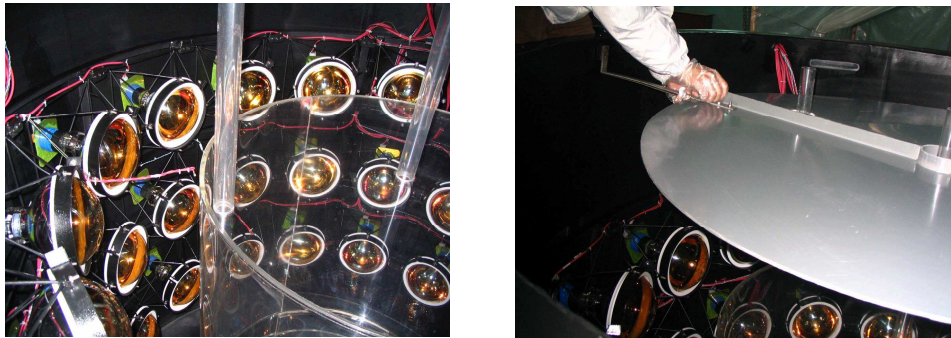


图 3.17: 模型探测器固件组装基本完成图：左图为 PMT 支架安装完成；右图为上反射板安装完成。

求。通过这次检测确认探测器各部分安装均达到要求。

（3）模型探测器液体闪烁体和矿物油的灌装

模型探测器固件安装完成以后，即将进行的是：矿物油以及液体闪烁体的灌装，需要在有机罐中注满液体闪烁体，同时在钢罐内注满矿物油。灌装过程主要的注意事项包括：（1）两种液体的液位：灌注过程中，需避免因浮力导致有机罐位置浮动；液体闪烁体（包括一期和二期）的密度 $\sim 0.85g/cm^3$ ，与矿物油的密度基本相等；有机玻璃的密度为 $1.2g/cm^3$ ，因此只要有机罐中液闪液位始终高于矿物油的液面即可。但是有机罐内液位也不能高于矿物油液面过多（超过 $20cm$ ），以免因罐内压力过大导致有机罐变形损坏。（2）灌注流速：流速不应过大以免对有机罐位置造成冲击，或者光电倍增管因冲击而损坏。（3）由于液体闪烁体需要隔氧，因此灌注前应该对有机罐内事先充满 Ar 气以排除空气特别是氧气。（4）液体闪烁体最好不接触金属，以免影响长期稳定性，因此采用蠕动泵配合硅胶管、聚四氟乙烯管、聚四氟过滤塔抽取并过滤液体。

（5）由于明显液体的热胀冷缩及有机罐受压变形的效应，实际灌装液体时，特别是有机罐内闪烁体，不能过满，以预留热胀冷缩空间。

实际灌装设备见图 3.18 左图是蠕动泵及过滤塔装置，蠕动泵 350 转/分钟时，无过滤塔白油流量约为 1 桶/30 分钟（ $150Kg/30$ 分钟）。当矿物油液面接近有机罐底端时，根据液闪液面始终高于白油液面 $\sim 10cm$ 的原则，开始交替灌注液体闪烁体与矿物油。灌注过程中通过白油、液闪连通的钢罐外侧的液位计监测液面高度（如图 3.19 所

示)。最终罐至矿物油液面稍高于上反射版,同时液体闪烁体液面基本与矿物油液面持平。图 3.18 右侧为液体闪烁体灌注完成后,模型探测器内部形态图,可见液体闪烁体在闪光灯下发微弱偏蓝色荧光。



图 3.18: 模型本体液闪灌装设备与灌装后探测器: 左图为液体闪烁体灌装设备蠕动泵、过滤塔; 右图为液闪灌装完成后探测器的外观。

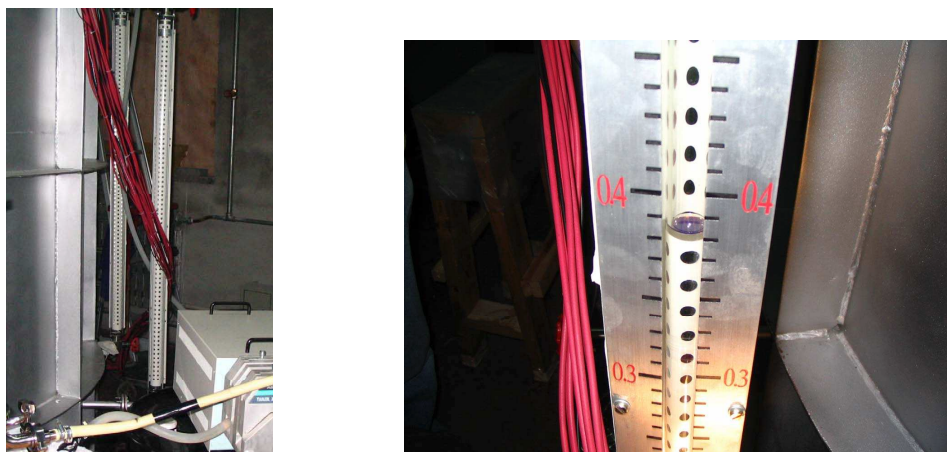


图 3.19: 液闪灌装液位监测: 左图为钢罐外侧矿物油与液闪相通的液位计; 右图为液闪灌注时中间液位。

灌注完成后,我们对探测器内光电倍增管进行了第四次检测:输出信号状态检查,如果有正常信号输出即为正常。检测测结果发现,由于天然放射性本底、宇宙线、矿物油浸泡等原因,所有光电倍增管脉冲事例率(暗电流)显著增加,同时发现有一路光电

倍增管停止工作。探测器整体工作正常。

至此，模型探测器本体已经建造完毕，并且经过分阶段的四次检测,显示光电倍增管、液体闪烁体、探测器工作正常。

3.2.5 宇宙线反符合系统测试与安装

宇宙线 μ 子反符合探测器的主要性能指标是：（1）覆盖率；（2） μ 子探测效率；（3）死时间，即探测器的总事例率。如前所述，反符合探测器坐落于模型本体探测器的外围，共五面（除底面），对宇宙线流强的覆盖率可以达到 97% 以上。为了降低总的反符合事例率、死时间，首先需要检测每个闪烁体模块的光屏蔽情况，避免因漏光造成模块事例率过高、工作不正常；其次是通过宇宙线能谱的测量，设置适当光电倍增管工作电压（增益）、幅度甄别阈值，最大化每个模块的 μ 子探测效率，同时 *cut* 掉大部分暗噪声计数。闪烁体模块 μ 子探测效率的测量方式为：两块同类型、正常工作的闪烁体完全交叠放置，并且把它们的输出信号做逻辑“与”运算，其符合信号作为宇宙线触发测量第三块闪烁体的探测效率（如图 3.20 所示）。其中闪烁体光电倍增管工作电压



图 3.20: 模型宇宙线探测器闪烁体模块效率测量配置：上下两块闪烁体的逻辑“与”符合信号作为中间层模块的触发信号，测试中间层的 μ 子探测效率，门宽 $100ns$ 。

的设定标准是：光电倍增管工作在允许高压范围内，在预设阈值（一般为 $20mV$ ）下，保证闪烁计数器工作在高压 Vs . 效率坪曲线的坪区，并且输出电荷谱中，暗噪声与 μ 子能谱谷区明显；甄别阈的设定标准为：在选定闪烁体光电倍增管工作电压下，阈值应设定在输出电荷谱暗噪声与 μ 子能谱谷点，如图 3.21 分别为反符合探测器四周、顶部闪

闪烁体测量到的典型电荷谱。由于四周闪烁体厚度小，相同条件下信号输出幅度较小，最终工作电压 $-2100V \sim -2500V$ ，阈值设定为 $-20mV$ ，效率在 95.7%；顶部闪烁体工作电压为 $-1850 \sim -2400V$ ，阈值设定为 $-40mV$ ，平均效率为 96.4%。

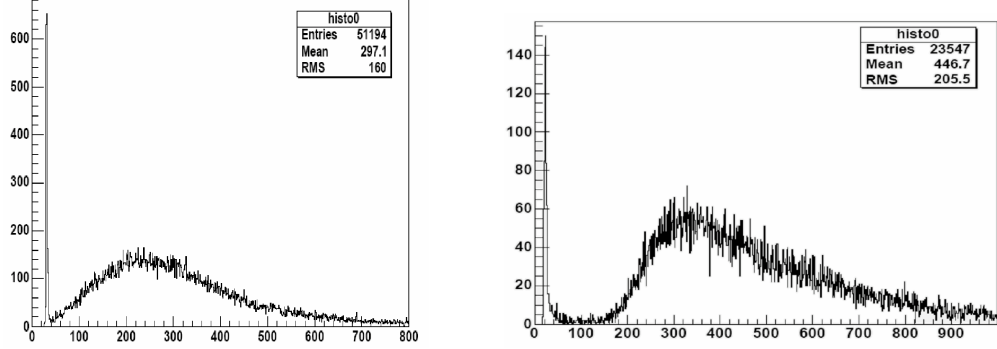


图 3.21: 模型实验反符合探测器闪烁体模块测量到的 μ 子能谱 (X 轴为 ADC 道数, Y 轴为计数): 左图为四周 $L3 + C$ 闪烁体输出; 右图为 $BESIII$ TOF 闪烁体输出。

模型宇宙线反符合探测器闪烁体全部安装完成后 (如图 3.22), 每块闪烁体的输出信号经甄别器甄别后再通过逻辑“或”运算, 给出反符合探测器最终的宇宙线 μ 子触发信号, 总的探测效率高于 95%, 总的事例率 $72kHz$ (正常室内照明, 光屏蔽欠佳导致其中的 $\sim 10\%$ 事例率), 如果直接作为反符合的 μ 子触发信号, 在反符合门宽为 $1\mu s$ 的条件下, 将给模型本体探测器系统引入约 $\sim 7\%$ 的死时间。

3.2.6 高压、电子学、数据获取系统安装

模型实验光电倍增管通道数共 77 路, 由 CAEN 公司的两台 SY127 高压机箱组成的菊花链高压系统提供工作高压。其他控制及系统互联方式 [95] 可以增加系统的实时行、稳定性、安全性; 但是局限于硬件, 最终模型实验通过串行 R232 接口的 *terminal* 以及 LEMO 头同轴信号电缆组成的 CAENnet 网络实现高压系统的控制与监测。实现的主要功能包括: 光电倍增管高压的自动加载, 主要性能参数手动监测。高压系统的主要监测参量包括: 电压, 暗电流; 警报信号主要包括: 过流断电自保护。



图 3.22: 模型实验反符合探测器外观：左图为探测器内部；右图为探测器外部，左侧为模型本体。钢架开口一侧将允许反符合探测器移动位置并将模型本体覆盖，之后再将其缺口面还原即为完整反符合探测器

模型探测器的电子学系统主要包括模型本体电子学以及宇宙线反符合宇宙线的反符合系统。其中，宇宙线反符合电子学系统是通过标准 *NIM* 甄别器、逻辑“与”“或”插件构成的，实现的功能是：根据设定阈值自动甄别反符合探测器每个模块的输出，并把所有模块的逻辑输出作逻辑“或”运算，作为最终的反符合探测器给出的宇宙线触发。反符合探测器电子学系统的逻辑关系如图 3.23 所示。

作为大亚湾电子学系统模型板的模型电子学系统包括：三块前端电子学板，一块触发板，扇入扇出插件，一块 *LVDS* 与 *NIM* 电平转换插件板，均为 9U *VME* 标准。

模型本体有上中下三圈共 45 路光电倍增管通道，而每块前端电子学板有 16 路，我们采取每圈光电倍增管占用一块前端电子学板的电缆连接方式，以便于前端电子学板通道的编号以及数据理解。每块前端电子学板除了 15 路光电倍增管信号引入之外，还包括触发板输入的（1）一路时钟信号、（2）一路触发信号，以及（3）输出到触发板用于能量触发的一路 16 路（第 16 路悬空）光电倍增管信号直接求和的模拟信号。触发板面板的信号输入输出包括：16 路单板求和模拟信号输入（模型板仅使用其中 3 路）用来提供能量阈值触发，一路触发信号输出，一路时钟信号输出。触发板的输出信号均经过一块扇入扇出电路后分发再到 3 块前端电子学板（如图 2.8）。

另外，为了给出纯净宇宙线 μ 子事例触发信号，同时降低宇宙线 μ 子反符合的给系统带来的死时间，我们需要进一步筛选宇宙线反符合探测器给出的 μ 子触发信号，方法是：将反符合探测器与模型本体的触发信号做逻辑“与”操作，即同时在反符合探测

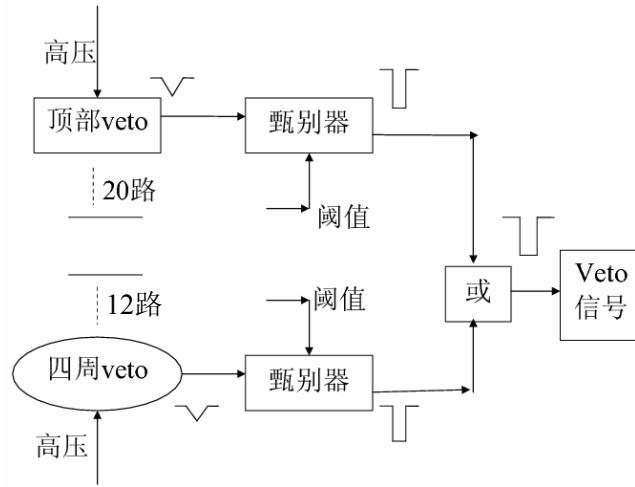


图 3.23: 模型宇宙线反符合探测器电子学逻辑图

器、模型本体中有击中的事例才认为是宇宙线 μ 子触发，以便去除单独宇宙线探测器的大部分噪声，之后再送入模型本体电子学系统，进行 μ 子反符合操作或者 μ 子事例的触发。最终 μ 子的触发事例率 $\sim 1kHz$ ，全部操作后将给模型本体的触发信号带来约 $70ns$ 的时间延迟，但对电荷测量精度没有影响。电缆连接、安装全部完成后的电子学系统如图 3.24 所示。

模型实验的数据获取系统包括：前端 *VxWorks* 软件，上位机软件。模型实验安装的最后一步就是完成 *DAQ* 系统的硬件连接、软件安装。模型实验的电子学系统工作在 *VME* 机箱上，*VME* 控制器为 *Motorola MVME 5100 (PowerPC 750 CPU)*，首先需要为 *VME* 控制器、运行上位机软件的上位机连通网络，并配置 *VME* 的工作模式为自动加载模式，开通上位机的 *ftp* 服务并允许无校验 *ssh* 登录。*VME* 控制器可以通过两种方式与上位机交互：*R232* 串口、以太网。*VME* 的启动流程为 [96, 97, 98]：*VME* 机箱加电系统自检通过后，根据预先设定的上位机（服务器）*IP* 地址、用户名，通过网络由 *SSH* 自动登录到上位机的 *FTP* 服务器，并下载内核、应用程序到 *VME* 本地机。加载成功后，*VME* 机箱就可以工作了。整个过程可以通过与上位机相连的 *R232* 串口进行监控、干预，甚至手动执行用户程序。上位机软件的安装环境为 *Scientific Linux CERN*，预先放置 *VME* 内核与应用程序。上位机在线软件与 *VME* 实时系统运行起来之后，*VME* 将采用查询方式 ($60Hz/s$) 查询电子学缓冲区

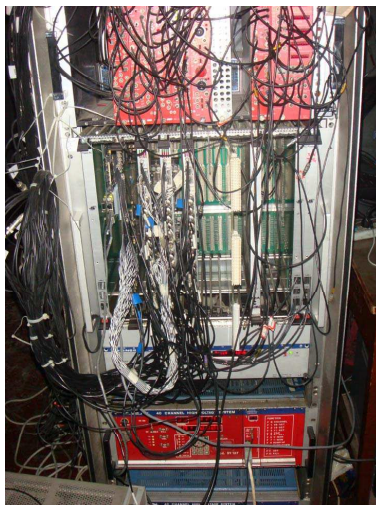


图 3.24: 全部安装完成后的模型电子学系统：最下端为高压机箱，中间为带电子学板、电缆的 *VME* 机箱，最上端为 *NIM* 机箱及插件。

未读事例数，如果满足数据读取要求，则进行数据读取、打包，并通过网络上传给上位机服务器磁盘进行数据存储。而系统的运行控制、警告、错误信息传递都是通过上位机的在线软件完成的，安装完成后如图 3.7。

到目前为止，我们已经初步搭建了整个中微子探测器模型实验系统，并且通过安装过程中的 4 次检测，宇宙线反符合探测器的测试，保证了整个探测器系统的正常、有效工作，为探测器系统的进一步调试、测量打下了坚实基础。

第四章 模型探测器系统的调试与测量

有如操作系统、应用软件是计算机的灵魂一样，一个仅安装就位、未经调试的探测器系统，就像迷失方向的路人，将无法实现预定测量目标。因此，探测器建造完成之后最迫切的工作就是系统调试；但探测器调试涉及探测器响应、电子学以及 *DAQ* 程序等各个子系统，是一项极其复杂、庞大的系统性工作，许多探测器设计、预想之外的状况都可能会出现在这里，导致它往往成为探测器建造过程中最跌宕起伏、最激动人心的工作；同时，探测器系统的调试还有很强的时间紧迫性，以便在最短的时间内从探测器得到物理数据与结果。探测器系统调试的成功，是探测器可靠工作的保证，是后续物理分析的坚实基础，是实现精确测量、新发现、新物理的重要和必要环节。

本章的主要内容就是详细讨论中微子探测器模型实验系统的调试，以及各种问题的解决方案，为未来大亚湾探测器系统的调试提供宝贵经验。

4.1 电子学板测试

电子学板独立的测试工作需要在探测器安装建造前期完成，但作为大亚湾实验的模型板，我们在探测器调试阶段仍对其进行了部分调试、测试工作，以便充分测试前端电子学板 *FEE* 和本地触发板 *LTB* 的各项性能，完善设计，同时为将来大亚湾实验提供实际经验。电子学系统的调试、测试内容主要包括：寄存器功能/逻辑测试、前端电子学板的光电倍增管通道微分/积分非线性以及最终电荷积分 *ADC bin* 宽测试，电荷测量分辨率测试，时间相关测试，探测器事例率测量等。下面将逐项予以讨论。

4.1.1 寄存器功能测试

寄存器功能测试涉及的寄存器主要是探测器测试相关的设置寄存器，包括 *LTB* 板总能量触发阈值寄存器、*Trigger* 输出脉冲的 *latency*、宽度、禁止时间设置寄存器，前端电子学板击中时间阈值寄存器，各种触发逻辑、板间通信；目标：寄存器对各种设置条件正常响应，正常输出，板件通信，触发逻辑正常。

本地触发板总能量触发阈值寄存器为 12 位 *DAC* (0 ~ 4095)，对应的电压幅度范围为：0 ~ 2.5V，测试过程为给寄存器设定一系列固定值，检查其直接输出幅度是否正确，并作线性测量，测试结果如图 4.1 所示，阈值设置 *DAC bin* 宽为 $\sim 0.6\text{mV}/\text{bin}$ ；同时通过不同幅度电荷脉冲，检测幅度比较电路给出的触发输出是否与输入一一对应，并且无波形畸变、杂波导致的误触发。前端电子学板击中时间阈值寄存器与本地触发板总能量触发阈值寄存器的测试方法相似。

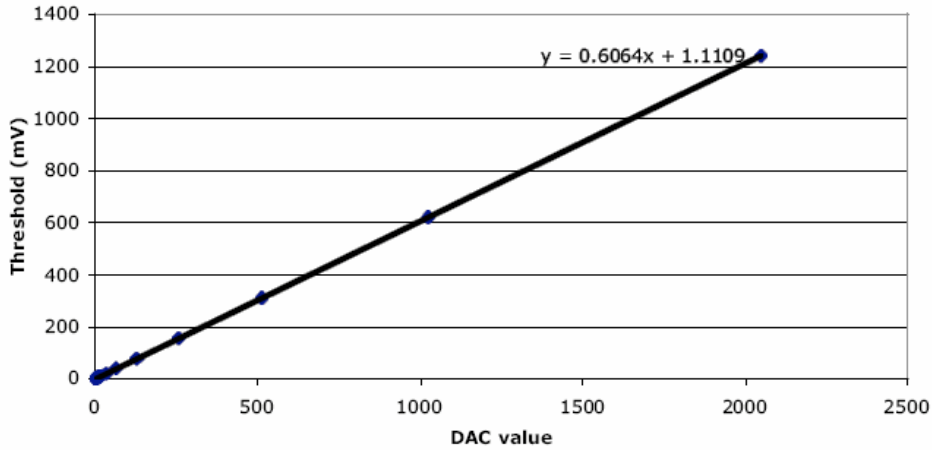


图 4.1: 模型实验 *LTB* 板总能量触发阈值寄存器 *bin* 宽测量

LTB 板的 *Trigger* 输出规则如图 4.2 所示 [99], *Trigger* 输出存在一个延迟设置 (*latency*)，用来配合 *FEE* 板的寻峰时间延迟；由脉冲宽度寄存器控制 *Trigger* 输出到 *FEE* 板的脉冲宽度；同时每个触发脉冲之后将通过死时间寄存器人为引入死时间长度（即 *Trigger* 禁止时间），作用是阻止此时间段内的触发脉冲输出如图 4.2 中红色虚线圈中的触发将被阻止输出到 *FEE*，原因是 *FEE* 板滤波成形、寻峰电路相对于每次 *Trigger* 触发将有一定的死时间（模型 *FEE* 板版本一： $1\mu\text{s}$ ；版本二： 325ns ），以

及大幅度信号可能带来的伪触发。

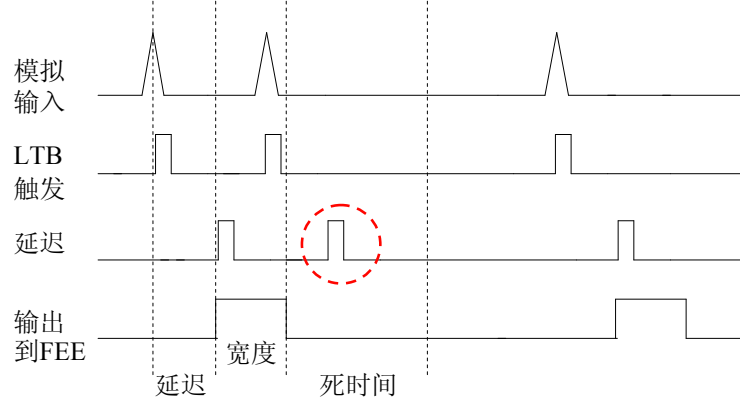


图 4.2: 中微子探测器模型 *LTB* 板 *trigger* 输出规则

同时，我们需要检测 *LTB* 板能量触发电路对不同 *FEE* 板的响应无差别，测试方式为：分别给每块 *FEE* 输入相同幅度信号，检测 *LTB* 的输出是否一致。

通过电子学系统电路、寄存器、逻辑功能的检查，我们进一步完善了电子学板的设计，检验了电子学插件的正常工作状态，为进一步测试提供了保证。

4.1.2 前端电子学板性能测试

FEE 读出板电路的性能指标主要包括：电子学噪声水平，微分/积分非线性，电荷测量分辨率，以及 *ADC bin* 宽（即 *ADC* 可测量电荷的动态范围）。这些性能的测试可以通过直方图测试法、正弦曲线拟合法等多种方法来实现[100, 101, 102, 103, 104, 105, 106]。正弦测试法可以作为离线测量测试的方法，但不适合作为在线系统自动自检的信号源。而且正弦曲线测试法需要标准的正弦信号作为输入，测试结果也很大程度上依赖于信号源的质量。因此，模型一期电子学板采用正弦信号作为 *FlashADC* 微分非线性测试的信号源，采用矩形方波信号作为 *FEE* 通道电荷测试的信号源。模型二期的电子学板，实现了 *FEE* 通道电荷、击中时间的在线自刻度。

噪声、电荷分辨率测量

电子学系统存在直流偏移和电子学噪声，表现为电荷测量时随机触发得到的电荷谱（称为台阶）的位置及分布宽度，中心值表征了系统的直流偏移量，分布宽度表征了电子学噪声水平。为了避免因直流偏移量过小，导致台阶向 ADC 负方向移动过多，致使电荷谱低端被截断，造成较大测量误差；或者因直流偏移量过大，导致台阶中心值过高导致 ADC 有效通道数减少降低 ADC 动态测量范围的情况发生，在 FEE 板的每个光电倍增管通道均设置有基线直流电平调节装置，一般 FEE 每个通道的台阶位置调节基本一致。

电子学噪音将直接影响 PMT 电荷测量的精度，因此在电子学设计尽量少引入电子学噪声的同时，需要在线测量最终的电子学噪声水平。当 FEE 板光电倍增管输入端悬空时，台阶的分布宽度即为电子学系统的本征噪声水平。模型一期 FEE 电子学板噪声测试结果如图 4.3 所示，台阶分布的 RMS 为 $0.8\ ADC\ bin$ ，相当于 $0.15\ p.e.\ @\ 200\ p.e.$ 动态范围（ $10 - bit\ ADC$ ），基本满足设计要求。

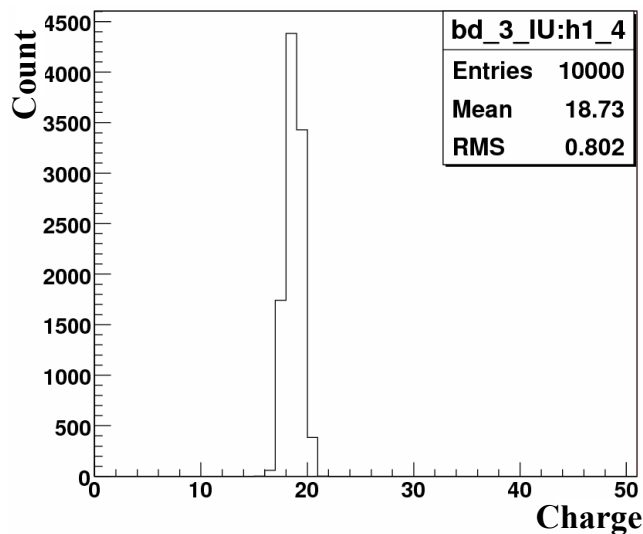


图 4.3: 模型电子学 FEE 板电子学噪声谱

电荷的测量精度是 FEE 板的关键技术指标，将直接影响探测器能量测量的分辨率。其测量方法为：给 FEE 输入不同幅度的标准矩形方波，在忽略输入电荷晃动的条件下测量得到的信号分布宽度即为电荷测量精度。如图 4.4 所示为实验测量

得到的 FEE 通道典型的电荷测量精度，测量得到的输入电荷分布 RMS_Y 为输入信号电荷幅度 (X) 的函数： $Y = 0.0124 X + 0.83$ (X, Y 单位为 $ADC\ bin$) 或者 $Y = 0.0024 X + 0.16$ (X, Y 单位为 $p.e. @ 200\ p.e. @ 1024\ ADC\ bin$)。综合基线噪声测量结果可知，电荷测量精度主要受基线噪声水平的影响，而电荷测量本身的精度高于 0.5%，可忽略。

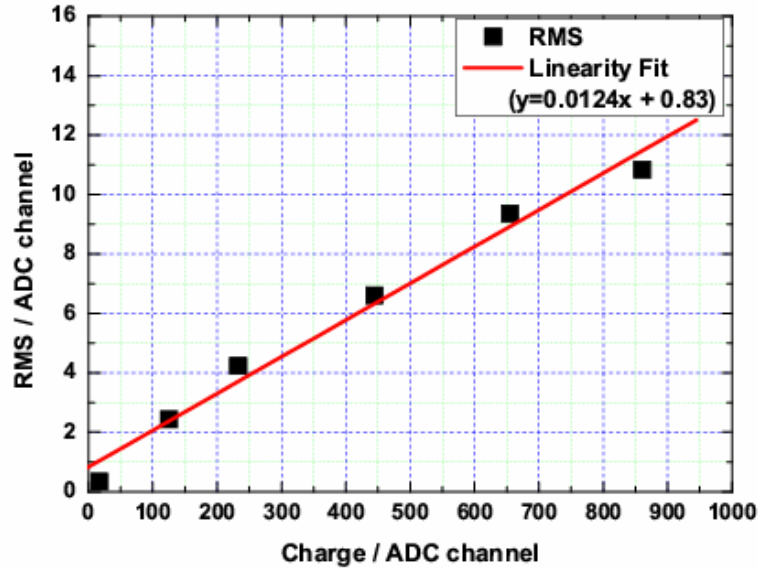


图 4.4: 模型电子学 FEE 板电荷测量精度随信号幅度的变化

通过电子学噪声、电荷测量精度的测试可知，模型探测器电子学 FEE 模型板基本达到设计要求，为进一步实验测试、测量提供了保障。

微分、积分非线性及 $ADC\ bin$ 宽测量

理论上说，模数转换器件 ADC 输出的任意两个相邻刻度所对应的模拟量差值都是相同的。但实际上，相邻两刻度的间距存在差别，差异的最大值称为微分非线性(*differential nonlinearity, DNL*)，一般以 ADC 最小输出 bin 宽为单位 (LSB) 表征；而 ADC 实际的转换结果与理想结果之间的最大偏差，称为积分非线性(*integral nonlinearity, INL*)，既 DNL 积分的最大值。 DNL 、 INL 是模数转换器件 ADC 的重要性能参数，是转换精度、误差的极限。比如 $AD9222$ ，其 DNL 标称值为

$\sim \pm 0.3LSB$, $INL \sim \pm 0.4LSB$, 即得到的模数转换结果最大将有 $0.4LSB$ 的误差。*Flash ADC* 是 *FEE* 电荷测量电路的核心元件之一，精确测量 *DNL* 及 *INL* 对 *FEE* 的电荷测量精度有着重要意义。

这里，我们将采用正弦输入法离线测量 *FEE ADC* 的 *DNL* [100, 101, 102, 103, 104, 105, 106]，具体方法是：采用正弦信号作为输入送入 *FEE* 输入端，直接输出 *ADC* 的采样点（不寻峰），通过比较输出谱形分布与理论分布的差别，得到 *DNL*，再进一步计算获得 *INL*；要求：正弦频率与 *ADC* 采样频率无关；正弦信号频率远低于 $1MHz$ （周期远大于 *FEE* 积分成形的时间常数，模型一期为 $1\mu s$ ）；正弦信号幅度全覆盖 *ADC* 动态范围。则 *ADC* 将随机采样正弦输入信号。理想情况下 *ADC* 的输出信号幅度分布需满足式 4.1，其中 A 为输入正弦信号的幅度，这里取等效的 *ADC* 输出范围； i 为 *ADC* 的第 i 个 *bin*； $P(i)$ 为 *ADC* 输出值在第 i 个通道的分布几率。而实际测得的 *ADC* 输出值分布与理想计算结果存在差异，理想计算结果与实际测量结果对应 *bin* 内分布几率的比值（实测值/理想值-1）即为每个通道的 *DNL* 值。计算与测量得到的 *ADC* 输出谱及最终每个通道 *DNL* 测量值谱请见图 4.5。实验测量得到的 *ADC DNL* 为 $\sim \pm 0.6LSB$ (均值 $\sim \pm 0.3LSB$)，而 *INL* 为 $\sim \pm 1.5LSB$ 。

$$P(i) = \frac{\arcsin(\frac{2 \times i}{A} - 1) - \arcsin(\frac{2 \times (i-1)}{A} - 1)}{\pi} \quad (4.1)$$

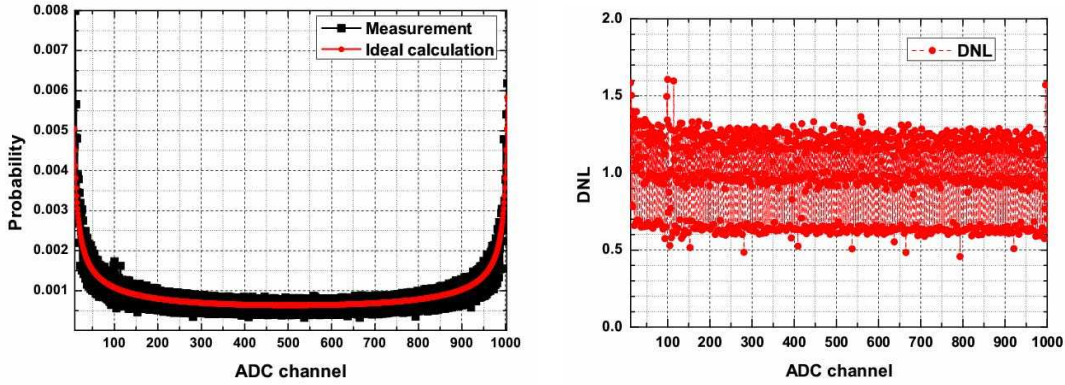


图 4.5: *FEE* 板 *ADC DNL* 测试结果：左图为实验测量以及计算得到的 *ADC* 输出谱分布，右图为计算得到的 *ADC* 的 *DNL*。

虽然 DNL 、 INL 是 ADC 自身的固有属性不随时间改变，一次测量后，不需要在线实时监测，但是正弦测量法仍然不适合大规模批量测试。为此，我们改进原有 FEE 板设计，增加了自动刻度系统：在测量 ADC 线性、 bin 宽的同时得到它的 INL 来作为 ADC 通道的 DNL 、 INL 表征。具体实现方法如下：在每块 FEE 板的电路设计中增加矩形方波产生电路，频率、幅度、宽度可控，并且将产生的方波信号经软件可控的通路送到每个 ADC 通道，测量时打开方波产生器以及通道开关，输入一系列脉冲电荷值（例如方波幅度），测量 ADC 的对应输出，按输入输出拟合得到 ADC 的响应线性， ADC 的电荷转换 bin 宽、电荷测量精度（忽略输入脉冲的电荷晃动）；同时根据测量点与拟合直线间的最大差别作为 INL 近似值（一般大于真实值）。图 4.6 是模型 FEE 板版本一手动测量得到的线性、 bin 宽结果（分辨率的分析见前节）。此 ADC 通道的 bin 宽约为 $7.99pc/bin$ ， INL 为 $\pm 4LSB$ （忽略拟合误差）。 INL 测量值较先前单独正弦信号产生器得到的结果稍大，主要是矩形方波与 FEE 积分成形电路的时间特性差异、方波电荷晃动导致的。上述测量结果说明，在 10 bits ADC 测量动态范围 $0 \sim 200 p.e.$ ($\sim 5bin/p.e.$)，光电倍增管工作增益在 3×10^7 的情况下， FEE 电路需对光电倍增管输出信号放大 $\sim (5bin \times 7.99pc/bin)/(3 \times 10^7 \cdot 1.6 \times 10^{-19}c) \sim 8$ 倍，这对 FEE 电路噪声控制提出了更高要求，因此模型实验给 FEE 板提出的改进意见之一就是将 10 bits ADC 改为 12 bits ADC ，同时降低 FEE 电路的放大倍数，这样，在不改变系统电荷测量动态范围的条件下大大降低了 DNL 、 INL 带来的测量误差，降低了对光电倍增管增益以及 FEE 放大电路噪声的要求。

4.2 电子学与数据获取系统联合测试

电子学系统功能测试完成之后，电子学与数据获取系统（ DAQ ）的联调是探测器系统调试工作的最后一步，是前期各项调试工作的总结与升华。

4.2.1 事例数据格式

虽然模型实验只包括一个模型本体探测器、一个 VME 机箱的数据，但是原始数据格式（二进制）仍然继承了 $ATLAS$ [107]， $BESIII$ [108] 的数据格式，采用分级分段的事例封装形式。如图 4.7 左所示，数据格式采用了事例头与探测器头区分的方式（除

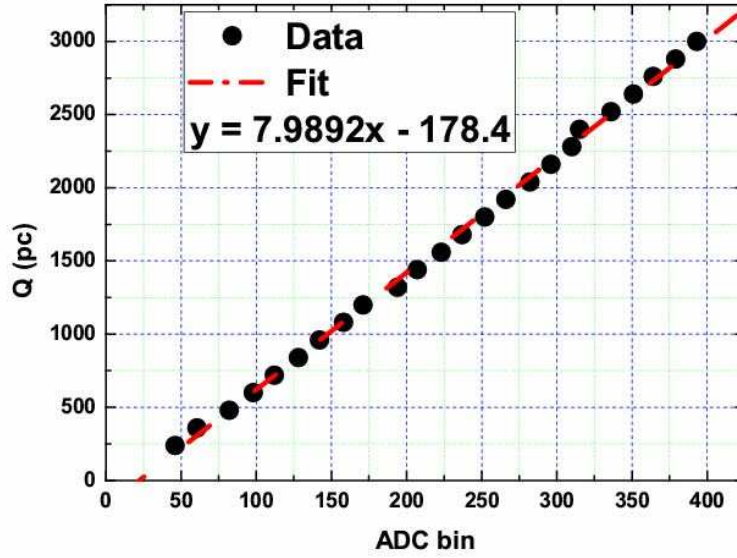


图 4.6: 模型电子学 *FEE* 板 *ADC* 电荷测量线性

文件头、尾之外，每个事例具有自己的事例头、尾；每个事例每个探测器有自己的数据头、尾），有效兼容与组织了不同类型探测器的数据需求；图4.7右为通用事例头或者探测器头的格式，为数据读取提供了很大方便。

模型实验电子学板版本一仅有一种固定长度的数据格式，每个通道每个事例长度为 32 *bits*，包括：事例编号（5 *bits*）、相对击中时间（9 *bits*）和电荷测量值（10 *bits*），其余为空；而触发板的触发时间有 22 位有效位，但其存储空间是通过每块 *FEE* 板的第 16 个光电倍增管通道实现的，没有单独数据存储空间；因此此时 *DAQ* 所获得的数据格式中除 *FEE* 数据外其他部分均为空。而模型电子学版本二相对于版本一主要存在以下两个差别：（1）为记录 *FEE* 通道同一个事例的多次击中信息采用变长的数据格式，给每个事例每个通道的数据增加头和尾；（2）为每个事例增加触发板数据区，通过探测器头区分。

探测器原始数据解析并增加光电倍增管增益刻度校正后的实验数据采用了 *cern root* 的 *TTree* 格式 [109]，并把文件运行信息、探测器配置信息和事例数据信息作为单独 *TTree* 存储，而事例内每通道电荷、击中时间，以及 *trigger* 时间则分别作为事例数据信息 *Tree* 的分支。

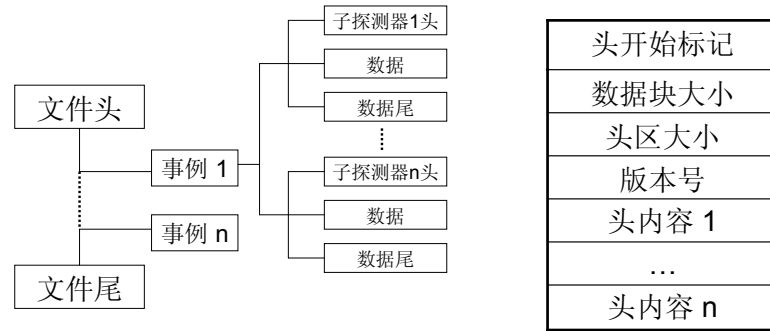


图 4.7: 模型实验数据格式: 左图为文件内数据格式; 右图为数据头基本格式。

4.2.2 事例组装

模型探测器数据读取涉及到一块 *LTB* 板、三块 *FEE* 板共 45 路 *PMT* 信号通道的时间、电荷信息, 每次事例触发后, *LTB* 板完成触发事例数计数、触发时间计数并放入 *LTB* 缓存器, 同时将分发触发信号到各个 *FEE* 板, 由 *FEE* 完成光电倍增管击中时间计数、电荷寻峰, 并组装后放入 *FEE* 的缓存区等待 *DAQ* 系统访问并读取数据、保存到上位机。模型实验 *LTB*、*FEE* 板通过流水线技术最多可缓存 128 个触发事例 (原设计为 256 个)。模型实验 *DAQ* 的电子学系统数据读取方式为查询方式, 即每秒钟内定时查询电子学系统的未读事例数, 如果满足条件则逐个读取数据, 查询频率为 60Hz , 可知系统最高可承受的事例率为 $128 \times 60\text{Hz} \approx 7.68\text{kHz}$, 但是由于系统带宽、事例大小、读写速度等因素的影响, 一般系统测量的整体事例率低于此极限值。而且, 电子学各通道之间、*DAQ* 与电子学之间、物理事例本身的时间随机特性, 还有可能导致电子学、*DAQ* 系统工作逻辑配合的各种错误, 影响数据获取, 其中事例组装错误就是最常见也是最关键的错误之一。

事例组装错误是指由于各种原因导致的同一个物理事例中的部分通道数据丢失或者错误。模型实验出现事例组装错误的主要原因包括: 分发给 *FEE* 板的触发信号部分丢失、或者延迟, *FEE* 板数据到缓冲区过程的时间延迟或者数据丢失等, 更深层次原因包括噪音干扰、电子学时序设计等, 但是一般直接原因的寻找非常困难。这个问题在很长一段时期内困扰了模型实验的进展。

最终，通过合理优化触发板工作的时序逻辑、DAQ 数据读取逻辑成功消除或者减小了事例组装错误出现的几率，图 4.8 是模型实验优化后的 DAQ 数据读取逻辑流程图。为防止事例组装错误所采取的主要措施包括：（1）数据读取前，禁止 LTB 触发并检查各电子学板（LTB，FEE）未读事例数是否一致，如果不一致则认为出错，取消此次读取并清空缓冲区重新开始触发。（2）每个事例每通道的事例编号的一致性检查，如果不一致则认为出错，放弃后续未读事例的读取并清空缓冲区重新开始触发。其中每次读取数据前的触发禁止操作的目的是：（1）防止因 DAQ 访问电子学板相对于物理事例的发生在时间上的随机性、电子学板间时间差异导致的电子学板间事例数不一致；（2）便于检查各电子学板未读事例数是否一致，如果不一致则说明某块板子出现事例丢失或者误触发；因触发禁止及出错系统重置而带来的系统死时间以及数据损失约为 $60Hz \times 100\mu s \sim < 3\%$ 。

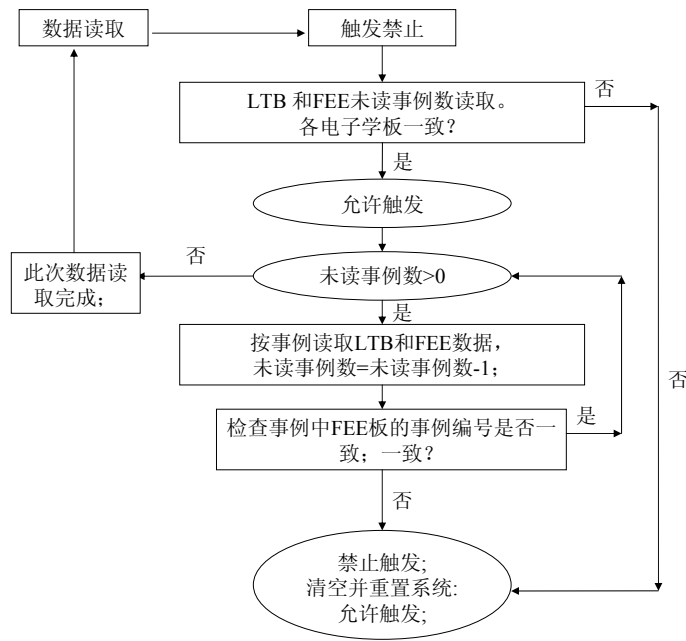


图 4.8: 模型实验数据获取逻辑流程图

最终测试给出的数据显示，DAQ 系统最大可承受触发事例率约为 $4kHz$ 。但一般探测器天然放射性本底、放射源能量全谱的触发率都远高于这个值，因此为了在较低能量阈值下测量能谱，我们最终采取了随机时间窗口随机选择部分触发作为电子学、DAQ

的有效触发的方式，实现宽能谱测量的目的，原理框图如图 4.9 所示，其中要求：

- (1) 所选择的随机时间窗口频率与触发信号无关（由信号的随机性保证）；
- (2) 中子俘获时间测量要求的时间窗口单脉冲长度 $\geq 500\mu s$ ，但单时间窗口长度内计数不得大于 buffer 深度既要求 $\leq 128Hz/20kHz \sim 6ms$ （假设系统最高原始触发率为 $20kHz$ ）；
- (3) 窗口长度 $\times$ 窗口频率 $\leq 128 \times 60Hz$ 。因此我们一般选择时间窗口长度为 $1ms$ 左右，再根据初始触发事例率适当调节时间窗口频率使得最终有效触发事例率小于 $4kHz$ 。

对普通单粒子放射源测量，此逻辑不影响测量结果。但是对于时间关联性质的放射源(如 PuC 源)将降低有效关联事例数增加本底信号比例，但是不影响关联事例的物理特征，同时可以通过增加时间窗口长度减小这个效应，在 $1ms$ 时间窗口的条件下，导致的本底增加占测量的有效事例数的比例 $\leq 10\%$ 。

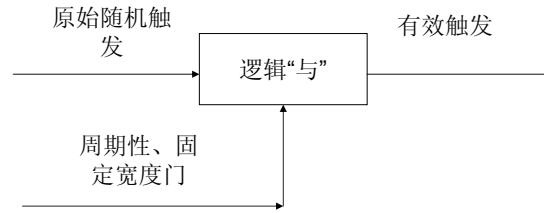


图 4.9: 模型实验有效触发限制逻辑

4.2.3 电子学与数据获取系统联合性能测量

探测器系统调试结果的初步检测方法为部分已知物理参量的测量与分析，比如发光二极管（LED）信号、天然放射性本底、放射源等。本节电子学与 DAQ 工作性能初步的检测方法采用 LED 信号检查光电倍增管通道相对击中时间、trigger 时间；采用天然放射性本底作为 LTB 板基本触发特性的检测。

前端电子学通道击中时间与 *trigger* 时间测量

我们在模型本体探测器中安装了 6 个位置固定的 *LED* 用来进行相关测量，这里我们将根据 *LED* 数据对 FEE 通道击中时间与 *LTB trigger* 时间进行测量。

由信号产生器产生 710Hz 的周期信号驱动 *LED* 发光，通过 *DAQ* 读取数据，检测相邻 *trigger* 时间差，计算得到 *LED* 发光频率为 709.3Hz ，测量结果与设置一致，分布宽度约为 100ns （如图 4.10）；同时根据数据检测 *FEE* 板各光电倍增管通道的相对击中时间如图 4.11，直接测试结果（如图 4.11 左图）显示通道击中时间有 $\sim 78\text{ns}$ 的晃动，但是由 *trigger* 测试结果知信号产生器的时间晃动可以达到 $\sim 100\text{ns}$ ，因此当扣除信号产生器造成的时间晃动后（如图 4.11 右图）显示 *FEE* 通道击中时间有 $\sim 2\text{ns}$ 的时间晃动或者分辨率，而且其中仍然包含了 *LED* 发光、光电倍增管的时间晃动。因此模型二期电子学板在进行通道击中时间精度测量时，采用自刻度脉冲输入法，以去掉 *LED*、光电倍增管的影响。测试结果显示 *FEE* 通道击中时间精度可达到 $\sim 0.78\text{ns}$ ，下一步实验将通过纳秒级 *LED* 系统在线验证结论。

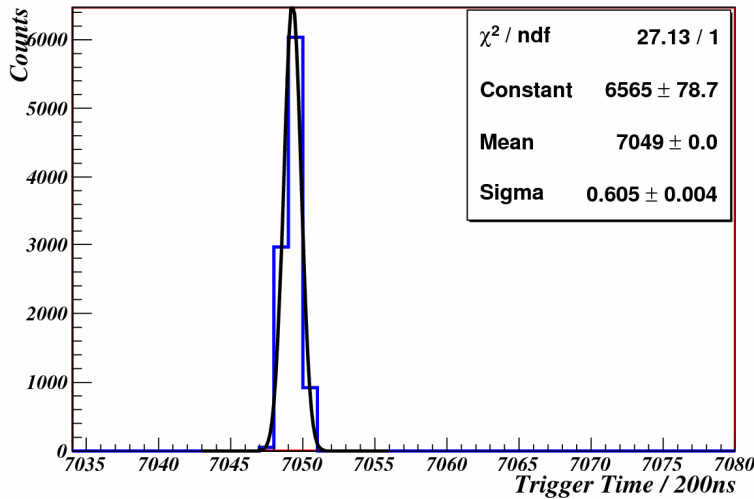


图 4.10: 模型实验 *LTB* 触发时间测量精度测试结果。

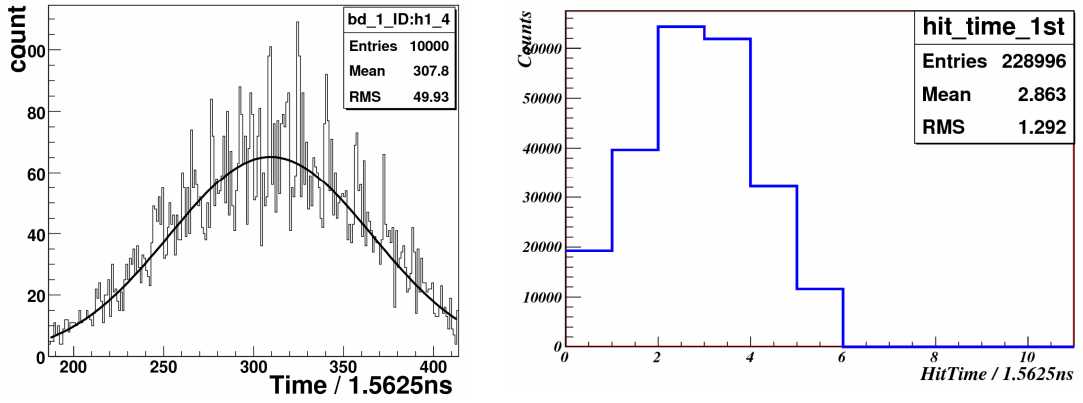


图 4.11: 模型实验 *FEE* 通道击中时间 *LED* 测试: 左图为单通道原始测试结果; 右图
为光电倍增管通道相对击中时间。

探测器本底测量

作为探测器调试的基本测量内容, 我们针对天然放射性本底事例做了初步测量。如图 4.12 左图所示为天然放射性本底触发事例率随 *LTB* 板触发阈值变化关系, 基本随指数规律变化, 其中 *Esum* 电路中因电子学板自身噪声引入的噪声电压幅度小于 $5mV$; 图 4.12 右图为以 *ADC bin* 为单位测量得到的天然放射性本底的能谱, 随能量增大事例率急速降低, 并呈现部分峰结构, 与预计谱形相似。

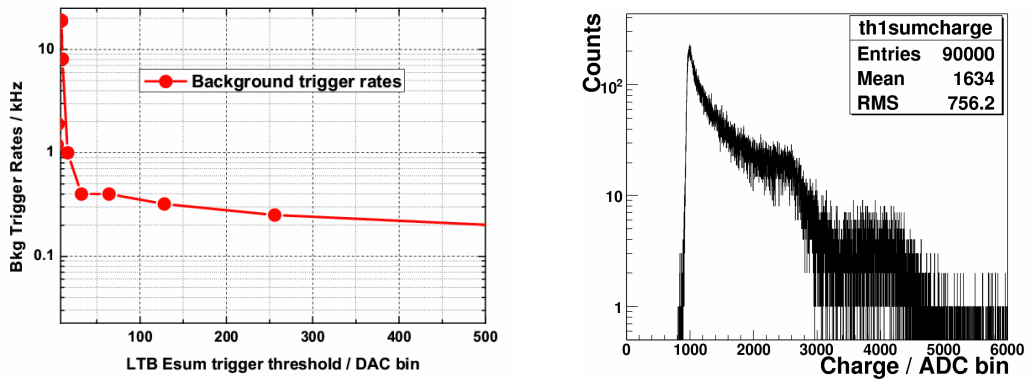


图 4.12: 模型实验调试本底测量: 左图为不同触发阈值下本底的事例率; 右图为某阈值
下测量得到的以 *ADC bin* 为本底能谱。

4.3 光电倍增管在线刻度

无论是 *Chooz*，还是大亚湾实验以及我们的中微子探测器模型实验，粒子能量的重建精度都依赖于光电倍增管的刻度精度，而且，随着环境、时间的不同，光电倍增管的工作状态可能发生变化，因此光电倍增管工作状态的在线刻度与监测是探测器运行、物理分析过程中异常重要的工作内容之一。本节我们将仅讨论与探测器调试密切相关的光电倍增管增益的在线刻度。

探测器建造前，需通过测试基本选定光电倍增管的工作高压/工作增益，以保证探测器处于良好的工作状态，及各光电倍增管通道间良好的一致性。但由于实验条件的变化，诸如高压漂移、环境温湿度的变化、工作老化等，光电倍增管的工作状态也会产生变化；电子学基线也可能产生漂移（台阶），所以实验过程中必须不断监测、标定光电倍增管的增益、系统基线，以便校正系统变化、实现精确测量。同时光电倍增管增益的持续刻度也是监测探测器稳定性的重要手段。基本上，模型实验每次放射源测量前都要刻度光电倍增管的增益，测量电子学读出信号的零点(电子学台阶，在数据解析中需扣除)。

由于受 *ADC* 微分非线性的及动态范围的影响，直接平均法测量计算得到的光电倍增管增益误差较大达到 15%，因此，模型实验采用 *LED* 照射条件下测量的单光电子谱来标定光电倍增管的增益，其测量方法是：通过脉冲产生器产生矩形脉冲驱动 *LED* 发光，并调节/衰减光强保证光电倍增管仅能接收到几个光子量级（降低 *LED* 发光强度或者增加光衰减），同时测量光电倍增管输出信号的电荷积分谱，再通过对谱的解析得到一个光电子对应的电子学输出的电荷道数 [90, 110]，测量逻辑如图 4.13 所示。脉冲发生器提供 *LED* 的脉冲驱动电源，同时同步给出一个的触发信号到 *LTB* 板，作为 *LTB* 的外触发信号。从时间关系来看，在外触发开门时（门宽 1 微秒，一期 *FEE* 板），*VME ADC* 的输出为光电倍增管对 *LED* 发光的响应，即可测量得到单光电子谱实现在线标定光电倍增管增益的目的。所用谱拟合公式如式 4.2。

$$\begin{aligned}
 SER(x) &= \sum_{n=0}^{N_{max}} P(n; \mu) \otimes G_n(x) \otimes B(x) \\
 &= \sum_{n=0}^{N_{max}} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} [(1-w)G_n(x-Q_0) + wI_{G_n \otimes E} G_n(x-Q_0)] \quad (4.2)
 \end{aligned}$$

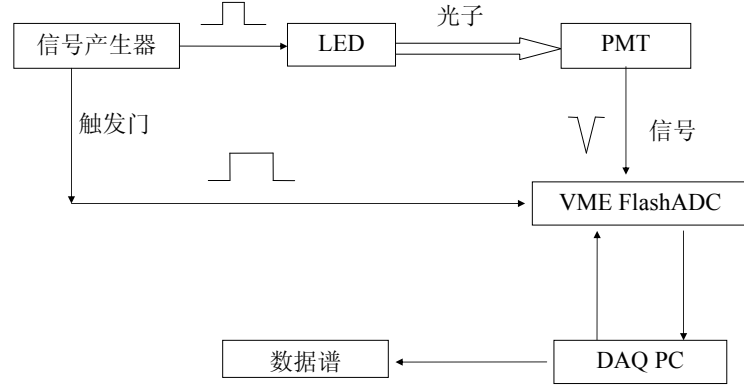


图 4.13: 模型实验 PMT 增益在线刻度逻辑图。

其中 $SER(x)$ 为实验测量得到的光电倍增管电荷谱； $P(n; \mu)$ 为泊松分布； $G_n(x)$ 为第 n 个光电子的高斯分布； $B(x)$ 为光电倍增管、电子学噪音的指数谱，如式 4.3；共 7 个拟合参量，分别为单光电子的增益及宽度 (Q_1, σ_1) ；台阶（基线）的位置及宽度 (Q_0, σ_0) ；噪声占总触发率的比例 w ；电子学指数噪声的衰减系数 α 。

$$\begin{aligned}
 G_n(x) &= \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2n\pi}} e^{-\frac{(x-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}} \\
 B(x) &= \frac{1-w}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}} + w\alpha e^{-\alpha(x-Q_0)}
 \end{aligned} \quad (4.3)$$

但是，如前所述，模型探测器的单通道测量动态范围为：0 ~ 200p.e. @ 10-bit ADC (一期电子学板，AD9215)，导致单光电子输出幅度仅有 5 ADC bin，单光电子谱分布很窄仅有很少的变量数可供拟合使用，降低了拟合精度。特别是 $ADC \sim \pm 0.6LSB$ 的微分非线性，将直接导致单光电子峰位置偏移 $\sim \pm 0.8LSB$ ，相当于 $\sim 16\%$ 的偏差。典型光电倍增管单光电子原始数据谱如图 4.14 所示，不够平滑，拟合得到的 χ^2 值比较大，主要由台阶部分引起，因此可以设置 cut 去掉台阶部分再拟合以便得到较好 χ^2 ，但是两者结果的差别很小在误差误差范围内，因此这里为简单化，仍取完整谱作为拟合对象。多次测量、直接拟合得到的增益误差 10%。

为进一步提高光电倍增管在线刻度精度，大亚湾电子学板 ADC 改进为 12-bit，在同样测量动态范围的条件下，增大了单光电子对应的 ADC 输出值 4 倍，也几乎将光电

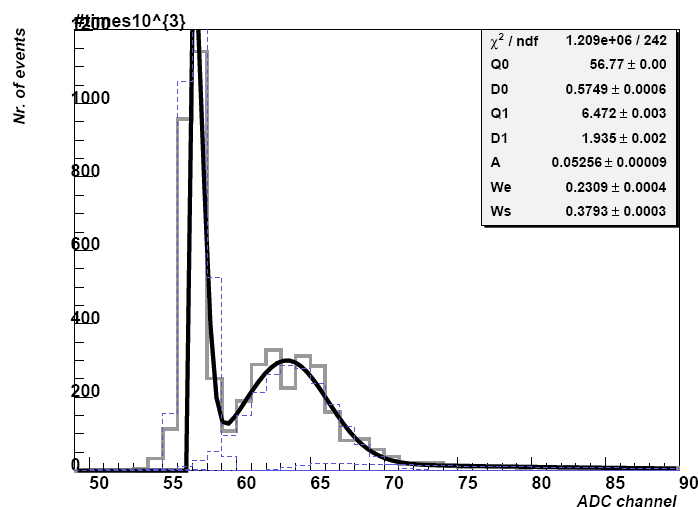


图 4.14: 模型实验 *PMT* 原始单光电子谱数据拟合。

倍增管增益刻度的误差直接降低了 4 倍。但为进一步提高当前模型实验板 10-bit *ADC* 条件下光电倍增管增益刻度的精度，我们采用了 *ADC* 微分非线性修正的方法：（1）通过电子学测试得到 *FEE* 每个通道的 *ADC* 微分非线性参数（如图 4.5 右图），之后通过 *DNL* 修正得到修正后的光电倍增管单光电子谱再去拟合相关参数，（2）在拟合模型适用范围内，尽量增大光强以增大实验谱的平均光电子数。如图 4.15 所示，为光电倍增管刻度谱修正后的拟合结果， χ^2 有了较大改善，同时单光电子的分辨率也更接近 *Camac* 系统测量值。我们将多光强测量的结果统计平均后得到光电倍增管的增益。

作为模型探测器系统调试状况的检验，特别是光电倍增管增益刻度方法的检验，我们对比测量了同一个光电倍增管分别在 *Camac* 和 *VME* 系统下增益随高压变化曲线（如图 4.16 所示），可以看到前者对应于单光电子的 *ADC* 输出道数始终是后者的 ~ 6 倍左右，两者具有良好的一致性。

最终的模型实验 *VME* 系统光电倍增管增益刻度流程总结如图 4.17 所示，增益刻度精度达到 $\sim 5\%$ 。

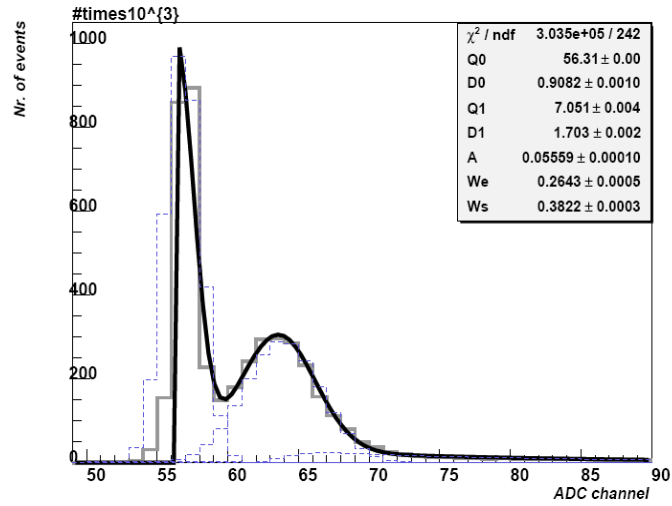


图 4.15: 模型实验 *PMT* 原始单光电子谱数据拟合。

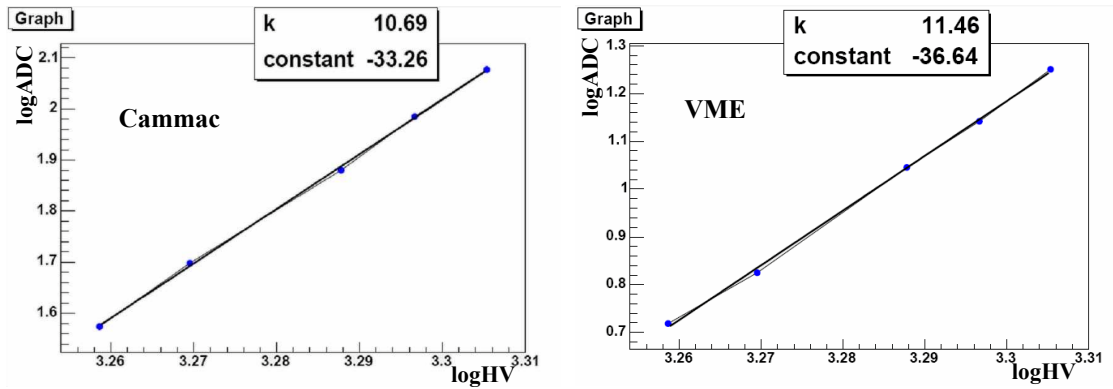


图 4.16: 模型实验 *VME* 系统与标准 *Camac* 系统 *PMT* 刻度的比较: 左图为 *Camac* 测试结果, 系数为 10.69; 右图为 *VME* 测试结果, 系数为 11.46。两者对应的 *ADC* 输出的因子为 $1/10^{(10.69 - 11.46)} \sim 6$ 倍。

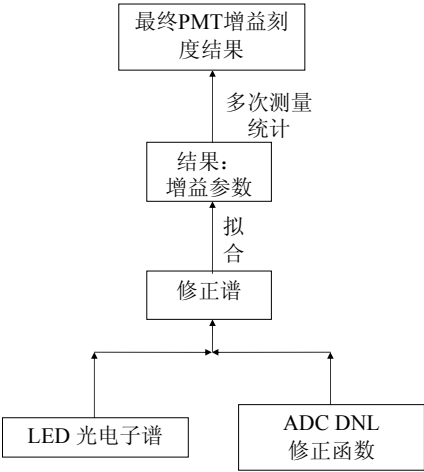


图 4.17: 模型实验 *PMT* 增益刻度流程。

4.4 放射源数据测量

放射源标定是探测器能量响应、位置响应等各种参数测量的有效手段，在后续研究中我们将主要通过测量模型探测器对不同放射源的响应研究探测器性能、刻度方法以及调试模拟软件，涉及的放射源主要包括 ^{133}Ba 、 ^{137}Cs 、 ^{60}Co 和 ^{22}Na 。放射源测量也是验证探测器调试、工作状态的有力工具。

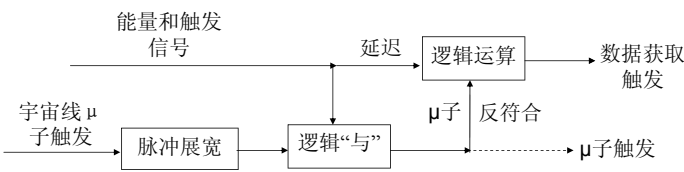


图 4.18: 模型实验放射源数据获取触发流程。

为避免放射源刻度系统对探测器造成污染，我们设计并使用环氧树脂胶封装、尼龙线吊装的放射源刻度系统（见第 3 章）。另外根据实验需要，模型实验的放射源强度只

有 0.5 微居左右 ($< \sim 18\text{kHz}$)，活度很低。放射源测量的基本步骤为：（1）刻度光电倍增管增益；（2）放置放射源于探测器内适当位置进行测量，一般位于探测器中心。（3）利用光电倍增管增益处理原始测量数据，得到真实的探测器响应谱形或者时间分布。图 4.18 显示了模型实验放射源数据测量时系统触发逻辑。

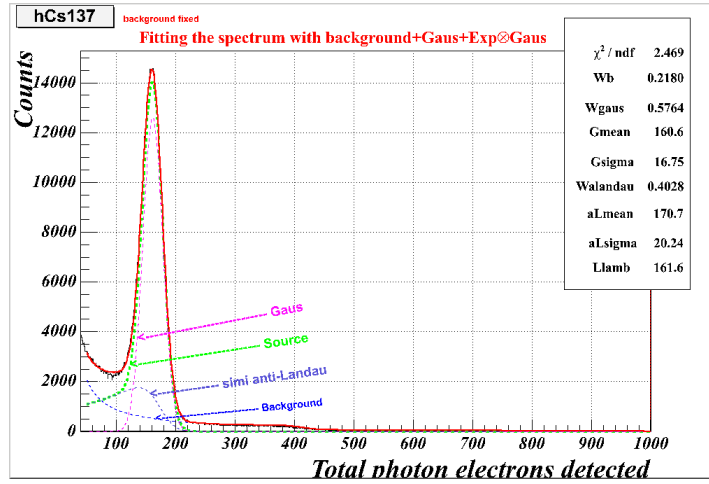


图 4.19: 模型实验测量得到的 ^{137}Cs 能量响应光电子谱的数据拟合。

图 4.19 是模型实验测量到的 ^{137}Cs ($0.662\text{MeV } \gamma$) 位于模型探测器中心时的能谱。能谱中清晰的出现了 ^{137}Cs $0.662\text{MeV } \gamma$ 的全能量沉积峰，以及部分 γ 能量逃逸后造成的能谱前冲，与理论分析完全一致，清晰验证了探测器的正常工作状态。

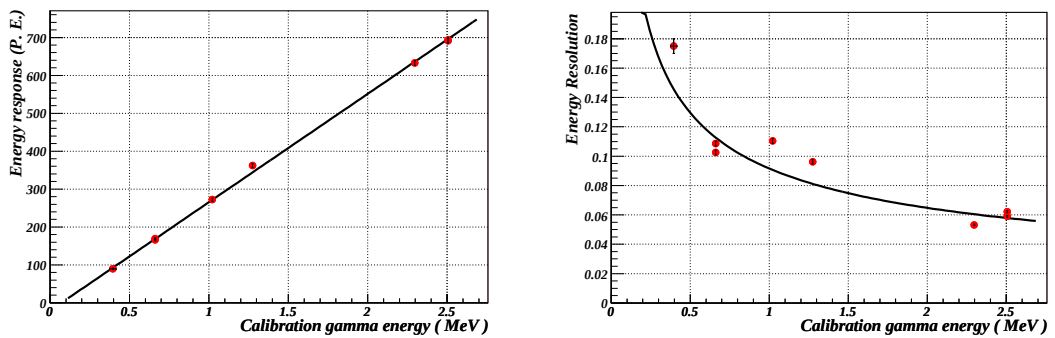


图 4.20: 模型一期实验测量得到的探测器（中心）能量响应曲线（左）以及能量分辨率曲线（右）。

图 4.20 是模型一期实验在探测器中心测量得到的对模型探测器对不同能量 γ 能量响应曲线, 平均能量响应应约为 $\sim 286 p.e./MeV$, 能量分辨率 $\sim 9.2\%/\sqrt{E} MeV$ 。

结合光电倍增管刻度数据我们得到天然放射性本底的 *p.e.* 谱, 如图 4.21 左图所示, 再根据探测器能量响应刻度结果可知, 本底谱两个峰位分别对应能量约为 1.3MeV 和 2.4MeV , 与 *Chooz* 实验本底测量结果 (图 4.21 右图) 比较可知分别为 ^{40}K 和 ^{208}Tl 衰变系, 前者主要来自于光电倍增管玻璃, 后者主要来源于天然放射性衰变链, 与分析结果一致。

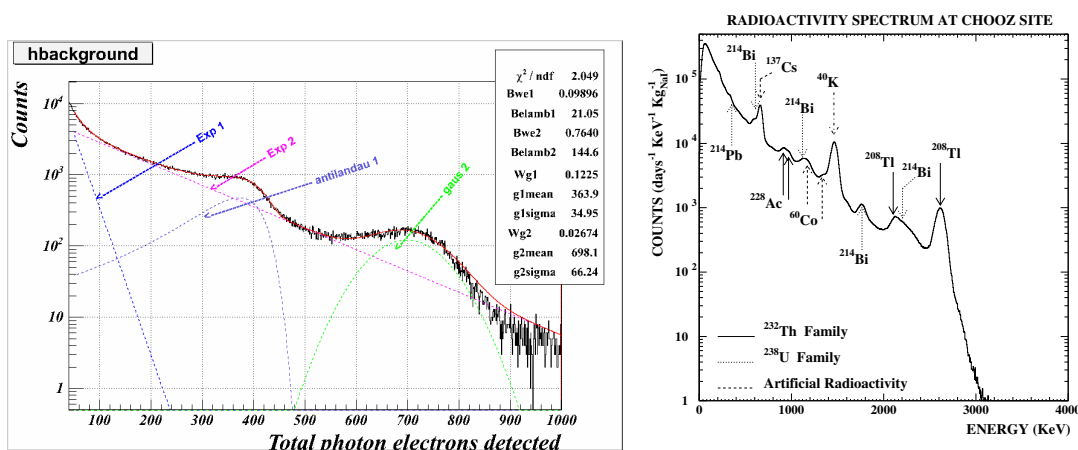


图 4.21: PMT 刻度后的模型实验天然放射性本底谱, 两个能峰分别对应 ^{40}K 和 ^{208}Tl :

左图为模型实验测量得到的天然放射性本底谱（光电子）；右图为 *Chooz* 实验利用 *NaI* 晶体测量得到天然放射性本底谱[46]。

本章主要讨论了模型探测器系统的调试过程，通过电子学、DAQ 的一系列调试，光电倍增管的刻度、天然放射性本底谱的测量，以及放射源数据的测量与分析，调试并验证了探测器的正常工作状态、良好的能量响应。为大亚湾实验探测器设计、系统调试打下了坚实基础。

第五章 模型探测器性能研究

中微子探测器模型实验提供了大型液体闪烁体探测器的真实响应数据，通过实验测量与模拟计算的比较，得到合理的光学模型和可靠的光学参数并运用于大亚湾中微子探测器的模拟，预计探测器性能。本章首先回顾了模型实验已有的物理分析结果，之后将着重介绍新的进展与成果，包括模型探测器的位置响应分析，中子源研究，中子俘获时间谱研究， γ 和中子的分辨等。

5.1 已有研究结果

到目前为止，大亚湾中微子探测器模型实验共进行了两期：第一期，2005 年 1 月 ~ 2007 年 1 月，探测器建造及普通液体闪烁体；第二期，2007 年 2 月 ~ 2008 年 2 月，掺钆（*Gd*）液体闪烁体。通过实验室各位老师、同学的共同努力，已经取得了丰硕成果[53, 111, 112]，主要包括以下几个方面：

（1）探测器一期、二期中心点能量响应测量：一期结果请参见图 4.20；二期结果请参见图 5.1；两期实验均说明探测器能量响应具有良好线性，并且模型二期的能量响应较一期有 ~ 9% 的提升。

（2）测量了模型探测器相关各种光学参数，比如液体闪烁体光产额和衰减长度的测量 [83]，液体闪烁体衰减时间的测量 [113]，液体闪烁体中子响应的淬灭因子及 kB 常数的测量 [122, 53]，液体闪烁体发射光谱、衰减长度谱、折射率测量，有机罐折射率测量，反射膜（铝膜、*Tyvek*、*ESR*）反射率测量，光电倍增管角度响应、增益、暗电流、线性、相对量子效率谱测量 [91] 等；通过这些参数，使得我们对模型探测器及将来大亚湾探测器的特性有了深刻了解，并有效帮助了 *Monte Carlo* 探测器响应模拟软件

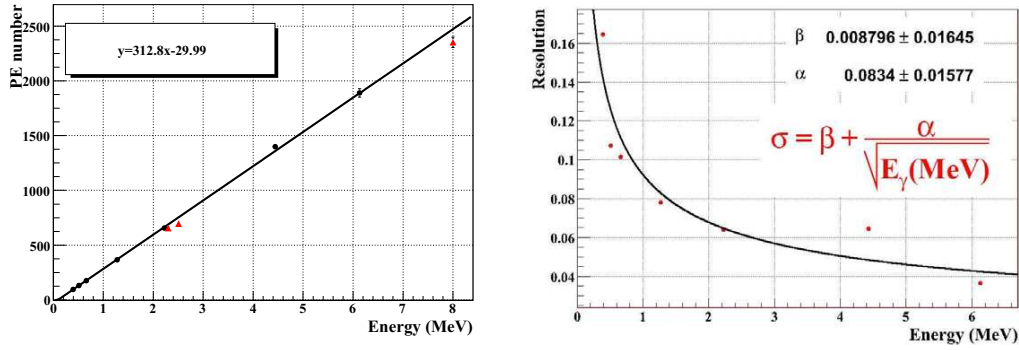


图 5.1: 模型二期实验测量得到的探测器（中心）能量响应曲线（左）以及能量分辨率曲线（右）。

的开发、完善。

（3）通过研究模型探测器对 γ 源的响应，发展和建立了基于 *Geant4* 软件包 [114] 的模型探测器及大亚湾探测器的模拟软件 *G4dyb*，并且通过与 *Geant3*、*FLUKA* 和 *MCNPX* 等软件结果的比较检验了程序代码和相关物理过程，确证了模拟程序的正确性。大亚湾实验是世界上少数几个用 *Geant4* 软件工具对整个实验包括探测器几何、粒子与探测器物质相互作用及事例输出等进行完全模拟的中微子实验之一。适当调节各种参数后，模拟结果与实验数据具有很好的一致性。比如：放射源壳的物质效应带来的能谱畸变在我们的模拟中得以清晰显现，并且与实验结果有很好符合 5.2; 探测器中心点，

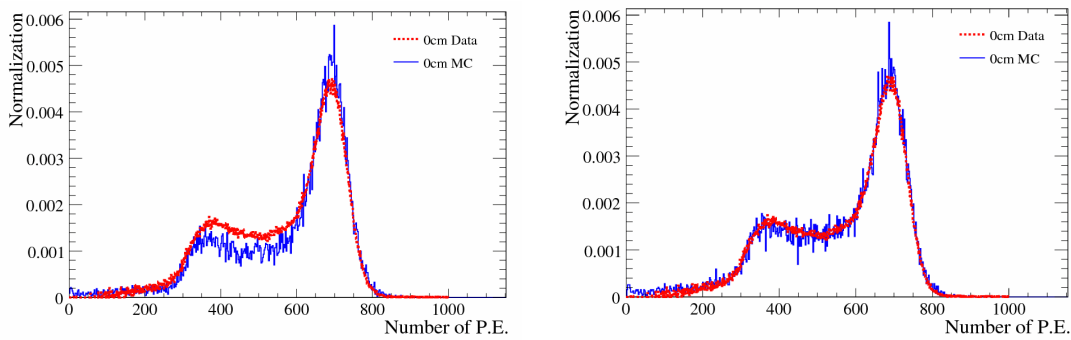


图 5.2: 反射源壳的物质效应 ^{60}Co 位于探测器中心：左图，不包含放射源壳的模拟结果与数据谱存在较大差别；右图，包含放射源壳的模拟结果与实验数据很好符合。

不同能量 γ 放射源的能量响应实验测量与模拟数据具有比较好的符合（如图5.3）。

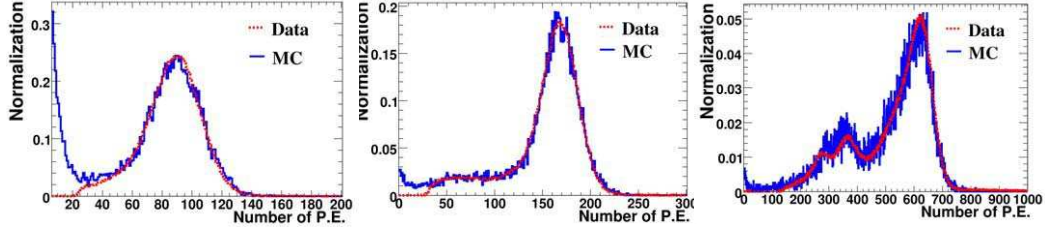


图 5.3: 探测器中心点, γ 源模拟与实验数据的比较: 左图 ^{133}Ba ; 中图为 ^{137}Cs ; 右图 为 ^{22}Na 。

但是沿探测器中轴线即 Z 方向响应的不对称性, 以及 R 方向响应数据与模拟结果的差异还没有找到合理的解释。

(4) 针对大亚湾实验的 $\bar{\nu}_e$ 事例, 特别是中子俘获信号, 我们以 ^{252}Cf 和 PuC 源作为刻度源对模型探测器的响应特性进行了研究, 结果显示模拟与数据基本符合。 PuC 源测试的主要目的是利用其 6.13MeV 的单能 γ 与中子俘获的关联信号模拟 $\bar{\nu}_e$ 事例, 同时由单源提供多个能量刻度点。

如图 5.4 为 PuC 源快信号模拟与实验测量的比较图, 正电子、质子反冲能区段, 正电子部分符合比较好, 但质子反冲部分偏离较大; ^{12}C 激发释放的 $\sim 4.4\text{MeV}$ γ 峰和 ^{16}O 退激释放的 6.13MeV γ 峰均有较好符合。 $\sim 4.4\text{MeV}$ γ (叠加部分质子反冲信号) 能峰是 ^{12}C 被高能中子 (PuC 源零态衰变道) 激发后退激释放的, 与模拟结果一致。

图 5.5 为 PuC 源慢信号数据与模拟结果的比较, $\sim 1.7\text{MeV}$ 以上两者基本符合, 而 $\sim 1.7\text{MeV}$ 以下因实验测量的过高本底导致两者偏离, 但这不影响我们对将来大亚湾中微子探测器响应的理解: 首先大亚湾中微子探测器将强烈压低本底, 远小于模型探测器实验的本底水平; 其次大亚湾实验为了降低实验误差提高精度, 更关注中子俘获信号特别是 8MeV 附近的 Gd 俘获, 而目前此部分的模拟结果与实验测量具有很好的符合度。

图 5.6 为根据 PuC 源实验测量数据与模拟数据分别计算得到的模型探测器中心点中子俘获事例在不同能量阈值下的探测效率曲线, 其中左图蓝线为实验测量中子俘获谱进一步扣除本底后计算得到的探测效率。从结果可知, 实验测量与模拟数据计算得到的中子探测效率 (无论实验数据是否扣除本底) 误差约为 $\sim 8\%$ 。

^{252}Cf 为常用裂变型中子源, 每次裂变相伴随的产物包括: 总能量在 5MeV 左右的

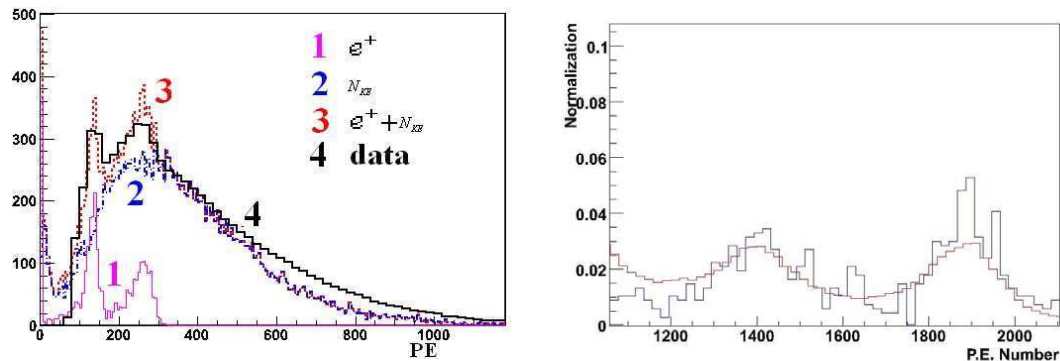


图 5.4: PuC 源快信号数据与模拟的比较：左图为快信号中正电子、质子反冲能谱区段，可见正电子部分符合比较好，但是质子反冲部分偏离较大；右图为 ^{12}C 激发释放的 4.4MeV γ 峰和 6.13MeV γ 。

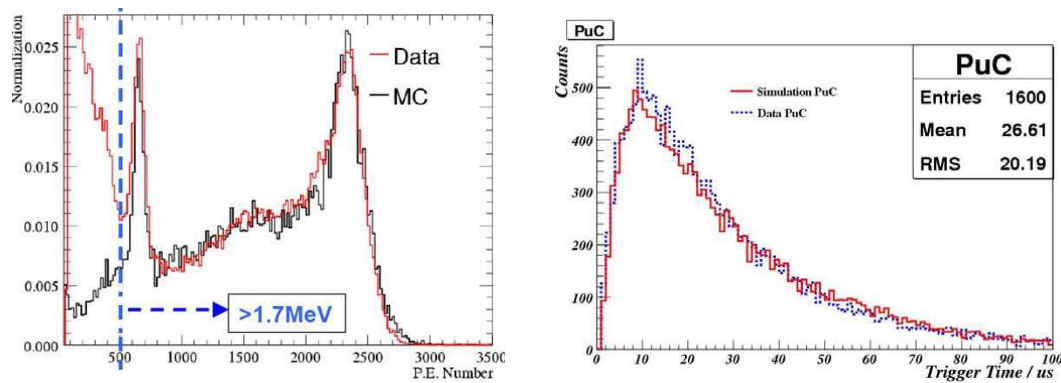


图 5.5: PuC 源慢信号、中子俘获时间数据与模拟的比较：左图为慢信号谱，在 $\sim 1.7\text{MeV}$ 以上符合比较好，由于低于这个能量的实验数据本底含量过高，导致符合度变差；右图为中子俘获时间谱，数据与模拟比较一致。

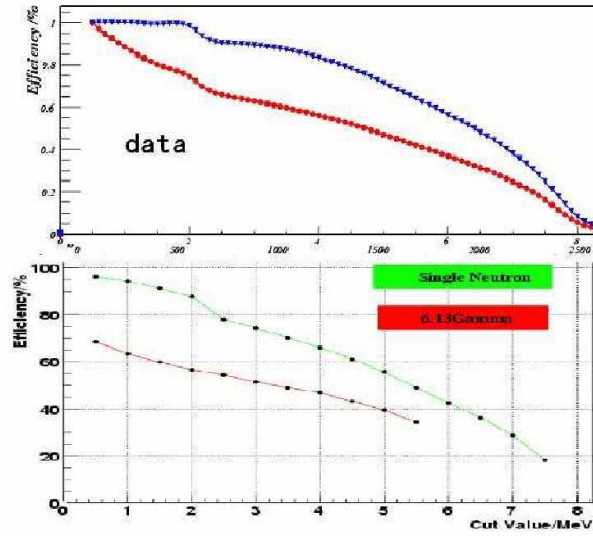


图 5.6: 模型探测器中心点由 PuC 源得到的中子探测效率: 上图为实验数据的计算结果, 红色为包含本底噪音的结果, 蓝色为扣除本底噪音后的结果; 下图为模拟计算结果。

多个 γ ; 以及平均 3.7 个中子。 ^{252}Cf 快信号能谱、中子俘获时间谱的实验测量与模拟数据的比较图请见图 5.7, 由图可见在本底能区以上能量段, ^{252}Cf 快信号的实验数据与模拟能谱符合较好, 俘获时间谱也比较一致。如果仅仅是单中子俘获能谱, ^{252}Cf 与 PuC 源的能谱一致, 但是由于 ^{252}Cf 每次裂变平均放出 3.7 个中子, 在掺钆液体闪烁体中子俘获时间常数 $\sim 30\mu s$, 电子学积分成形时间常数 $1\mu s$ 的情况下, 发生多中子同时被俘获的几率约为 (紧邻快信号) 8%, 导致 ^{252}Cf 高能区事例增多, 实验测量得到的中子俘获谱形将与 PuC 源结果出现细微差别。

图 5.8 显示了 ^{252}Cf 情况下, 实验测量得到的中子俘获时间以及中子探测效率随系统死时间的变化关系。当系统死时间为 $1\mu s$ /事例时, ^{252}Cf 中子探测效率为 $\sim 95\%$ 。但是与 PuC 源的实验得到的单中子探测效率 (如图 5.6) 差别可忽略 (相对于与模拟的差异 10%), 因此下面我们将以单中子的探测效率替代 ^{252}Cf 的中子探测效率, 以便用于后续的 ^{252}Cf 活度刻度。

(5) 如图 5.9 所示, Gd 、 H 原子占液闪总原子数的比例将导致中子俘获时间的变化。也就是说我们可以通过监测中子俘获时间监测 Gd 、 H 原子比例的变化, 灵敏度分别为: 0.01% Gd 含量的变化导致中子俘获时间常数变化 $\sim 2.43\mu s$; 1% H 含量的变化

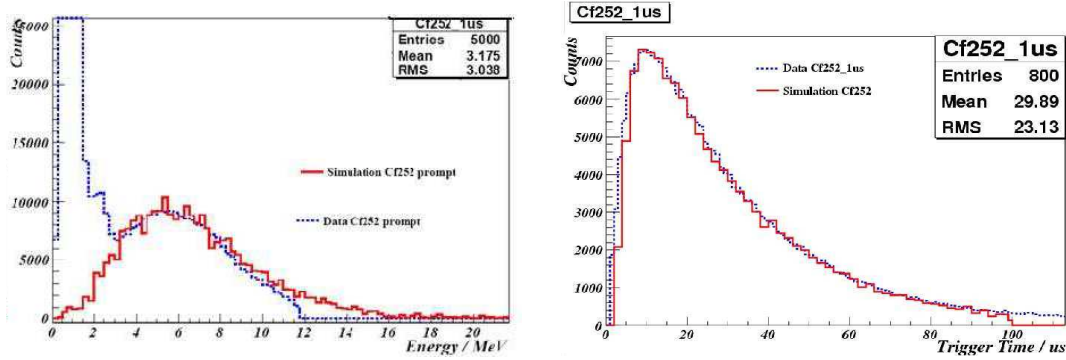


图 5.7: ^{252}Cf 源快信号能谱、中子俘获时间谱数据与模拟的比较

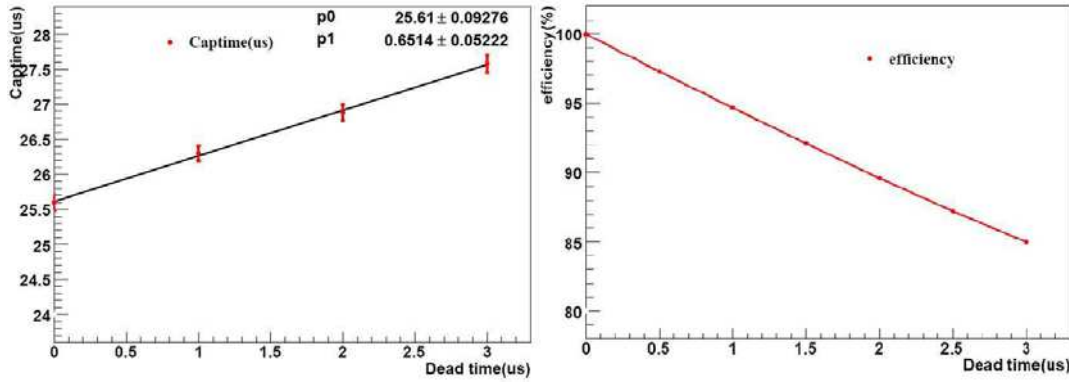


图 5.8: ^{252}Cf 源模拟数据得到的模型探测器中心点中子探测效率与系统死时间关系：左图为 ^{252}Cf 拟合得到的中子俘获时间常数随死时间变化曲线；右图为 ^{252}Cf 中子探测效率随死时间的变化。

导致中子俘获时间常数变化 $\sim 0.28\text{us}$ 。

5.2 γ 源刻度

当前，在模型实验本底分析 [111]、探测器中心点实验数据与模拟的比较、各光学参量（光产额、衰减长度、反射板反射率等）对探测器能量响应的影响 [53] 等等的研究中，对 γ 源的能量响应已经有了比较好的理解。但是在有关探测器位置响应的理解中，模拟与实验数据却始终存在较大差异，包括沿探测器中轴线 Z 方向响应以及 R 方向响应。通过本论文的工作，我们最终比较好的理解了模型探测器的位置响应特点。

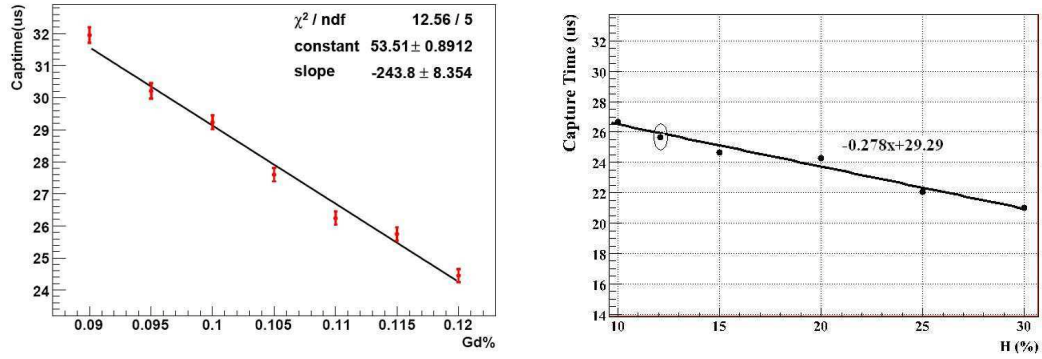


图 5.9: 中子俘获时间常数与 Gd 、 H 原子原子比例的关系: 左图为 Gd 比例与中子俘获时间常数; 右图为 H 原子比例与中子俘获时间常数;

5.2.1 Z 方向响应的不对称性

鉴于模型探测器特点, 及放射源单次衰变释放的 γ 个数, 为简单起见, 我们采用 ^{137}Cs 源 (单 γ , 能量 0.662MeV) 作为典型刻度源研究、讨论模型探测器的 Z 方向响应特点, 以下实验测量、模拟数据的讨论均是以 ^{137}Cs 作为默认放射源进行的。

模型探测器 Z 方向响应的实验测量方法是: 从有机玻璃罐底部开始沿探测器中轴线向上移动放射源, 每隔 15cm 做一次测量, 并且记放射源位置在探测器中心时为 0cm 。可得到从下往上的测量点依次为: -48cm 、 -33cm 、 -18cm 、 0cm 、 12cm 、 27cm 、 42cm 、 50cm 共 8 个点。模拟数据的获得方式为在探测器中心即 0cm 点的 ^{137}Cs 模拟能谱与实验能谱符合后, 保持探测器所有配置参数不变, 模拟其它点的能谱(模型探测器模拟程序构造的探测器几何如图 5.10 所示)。各点的能谱峰位值如图 5.11 所示 (其中红方块为数据, 蓝三角为模拟结果, 上、中、下三圈光电倍增管个数分别为 14、11、15;)。数据结果显示, 模型探测器在竖直方向对放射源的能量响应是不对称的, 上部的光电子输出多于下部, 而且实验测量与模拟计算结果存在较大差别。

虽然上反射板距离探测器中心比下反射板近 5cm , 但模拟显示反射板如此程度的不对称并不能导致探测器 Z 方向响应的不对称; 而且实验数据在上圈光电倍增管个数比下圈少的情况下, 光电子输出却多于下部更是难以理解的。为此, 在先前的模拟研究中曾考虑了几种非理想情况的探测器试图来解释探测器竖直方向的不对称性, 比如:

(1) 液体闪烁体长期静置后, 如果杂质沉积在有机罐底部阻碍了光学光子在底部的传

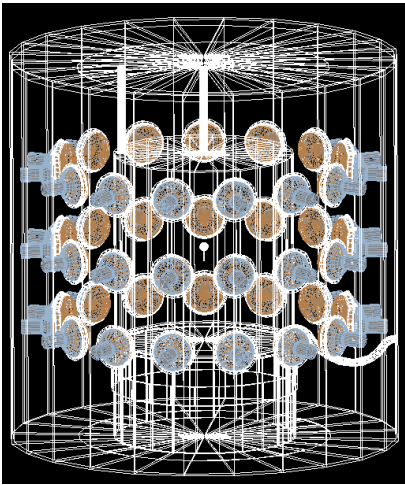


图 5.10: 模型探测器模拟程序构造的探测器几何

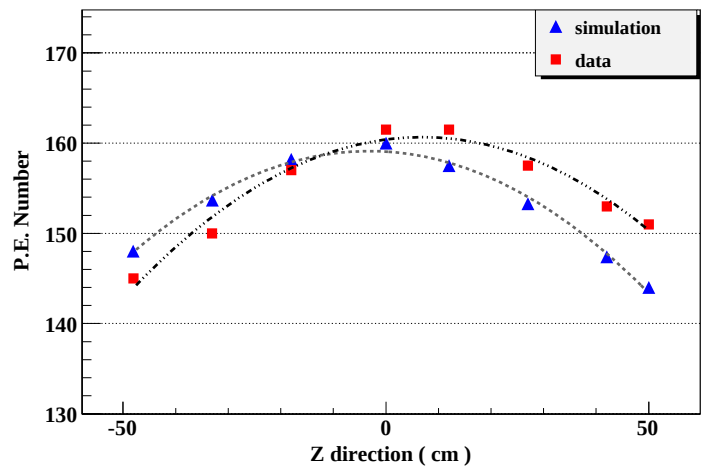


图 5.11: 模型实验 Z 方向响应的不对称性与已有的模拟结果

播，则可能引起探测器下部光输出的减少，也就造成光电子的减少。（2）钢罐底部矿物油的杂质沉积，使底层矿物油的透明度降低或底部反射板的反射率降低，引起光输出减少。（3）钢罐制造精度误差，三圈光电倍增管的支架间距不等、或中间圈光电倍增管的支架中心与有机罐的中心不重合，存在向上的偏差，也可能造成探测器上部光电子输出多于下部。最终模拟结果倾向于：减小底部反射板的反射率、或者三圈光电倍增管位置上移 6cm 或者有机罐底部液体闪烁体有杂质沉积(模拟时设置有机罐底面上的 1mm 厚的液体闪烁体衰减长度为 1mm) 三种情况中的一种作为不对称性的解释，均能使模拟

与实验的不对称响应大致符合(如图 5.12)

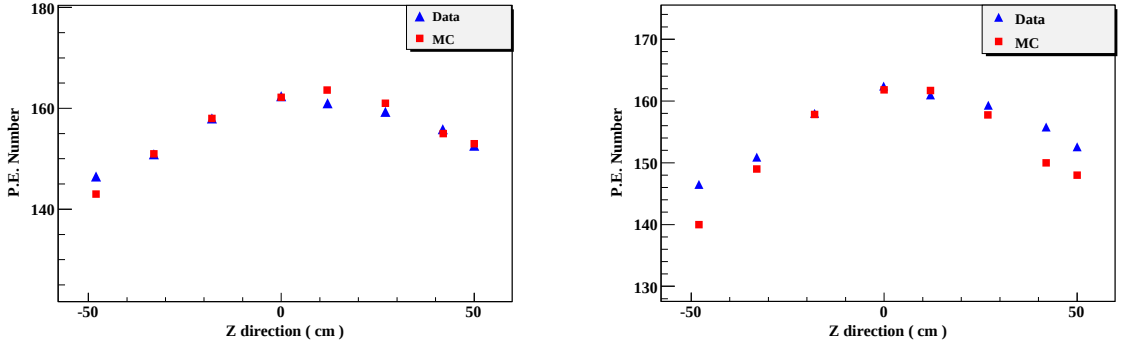


图 5.12: 模型探测器 Z 方向位置响应模拟与实验的比较: 左图是三圈 PMT 上移 $6cm$ 时模拟与实验的比较; 右图是有机玻璃罐底部液体闪烁体有杂质沉积时模拟与实验得比较。)

比如下反射板反射率降低 50% 或者光电倍增管中心向上偏心 $6cm$ (探测器几何参数的测量精度 $\sim \pm 1cm$)，探测器底部矿物油衰减长度的测量也排除了第三种可能性。

为了精确、定量比较探测器 Z 方向响应模拟与实验结果的差别，我们定义了一个 χ^2 量，如式 5.1，其中 i 为沿探测器中轴线 Z 方向的第 i 个实验测量点，共 8 个点即 7 个自由度； D_i, MC_i 分别为第 i 个实验测量位置实验测量、模拟计算得到的能量响应值； σ_i 为第 i 个测量位置处实验能量响应峰值位置的误差，一般取为相应位置能量响应值的 1.5%。

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{D_i - MC_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.1)$$

为了寻找 Z 方向不对称响应的真正原因，我们首先重复了图 5.11 的模拟结果(如图 5.13 所示)，前后两次模拟计算得到的结果基本一致，模拟程序的基本参数配置为：中间层光电倍增管支撑环中心与有机罐中心重合（如图 5.10 为模型探测器模拟程序构造的几何）；光学参数为标准默认参数；模拟数据使用最原初的数字化方法（模型模拟软件模拟结果中光电倍增管输出光电子数为整数，为真实化模拟结果以便与实验数据比较，必须先经过模拟数据的数字化过程）。此时模拟与数据差别的 $\chi^2 \sim 34.8 @ 7$ 个自由度。

完全重复先前探测器 Z 方向响应的模拟结果后，鉴于最原初模拟数据的数字化过程存在的问题，因此，我们首先采用修正后的数字化方法对模拟数据重新进行了处

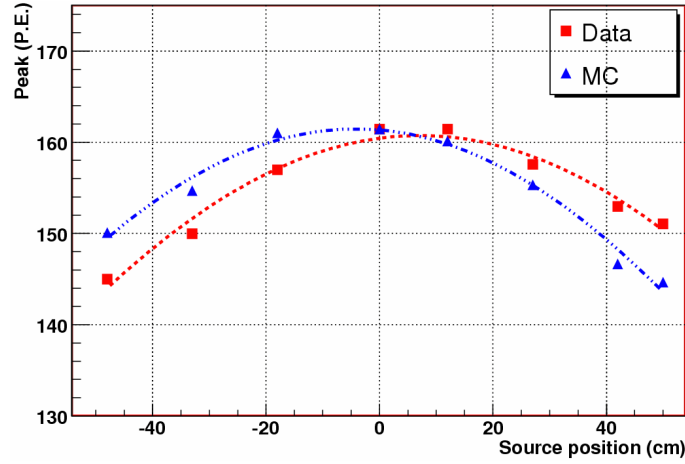
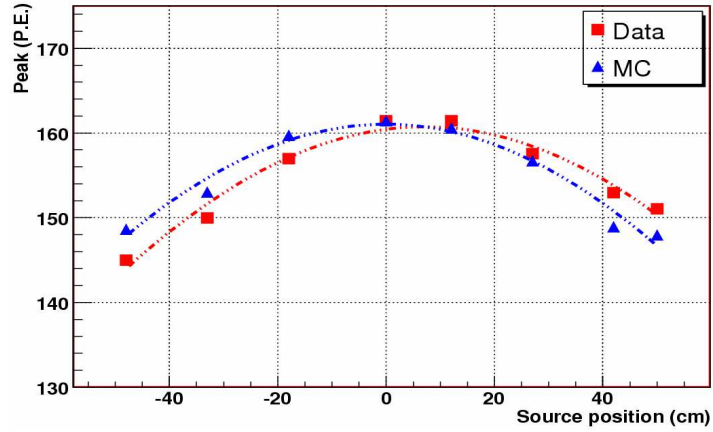


图 5.13: 对模型探测器 Z 方向响应不对称性先前模拟结果的验证

理，并在此基础上展开后续讨论。修正后的数字化方法为：当PMT输出光电子数为零时，仅对光电倍增管的单光电子谱(式 4.13) 中的本底谱抽样一次；当光电倍增管输出光电子数为 n 时，除对本底谱抽样一次，还将对单光电子谱中的纯信号高斯谱抽样 n 次，两者求和后再作为最终的光电倍增管信号输出。这个抽样方法的前提是提供每个光电倍增管的单光电子谱以便得到其本底谱和信号谱（方法见式 4.13, [53, 90, 110]）。重新数字化处理后的模拟计算与实验数据 Z 方向响应曲线如图5.14 所示，与先前已有的模拟结果（图 5.13）相比，实验与模拟的差别明显缩小，但是探测器模拟计算结果的上下端响应仍基本对称与实验测量结果不一致，导致模拟结果中探测器下端响应明显高于实验，而上端明显低于实验。此时模拟与数据差别的 $\chi^2 \sim 14.6 @ 7$ 个自由度。

根据探测器几何设计、建造精度及已有的模拟结果分析可知，可能造成探测器响应上部高、下部低的不对称性的原因可能是：三圈光电倍增管支架整体或部分向上偏离有机罐中心（有机罐中心同时也是模拟软件构造探测器几何的坐标原点）；上反射板相对下反射板反射率有增大；上反射板位置较设计位置向探测器中心移动或者因重力导致变形；但缺乏明确理由表明矿物油或者液闪光学性质不均匀性，或者上中下三圈光电倍增管响应存在明显差别，因此暂不考虑它们的可能性。

如前所述，已知光电倍增管支撑环间垂直距离精度为 $\pm 0.5\text{cm}$ ，因此也排除三圈光电倍增管支架单独某一层向上偏离有机罐中心的可能性。为研究三圈光电倍增管支架整体偏离有机罐中心所带来的影响，我们在模型探测器模拟软件默认几何、光学参数配置

图 5.14: 数字化方法修正后的模型探测器 Z 方向响应

下（三圈光电倍增管支撑环中心之间的竖直距离为 40cm ，中间层支撑环中心与有机罐中心重合），单独改变三圈光电倍增管中心在竖直方向的位置，保持其他配置不变，研究其影响。图 5.15 是中间层光电倍增管支撑环中心相对于有机罐中心向上（负）或向下（正）移动时，模拟计算得到的探测器 Z 方向响应的变化（左图）以及模拟与实验数据 Z 方向响应符合度 $\chi^2 @ 20$ 个自由度的变化趋势（右图）。对比结果显示，当中间层光电倍增管支撑环中心向上移动约 2cm 时，模拟与实验的 Z 方向响应符合度最佳。

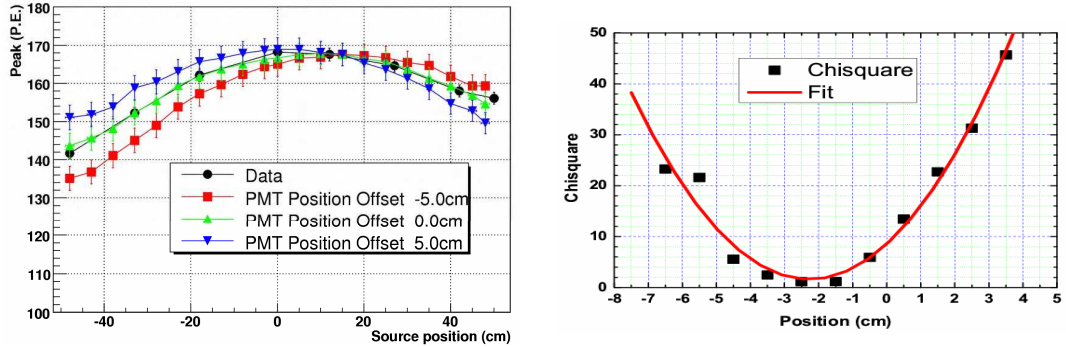


图 5.15: 模型探测器中间层 PMT 支撑环中心相对于有机罐中心移动对 Z 方向响应的影响：左图为模拟结果 Z 方向响应的变化（ X 轴的 0cm 位置为有机罐中心向上 1.5cm ）；右图为左图对应的 $\chi^2 @ 20$ 个自由度的变化（ X 轴的 0cm 位置为有机罐中心）；模拟与实验最佳的符合位置为 -2cm 。

重新仔细计算探测器实际几何构造参数后发现，实际探测器中间层光电倍增管支撑环中心与有机罐中心并不重合，而是向上偏离约 $1.5 \pm 0.5\text{cm}$ ($\chi^2 \sim 3 @ 7$ 个自由度)，原有计算忽略了反射板、钢罐底的厚度。这也就是说，模拟计算与实验测量均支持实际探测器中间层光电倍增管支撑环中心与有机罐中心不重合的事实。而且探测器这个配置参数的变化所带来的探测器响应变化足以完全解释先前模拟与实验数据的 Z 方向响应不对称的问题。同时，鉴于忠于实验测量的原则，我们最终选择中间层光电倍增管支撑环中心向上移动 1.5cm 作为实际探测器的几何配置参数对模拟软件几何进行了配置，即模拟软件的几何配置变更为：有机罐中心仍为模拟软件探测器几何的坐标原点，但是光电倍增管支撑环 Z 方向的中心相对于有机罐中心向上移动 1.5cm 。图 5.16 显示了参数变更后，模拟与实验得到的模型探测器中轴线 Z 方向位置响应曲线（左）的比较，以及每点相应的能量分辨率；图 5.17 为每个测量点能量响应模拟与实验谱形的比较，模拟与实验具有了良好的一致性。也就是说，模型探测器光电倍增管支撑环相对于有机罐中心在 Z 方向的 $\sim 1.5\text{cm}$ 的位置偏差主要导致了探测器 Z 方向响应的不对称性。

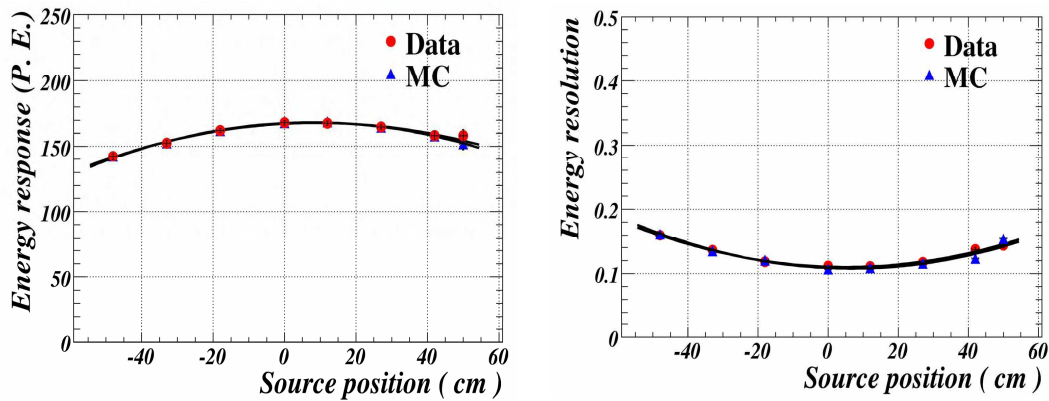


图 5.16: 模拟与实验基本符合时的 Z 方向能量响应与分辨率：左图中间层 PMT 支撑环中心相对于有机罐中心向上移动 1.5cm 后，模型实验 Z 方向能量响应；右图为左图对应点的能量分辨率。

实验测量结果中 -48cm 和 50cm 测量位置几乎对称，但是谱形却存在较大差异的原因是 50cm 位置时，放射源实际上已经进入有机玻璃罐的刻度管。另外，图 5.17 的数据与模拟结果都显示当放射源位于探测器液体闪烁体有效体积边缘时， γ 存在能量泄露，

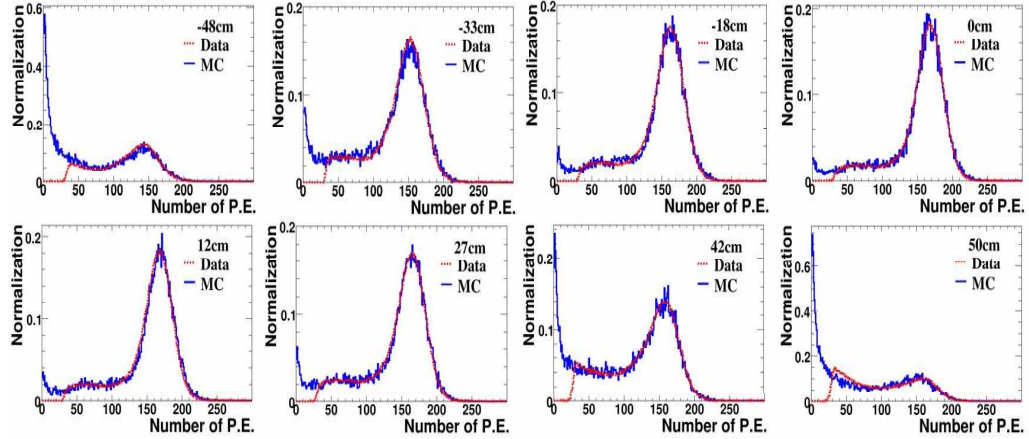


图 5.17: 模型探测器模拟与实验 Z 方向响应谱形的比较: 有机罐中心为 X 轴 0cm 。

即部分能量将逃逸出探测器而不能被测量到, 也就导致图 5.16 中探测器边缘测量得到的能量响应、分辨率低于中心区。大亚湾实验设计要求探测器具有良好的位置响应均匀性, 因此为了避免在中微子探测器靶区出现模型实验类似的边缘效应, 我们将在中心靶区外增加一个 γ 俘获层, 用来捕捉从中心靶区逃逸的 γ 能量。通过模拟计算知 (如图 5.18) [79], 当大亚湾中微子探测器 γ 俘获层的厚度大于 40cm 时, 中子俘获效率增长缓慢, 因此大亚湾中微子探测器俘获层厚度最终选定为 42.5cm , 此时中微子探测器中心靶区任意位置的能量响应将与模型探测器中心点基本一致, 大大削弱了位置响应的不均匀性。

同时, 基于与检验光电倍增管支撑环中心偏移量相类似的方法, 即保持探测器其他配置参数不变, 单独改变某一个配置参数, 考察其对探测器 Z 方向响应的影响, 我们也可以对探测器其他光学的、几何的配置参数做考察, 以检验其影响或参数精度。如图 5.19 为模型探测器上反射板反射率变化对模型探测器 Z 方向响应的影响, 上反射板反射率变化除对探测器总的能量响应输出产生影响外, 还将主要影响探测器 Z 方向响应曲线的形状, 特别是探测器上部的能量响应。最终比较结果显示模型探测器的模拟与实验数据达到最佳符合时, 上反射板反射率为 85% , 与铝膜的默认反射率相一致。

图 5.20 为模型探测器下反射板反射率变化对模型探测器 Z 方向响应的影响, 与上反射板反射率变化导致的效应类似, 在导致整个探测器能量响应输出变化的同时, 还主要影响探测器 Z 方向响应曲线的形状, 但下反射板特别影响探测器下部的能量响应。

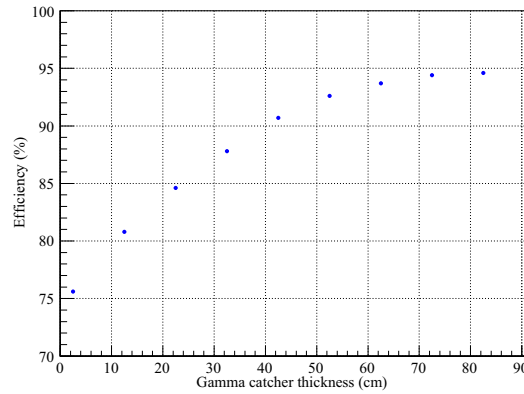


图 5.18: 大亚湾中心探测器 γ 俘获层厚度与中子俘获效率 [79]: 中子俘获能量 cut 在 $6MeV$; 大亚湾中心探测器 γ 俘获层厚度将设定在 $42.5cm$ 。

最终比较结果也显示模型探测器的模拟与实验数据达到有最佳符合度时, 下反射板反射率为 82% 左右, 即接近于铝膜的默认反射率, 但是比上反射板最佳反射率偏低, 原因可能是探测器下端矿物油、液闪、支撑环等的不对称性造成的。由此也可见此种检验方法对上下反射板反射率的变化是相当灵敏的。

模型探测器上反射板位置的变化 ($\pm 5cm$ 以内), 除主要影响探测器的总能量输出外, 对探测器 Z 方向响应曲线形状的影响不大如图 5.21 所示, 其中图 5.21 左变化显著的两条线是由于上反射板的位置已经超出矿物油上液面, 进入空气从而产生的显著变化。另外, 光电倍增管支撑环半径的变化也仅主要影响探测器的总能量输出, 几乎不影响探测器 Z 方向响应曲线形状, 如图 5.22 所示。

由此可见, 光电倍增管支撑环相对于有机罐中心在 Z 方向的位置偏差、上下反射板反射率, 均会对模型探测器的 Z 方向响应产生显著影响, 并且模型实验 Z 方向响应对光电倍增管支撑环 Z 方向位置偏差的灵敏度可以达到 $1cm$ 量级, 上下反射板反射率的灵敏度可以达到 5% 左右。由此推广到将来的大亚湾中微子探测器, 我们也可以通过比较模拟与实验测量的探测器 Z 方向能量响应曲线在线监测大亚湾中微子探测器的部分参数, 比如光电倍增管支撑环位置偏差、上反射板或下反射板反射率的变化等。

5.2.2 R 方向响应

探测器能量、位置响应的完整刻度, 仅有中心刻度管的中轴线 Z 方向的测量是不够

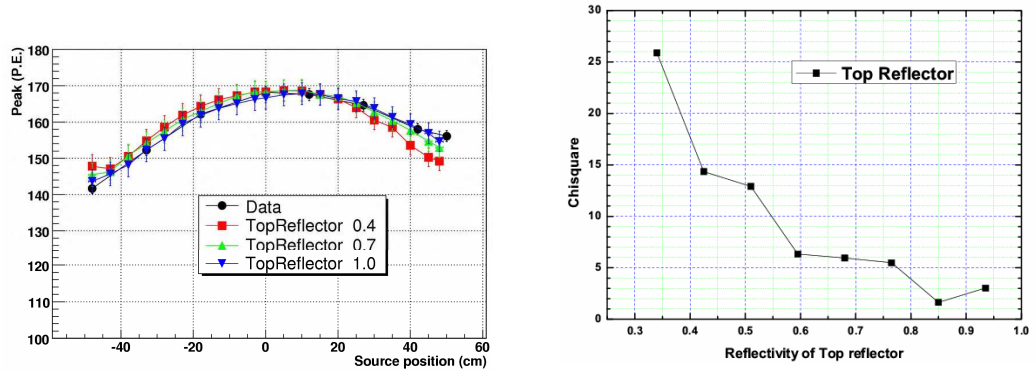


图 5.19: 模型探测器上反射板反射率对 Z 方向响应的影响: 左图为 Z 方向响应随反射率变化的关系; 右图为反射率变化时, 模拟与实验符合度 χ^2 @ 20 个自由度的变化; 模拟与实验数据的最佳符合位置是铝膜的默认反射率 85%。

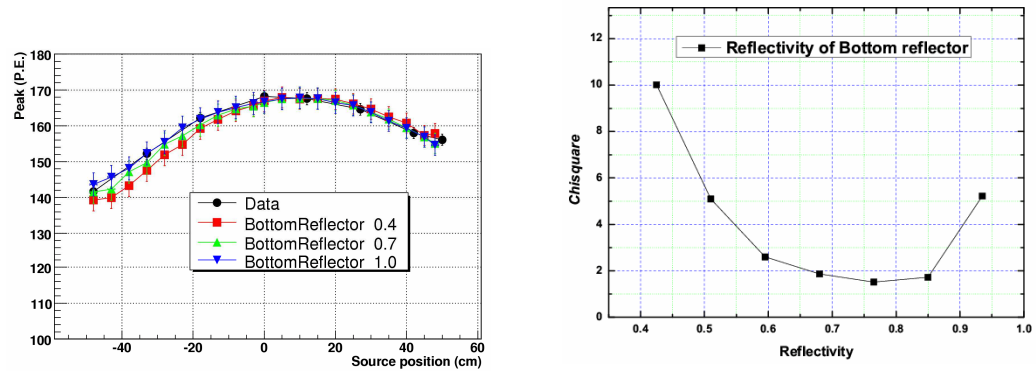


图 5.20: 模型探测器下反射板反射率对 Z 方向响应的影响: 左图为 Z 方向响应随反射率变化的关系; 右图为反射率变化时, 模拟与实验符合度 χ^2 @ 20 个自由度的变化; 模拟与实验数据的最佳符合位置 82%, 接近于铝膜的默认反射率 85%。

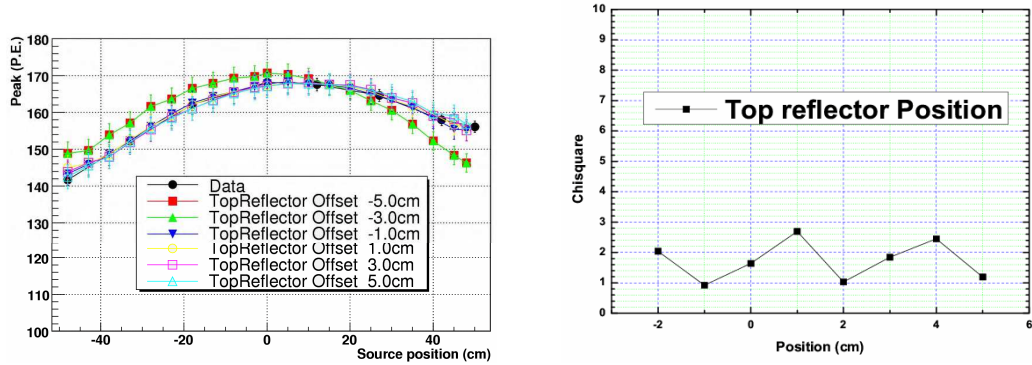


图 5.21: 模型探测器上反射板位置对 Z 方向响应的影响: 左图为 Z 方向响应随上反射板位置变化的关系; 右图为上反射板位置变化时, 模拟与实验符合度 χ^2 @ 20 个自由度的变化; 反射板位置对 Z 方向响应没有明显影响, 左图变化明显的两条线是由于上反射板位置超出矿物油的上液面进入空气层所导致的。

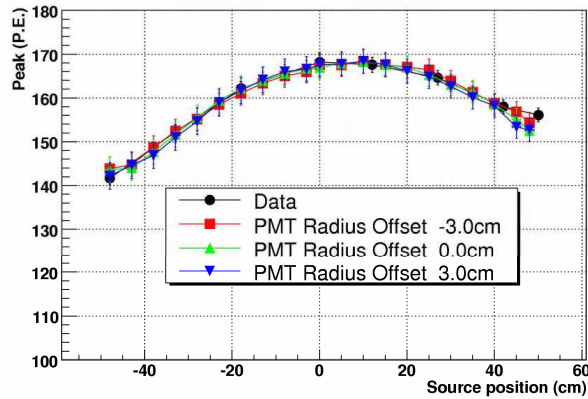


图 5.22: 模型探测器 PMT 支撑环半径变化对 Z 方向响应的影响

的，而且对于圆柱形探测器，更需要了解探测器 R 方向响应的特性。

探测器的 R 方向，将不再具有中轴线处的圆周对称性。随着粒子作用顶点与光电倍增管之间距离的减小，光电倍增管的个体差异（量子效率、收集效率）将逐渐成为探测器响应的主导性因素，将使得探测器 R 方向的响应相对于 Z 方向具有更大的复杂性。实验中，我们将以放射源沿边缘刻度管（ $R = 42.5\text{cm}$ ）运动时模型探测器的能量响应以及模拟计算来研究探测器 R 方向的响应：如果模拟计算与实验测量在探测器中心刻度管和边缘刻度管均能较好的符合，那么我们对探测器 R 方向的响应也就有了比较好的理解。

基于模型探测器模拟软件的标准配置参数（各光电倍增管的量子效率、收集效率相同），我们对放射源沿边缘刻度管（ $R = 42.5\text{cm}$ ）运动时模型探测器的能量响应作了模拟计算，并与实验测量进行了比较（实验测量方法与中心刻度管测量方法相同），结果如图 5.23 所示，模拟与实验结果差别很大：模拟计算得到的能量响应远大于实验测量值（最大 $\sim 10p.e.$ ，左图）；两者谱形无法符合（右图）。

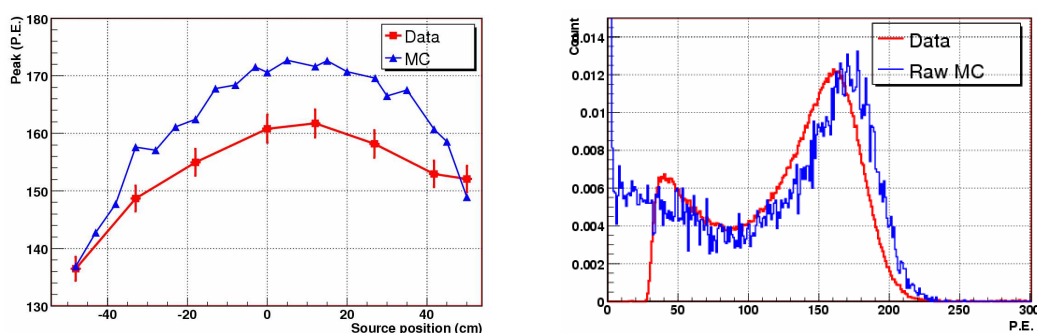


图 5.23: 模型探测器边缘刻度管能量响应模拟与数据的比较：左图为不包括 PMT 量子效率、收集效率的模拟结果与数据的比较， $\chi^2=95.84$ @ 7 个自由度；右图为左图放射源位于 0cm 位置时的模拟与实验能谱比较。

探测器构造、或者其他误差都有可能造成探测器边缘刻度管响应模拟计算与实验测量的结果出现巨大差别，例如实验与模拟程序放射源的位置差别给模拟结果带来的误差：（1）由于有机罐与光电倍增管相对位置的误差，导致放射源在 R 圆周（ ϕ 方向）上的位置误差 $\pm 1\text{cm}$ ；（2）设计边缘刻度管放射源位于（ $x = 0\text{cm}, y = 42.5\text{cm}, z = 0\text{cm}$ ）点，但是由于有机罐（放射源位置以有机罐中心为

基准) 相对于钢罐位置的误差导致放射源在 y 方向 (R 方向) 存在误差, 其大小为 $\pm 1\text{cm}$ 。下面我们分别针对这两种可能进行了模拟计算。

模型探测器模拟软件的标准参数配置下 (各光电倍增管的量子效率、收集效率相同), 随着放射源位置与光电倍增管间距离的缩短, 粒子作用顶点相对于部分光电倍增管的立体角将逐渐增大 (抵消相对于其他光电倍增管的立体角减小之后), 将导致探测器的总能量响应输出增大, 如图 5.24 所示: 当放射源在平面 ($x = 0\text{cm}, z = 0\text{cm}$) 沿直线从探测器中心 ($y = 0\text{cm}$, 中心刻度管) 向探测器边缘 ($y = 42.5\text{cm}$, 边缘刻度管) 移动时, 随着放射源顶点逐渐靠近探测器边缘、接近光电倍增管, 探测器的能量响应输出增大越多。这说明, 在不考虑光电倍增管量子效率、收集效率差异的条件下, 探测器 R 方向响应在放射源定位误差 $\pm 1\text{cm}$ 范围内, 能量响应输出的误差仅有 $\pm 2p.e.$, 远不能对模拟计算与实验测量的巨大差别产生明显影响。同时, 也说明主要是光电倍增管的立体角效应直接导致了目前模型探测器沿边缘刻度管能量响应的模拟计算与实验结果较大差别。

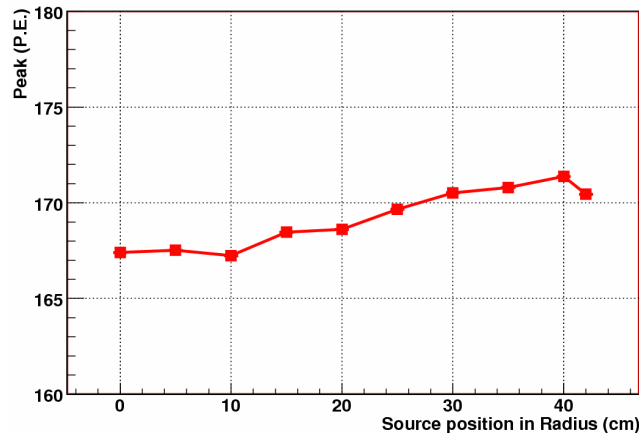


图 5.24: 标准参数配置下模型探测器 R 方向响应 ($Z = 0\text{cm}; X = 0\text{cm}$): 不考虑各光电倍增管间的效率差别。

探测器 ϕ 方向建造误差 (通过改变放射源相对于探测器 ϕ 方向的位置, R 不变) 对边缘刻度管能量响应影响的模拟结果如图 5.25 所示, 在 ϕ 方向误差 $\pm 1\text{cm}$ 范围内, 能量响应变化 $< \pm 1p.e.$ 。也就是说探测器建造误差、或者实验测量误差都不足以弥补当前边缘刻度管模拟与实验数据之间的巨大差别。

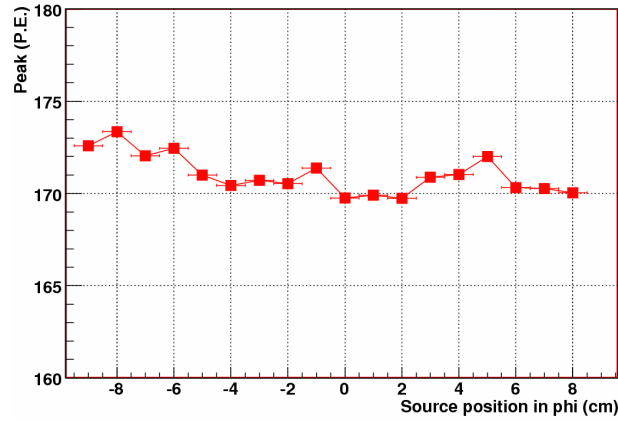


图 5.25: 标准参数配置下模型探测器边缘刻度管处 ϕ 方向响应($R = 42.5\text{cm}$): 不考虑各 PMT 间的效率差别。

图 5.23, 5.24, 5.25 均是在理想条件下模拟计算得到的探测器响应, 并没有考虑光电倍增管量子效率、收集效率差异。但实际上, 各光电倍增管的量子效率、收集效率存在差异, 即便我们忽略量子效率的随机分布和收集效率随光电倍增管工作高压的变化, 仍有地磁场等因素会对实际探测器中光电倍增管的收集效率产生影响, 并有可能影响到探测器 R 方向的响应特性。

真实的探测器中, 由于地磁场的作用将导致光电倍增管的有效收集效率的变化, 例如图 5.26 [79, 115, 116]所示, 随光电倍增管打拿级与地磁场方向夹角的不同, 型号为 *ET9354KB* 的光电倍增管对同幅度输入信号电荷响应输出的最大变化可以达到 80%, 而且不同管子的磁场效应差异很大; 而 *Hamamatsu R5912* 型光电倍增管的地磁场效应导致的电荷响应输出的最大变化有 30%, 但所测管子之间的差异很小。可想而知, 模型探测器内光电倍增管在地磁场的影响下, 效率也将有相当的变化。而且, 模型探测器内共三层光电倍增管, 每一层的 15 只光电倍增管在 360 度内均匀分布, 也就是说模型内每层光电倍增管的第一打拿级方向与地磁场方向的夹角也是在 360 度内均匀分布的(所有光电倍增管第一打拿级与竖直线构成的夹角相同), 这将导致每层光电倍增管实际收集效率的分布与图 5.26 所示分布基本相同(效率的最大、最小值成 180 度)。光电倍增管实际收集效率的变化将导致探测器 R 方向响应的变化, 特别是模型探测器, 几何尺度小, 光电倍增管有效收集效率变化引起的探测器响应变化可能更严重。

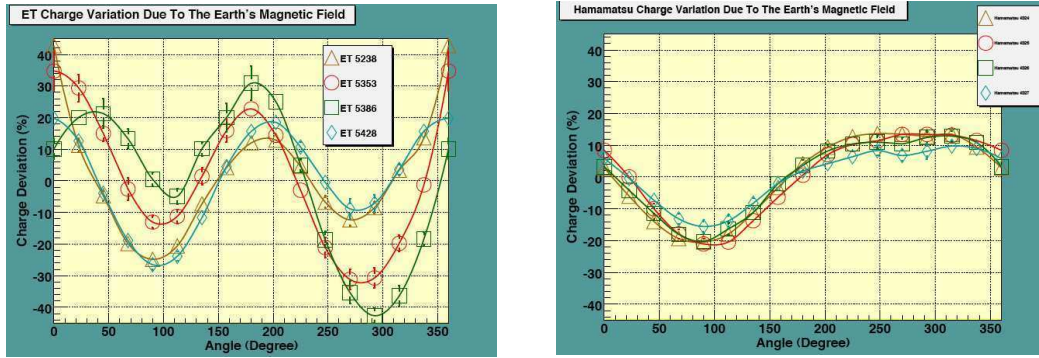


图 5.26: 地磁场影响下 *PMT* 收集效率的变化 [79, 115, 116]: 左图为 *PMT ET9354KB* 的变化曲线; 右图为 *PMT Hamamatsu R5912* 的变化曲线。

一般我们可以在光电倍增管安装前准确测量它的量子效率、收集效率, 但是, 由于实际探测器环境、光电倍增管安装位置的随机性, 导致这种离线测量方法得到的光电倍增管收集效率对理解真实探测器响应起到的作用只能是有限的。我们必须在探测器设计中减弱光电倍增管的磁场效应或者在线刻度各光电倍增管的有效收集效率。模型实验我们更关心各光电倍增管之间的相对收集效率。

模型探测器光电倍增管相对收集效率在线刻度的思想是: (1) 首先放置均匀光源于探测器中心或者某一圈光电倍增管的中心, 理论上同层光电倍增管接收到的光强相同, 实际测量得到的同层各光电倍增管间输出差别, 就体现了其有效的收集效率; 但测量得到的光电倍增管相对收集效率存在一个归一化因子, 并与每层测量相关联。(2) 通过均匀光源的光强分布计算得到每层光电倍增管接收到的光强度分布及电荷输出分布, 通过与实验测量结果的比较得到各层之间的归一化因子。最后我们将得到整个探测器各个光电倍增管的相对收集效率, 以及一个归一化因子(绝对收集效率, 与液闪光产额、衰减长度、光电倍增管量子效率等相关联)。上述实验的关键之一在于: 均匀光源, 可选用光强均匀球(*diffuser ball*), 或者利用液体闪烁体荧光的均匀性通过放射源、紫外 *LED* 激发产生脉冲光; 前种方法的主要困难是均匀球的制备以及短脉冲光的产生以便去除反射光等杂散光, 而后者主要困难在于放射源 γ 的自由程将导致液体闪烁体实际发光顶点的弥散, 进一步引起光电倍增管收集效率的计算结果出现偏差, 而且随着光强增大(放射源能量提高)弥散效应越明显; 关键之二(步骤二)的主要难点在于测量中必须被去除探测器内的杂散光, 主要是各种反射光, 以降低测量偏差, 需要探

测器具有良好的时间测量特性。

我们最终选择位于探测器中心的 ^{137}Cs 源作为模型实验光电倍增管的相对收集效率刻度测量均匀光源的激励源，并根据测量数据分析得到了各光电倍增管的相对收集效率，如图 5.27 所示。

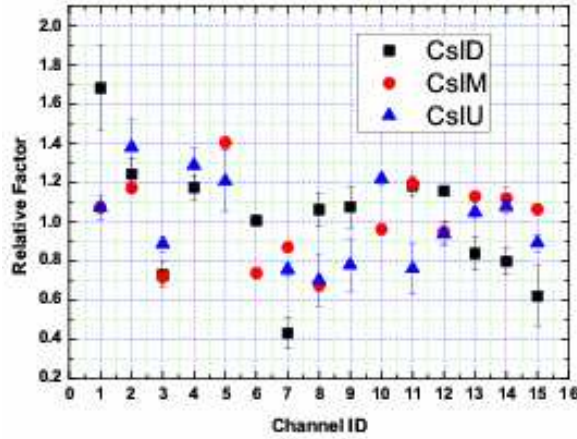


图 5.27: ^{137}Cs 源在线刻度得到的模型探测器各 PMT 的相对收集效率：边缘刻度管位于第 8、9 通道之间。

利用增加光电倍增管相对收集效率后的模型探测器模拟软件（不影响探测器中轴线 Z 方向已有的模拟结果），我们重新模拟计算得到了模型探测器边缘刻度管方向的 R 方向与 ϕ 方向能量响应，结果如图 5.28 所示，通过与图 5.24，5.25 结果的比较可以发现，此时随放射源沿 R 方向的外移，探测器能量响应输出开始减小，边缘刻度管处较探测器中心的能量响应降低约 $5p.e.$ （图 5.28 左）；放射源 ϕ 方向的移动依然对探测器能量响应输出影响不大（图 5.28 右）。

图 5.29 为增加光电倍增管有效相对收集效率后，模型探测器边缘刻度管 Z 方向模拟与实验测量的探测器能量响应的比较，两者符合度的 $\chi^2 \sim 15 @ 7$ 个自由度，但模拟计算与实验测量仍存在一定偏差，为此我们需要再次检查放射源 R 方向的位置误差对探测器能量响应的影响。

由图 5.28 中左图的模拟结果可以推测，当放射源在 R 方向上继续靠近光电倍增管时，将导致探测器的总能量响应输出进一步降低，并与实验测量结果更加接近。但是，通过进一步模拟计算结果的分析发现，放射源进一步外移到 $R = 43.5\text{cm}$ 处时，模拟能

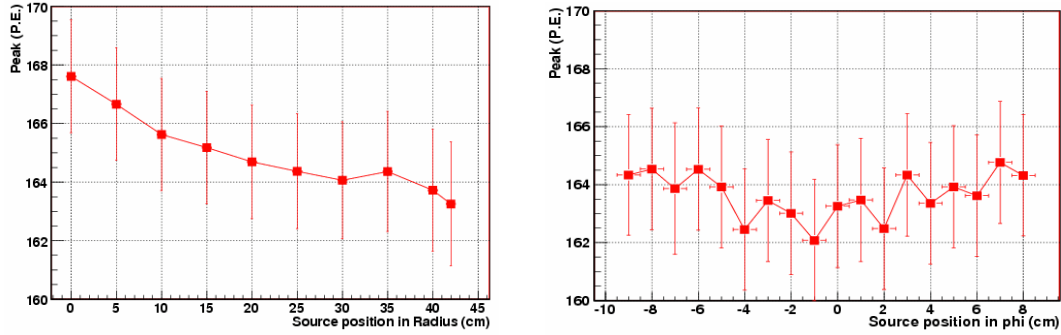


图 5.28: 增加 PMT 有效相对收集效率后模型 R 方向与 ϕ 方向能量响应的模拟：左图为 R 方向响应；右图为 ϕ 方向响应。

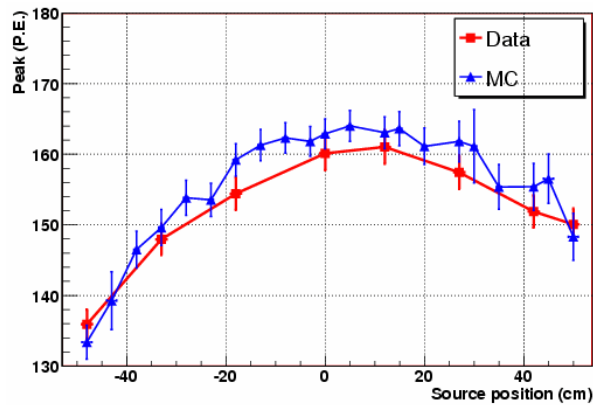


图 5.29: 增加 PMT 有效量子效率后模型探测器边缘刻度管处 Z 方向响应模拟与实验测量结果的比较。

谱与实验测量得到的能谱符合度变差（如图 5.30 所示），也就是说实验结果不支持，放射源位置的进一步外移，即 $R = 42.5\text{cm}$ 是边缘刻度管放射源位置的最优解。

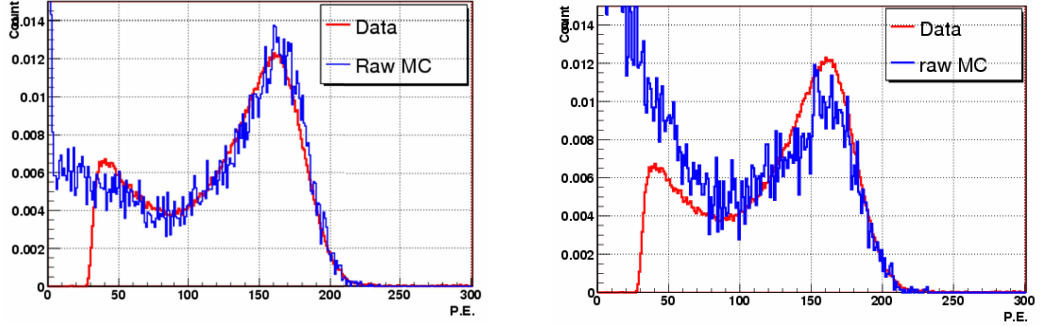


图 5.30: 增加 PMT 有效收集效率后放射源 R 方向位置的模拟检验 ($x = 0\text{cm}, z = 0\text{cm}$): 左图 $R = 42.5\text{cm}$; 右图 $R = 43.5\text{cm}$ 。

模型探测器沿边缘刻度管 Z 方向能量响应模拟计算最终结果与实验测量的比较如图 5.29 所示，放射源不同测量位置处探测器输出的能量谱形的比较见图 5.31，模拟与实验结果得到了较好的符合，证明我们基本理解了模型探测器在 R 方向的响应特性。

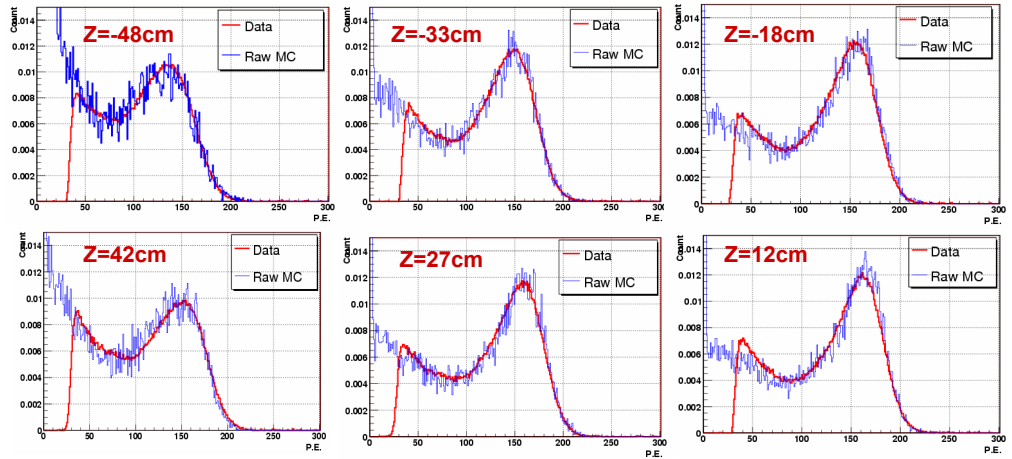


图 5.31: 增加 PMT 有效量子效率后模型探测器边缘刻度管 Z 方向模拟与实验谱形的比较 ($x = 0\text{cm}; y = 42.5\text{cm}$)。

为了进一步检验我们对模型探测器 R 方向能量响应特性的理解，同时精确测量模型

探测器中每个光电倍增管的收集效率，我们专门设计了一个模型探测器光电倍增管效率的在线测量系统（如图 5.32 所示），其基本设计原理是利用单色仪产生单色光并通过光纤引入探测器，经微型光准直系统对光纤出射光进一步准直后，再通过不同反射角的反射镜反射到指定的光电倍增管上，进行各种测量实验。该系统可以实现单色光光斑单独照射某一个光电倍增管，并对探测器进行 Z 方向、 ϕ 方向和 θ 方向的扫描测量，测量参量包括：光电倍增管的有效响应效率、反射板反射特性、钢罐反射特性等。

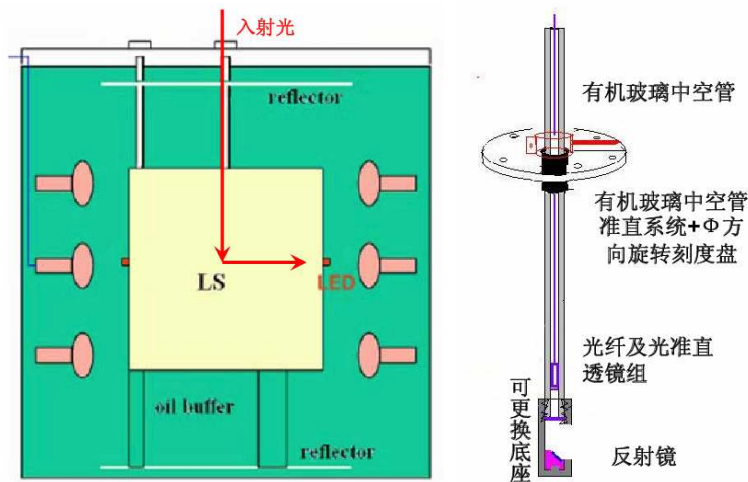


图 5.32: 模型探测器 PMT 有效响应效率测量光学系统设计。

大亚湾中微子探测器的几何尺寸是模型探测器的 3 倍，靶区边缘事例相对于光电倍增管的立体角比模型探测器减小了近 10 倍，这使得光电倍增管响应效率对探测器 R 方向响应的的影响减小很多，但仍可能对 γ 俘获层事例产生较大影响，影响探测器的位置响应均匀性。为此我们分别模拟了大亚湾 AD 的位置响应特性随光电倍增管量子效率 $\times$ 收集效率（以下称响应效率）变化的变化，主要分为两个方面：（1）随机分布的光电倍增管响应效率的影响；（2）地磁场引起的光电倍增管响应效率变化的影响。图 5.33 显示了 ^{137}Cs 源在平面（ $x = 0\text{cm}, z = 0\text{cm}$ ）直线 $y = -200\text{cm}/y = 200\text{cm}$ 上不同位置时，探测器响应的变化情况。左图为 AD 内光电倍增管的响应效率随机分布并服从高斯分布 $Gauss(1,0.1)$ 时探测器在某 R 方向的响应特性，与不考虑光电倍增管的响应效率变化的原始模拟结果差别细微（单次模拟结果）；右图为 AD 内光电倍增管的响应效率受地磁场影响成 $0.1 \times \sin(r)$ 分布时，探测器在某 R 方向的响应特性，与不考虑光电倍增

管的响应效率变化的原始模拟结果出现了很大差别 $\sim 10\%$ ，而且这个差别将随着地磁场对光电倍增管响应效率影响幅度的增大而增大。

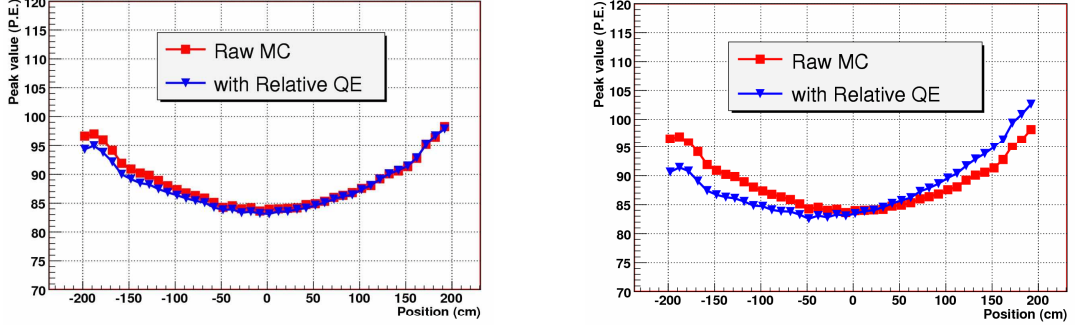


图 5.33: PMT 有效收集效率 (CE) 的变化对大亚湾 AD 内 R 方向响应特性的影响 ($x = 0cm; z = 0cm$)：左图为 PMT 有效 CE 成高斯随机分布时的探测器 R 方向响应；右图为 PMT 有效 CE 受地磁场影响时的探测器 R 方向响应。

为了避免大亚湾中微子探测器因地磁场影响而导致边缘位置响应出现较大的差异、不均匀，我们需要对 AD 探测器内的光电倍增管增加地磁屏蔽装置以消除或减弱探测器的 R 方向能量响应差异。大亚湾探测器候选的地磁屏蔽材料主要有： μ 金属 [117]， μ 金属丝网 [118] 和非晶材料 [119, 120, 121]。我们研究了不同材料对光电倍增管的地磁屏蔽效果，如图 5.34 [121] 所示，结果显示 μ 金属，非晶材料均能将地磁的最大影响由原来的 15% 降低到 3% 左右，但是非晶金属材料符合体 (*Finemet*) 的屏蔽效果更好一些，可以达到 2% 左右。

大亚湾中微子探测器的实验设计最终采用了非晶金属作为探测器光电倍增管的地磁屏蔽基材，整个地磁屏蔽材料的结构及成份如图 5.35 [121] 所示，主要结构为分别在非晶金属带材两侧胶粘、热压 FET 膜构成的非晶金属材料符合体 (*Finemet*)，材料的总厚度约为 0.12mm 左右。

AD 内光电倍增管磁屏蔽的结构设计 [119, 120, 121] 如图 5.36 所示，将非晶金属材料符合体 (*Finemet*) 加工成扇形环并在两端裁剪加工成自锁扣结构，围成圆锥状直接环绕在光电倍增管打拿级周围（高度以覆盖光电倍增管玻璃的反射面、打拿级部分为准）即可，并被安装在光电倍增管的机械固定结构内，整体结构简单，拆卸方便。

增加非晶金属材料符合体 (*Finemet*) 的地磁屏蔽后， PMT R5912 在地磁场中的

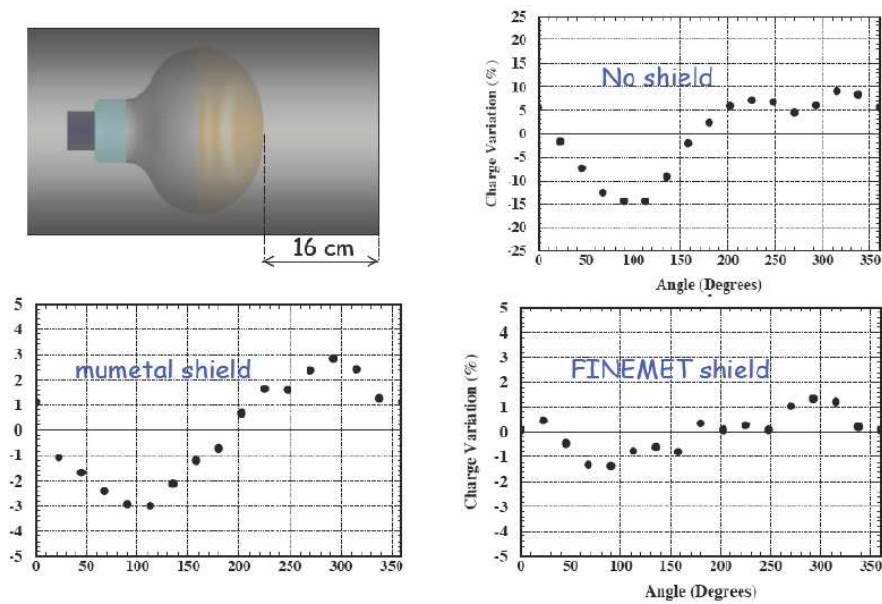


图 5.34: PMT 响应显示的不同材料的地磁屏蔽效果。

响应效率如图 5.37 所示，由结果可见，已将原有的磁场对光电倍增管响应效率影响的最大值由原来的 $\sim 15\%$ ，降低到 3% 以内，这将大大降低因地磁场作用导致的大亚湾中微子探测器位置响应在探测器边缘存在的不均匀性。

5.2.3 反射板的作用

大亚湾中微子探测器的独特设计之一是在圆柱形探测器的上下两端分别使用了反射板，以取代光电倍增管的 4π 立体角覆盖，在光电倍增管个数相同的条件下，达到探测器响应、均匀性的最大化。检验上下反射板的作用自然也是模型探测器实验的重要实验目的之一。

模型探测器在探测器的上下两端分别使用了一块反射板，直径为 130cm，下反射面距有机玻璃罐下底距离为 50cm，上反射面距有机玻璃罐上底距离为 45cm，其主要作用是增加探测器的光收集效率，减小探测器的边缘效应增强探测器位置响应的均匀性。鉴于模型探测器完整配置下，探测器的能量响应与位置响应的模拟计算与实验测量结果具有了较好的一致性，也就是说我们基本理解了探测器的响应特性包括反射板作用的情况下，我们通过研究有、无上下反射板的模型探测器在 Z 方向的能量响应特点，来表征

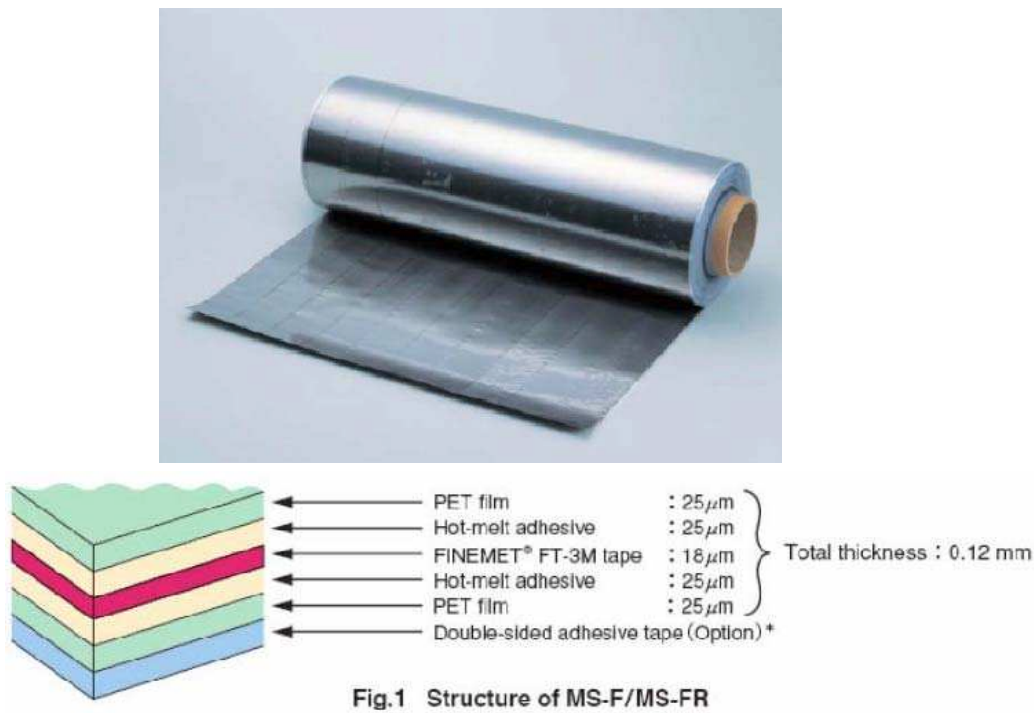


图 5.35: 非晶金属材料符合体 (Finemet) 的结构



图 5.36: AD 内 PMT 磁屏蔽的结构设计。

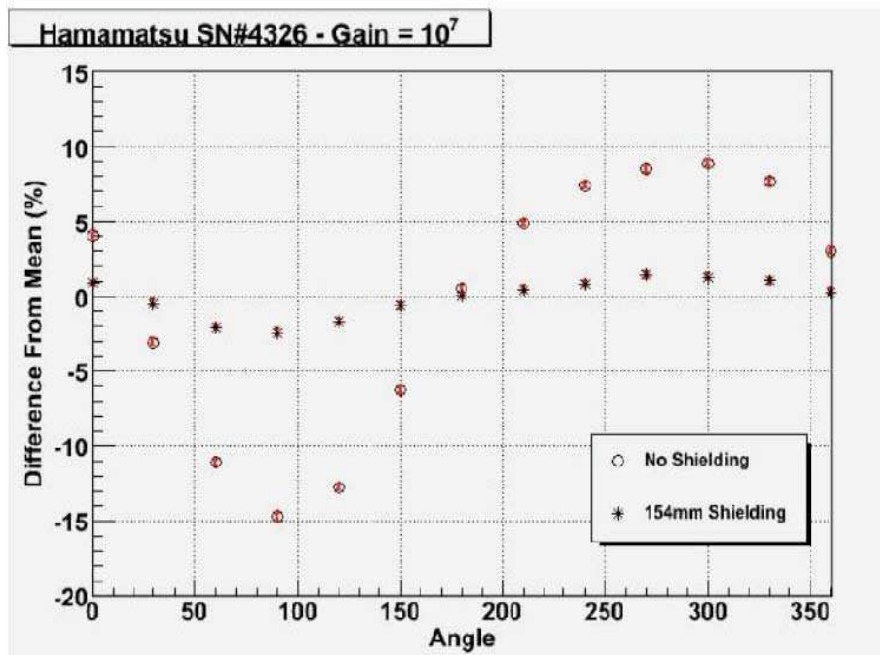


图 5.37: 大亚湾实验 AD 内磁屏蔽给 PMT 响应输出带来的影响。

反射板对于探测器响应的作用。

图 5.38 是通过模型探测器模拟软件计算得到的模型探测器有、无上下反射板时的能量响应输出、以及能量分辨率。从结果可知：有两块反射板的模型探测器相对于没有反射板的情况下，不同位置的能量响应输出分别增加了 15% ~ 26% 不等，能量分辨率分别提高了 10% ~ 30% 不等；而且在有两块反射板的情况下，探测器不同位置处的能量响应，特别是边缘，与探测器中心点的差异减小（~ 3%）。这也就是说，上下反射板实现了预期的增大探测器能量响应输出、提高位置响应均匀性的目的。

5.3 中子源刻度

大亚湾实验的反电子中微子事例包括正电子快信号、中子俘获慢信号、以及快慢信号关联的中子俘获时间，这些关键信号中有两个是可以通过中子源来直接刻度的，这足以说明中子刻度研究对大亚湾实验的重要性；而且掺钆液体闪烁体的研制研究更是离不开中子刻度。因此，充分了解中子在液体闪烁体中的物理过程和能量响应，对大亚湾实

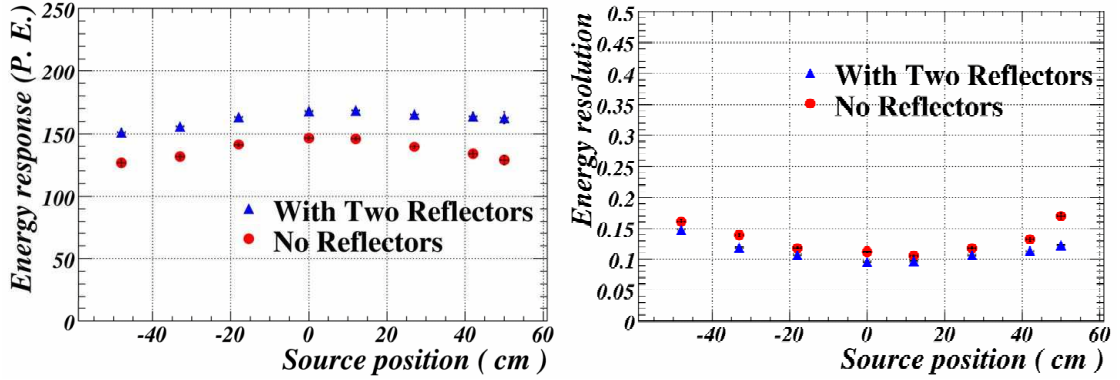


图 5.38: 模型探测器反射板的作用效果。

验排除本底、提高测量精度具有重要意义。中微子探测器模型实验二期，其主要任务就包括研究掺钆液体闪烁体，及探测器对中子的响应以及中子刻度方法，以便更好、更全面的预测大亚湾探测器的性能，并且通过研究放射源本身给大亚湾实验放射源的选择提供依据。模型实验测试的中子源包括 ^{252}Cf 以及 PuC 源，可以覆盖大亚湾实验相关中子的能区。

5.3.1 模型一、二期液闪本底的比较

液体闪烁体本身引入的天然放射性本底是大亚湾实验的潜在危险，特别是掺钆液体闪烁体中 Gd 络合物的天然放射性。因此，我们测试并比较了模型二期掺钆液体闪烁体与一期普通液体闪烁体天然放射性本底，通过其差别测试掺钆液体闪烁体有无引入更多的放射性本底；同时检验模型一、二期实验谱测量的一致性。如图 5.39 所示，模型实验一、二期探测器本底测量的谱差别 $< 2\%$ ，同时模型实验一、二期探测器在相同能量阈值下探测器触发事例的符合度也约为 $\sim 2\%$ ，均在探测器测量的误差范围内，即二期液体闪烁体相比于一期液体闪烁体并没有引入额外的天然放射性本底，所用钆 (Gd) 络合物较纯净。

5.3.2 PuC 源研究

如前所述，大亚湾中微子实验在地下实验室降低宇宙线流强、增强探测器设计压低

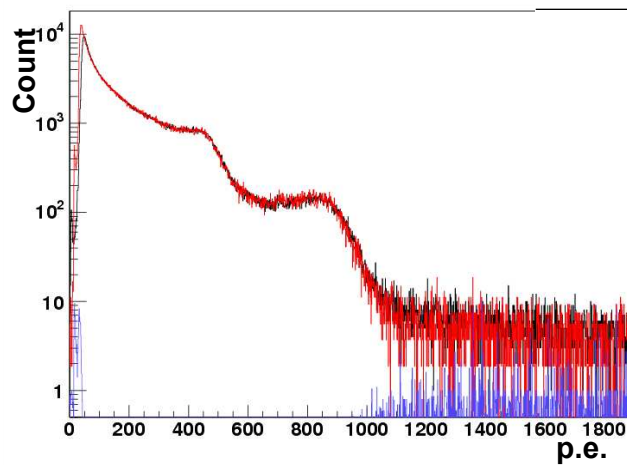


图 5.39: 模型实验一、二期探测器本底谱测量的一致性。

天然放射性的基础上，主要依靠反 β 衰变的快、慢信号时间关联以及能量 *cut* 降低本底，降低测量误差实现物理目标。这对探测器刻度，特别是中子俘获能谱、中子俘获时间谱的刻度精度提出了很高要求。模型实验为大亚湾中微子探测器中子俘获能量谱、时间谱提供了测量与研究的平台。*PuC* 源作为新型中子刻度源之一，可以提供快、慢时间关联的事例，其中快信号为单 γ 能量 6.13MeV ，慢信号为中子俘获，可以充分模拟未来中微子事例的响应特性，并且通过快信号能量 *cut* 压低刻度数据中的天然放射性本底，获得较纯净中子俘获能谱，同时提供了单 γ 能量刻度。

根据概率统计计算，时间相关联事例的测量，须限制总事例率以降低随机符合本底。比如当时间关联常数约 $\sim 30\mu\text{s}$ 时，如果要求随机符合本底概率小于 20% 时，须控制总事例率低于 $\sim 10\text{kHz}$ 。另一方面，一般中子放射源与中子相伴随的 γ 的事例率与中子事例率成正比，而且远高于中子的事例率，这些信号都能够被模型探测器探测，也就是说，中子放射源会导致探测器事例率成倍增长，限制探测器总的事例率，首先必须用较低强度的中子放射源。另外，较低强度的中子源也有利于大亚湾实验的屏蔽，降低因放射源造成的实验本底。所以我们希望实验用放射源的事例率较低（百赫兹水平）。同时，鉴于模型探测器的天然放射性、宇宙线造成的本底触发率 $\sim 4\text{kHz}$ ($\sim 0.3\text{MeV}$ 阈值)，我们最终选用了事例率为 $100\text{Hz} - 300\text{Hz}$ 的 *PuC* 源作为刻度源，总有效触发事例率最终约为 $\sim 10\text{kHz}$ （探测器中心，能量阈值 $\sim 0.3\text{MeV}$ ，*trigger* 死时间 $1\mu\text{s}$ ）。

如图 5.40 为实验直接测量得到的 PuC 源总能谱。由于模型探测器较高的本底事例率，以及放射源中中子相伴随的本底信号，即使我们选择了合适强度的 PuC 源作为刻度源，纯净快、慢信号的挑选以及中子俘获时间谱的获得仍然需要增加许多的限制条件。为了得到较为纯净的快、慢信号能谱以及中子俘获时间谱，我们分别对快慢信号能量、中子俘获时间、以及快信号前空白时间做出了严格限制，它们之间的逻辑关系如图 5.41 所示：

(1) 快信号前空白时间限制，用于降低随机符合本底出现的几率，同时避免事例的重复计数，一般将大于中子俘获时间窗口。

(2) 中子俘获时间限制，分别被用于筛选快慢信号；但当测量中子俘获时间时，无限制。

(3) 快信号能量限制，分别用于获得满信号能谱以及中子俘获时间谱；但当获得快信号能谱时无限制。

(4) 慢信号能量限制，分别用于获得快信号能谱以及中子俘获时间谱；但当获得慢信号能谱时无限制。

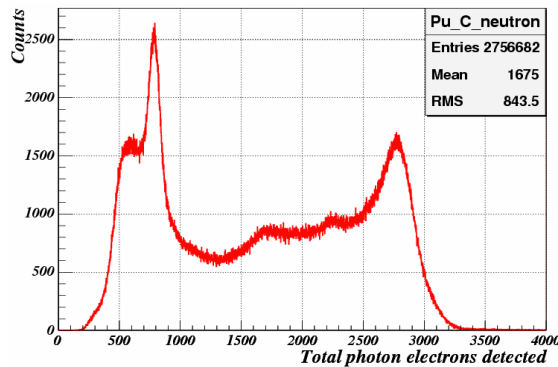


图 5.40: 模型实验 PuC 源测量的原始总能谱。

通过图 5.40 结果的预分析我们基本了解快信号中 $2.2MeV$ 、 $6.13MeV$ γ 能峰的位置， $8MeV$ 中子俘获能峰的位置以及中子俘获时间常数约为 $30\mu s$ ，因此通过限制条件（主要考虑慢信号的能量限制远高于本底能谱）：慢信号能量限制 $[2000, 2600] p.e. \sim [6.49, 8.43] MeV$ ；中子俘获时间限制 $[4, 200] \mu s$ ；快信号前空白时间限制 $> 80\mu s$ ；我们最终可以得到 PuC 源的快信号能谱如图 5.42 左所示；通过限制条件（主要考虑快信号能

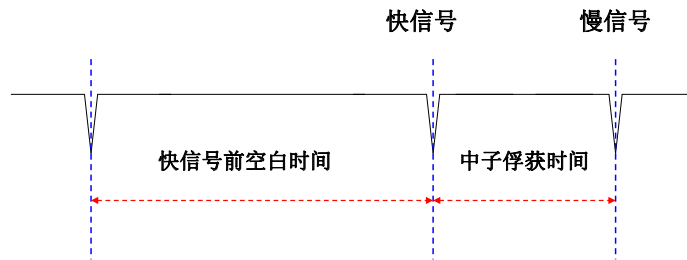


图 5.41: 模型实验 PuC 源信号各种 cut 的逻辑关系图。

量限制以及中子俘获时间限制)：快信号能量限制 $[1750, 2000]p.e. \sim [5.68, 6.49]MeV$ ；中子俘获时间限制 $[4, 20]us$ ；快信号前空白时间限制 $> 80us$ ；我们最终得到了 PuC 源的慢信号能谱如图 5.42 右所示。由所得结果我们可以清晰的看到质子、 Gd 的中子俘获能峰，充分说明液体闪烁体的良好工作状态；以及 $6.13MeV$ 的 γ 能峰，充分说明我们基本验证了 PuC 源作为中微子时间关联信号刻度源的可行性。

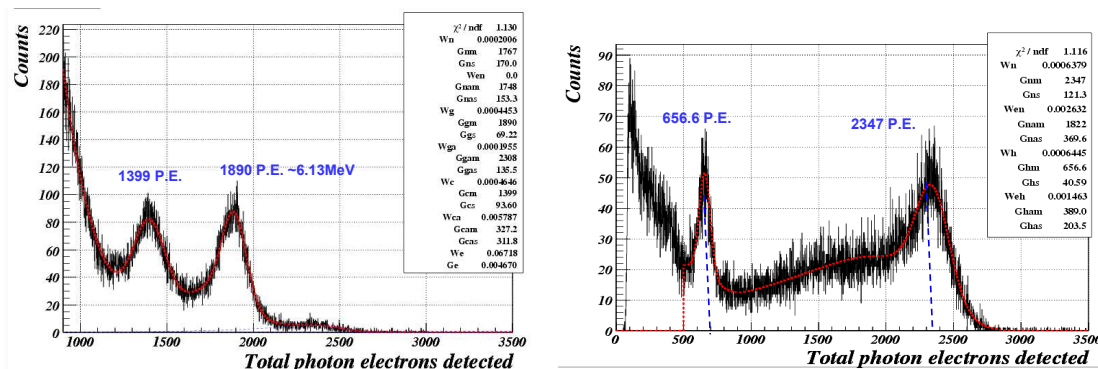


图 5.42: 经过限制条件后得到的 PuC 源快慢信号能谱：左图快信号能谱；右图慢信号能谱。

根据图 5.42 的分析结果，我们可以分别得到 $2.2MeV$ 、 $4.4MeV$ 、 $6.13MeV$ 、 $8MeV$ 的几个相关能峰的精确位置。但是，假如我们采用快信号能谱中 $6.13MeV$ γ 能峰作为这些能量响应的归一化因子，那么各快慢信号能峰之间存在一定的能量响应非线性，如表格 5.1 所示。其产生原因包括液体闪烁体对电子/ γ 响应的淬灭效应，服从主

要参数为 kB 的 *Birks* 定律 [123]; 以及液体闪烁体的吸收重发射效应与契伦柯夫光的共同作用等。

	H 俘获中子	^{12}C 激发+质子反冲	$6.13MeV\gamma$	Gd 俘获中子
理论能量 (MeV)	2.2	4.439+?	6.13	8
峰位 ($p.e.$)	656.6	1399	1890	2347
刻度能量 (MeV)	2.13	4.54	6.13	7.62

表 5.1: 模型实验测量得到的 PuC 源能谱各峰位的非线性: 以 $6.13MeV\gamma$ 响应作归一化。

纯净中子俘获时间谱是通过以下限制条件得到的: 快信号能量限制 $[1750,2000]p.e.$ $\sim [5.68,6.49]MeV$; 慢信号能量限制 $[2000,2600]p.e.$ $\sim [6.49,8.43]MeV$; 快信号前空白时间限制 $> 80us$; 得到的 PuC 源测量的中子俘获时间谱,如图 5.43 所示,由结果可以看到中子俘获时间谱在 $8us$ 附近存在一个峰值,峰值之后的谱形以指数分布衰减,时间常数约为 $\sim 26us$ 。而且与 ^{252}Cf 不同, PuC 源为单中子源,不存在多中子俘获时间的耦合,测量得到的快、慢信号时间间隔谱即为真实的中子俘获时间谱(忽略中子慢化时间)。

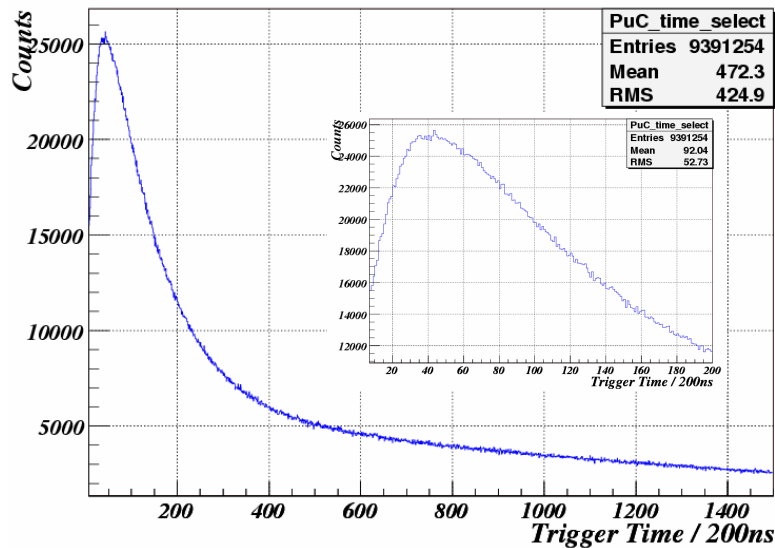


图 5.43: 模型实验 PuC 源测量得到的中子俘获时间谱。

进一步比较 PuC 源与 ^{252}Cf 源分别测量得到的快信号能谱，确认通过 PuC 源的测量可同时获得正电子湮灭产生的 $0.511MeV$ γ （如图 5.44 所示，为 PuC 源与 ^{252}Cf 源快信号低能端能谱的比较）。放射源的包装壳导致正电子本身难以逃逸出放射源，而因其湮灭所产生的两个 $0.511MeV$ γ 将有部分损失在放射源内部或者逃逸出探测器，因此我们的实验测量结果中存在 $0.511MeV$ 与 $1.02MeV$ 的两个能峰，并且因探测器 γ 响应的能量非线性以及质子反冲信号使得两个能峰的位置存在一定偏差。

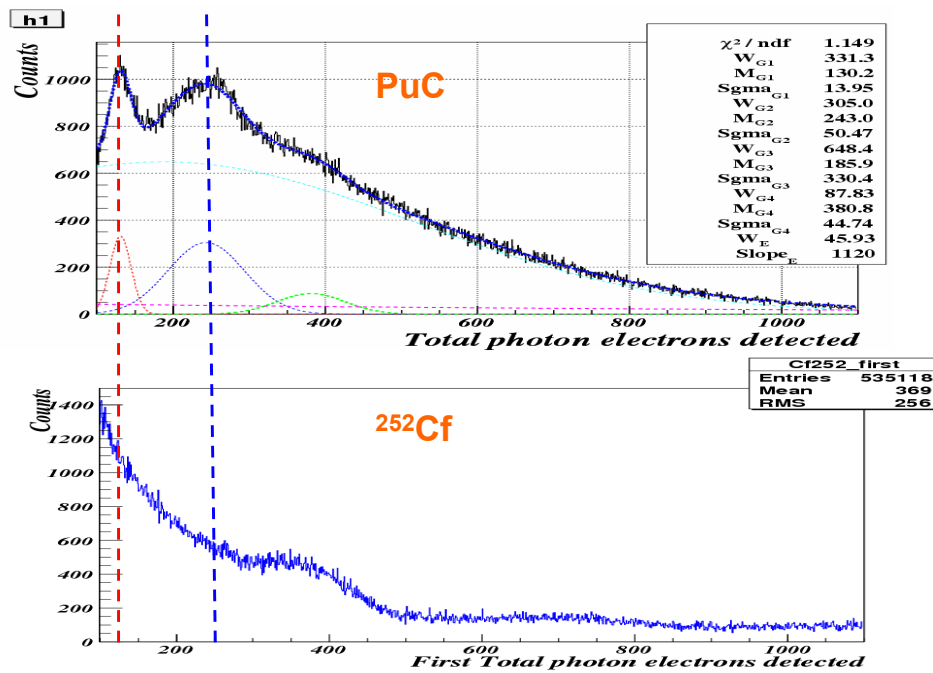


图 5.44: 模型实验 PuC 源与 ^{252}Cf 源快信号能谱比较：正电子。

如图 5.45 所示 PuC 源的正电子来源于 ^{16}O 的第一激发态的退激发，并与相关中子俘获慢信号相关联，此反应的分支比约占 PuC 源总中子事例率的 13%，高于 $6.13MeV$ γ 、中子关联信号的 4%，其他的 83% 为高能单中子，将与质子反冲构成快慢关联信号，这已经通过理论分析、实验测量、模拟计算得到充分证明 [112]。

另外，如前所述，模拟计算的 PuC 源快信号能谱与模型实验的测量结果在质子反冲部分（如图 5.4 所示）仍有一定差别。因此，我们利用实验最新测量的模型实验掺钆液体闪烁体中子（质子反冲）响应的 kB 常数因子（新： $kB \sim$

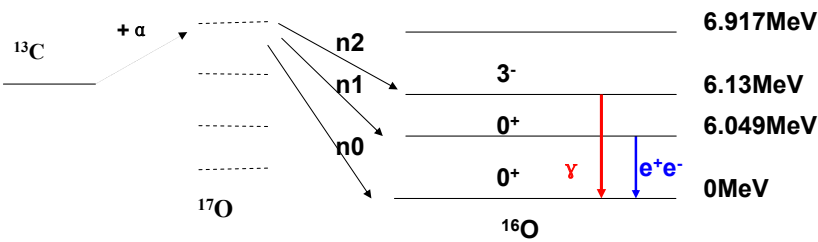


图 5.45: PuC 源的 α - n 反应原理图

$6.489(\pm 1.058) \times 10^{-3}g/cm^2/MeV$; 旧: $kB \sim 12.5 \times 10^{-3}g/cm^2/MeV$) [122, 53], 重新模拟计算了 PuC 源快信号质子反冲部分的能谱 (如图 5.46 所示), 实验测量与模拟计算得到了较好的符合, 说明我们对模型液体闪烁体的中子响应、质子反冲过程都有了比较完整的理解。

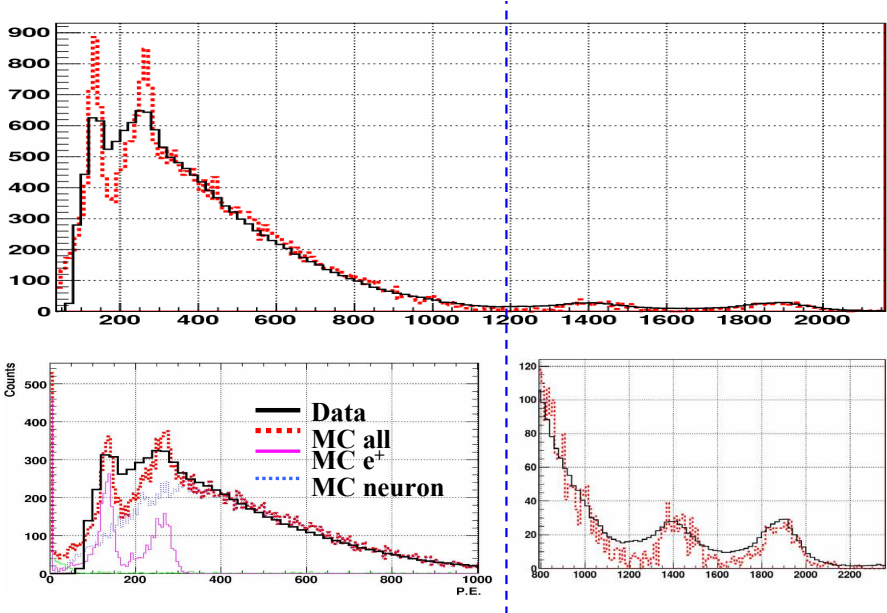


图 5.46: 模型实验 PuC 源快信号质子反冲能谱数据与模拟更新后结果的比较:

5.3.3 中子俘获时间谱

PuC 源测量得到的中子俘获时间谱如图 5.43 所示，为了参数化并获得中子俘获时间常数我们需要利用指数拟合中子俘获时间谱，但是 $8\mu s$ 附近的峰值导致不同拟合区间，所得时间常数存在，最大差别可以达到 $1 - 2\mu s$ （如图 5.47 所示）。为了减小拟合区间选择的随机性给表征掺钆液体闪烁体中子俘获性能的时间常数拟和带来的偏差，我们需要更精确的研究中子俘获时间谱。

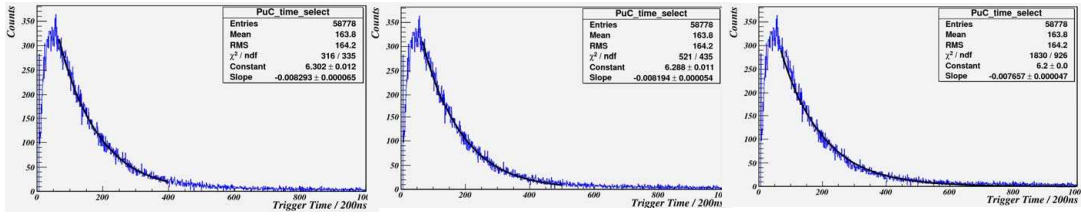


图 5.47: 模型实验 PuC 源中子俘获时间谱指数拟合区间不同导致的时间常数差别：左图拟合区间为 $[13, 80]\mu s$ ，时间常数为 $24.1\mu s$ ；中图拟合区间为 $[13, 100]\mu s$ ，时间常数为 $24.4\mu s$ ；右图拟合区间为 $[13, 200]\mu s$ ，时间常数为 $26.1\mu s$ 。

首先，我们假设中子被俘获的过程主要存在两个过程：（1）中子慢化，即中子能量降低的过程（指数分布，包括热中子，时间常数较小: $fast \sim 4\mu s$ ）；（2）热中子的俘获过程（指数分布，时间常数较大: $slow \sim 20\mu s$ ）；经过两个过程的耦合作用（概率分布函数相卷积）之后构成具有峰值的中子俘获时间谱。通过模拟计算过程中区分中子慢化与中子俘获的过程（热中子能量 cut 为 $\sim MeV$ ），可得到中子慢化到能量 $0.1eV$ 范围时，对应的时间分布（如图 5.48 所示）的时间常数与假设基本一致。式 5.2 为不存在信号本底情况下的最终拟合公式；式 5.3 存在信号本底情况下的最终拟合公式。下面我们将通过式 5.2 或式 5.3 代替单指数函数拟合中子俘获时间全谱，得到相应的时间常数。

$$y = a_1 \times e^{-\frac{t}{\tau_{slow}}} - a_2 \times e^{-\frac{t}{\tau_{fast}}} \quad (5.2)$$

$$y = a_1 \times e^{-\frac{t}{\tau_{slow}}} - a_2 \times e^{-\frac{t}{\tau_{fast}}} + a_3 \times e^{-\frac{t}{\tau_{bkg}}} \quad (5.3)$$

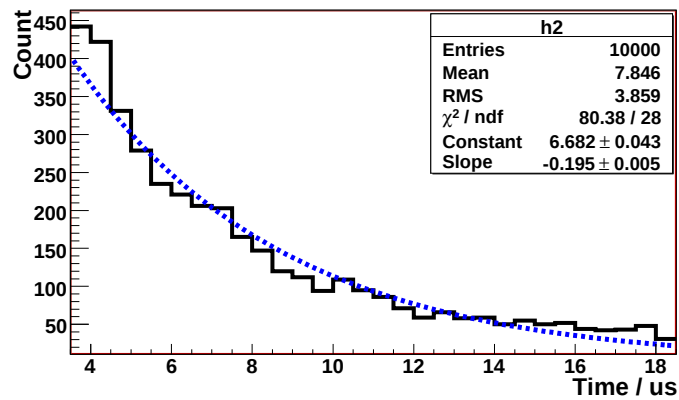


图 5.48: 模型实验 PuC 源模拟中子俘获时间谱快成分拟合结果: 中子能量 $cut\ 0.1eV$, 拟合时间常数 $fast \sim 5.04us$ 。

PuC 源的测量数据, 通过严格的快慢信号能量限制, 基本上可以排除所有本底, 得到较为纯净的中子俘获时间谱。因此我们将选用式 5.2 对 PuC 源侧两得到的中子俘获时间谱进行参数拟合, 结果如图 5.49 所示。同时, 多次测量谱的分析显示, 拟和结果均具有较好的一致性 (如表 5.2 所示)。更多分析显示拟合得到的中子俘获时间常数误差: $fast \sim 0.15us$; $slow \sim 0.5us$ 。

表 5.2: 模型实验多次测量的 PuC 源中子时间响应谱拟合结果比较

	run4894	run4902	run5709	平均值
Fast	5.286	4.925	5.04	5.08
Slow	22.11	22	22.06	22.06

通过 ^{252}Cf 源快信号后 $200us$ 时间窗口内所有满足中子能量条件 ($> 6MeV$) 的事例的时间分析我们可以得到 ^{252}Cf 源测量得到的中子俘获时间谱, 但目前在这个本底谱中在较强的本底成分, 无法通过各种限制条件排除, 因此适用式 5.3 作为它的拟合函数, 拟合结果如图 5.50 所示, 并类似于 PuC 源对多次测量拟和结果进行了比较如表 5.3 所示, 也具有比较好的一致性。

但是, PuC 源与 ^{252}Cf 源拟合得到的时间常数存在较大差别, 已经远大于拟合精度。造成此差别的主要原因是电子学系统死时间对 ^{252}Cf 源测量得到的中子俘获时间的

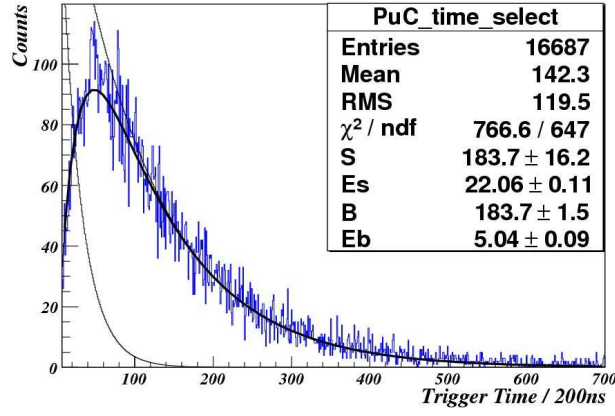


图 5.49: 模型实验 PuC 源中子俘获时间谱双指数拟合结果: $fast \equiv E_b \sim 5.04us, slow \equiv E_s \sim 22.06us$ 。

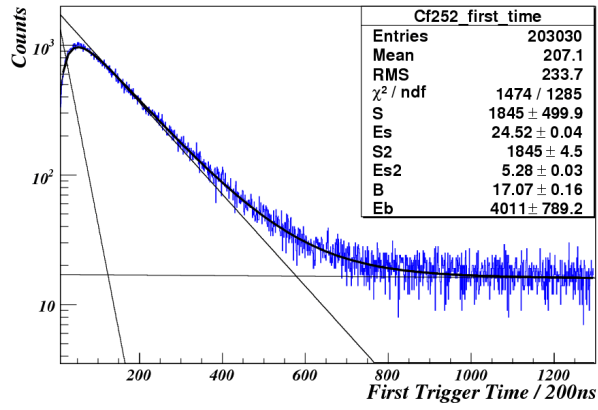


图 5.50: 模型实验 ^{252}Cf 源中子俘获时间谱双指数拟合结果: $fast \equiv E_{s2} \sim 5.28us, slow \equiv E_s \sim 24.52us$ 。

表 5.3: 模型实验多次测量的 ^{252}Cf 源中子时间响应谱拟合结果比较

	run4792	run5455	run5642	run5711	平均值
Fast	5.254	5.415	5.28	5.386	5.33
Slow	24.56	24.14	24.52	24.23	24.36

影响。图 5.51 是不同系统死时间条件下，根据实验测量得到的 ^{252}Cf 中子俘获时间谱拟合的时间常数，可以看到在一定死时间范围内，拟和结果随系统死时间成线性变化。这也给我们推算无系统死时间条件下 ^{252}Cf 刻度得到的理想中子俘获时间常数指明了方向。通过拟合死时间与 ^{252}Cf 刻度的中子俘获时间常数，并进一步推广到无系统死时间时 ^{252}Cf 刻度的中子俘获时间常数约为： $f_{\text{fast}} \sim 5.92\mu\text{s}$ ； $f_{\text{slow}} \sim 22.74\mu\text{s}$ ，与 PuC 源的测量结果基本一致。

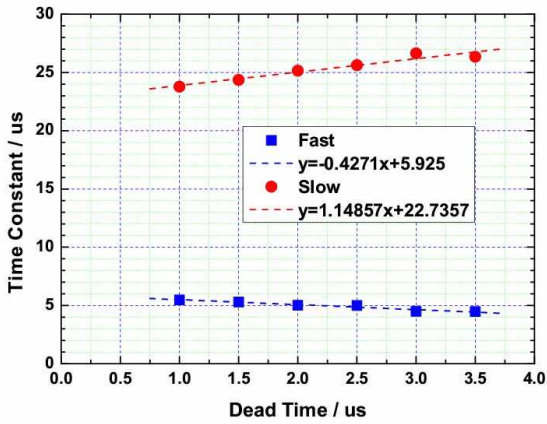


图 5.51: 死时间对 ^{252}Cf 源测量得到的中子俘获时间谱的影响。

5.3.4 ^{252}Cf 源活度标定

模型探测器是中子灵敏型探测器，对中子能谱的探测效率（如图 5.6 所示）接近于 100%，而且模型时间关联事例的测量特性可以有效排除本底，从而达到精确测量中子事例率的目的，即模型探测器可以用来有效标定中子源的中子活度。利用模型探测器准确标定中子源中子活度的前提条件包括：

- (1) 准确了解探测器中子俘获事例的能谱探测效率；

- (2) 与中子时间关联信号的能谱探测效率以及准确关联时间谱的分布；
- (3) 精确计算随机符合事例造成的本底事例率。

模型实验的前期测量已经得到快慢信号的能谱探测效率如图 5.52 所示（由于 ^{252}Cf 每次裂变有平均 3.7 个中子释出，因此 ^{252}Cf 中子/裂变的探测效率实际上需要考虑多个中子，而非单中子）， ^{252}Cf 源信号能量测量效率的精度分别为：快信号 $\pm 5\%$ ；慢信号 $\pm 10\%$ 。 $[1, 200]\mu\text{s}$ 时间窗口内中子被俘获的几率 $> 99\%$ 。即在 $[1, 200]\mu\text{s}$ 时间窗口内，通过能量 *cut* 筛选的 ^{252}Cf 关联事例的效率精度为 $\sim \pm 12\%$ 。

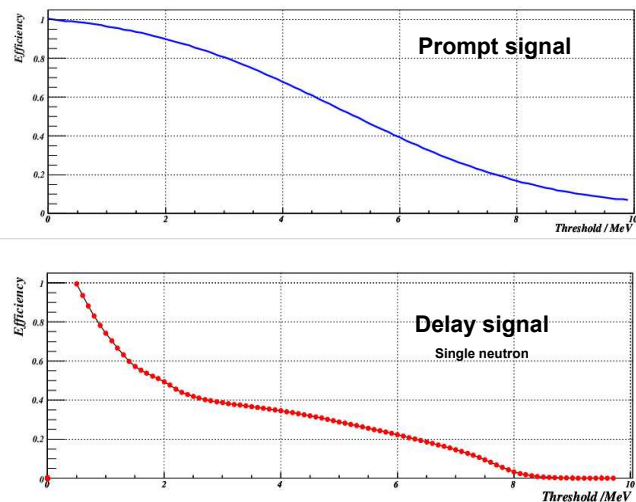


图 5.52: 模型探测器对 ^{252}Cf 源快慢信号的效率：上图为 ^{252}Cf 快信号的探测效率,来源于实验测量谱的拟合结果，精度 $\pm 5\%$ ；下图为模型探测器对单中子事例的能谱测量精度，精度 $\pm 10\%$ 。

按照排除本底事例的方法可以把中子活度刻度方法分为两种：方法一，通过压低本底事例率水平达到降低随机符合本底提高信噪比实现中子活度测量的目的，比如提高能量阈值压低本底事例率，要求提前测量得到快慢信号的能谱，并忽略本底与放射源事例之间造成的随机符合本底，忽略本底中的关联事例。此方法适用于放射源活度远高于本底符合事例率的情况，测量精度主要受快慢信号的能谱效率决定。图 5.53 是通过提高能量阈值逐渐压低本底事例率，压低随机符合本底事例率的相应结果（时间窗口 $[1, 200]\mu\text{s}$ ）。由结果可见随着能量阈值提高，本底事例造成的随机符合本底水平迅速降低，并且关联信号与随机符合本底的事例的信噪比逐渐提高。再通过比较不同能量

阈值下随机符合本底与 ^{252}Cf 关联事例的事例率，最终可以得到某 ^{252}Cf 源的裂变事例率。如图 5.54 所示，随着能量阈值提高，扣除随机符合本底以后的 ^{252}Cf 关联事例事例率稳定趋于约 250Hz ，精度为 $\pm 12\%$ 。

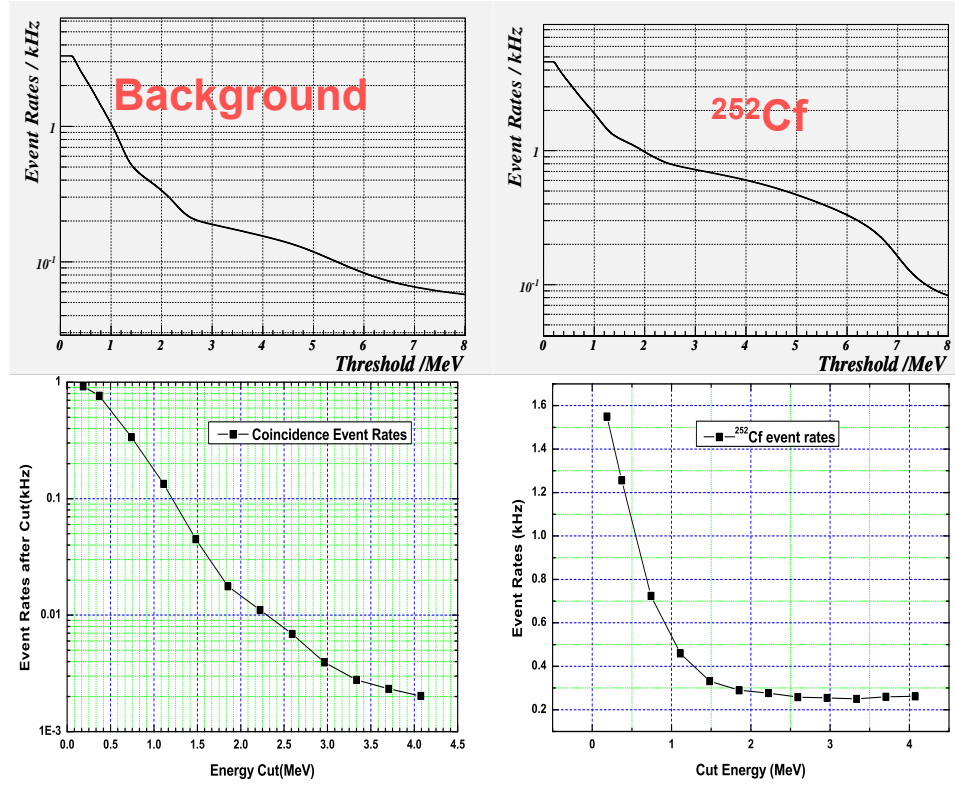


图 5.53: 模型探测器本底与 ^{252}Cf 在不同能量阈值下的事例率：上左、上右分别为不同能量阈值下本底、 ^{252}Cf 的事例率；下左、下右分别为不同能量阈值下本底随机符合与 ^{252}Cf 关联事例的事例率（时间窗口 $[1, 200]\mu\text{s}$ ，快慢信号能量阈值相同）。

方法二，在本底事例率一定的基础上，通过精确测量、计算随机符合本底的事例率，并用相同方法得到待测源的关联事例事例率，两者的增量与放射的有效活度直接相关。此方法适合于极低强度中子源活度测量，精度依赖于事例率测量精度及探测效率误差。设定探测器能量阈值后，测量探测器本底谱，并通过测量得到的事例间隔时间谱的指数分布时间可以精确计算本底事例率。模型探测器 $\sim 1.8\text{MeV}$ 能量阈值下，

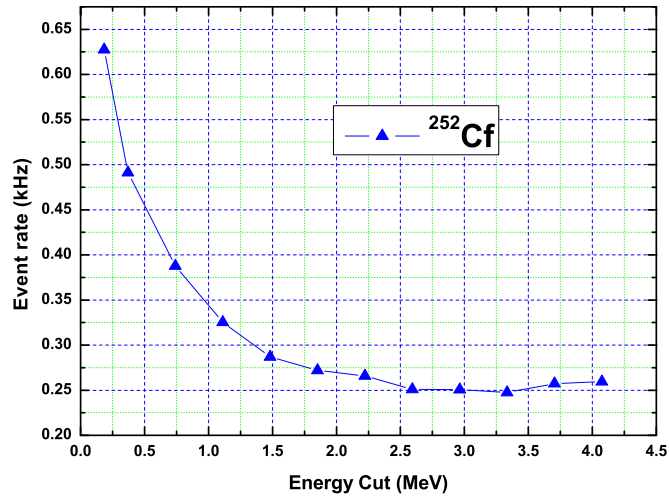


图 5.54: 不同能量阈值下利用方法一由模型探测器测量得到某 ^{252}Cf 的事例率：不同能量阈值下结果趋于一致， ^{252}Cf 每秒裂变的事例率 $\sim 250\text{Hz}$ 。

测量得到的本底事例时间间隔常数为 $1.362\mu\text{s}$ （拟和区间 $[160\mu\text{s}, 2\text{ms}]$ ），计算得到相应事例率约为 734.2Hz ；同时根据事例间隔时间在 $[160\mu\text{s}, 2\text{ms}]$ 区间的事例数占全部事例计数比例可以计算得到总的本底事例率约为 $\sim 745.5\text{Hz}$ （如图5.55所示），与实际测量值 $\sim 740\text{Hz}$ 一致。 ^{252}Cf 关联事例在 *cut* 条件：中子俘获时间窗口 $[10, 100]\mu\text{s}$ ，快慢信号能量窗口 $[1.8, 13.5]\text{MeV}$ 下，由图 5.52 可知此时 ^{252}Cf 关联事例的测量效率约为 $35\% \pm 12\%$ 。根据本底数据可以得到符合 ^{252}Cf 关联事例 *cut* 条件的事例间隔时间谱如图 5.56 所示，再依据所选事例占总本底事例的比例可以计算得到本底中满足 ^{252}Cf *cut* 条件的随机符合事例率为 24.21Hz （精度 2%）。

同理，当将某 ^{252}Cf 放入探测器，通过测量及计算可以得到其总事例率为 762.7Hz ，满足 ^{252}Cf *cut* 条件的关联事例率约为 26.39Hz （精度2%）。也就是说因 ^{252}Cf 而实际引入的关联事例率约为 $26.39\text{Hz} - 24.21\text{Hz} = 2.18\text{Hz}$ ，再考虑 ^{252}Cf 关联事例的 *cut* 效率可知，此 ^{252}Cf 源的裂变事例率不大于 $2.18\text{Hz} / 35\%$ （效率） $\sim 6.14\text{Hz}$ （精度 $\pm 12\%$ ）。

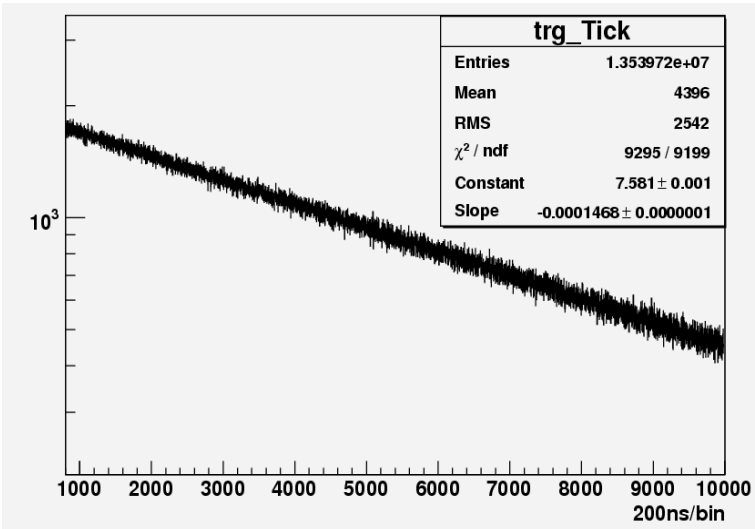


图 5.55: 本底测量事例间隔时间分布谱：指数分布时间常数约为 $1.362\mu s$ 。

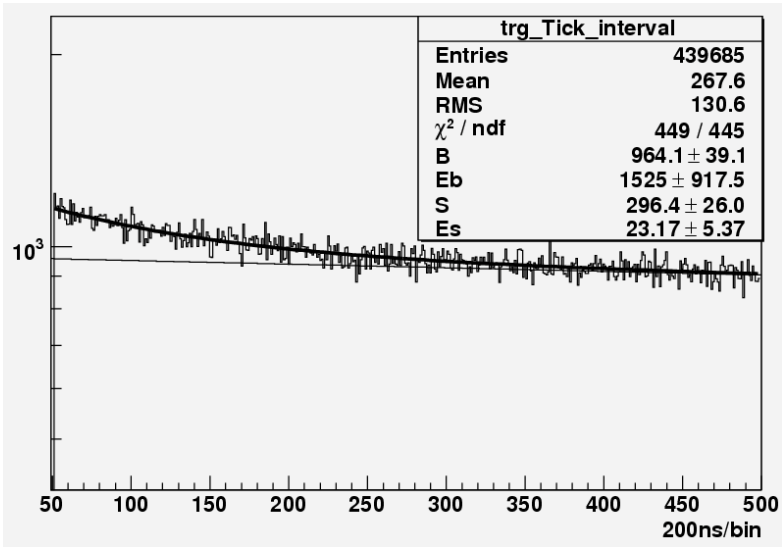


图 5.56: 依据 $^{252}\text{Cf cut}$ 条件分析得到的本底测量的事例时间间隔谱。

5.4 γ 、中子鉴别

中微子实验的普遍特点是事例率低，本底影响强烈，即便是通过反 β 衰变的快、慢信号能量、关联时间的三重符合排除实验的绝大多数本底，甚至再通过液体闪烁体掺钐将中子俘获时间缩短 ~ 7 倍，也就是将随机符合本底的几率降低 ~ 7 倍之后，本底事例率相对于实验测量得到的目标中微子事例率仍然是较大，导致实验测量精度降低，使得各个中微子实验不得不采取各种方式提高本底的排除效率，以提高实验测量精度。

大亚湾中微子实验为了压低本底、提高实验测量精度，实现 $\sin^2 2\theta_{13}$ 测量精度优于1%的物理目标，独特设计了探测器结构、优化了实验布局，但是仍然要限制反 β 衰变慢信号的能量在 $[6, 10]MeV$ 区间范围内，以保证中子俘获事例来源于中心靶区的钆（ Gd ）俘获，进一步压低实验本底。不过，这种利用反 β 衰变慢信号能量 cut 的方式在保证本底排除效率的同时，也导致中微子事例探测效率的降低。 $[6, 10]MeV$ 慢信号能量 cut 下，大亚湾中微子探测器对中子俘获的能谱探测效率只有 $\sim 78\%$ ，这造成了有效事例率的损失。如果我们能利用某种分析方法在保证本底排除效率的前提下，进一步提高中子俘获的探测效率，将为实验测量精度的提高起到积极作用。有效的分析方法之一就是通过对粒子鉴别识别探测器中的中子俘获事例与其它本底（这里主要考虑 γ ），达到降低中子能量 cut 阈值，提高中子俘获的探测效率的目的。

神经网络（ ANN ）方法可以综合利用探测器的各种测量信息，是粒子鉴别的有效手段，为此我们使用 $ROOT TMVA$ 软件包（ $ROOT Version 5.22/00$ ）分别对模型探测器的 PuC 源实验数据以及大亚湾中微子探测器的反 β 衰变（ IBD ）事例进行了测试研究。如前所述， PuC 源可以提供快慢能量、时间关联的信号作为真实中微子（ IBD ）事例的模拟事例，特别是中子俘获慢信号、快慢信号时间关联信息与未来的 IBD 事例完全一致（如图5.42右图和图5.43所示）；两者的最大差别是快信号的成分及能谱： PuC 源快信号主要由正电子湮灭（放射源壳作用导致其动能接近于零）、质子反冲、约 $4.4MeV$ 或 $6.13MeV$ 单能 γ 构成，能谱峰值在 $1MeV$ 附近，事例主要集中在 $3MeV$ 以下，但在 $4.4MeV$ 或 $6.13MeV$ 附近存在峰值（如表5.4及图5.46所示）；而 IBD 事例的快信号主要为一定动能的正负电子对湮灭形成的信号，能谱成单峰结构，能峰位于 $3MeV$ 附近，事例基本上位于 $8MeV$ 以下。在我们当前的粒子鉴别研究中，主要目的是以 PuC 源快信号模拟本底信号（ γ ）或者以 IBD 事例的快信号模拟本

底信号 (γ) 来鉴别中子俘获信号, 因此, PuC 源本底 (γ) 与信号 (中子俘获) 的鉴别将比 IBD 事例本底 (正负电子对湮灭) 与信号 (中子俘获) 具有更大的复杂性与难度; 同时更重要的, 由于当前所选用的信号与本底并不能够充分表征未来大亚湾实验信号与本底的特征, 所以我们当前的粒子鉴别研究主要是注重于方法上的可行性研究。

首先为了得到的纯净 PuC 源快、慢信号事例 (总事例率 $\sim 10kHz$), 我们通过快信号前空白时间限制 $> 80us$ 降低随机符合的本底比例 (本底几率 $< \sim 40\%$), 加强中子俘获时间 cut 为 $[5, 50]us$ 限制时间符合窗口长度压低本底 (本底几率 $< \sim 34\%$), 及慢信号能量 cut 为 $[6.49, 8.43]MeV$ 限制慢信号来源于中子的 Gd 俘获压低慢信号中的天然放射性等其他本底 (本底几率 $< \sim 10\%$), 以此得到的快信号事例噪音的比例 $< 40\% \times 34\% \times 10\% \sim 1\%$, 也就是说所选择的快信号的纯净度 $> \sim 99\%$; 选择快信号前空白时间限制 $> 80us$ (本底几率 $< \sim 40\%$), 中子俘获时间 cut $[5, 20]us$ (本底几率 $< \sim 15\%$) 以及快信号能量 cut $[5.68, 6.49]MeV$ (本底几率 $< \sim 40\%$), 同时要求慢信号能量高于 $2MeV$ 以排除天然放射性本底的贡献 (本底几率 $< \sim 10\%$), 得到的慢信号中噪音比例 $< 20\% \times 24\% \times 45\% \times 10\% \sim 0.3\%$, 即所选择的慢信号的纯净度 $> 99\%$ 。

根据模型探测器对 PuC 源快、慢信号的探测效率, 我们可以得到简单能量 cut 时, 模型探测器对中子俘获信号的探测效率以及对本底的排除效率: (1) 中子俘获信号能量 cut $[4, 8]MeV$ 时, 总能谱效率 $\sim 78\%$; (2) 此 cut 条件下, 将有 $\sim 30\%$ 的快信号 (本底) 满足中子俘获信号的 cut 条件, 可能被误判为中子俘获信号 (如图 5.57 所示); 虽然我们可以通过快、慢信号之间的时间关联来进一步压低被误判为中子俘获信号的快信号 (本底) 比例, 但是无论如何, 极值为 30% 的本底误判率, 都已经给中子俘获事例、关联事例的挑选增加了本底随机符合的风险。所以直接压低 30% 的误判率极值将是提高中子俘获事例、关联事例鉴别效率的最直接、最有效的途径。

我们对模型探测器中心点的 PuC 源实验数据进行了中子俘获事例甄别、本底排除效率的神经网络算法测试: 将中子俘获信号作为神经网络的信号, 与其关联的快信号作为本底, 其中 PuC 源快、慢信号的成分如表格 5.4 所示。综合各种因素后, 最终我们选择以下五个变量作为神经网络的输入元:

- (1) 事例重建后的能量;
- (2) $likelihood$ 顶点重建算法得到的 $likelihood$ 值;

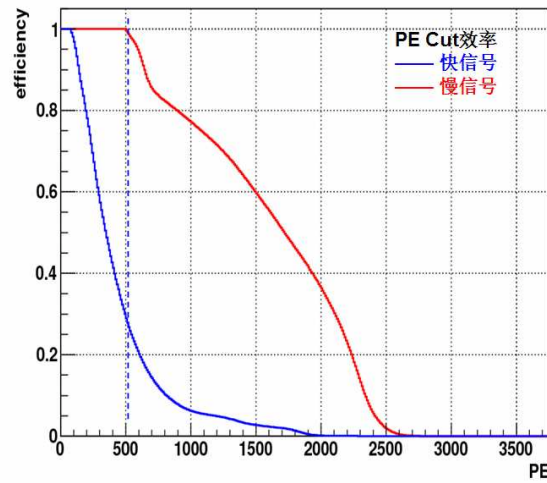


图 5.57: 模型探测器对 PuC 源快慢信号的探测效率。

表 5.4: PuC 源快、慢信号的成分及分布能区

快信号成分	单能 γ 4.4 或 $6.13MeV$ 质子反冲以及正负电子对湮灭	$[0.3, 8]MeV$
慢信号成分	质子俘获中子 γ $2.2MeV$ 和 Gd 俘获中子 3,4个 γ 总能量 $8MeV$	$[0, 10]MeV$

- (3)依据(2)重建顶点计算的光电倍增管电荷 $chisquare$ 值;
- (4)依据(2)重建顶点计算的光电倍增管击中时间 $chisquare$ 值;
- (5)事例第一击中 $10ns$ 内, 光电倍增管击中数。

模型探测器 PuC 源快、慢信号的输入变量分布及它们彼此之间的线性关联系数如图 5.58 和图 5.59 所示, 信号与本底的五个变量差别均比较明显。

神经网络对模型探测器 PuC 源快、慢信号最终的鉴别效率参如图 5.60, 由结果可知: 当中子俘获信号鉴别效率达到 90% 时 (实际中子探测的总有效效率为 81.5%, 比直接能量 cut 的中子探测效率高 3%), 同时对快信号的排除能力可以达到 92%, 比直接能量 cut 的排除效率高约 7%。即同时提高了中子的探测效率与本底的排除效率, 对实现我们的物理目标起到了积极的作用。为此我们进一步对大亚湾中微子探测器的中微子快、慢信号进行了神经网络测试。

大亚湾 AD 探测器的 IBD 事例快、慢信号构成参见表格 5.5。对于探测器中心靶区

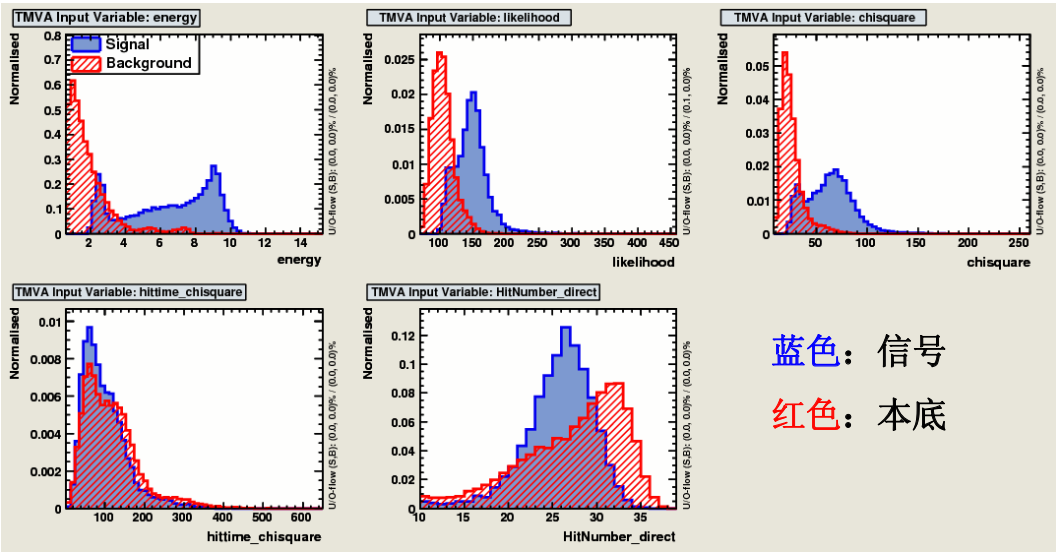


图 5.58: 模型探测器 *PuC* 源 *ANN* 的输入变量分布。

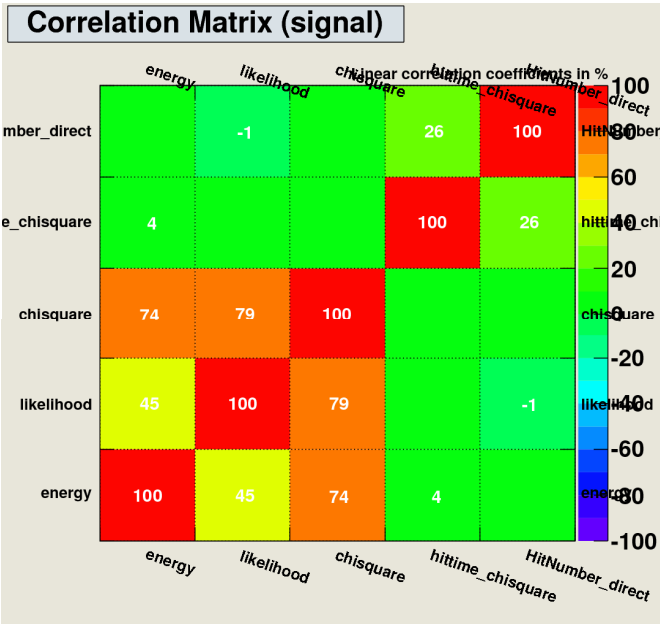


图 5.59: 模型探测器 *PuC* 源 *ANN* 的输入变量之间的线性关联系数。

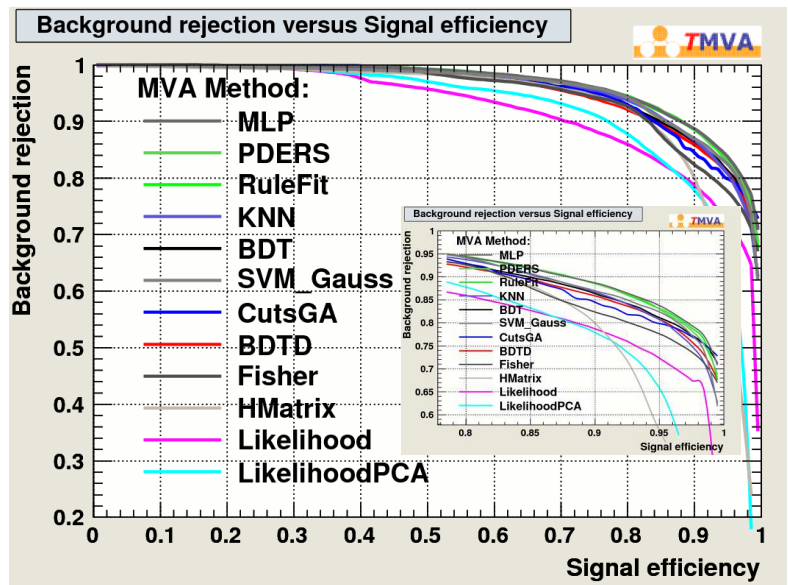


图 5.60: 模型探测器 PuC 源快慢信号 ANN 的鉴别效率。

随机顶点产生的 IBD 模拟事例，采用直接能量 cut 的探测效率为：（1）中子俘获慢信号,能量 cut $[6, 10]MeV$,效率 78%；（2）将有 5.5% 的快信号满足慢信号能量 cut 条件，可能被误判为慢信号（见图 5.61 所示），即可能带来随机符合本底增加的风险。

表 5.5: 大亚湾 AD 探测器 IBD 事例的快慢信号成分及能区。

	信号成分	能量特性
快信号	e^+ 能量沉积、质子反冲等	集中于低能端,峰值 $3MeV$,低于 $8MeV$
慢信号	H/Gd 中子俘获的单 $\gamma/3-4$ 个 γ	$2.2MeV(H)/8MeV(Gd)$

大亚湾中微子探测器中微子事例粒子鉴别的神经网络测试是将 IBD 事例的中子俘获慢信号作为信号，正负电子对湮灭的快信号作为本底，采用与模型探测器 PuC 源神经网络鉴别完全相同的变量作为输入元（信号变元分布如图 5.62 所示）：本底（快信号）能谱能量区间， $[0.3, 10]MeV$ ；信号（慢信号）能谱能量区间， $[4, 15]MeV$ 。

大亚湾中微子探测器中微子事例神经网络的粒子鉴别结果如图 5.63 所示，结果说明：当信号（中子俘获慢信号）鉴别效率达到 94.1%时（比简单能量 cut 的效率 93% 高约 1%），对本底（快信号）的排除效率可以达到 97% 以上，高于简单能量 cut 的效率

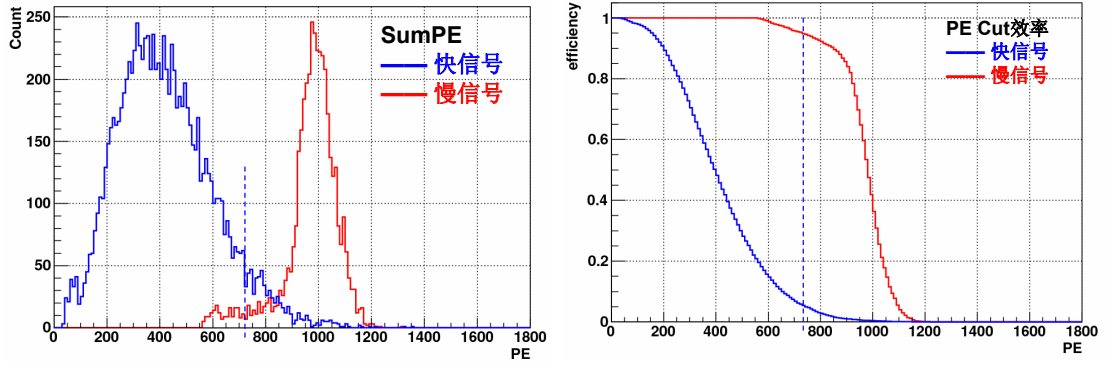


图 5.61: *AD* 中 *IBD* 事例的快慢信号能谱及简单能量 *cut* 效率图: 左图为能谱; 右图为不同能量 *cut* 下的探测效率。

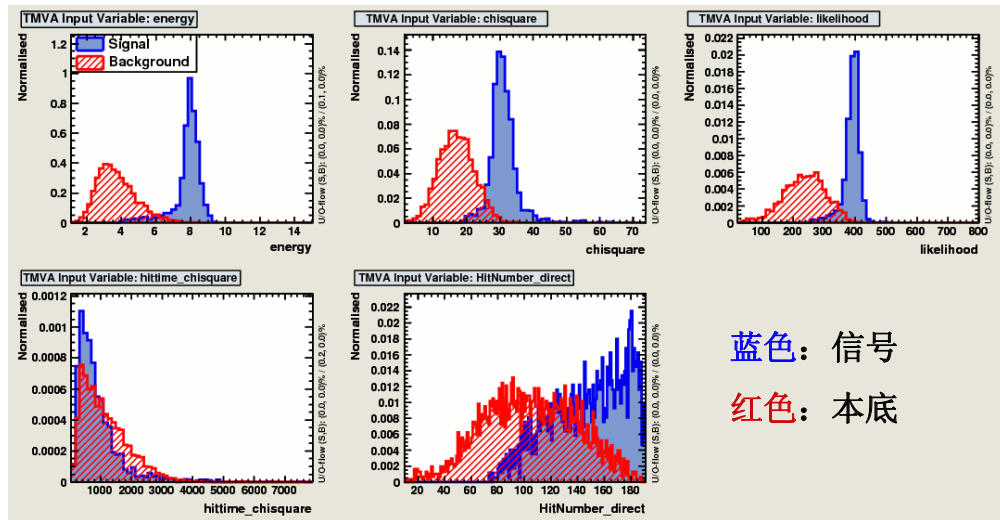


图 5.62: *AD* 中 *IBD* 事例 *ANN* 的输入变量分布。

约 2%；也就是说，通过神经网络的方法，我们可以在既增加中子探测效率的前提下（增加 1%），同时提高本底（快信号）被误判为信号（中子俘获慢信号）的排除几率（排除效率提高 2%）。

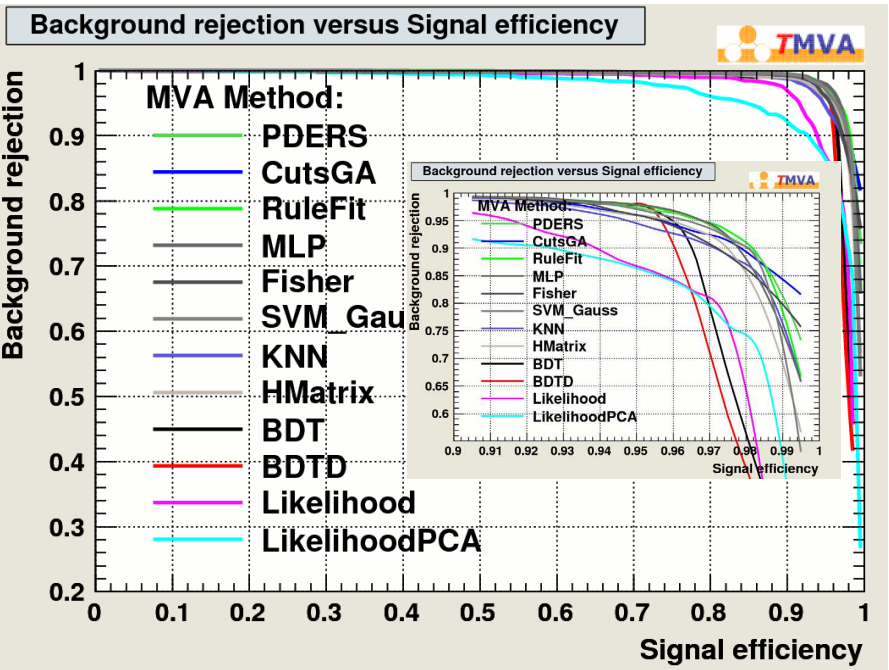


图 5.63: *AD* 中 *IBD* 事例快慢信号 *ANN* 的鉴别效率。

神经网络用于大亚湾中微子探测器进行 γ 、中子俘获鉴别的优点是：神经网络可以增加中子俘获事例的识别效率，在分析中降低能量阈值提高中子的探测效率，压低本底信号被误判为中子俘获信号的比例；增加顶点信息作为输入变元后，将可以有效排除天然放射性本底事例；但其缺点主要是：当前所选用的神经网络输入变量依赖于顶点重建，这与大亚湾中微子探测器避免使用顶点重建的初衷相悖，不利于降低误差提高实验精度。

5.5 掺钎液体闪烁体的稳定性

如前文所述，为达到实验的预期目标，预计大亚湾实验的取数时间为三年，因此掺钎液体闪烁体的光产额及其他光学性能的长期稳定性对于保证实验精度来说就具有十分

重要的意义。所以，模型实验的另一个重要目的就是研究研制掺钆液体闪烁体，并通过模型探测器长期监测大体积掺钆液体闪烁体的时间稳定性，包括光学性能、掺钆百分比的稳定性。

液闪的长期稳定性是中微子探测器的关键特性，也是大亚湾实验极其关注的关键特性之一。先前的中微子实验曾经因为掺钆液体闪烁体（*GdLS*）稳定性遇到了严重的问题：*Chooz* 掺钆液体在启用后数月内开始变黄(变坏比率 0.4%/天，如图 5.64 所示)不得不关闭[84, 85, 86]，*PaloVerde* 的闪烁体(第一年变坏比率 12% /年；第二年变坏比率 3% /年，如图 5.65 所示)虽然可以正常工作，但是信号也在不断衰减（衰减长度变坏 0.03%/天）[86]。虽然 *Palo Verde* 的经验也说明，液闪透明度的降低不应该被直接表述为光产额的降低，但是并不妨碍液闪性能的长时间稳定性的重要性。

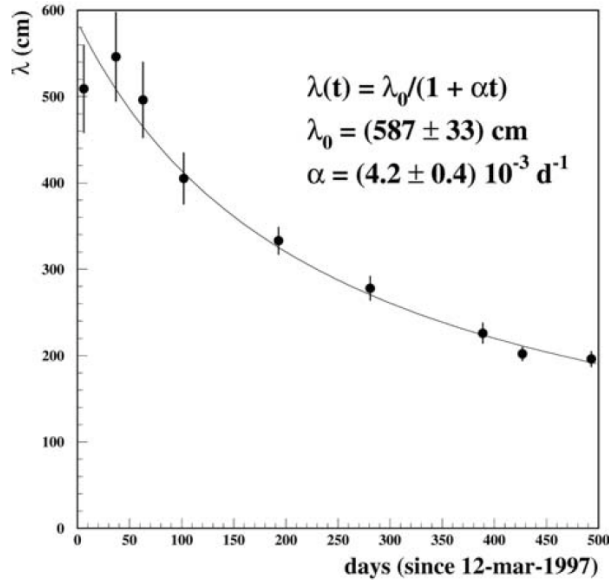


图 5.64: *Chooz* 实验 *GdLS* 衰减长度老化：衰减长度变坏比率 0.4%/天

模型实验主要通过两种方法监测掺钆液体闪烁体的稳定性：

（1）通过紫外分光光度计定期监测特定波长下闪烁体的吸光度随时间的变化情况，主要用来监测样品衰减长度的变化情况，模型实验掺钆闪烁体的长时间监测结果如图 5.66 所示 [124]，600 天 430nm 处吸光度的监测结果仅有稍微上升，显示模型实验用掺钆液体闪烁体具有良好的光学稳定性；

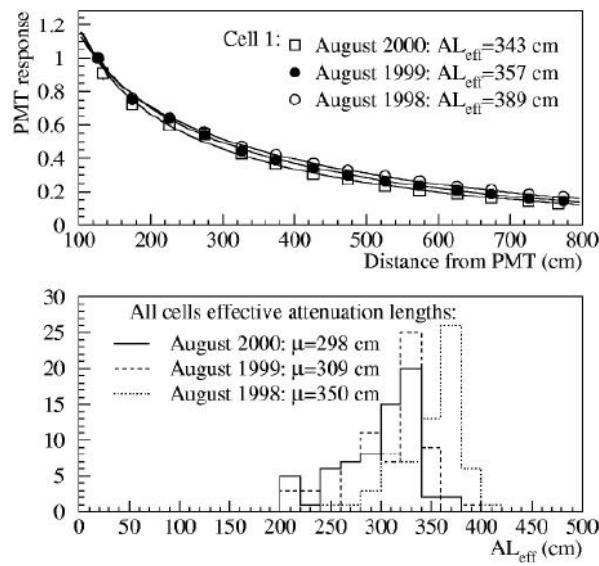


图 5.65: *Palo Verda* 实验 *GdLS* 衰减长度老化：第一年变坏比率 12% /年（0.03% /天）；第二年变坏比率 3% /年；顶部图为某个典型单元竖直方向不同位置处 $^{228}\text{Th Compton}$ 边的位置；底图为 66 个单元的有效衰减长度。

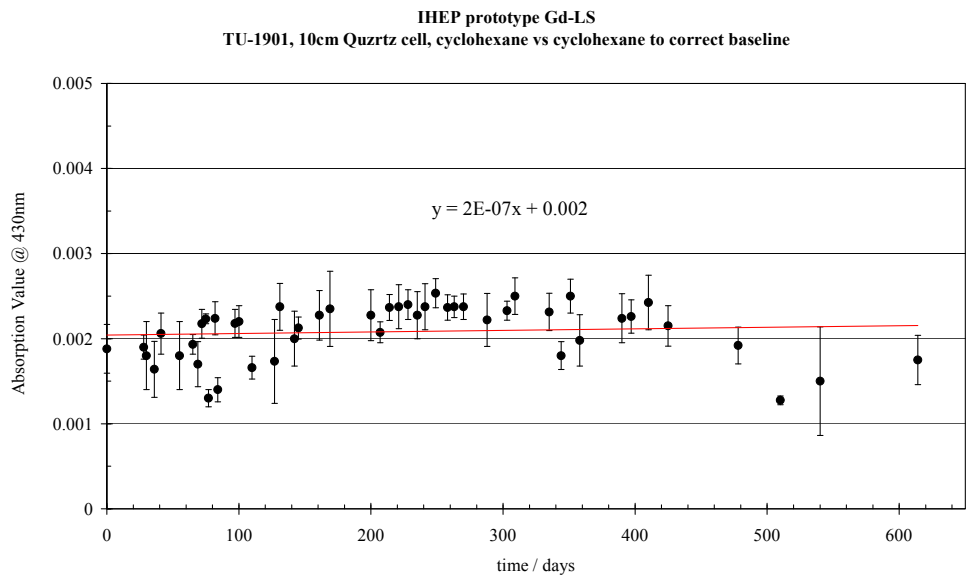


图 5.66: 模型实验用掺钆液体闪烁体 430nm 处吸光度随时间变化监测

(2) 通过定期测量模型探测器即掺钆液体闪烁体对 γ 源的能量响应、中子源中子俘获时间来监测液体闪烁体的光学性能、掺 Gd 百分比的稳定性，模型探测器将近一年时间的监测结果如图 5.67 所示。结果显示，在近一年时间内探测器对 ^{60}Co 和

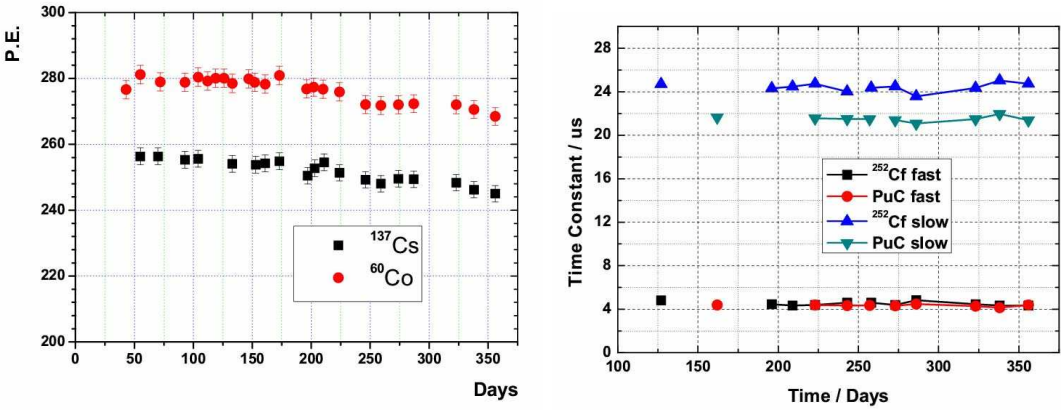


图 5.67: 掺钆液体闪烁体的长期稳定性(左图是掺 Gd 液体闪烁体作为中微子探测器模型的靶物质时，中微子探测器模型对 γ 源的能量响应随时间的变化；右图为液体闪烁体的中子俘获时间随时间的变化。)

^{137}Cs 的响应仅有缓慢下降，由光产额或者衰减长度的变化引起的变化率小于 3% / 年 (0.008%/天)；中子俘获时间常数保持基本稳定 (时间常数变化小于 0.5 μs)。模拟计算知掺钆百分比每变化 0.001%，中子俘获时间常数变化约 0.243 μs ，这也就是说测量结果显示与闪烁体掺钆质量百分比为 0.115% 的初始值相比，模型探测器用掺钆液体闪烁体 Gd 的质量百分比变化小于 $\pm 0.002\%$ 。

除以上测量之外，我们还通过液体闪烁体的老化实验、液体闪烁体放射性本底测量、折射率的测量、液体闪烁体和有机罐材料及不锈钢存储罐材料的兼容性实验等，对液体闪烁体的各项物理、化学性质进行了深入的研究。

博士论文：中微子探测器模型的研究

第六章 总结与展望

本论文主要围绕大亚湾中微子探测器模型实验，着重论述了模型探测器的物理目标、设计原理，探测器的建造、运行调试及实验测量得到的探测器能量响应、分辨率、位置响应、中子俘获能谱、俘获时间谱、 PuC 源的应用等。模型探测器实验结果与基于 *Geant4* 的模拟计算得到的探测器响应基本一致，基本理解了模型探测器及大亚湾中微子探测器的相关物理过程、响应特性，为将来大亚湾实验的顺利进行积累了宝贵经验。

论文涉及的主要工作如下：

(1) 参照大亚湾实验对中微子探测器的物理要求，我们设计并建造了大亚湾中微子探测器的模型探测器，检验了大亚湾中微子探测器的物理设计、能量响应特性，同时为液体闪烁体的研制生产、大型液体闪烁体探测器的建造、探测器系统调试、实验测量积累了宝贵经验。

(2) 大亚湾实验电子学 (*FEE*、*LTB*) 系统模型板基本功能测试以及一系列改进，检验了大亚湾实验电子学系统的基本性能和工作状态，满足实验设计需求。

(3) 通过模型实验完成了探测器相关物理测量，并结合基于 *Geant4* 开发的模拟软件，基本了解了探测器的能量响应特性、 Z/R 方向的位置响应特性，符合探测器的设计目标。

(4) 针对中微子事例反 β 衰变中的中子俘获慢信号，我们测量得到了 H 、 Gd 上中子俘获的能谱，以及中子俘获时间谱，检验了掺钆液体闪烁体的工作状态、响应特性。

(5) 通过模型探测器长期监测了掺钆液体闪烁体的长期稳定性，包括掺钆质量百分比和光学性能。一年左右时间的连续监测显示，掺钆液体闪烁体性能参数稳定，不随时间产生显著变化，满足实验需求。

(6) 对新型中子刻度放射源 PuC 源进行了研究，显示该放射源除了能提供时间关联信号作为反 β 衰变反应的模拟事例以外，可同时实现中子俘获能谱、俘获时间谱的精确测量及提供 $6.13MeV$ 单能 γ 、中子激发 ^{12}C 释放的单 $\gamma \sim 4.4MeV$ (叠加部分质子反冲能量)、正电子湮灭信号的刻度信号，实现一个放射源多个能量刻度的目的。

(7) 针对中微子事例反 β 衰变中的中子、 γ 信号，我们研究了模型探测器粒子鉴别的可能性。研究发现，模型探测器以及将来的大亚湾中微子探测器，经过神经网络的粒子鉴别，可以降低能量阈值，增加中子探测效率（大亚湾中心探测器提高 $\sim 1\%$ ），同时提高本底的排除效率，对提高实验灵敏度具有重要意义，需要进一步研究。

但是迄今为止，模型探测器模拟软件的光学模型还不能完全解释实验测量得到的低能 γ 或电子响应的非线性，需要进一步结合电离淬灭效应和契伦柯夫光的吸收再发射过程以及光子的波长下限的测量或计算再研究，或者需要继续挖掘光学模型内部可能的物理过程和非理想过程，以便从新的角度完善光学模型（或者电子学测量）理解探测器的能量响应非线性；同时，虽然当前模型探测器 R 方向的位置响应模拟与实验取得了基本的一致，但是需要进一步在线刻度光电倍增管的有效收集效率，以便验证结论，实现模拟计算与探测器测量更好的符合；另外，利用粒子鉴别提高中子探测的效率、本底排除效率具有重要意义，目前的初步研究结果比较粗糙，需要实验测量数据、模拟计算的更深入研究。

当前，大亚湾中微子探测器设计已经完成，并进入加工建造阶段；隧道等土建工程进展顺利，部分探测器组件也已经建造完成并运抵大亚湾地面安装大厅，进一步的探测器建造、实验测量工作即将开始。模型探测器实验所积累的丰富经验，将对大亚湾实验的进展起到积极的推动作用。

中微子混合角 θ_{13} 是中微子物理的基本参数之一，其数值的大小将决定未来中微子物理的发展方向。

参考文献

- [1] W. Pauli, letter to Tübingen conference, December 4, 1930, translated in L.M. Brown, Phys. Today 23, Sept. 1978.
- [2] E. Fermi, Z Phys. 88, 161 (1934), translated in F.L. Wilson, Am. J. Phys. 36, 1150 (1960).
- [3] 郭万磊, 《中微子的质量起源问题与宇宙的物质-反物质不对称》, 高能物理所博士学位论文, 2006.
- [4] C.L. Cowan, Jr., F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse and A.D. McGuire, Science 124, 103 (1956); F. Reines and C.L. Cowan, Phys. Rev. 92, 830 (1953).
- [5] G. Danby, J.M. Gaillard, K. Goulianos, L.M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962).
- [6] DONUT Collaboration, K. Kodama *et al.*, Phys. Lett. B 504, 218 (2001), hep-ex/0012035.
- [7] Benjamin W. Lee et al., Phys. Rev. Lett. 39, 165 (1977)
- [8] A.D. Gouvêa, hep-ph/0411274.
- [9] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 26, 984 (1968); V.N. Gribov and B. Pontecorvo, Phys. Lett. 28B, 493 (1969).
- [10] Steven R. Elliott and P. Vogel, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 52, 115 (2002), hep-ph/0202264.

参考文献

- [11] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962).
- [12] R.Jr. Davis, D.S. Harmer and K.C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. 20, 1205 (1968).
- [13] J.N. Bahcall, N.A. Bahcall and G. Shaviv, Phys. Rev. Lett. 20, 1209 (1968);
J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault and S. Basu, Astrophys. J. 555, 990 (2001), astro-ph/0010346.
- [14] Kamiokande Collaboration, K.S. Hirata *et al.*, Phys. Rev. D 38, 448 (1988); Phys. Rev. D 44, 2241 (1991); Phys. Rev. Lett. 77, 1683 (1996).
- [15] B. T. Cleveland *et al.*, Ap. J. 496, 505 (1998)
- [16] SAGE Collaboration, J.N. Abdurashitov *et al.*, J. Exp. Theor. Phys. 95, 181 (2002), astro-ph/0204245.
- [17] GALLEX Collaboration, P. Anselmann *et al.*, Phys. Lett. B 285, 376 (1992);
GALLEX Collaboration, W. Hampel *et al.*, Phys. Lett. B 447, 127 (1999).
- [18] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 81, 1158 (1998), hep-ex/9805021.
- [19] GNO Collaboration, M. Altmann *et al.*, Phys. Lett. B 490, 16 (2000), hep-ex/0006034.
- [20] SNO Collaboration, Q.R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001), nucl-ex/0106015; Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002), nucl-ex/0204008; Phys. Rev. Lett. 89, 011302 (2002), nucl-ex/0204009.
- [21] KamLAND Collaboration, K. Eguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003), hep-ex/0212021.
- [22] KamLAND Collaboration, T. Araki *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 081801 (2005), hep-ex/0406035.

- [23] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D 17, 2369 (1978); S.P. Mikheyev and A.Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42, 913 (1985). For a review, see: T.K. Kuo and J. Pantaleone, Rev. Mod. Phys. 61, 937 (1989).
- [24] Kamiokande-II Collaboration, K.S. Hirata *et al.*, Phys. Lett. B 205, 416 (1988); Phys. Lett. B 280, 146 (1992); Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B 335, 237 (1994).
- [25] D. Casper *et al.*, Phys. Rev. Lett. 66, 2561 (1991); R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. Lett. 69, 1010 (1992); Nucl. Phys. Proc. Suppl. 38, 331 (1995).
- [26] Soudan 2 Collaboration, W.W.M. Allison *et al.*, Phys. Lett. B 391, 491 (1997).
- [27] MARCO Collaboration, M. Ambrosio *et al.*, Phys. Lett. B 434, 451 (1998).
- [28] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B 436, 33 (1998), hep-ex/9805006; Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998), hep-ex/9807003. For a review, see: C.K. Jung, C. McGrew, T. Kajita, and T. Mann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 51, 451 (2001).
- [29] K2K Collaboration, M.H. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. 90, 041801 (2003), hep-ex/0212007.
- [30] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. D 71, 112005 (2005), hep-ex/0501064.
- [31] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004), hep-ex/0404034.
- [32] LSND Collaboration, C. Athanassopoulos, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 75, 2650 (1995), nucl-ex/9504002; Phys. Rev. Lett. 81, 1774 (1998), nucl-ex/9709006; A. Aguilar, *et al.*, Phys. Rev. D 64, 112007 (2001), hep-ex/0104049.
- [33] MiniBooNE Collaboration, R. Tayloe, talk given at Neutrino 2002, Munich, 2002.
- [34] MiniBooNE Collaboration, arXiv:0704.1500v3 (hep-ex)

参考文献

- [35] CHOOZ Collaboration, M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. B 420, 397 (1998), hep-ex/9711002; Phys. Lett. B 466, 415 (1999), hep-ex/9907037.
- [36] Palo Verde Collaboration, F. Boehm *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 3764 (2000), hep-ex/9912050.
- [37] B. Kayser, "Neutrino Mass, Mixing, And Flavor Change", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 33, 156 (2006)
- [38] Daya Bay proposal, arXiv:hep-ex/0701029v1,(2007)
- [39] H. Fritzsch, Zhi-zhong Xing, Phys. Lett. B517,363 (2001)
- [40] F. Boehm and P. Vogel, "Physics of massive neutrinos", Cambridge University Press, Cambridge, P87 (1987);
- [41] C. Jarlskog, Phys. Rev. Lett. 55, 1039 (1985); D. D. Wu, Phys. Rev. D33, 860 (1986)
- [42] KamLAND Collaboration, Phys. Rev. Lett. 100, 221803 (2008);
- [43] SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 101, 111301 (2008);
- [44] MINOS Collaboration, FERMILAB-PUB-08-168-E, arXiv:hep-ex/0806.2237 (2008)
- [45] K2K Collaboration, arXiv:hep-ex/0606032v3 (2006) (Dated: February 4, 2008)
- [46] M. Apollonio et al. Search for neutrino oscillations on a long base-line at the chooz nuclear power station. Eur. Phys. J., C27:331 - 44,(eprint hep - ex/0301017), 2003.
- [47] Ubaldo Dore and Domizia Orestano,arXiv:0811.1194v1 hep-ex (2008)
- [48] T.K. Kuo and J. Pantaleone, Phys. Rev. D 35, 3433 (1987)
- [49] P. Lipari, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **112**, 274(2002).
- [50] <http://www-boone.fnal.gov>
- [51] <http://www-sciboone.fnal.gov>

- [52] <http://minerva.fnal.gov>
- [53] 钟玮丽, 大亚湾实验中心探测器模型和 ΔM_{31}^2 测量精度的研究, 高能物理所博士毕业论文(2008)
- [54] <http://www.sns.ias.edu/jnb>
- [55] R. Davis, Prog. Part. Nucl. Phys. **32**, 13(1994); B. T. Cleveland *et al.*, Astrophys. J. **496**, 505(1998).
- [56] Daya Bay neutrino experiment CDR, http://dayabay.bnl.gov/private/documents/cdr/cd1/cdr_cd1.pdf (2007)
- [57] P. Vogel and J. Engel, Phys. Rev. D **39**, 3378 (1989).
- [58] C. H. Albright *et al.* [Neutrino Factory/Muon Collider Collaboration].
- [59] Carlo Bemporad, *et al.*, Rev. of Mod. Phys. **V74**, 297,(2002)
- [60] M. Apollonio *et al.* (Chooz Collaboration), Phys. Lett. **B420**, 397(1998); Phys. Lett. **B466**, 415(1999); Eur. Phys. J. **C27**, 331(2003).
- [61] <http://pupgg.princeton.edu/borexino/welcome.html>
- [62] C. Kraus[SNO+ Collaboration], Prog. Part. Nucl. Phys. **57**, 150(2006).
- [63] MiniBooNE Collaboration, arXiv:0806.4201v1, hep-ex, (2008)
- [64] Super-Kamiokande Collaboration, Nucl. Instrum. Meth. A **501**(2003)418-462;
- [65] SNO Collaboration, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **449**, 172-207 (2000)
- [66] E. Andres *et al.*, arXiv:astro-ph/9906203v1 (1999)
- [67] MINOS Collaboration, arXiv:0711.0769v1, hep-ex, (2007)
- [68] T. Adams *et al.*, arXiv:hep-ex/0009007v1, (2000)

参考文献

- [69] NOvA CDR, <http://www-nova.fnal.gov/>
- [70] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873(1998).
- [71] V. Barger, P. Huber, D. Marfatia and W. Winter, arXiv:hep-ph/0703029.
- [72] J. N. Bahcall and C. Peña – Garay, JHEP 0311, 004 (2003); M. C. Gonzalez-Garcia and C. Peña – Garay, Phys. Rev. D 68, 093003 (2003)
- [73] M. Maltoni, T. Schwetz, M.A. Tórtola, and J.W.F. Valle, New J. Phys. 6, 122 (2004) [arXiv:hep-ph/0405172]
- [74] M. Goodman, "Introduction to Three-Neutrino Mixing Parameters Listing", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 33, 493 (2006)
- [75] V. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, Phys. Rev., D65, 073023 (2002) [arXiv:hep-ph/0112119]
- [76] G. Fogli et al., Phys. Rev. D66, 010001 (2002)
- [77] G. L. Fogli et al., Phys. Rev. D66, 053010 (2002)
- [78] Krasnoyarsk: V. Martemyanov et al., hep-ex/0211070
- [79] Daya Bay neutrino experiment TDR, http://dayabay.bnl.gov/private/documents/cdr/cd2/tdr_071208.pdf (2007)
- [80] Vahe Ghazikhanian, Daya Bay Technical Note, **DocDB1034**(2007).
- [81] Double Chooz Collaboration, Double Chooz proposal, arXiv:hep-ex/0606025v4 (2006)
- [82] C. Kraus, et al. (SNO+ Collaboration), Prog. Part. Nucl. Phys. 57, 150 – 152(2006)
- [83] Liu-JinChang *et al.*, Nucl. Electronics and Detection Tech., vol.31 No.1 (2007),(in Chinese)
- [84] M. Apollonio *et al.*, Eur. Phys. J. C 27, 331 – 374, (DOI) 10.1140/epjc/s2002-01127-9, (2003)

- [85] Carlo Bemporad *et al.*,REVIEWS OF MODERN PHYSICS, VOLUME 74, (2002)
- [86] Richard L. (Dick) Hahn, report to DOE, (2006)
- [87] T. K. Gaisser and T.Stanev, "cosmic rays", review of particle physics, Phys. Lett. **B592**,1 (2004).
- [88] T. K. Gaisser, "Cosmic rays and particle physics", Cambridge university press, New York (1990)
- [89] O. Adriania, M. van den Akker *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A488, 209 (2002)
- [90] MENG Xiang-cheng *et al.*, Nucl. Electronics and Detection Tech. 25, 594. (in Chinese) (2005)
- [91] ZHONG Wei-Li *et al.*,Study of EMI 8" PMTs for Reactor Neutrino Experiment, High Energy Phys. and Nucl. Phys. 31 (2007)
- [92] 丁雅韵*et al.*,dayabay documents database, doc:1036-v1
- [93] Vahe Ghazikhanian ,dayabay documents database, DYB-doc-1502-v1
- [94] Steve Virostek ,dayabay documents database, DYB-doc-2038-v1
- [95] 钱森*et al.*,高能物理实验中CAEN系列高压系统自动化控制方案, 核电子学与探测技术, 第28卷第5期;
- [96] Tao Ning *et al.*, Plasma Sci. Technol. 7 3065-3068,doi: 10.1088/1009-0630/7/5/021 (2005)
- [97] Motorola Inc. MVME5100 Single Board Computer Programmer' s Reference Guide. USA: Motorola Inc., (2003)
- [98] Wind River Inc., VxIVorks Programmer' s Guide. USA: Wind River Systems Inc., (1999)
- [99] Hui Gong, Dayabay Reactor Neutrino Experiment Local Trigger Board User manual, version 2.1 (2008)

参考文献

- [100] M. Vanden Bossche *et al.*, Dynamic Testing andDiagnostics of A/D Converters, IEEE Trans.Circuits Syst., Vol. CAS-33, No.8, (1986)
- [101] Joey Doernberg *et al.*, Full-Speed Testing of A/D Converters, IEEE J. Solid-State Circuits, Vol. SC-19, No.6, (1984)
- [102] Walt. Kestes, Flash ADCs Provide the Basis for High-Speed Conversion (Flash-ADC Testing Part 1), (1990)
- [103] H.B.Crawley *et al.*,Testing ADC'S at sample rates from 20 to 120 MSPS, IEEE NS-40, No.4, p729, (1993)
- [104] D. Johns & K. Martin, Analog Integrated Circuit Design. John Wiley & Sons Inc., (1997)
- [105] R. van de Plasche, Integrated Analog-to-Digital and Digital-to-Analog Converters.,Kluwer Academic Publishers, (1994)
- [106] E. Sanchez-Sinencio & A. G. Andreou, Low-Voltage/Low-Power Integrated Circuits and Systems—Low-Voltage Mixed-Signal Circuits.,IEEE Press Marketing,(1999)
- [107] C. Bee *et al.*, The raw event format in the ATLAS Trigger & DAQ, ATL-DAQ-98-129, (2005)
- [108] BESIII DAQ Group, BESIII在线数据格式说明, 版本1.1, (2007)
- [109] ROOT team, CERN ROOT Users Guide, version 5.21, (2008)
- [110] E.H.Bellamy *et al.*, NIM A 339, 468-476, (1994)
- [111] 关梦云, 大亚湾中微子实验的本底研究和模型研制, 高能物理所博士毕业论文, 高能所, (2006)
- [112] 刘金昌, 大亚湾反应堆中微子实验的中子本底研究, 高能物理所博士毕业论文, 高能所, (2008)

- [113] Wei-Li Zhong *et al.*, Measurement of Decay Time of Liquid Scintillator, Nucl. Instr. and Meth. A**587**, 300 (2008)
- [114] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [115] Dawei Liu, Effect of Magnetic Field on PMT, <http://dayawane.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/DocumentDatabase>, doc:1678
- [116] Predrag Ranin *et al.*, Study of the Influence of the Earth's Magnetic Field on PMTs for Pierre-Auger Surface Detectors, UCLA-Cosmic/2001-02, <http://dayawane.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/DocumentDatabase>, doc:794
- [117] Dawei Liu *et al.*, Earth Filed Effects on PMT, <http://dayawane.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/DocumentDatabase>, doc:799
- [118] Vahe Ghazikhanian, μ -Metal Wire Magnetic Shields for Large PMTs, <http://dayawane.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/DocumentDatabase>, doc:748
- [119] Derek Escontrias *et al.*, A Proposal to Install Magnetic Shields on the AD PMTs, <http://dayawane.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/DocumentDatabase>, doc:3059
- [120] Derek Escontrias *et al.*, A Proposal to Install Magnetic Shields on the AD PMTs, <http://dayawane.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/DocumentDatabase>, doc:2996
- [121] KamBiu Luk, Radial Reflector-Magnetic Shield, <http://dayawane.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/DocumentDatabase>, doc:2004
- [122] Xichao Ruan *et al.*, Measurement of Quenching Factor of Liquid Scintillator, <http://dayawane.ihep.ac.cn/cgi-bin/DocDB/DocumentDatabase>, doc:1999
- [123] J. Birks, Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press, (1964)
- [124] Yayun Ding *et al.*, A new gadolinium-loaded liquid scintillator for reactor neutrino detection, Nucl. Instr. and Meth. A**587**, 584 (2008).

参考文献

插图目录

1.1	粒子物理学标准模型中的基本粒子	1
1.2	中微子与物质的四种相互作用过程举例	10
1.3	ν_μ 在 $1 - 100\text{GeV}$ 范围内的带电流反应截面	11
1.4	太阳中微子能谱	12
1.5	反应堆中微子能谱	12
1.6	反应堆中微子流强、反应截面及最终的能谱。	13
1.7	Reines 和 Cowan 实验探测器	14
1.8	CHOOZ 实验探测器的结构简图 [60]。	14
1.9	MiniBooNE 探测器	15
1.10	SuperK 探测器	15
2.1	θ_{13} 取值范围分析	19
2.2	反应堆 $\bar{\nu}_e$ 消失几率随基线长度的变化关系	21
2.3	已有反应堆中微子实验的基线长度分布	22
2.4	大亚湾实验布局	24
2.5	大亚湾实验厅示意图	26
2.6	90% 置信区间下, $\sin^2 2\theta_{13}$ 的灵敏度期望值及其随取数时间的变化关系	29
2.7	大亚湾中微子探测器设计剖面图	30
2.8	大亚湾实验电子学系统框图	34
2.9	FEE 电子学板电路设计框图	36
2.10	FEE 电荷与击中时间测量框图	37

插图目录

2.11 <i>FEE</i> 寻峰时序设计	37
2.12 大亚湾实验中微子探测器触发系统设计	38
2.13 大亚湾时钟系统设计	40
3.1 中微子探测器模型的结构示意图	46
3.2 中微子探测器模型的不锈钢罐机械图	47
3.3 中微子探测器模型使用的刻度装置	47
3.4 中微子探测器模型的 <i>PMT</i> 支撑结构设计图	49
3.5 <i>AD</i> 模型 <i>DAQ</i> 系统框架	51
3.6 <i>AD</i> 模型 <i>DAQ</i> 系统前端软件流程	52
3.7 模型实验 <i>DAQ</i> 与数据显示用户界面	53
3.8 典型 <i>EMI 9350KA</i> 热噪声发射谱	55
3.9 建造完成的模型钢罐、反符合探测器骨架、 <i>PMT</i> 支撑环	56
3.10 模型实验有机罐及密闭性测试	57
3.11 模型实验 <i>ESR</i> 反射板	58
3.12 模型实验钷固体络合物的制备	59
3.13 钷固体络合物与 <i>LAB</i> 的溶解	60
3.14 <i>PMT</i> 安装到支架上	61
3.15 大亚湾实验 <i>PMT</i> 密封设计	62
3.16 模型探测器内 <i>PMT</i> 安装完成与编号	63
3.17 模型探测器本体固件组装基本完成图	64
3.18 模型本体液闪灌装设备与灌装后探测器	65
3.19 液闪灌装液位监测	65
3.20 模型宇宙线探测器闪烁体模块效率测量配置	66
3.21 模型实验反符合探测器闪烁体模块测量到的 μ 子能谱	67
3.22 模型实验反符合探测器外观	68
3.23 模型宇宙线反符合探测器电子学逻辑图	69
3.24 全部安装完成后的模型电子学系统	70
4.1 模型实验 <i>LTB</i> 板总能量触发阈值寄存器 <i>bin</i> 宽测量	72

4.2	中微子探测器模型 <i>LTB</i> 板 <i>trigger</i> 输出规则	73
4.3	模型电子学 <i>FEE</i> 板电子学噪声谱	74
4.4	模型电子学 <i>FEE</i> 板电荷测量精度随信号幅度的变化	75
4.5	<i>FEE</i> 板 <i>ADC DNL</i> 测试结果	76
4.6	模型电子学 <i>FEE</i> 板 <i>ADC</i> 电荷测量线性	78
4.7	模型实验数据格式	79
4.8	模型实验数据获取逻辑流程图	80
4.9	模型实验有效触发限制逻辑	81
4.10	模型实验 <i>LTB</i> 触发时间测量精度测试结果	82
4.11	模型实验 <i>FEE</i> 通道击中时间 <i>LED</i> 测试	83
4.12	模型实验调试本底测量	83
4.13	模型实验 <i>PMT</i> 增益在线刻度逻辑图	85
4.14	模型实验 <i>PMT</i> 原始单光电子谱数据拟合	86
4.15	模型实验 <i>PMT</i> 原始单光电子谱数据拟合	87
4.16	模型实验 <i>VME</i> 系统与标准 <i>Camac</i> 系统 <i>PMT</i> 刻度的比较	87
4.17	模型实验 <i>PMT</i> 增益刻度流程	88
4.18	模型实验放射源数据获取触发流程	88
4.19	模型实验测量得到的 ^{137}Cs 能量响应光电子谱的数据拟合	89
4.20	模型一期实验探测器能量响应线性	89
4.21	<i>PMT</i> 刻度后的模型实验天然放射性本底谱	90
5.1	模型二期实验探测器能量响应线性	92
5.2	反射源壳的物质效应: ^{60}Co	92
5.3	探测器中心点 γ 模拟与实验数据的比较	93
5.4	<i>PuC</i> 源快信号数据与模拟的比较	94
5.5	<i>PuC</i> 源慢信号、中子俘获时间数据与模拟的比较	94
5.6	模型探测器中心点由 <i>PuC</i> 源得到的中子探测效率	95
5.7	^{252}Cf 源快信号能谱、中子俘获时间谱数据与模拟的比较	96
5.8	^{252}Cf 源模拟数据得到的模型探测器中心点中子探测效率与系统死时间关系	96
5.9	中子俘获时间常数与 <i>Gd</i> 、 <i>H</i> 原子原子比例的关系	97

插图目录

5.10 模型探测器模拟程序构造的探测器几何	98
5.11 模型实验 Z 方向响应的不对称性与已有的模拟结果	98
5.12 模型探测器 Z 方向位置响应模拟与实验的比较	99
5.13 对模型探测器 Z 方向响应不对称性先前模拟结果的验证	100
5.14 数字化方法修正后的模型探测器 Z 方向响应	101
5.15 模型探测器中间层 PMT 支撑环中心相对于有机罐中心移动对 Z 方向响应的影响	101
5.16 模拟与实验基本符合时的 Z 方向能量响应与分辨率	102
5.17 模型探测器模拟与实验 Z 方向响应谱形的比较	103
5.18 大亚湾中心探测器 γ 俘获层厚度与中子俘获效率	104
5.19 模型探测器上反射板反射率对 Z 方向响应的影响	105
5.20 模型探测器下反射板反射率对 Z 方向响应的影响	105
5.21 模型探测器上反射板位置对 Z 方向响应的影响	106
5.22 模型探测器 PMT 支撑环半径变化对 Z 方向响应的影响	106
5.23 模型探测器边缘刻度管能量响应模拟与数据的比较	107
5.24 标准参数配置下模型探测器 R 方向响应	108
5.25 标准参数配置下模型探测器边缘刻度管处 ϕ 方向响应	109
5.26 地磁场影响下 PMT 收集效率的变化	110
5.27 ^{137}Cs 源在线刻度得到的模型探测器各 PMT 的相对收集效率	111
5.28 增加 PMT 有效相对收集效率后模型 R 方向与 ϕ 方向能量响应的模拟	112
5.29 增加 PMT 有效量子效率后模型探测器边缘刻度管处 Z 方向响应模拟与实验测量结果的比较	112
5.30 增加 PMT 有效收集效率后放射源 R 方向位置的模拟检验	113
5.31 增加 PMT 有效量子效率后模型探测器边缘刻度管 Z 方向模拟与实验谱形的比较	113
5.32 模型探测器 PMT 有效响应效率测量光学系统设计	114
5.33 PMT 有效收集效率 (CE) 的变化对大亚湾 AD 内 R 方向响应特性的影响	115
5.34 PMT 响应显示的不同材料的地磁屏蔽效果	116
5.35 非晶金属材料符合体 ($Finemet$) 的结构	117

5.36	AD 内 PMT 磁屏蔽的结构设计	117
5.37	大亚湾实验 AD 内磁屏蔽给 PMT 响应输出带来的影响	118
5.38	模型探测器反射板的作用效果	119
5.39	模型实验一、二期探测器本底谱测量的一致性	120
5.40	模型实验 PuC 源测量的原始总能谱	121
5.41	模型实验 PuC 源信号各种 cut 的逻辑关系图	122
5.42	经过限制条件后得到的 PuC 源快慢信号能谱	122
5.43	模型实验 PuC 源测量得到的中子俘获时间谱	123
5.44	模型实验 PuC 源与 ^{252}Cf 源快信号能谱比较: 正电子	124
5.45	PuC 源的 $\alpha - n$ 反应原理图	125
5.46	模型实验 PuC 源快信号质子反冲能谱数据与模拟更新后结果的比较	125
5.47	模型实验 PuC 源中子俘获时间谱指数拟合区间不同导致的时间常数差别	126
5.48	模型实验 PuC 源模拟中子俘获时间谱快成分拟合结果	127
5.49	模型实验 PuC 源中子俘获时间谱双指数拟合结果	128
5.50	模型实验 ^{252}Cf 源中子俘获时间谱双指数拟合结果	128
5.51	死时间对 ^{252}Cf 源测量得到的中子俘获时间谱的影响	129
5.52	模型探测器对 ^{252}Cf 源快慢信号的效率	130
5.53	模型探测器本底与 ^{252}Cf 在不同能量阈值下的事例率	131
5.54	不同能量阈值下利用方法一由模型探测器测量得到某 ^{252}Cf 的事例率	132
5.55	本底测量时事例间隔时间分布谱	133
5.56	依据 ^{252}Cf cut 条件分析得到的本底测量的事例时间间隔谱	133
5.57	模型探测器对 PuC 源快慢信号的探测效率	136
5.58	模型探测器 PuC 源 ANN 的输入变量分布	137
5.59	模型探测器 PuC 源 ANN 的输入变量之间的线性关联系数	137
5.60	模型探测器 PuC 源快慢信号 ANN 的鉴别效率	138
5.61	AD 中 IBD 事例的快慢信号能谱及简单能量 cut 效率图	139
5.62	AD 中 IBD 事例 ANN 的输入变量分布	139
5.63	AD 中 IBD 事例快慢信号 ANN 的鉴别效率	140
5.64	Chooz 实验 GdLS 衰减长度老化	141

插图目录

5.65 <i>Palo Verda</i> 实验 <i>GdLS</i> 衰减长度老化	142
5.66 模型实验用掺钕液体闪烁体 430nm 处吸光度随时间变化监测	142
5.67 掺钕液体闪烁体的长期稳定性	143

表格目录

2.1	中微子振荡参数的最佳拟合值	20
2.2	大亚湾实验对反符合系统的要求	27
2.3	各实验点的中微子探测器模块的事例数和信噪比	28
2.4	大亚湾实验的系统误差和统计误差	28
2.5	在 90% 的置信区间内达到 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.01$ 灵敏度的误差要求	29
2.6	大亚湾中微子探测器的物理性能要求	32
2.7	大亚湾中微子探测器液闪性能要求	33
2.8	大亚湾实验对 <i>FEE</i> 电子学板的各项性能要求	35
2.9	大亚湾触发系统的各项性能要求	39
2.10	大亚湾中微子探测器 <i>PMT</i> 性能要求	42
2.11	大亚湾实验事例率、数据量估计	44
3.1	模型用 48 个光电倍增管的热噪声事例率与峰谷比	55
3.2	不同材质垫圈对 <i>PMT</i> 暗噪声计数的影响	61
5.1	模型实验测量得到的 <i>PuC</i> 源能谱各峰位的非线性：以 $6.13\text{MeV } \gamma$ 响应 作归一化。	123
5.2	模型实验多次测量的 <i>PuC</i> 源中子时间响应谱拟合结果比较	127
5.3	模型实验多次测量的 ^{252}Cf 源中子时间响应谱拟合结果比较	129
5.4	<i>PuC</i> 源快、慢信号的成分及分布能区	136
5.5	大亚湾 <i>AD</i> 探测器 <i>IBD</i> 事例的快慢信号成分及能区。	138

表格目录

发表文章目录

1. Study of a Prototype Detector for the Daya Bay Neutrino Experiment
Zhimin Wang, Changgen Yang, Mengyun Guan, Weili Zhong, Jinchang Liu, Zhiyong Zhang, Yayun Ding, Ruiguang Wang, Jun Cao, Yifang Wang, Haoqi Lu
Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 602 (2009), pp. 489-493.
doi:10.1016/j.nima.2009.01.156 (2009)
2. A new gadolinium-loaded liquid scintillator for reactor neutrino detection
Yayun Ding, Zhiyong Zhang, Jinchang Liu, Zhimin Wang, Pengju Zhou
Nucl. Instr. and Meth. A**587**, 584 (2008).
3. 高能物理实验中CAEN系列高压系统自动化控制方案 (The project of auto control for CAEN high voltage systems in high energy physics experiments)
钱森, 蔡啸, 王志民, 王贻芳, 张家文, 杨长根
核电子学与探测技术 **31**, 第28卷第5期(2008).
4. Circulation Model for Water Circulation and Purification in Water Cerenkov Detector
LU Hao-Qi, YANG Chang-Gen, WANG Ling-Yu, XU Ji-Lei, WANG Rui-Guang, WANG Zhi-Min, WANG Yi-Fang
accepted by Chinese Physics C, 编号2008-0211,
5. 光电倍增管的光电子幅度谱测试研究

发表文章目录

孟祥承, 杨长根, 王志民, 石峰, 关梦云, 钟玮丽, 刘金昌

核电子学与探测器技术25 (2005) 594

6. A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle θ_{13} using Reactor Antineutrinos at Daya Bay

Daya Bay Collaboration, arXiv:hep-ex/0701029.

致谢

斗转星移，时光匆匆，5年的研究生求学生涯转瞬已逝，抚思昔日之韶华，回首日夜之凝思，曾经的5年得到了许多老师、同学、朋友对我的关心与帮助，谨在此向他/她们表示我最衷心的感谢。

首先，感谢我的导师陈和生院士、副导师杨长根研究员，5年来，我的每一点进步、每一分收获，都离不开他们的敦敦教诲和殷殷期望。

陈和生老师，身为我国著名的粒子物理、实验物理学家，学识渊博，治学严谨、深刻，富于科学精神与民族意识，他不仅在学习、研究、论文选题与撰写等重要环节给我指导，更在探讨中指导我生活的方向，他的指导与教诲将对我将来的学习、工作产生深远影响。衷心感谢陈老师5年来的指导、关心与帮助。

杨长根老师是我日常学习、工作的指导老师，我的本科毕业设计也是在他的悉心指导下完成的。杨老师学识广博，潜心科研，始终坚持工作在一线；为人谦逊，和蔼可亲；对学生言传身教，不仅是我学习的导师、科研工作的领路人，更是我生活中的良师益友。在此，向他致以我深深的感谢。

感谢王贻芳研究员、曹俊研究员对我学习、工作上的指导、关心与帮助，他们学识深厚，思维敏捷，行为果敢；他们的为学之道、工作作风、工作方法给我留下了深刻印象，是我学习的榜样。感谢他们多年来的关心与指导。

感谢大亚湾实验组王萌，王铮，李秋菊，李小男，张家文，张智勇，原子能院阮锡超等各位老师对我工作的指导、支持与帮助。感谢大亚湾数据获取组李飞、雷广坤、季晓璐，蒋文奇，清华大学的林延畅、宫辉、龚光华，以及吴群等各位同学、同事与我一起的工作与讨论。

特别感谢5年来一起工作的各位老师与同学，感谢他/她们在生活与学习上对我的

致谢

关心与帮助和工作上的大力支持。感谢 AMS 实验组的吕雨生研究员、李祖豪副研究员；感谢关梦云、钟玮丽、刘金昌、丁雅韵、路浩奇、占亮、温良剑、马烈华、田新春、谢宇广、蒋胜鹏、王玲玉、李小波和徐吉磊、安丰鹏、叶永顺、肖华林等其他难以一并提名的各位同学/同事对我工作的支持、生活的关心与帮助，是大家的相伴为我的课余生活增添了许多许多难忘的回忆。特别感谢关梦云、钟玮丽、刘金昌、路浩奇、丁雅韵在实验测量、探测器软件模拟等方面的交流讨论与帮助。和大家在一起的时光总是轻松而快乐的，与大家相伴的热情与友情是我莫大的财富。

感谢孟祥承老师、王瑞光老师、韩玲老师一直以来对我生活、工作、学习上的关心与帮助。

最后还要把我最衷心的感谢留给我的家人，我心谨记，正是父母、家人无私的关爱与含辛茹苦的付出，才有我的成长与今天的收获。一篇博士论文远非我报答养育之恩的终点，我将继续努力，以更大的成绩回报父母，以及所有关心、爱护我成长的亲人、师长、朋友们。还要特别感谢我的爱人张慧萍女士，执子之手，与子偕老，是我论文搁笔之际的最大心愿。