

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

大亚湾反应堆中微子实验的中子本底研究

刘 金 昌

指导教师: 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: 2008年4月 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: 中国科学院研究生院

答辩委员会主席: _____

Background Study and Prototype Testing of the Daya Bay Experiment

Liu Jinchang

**In Partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of Doctor of Philosophy**



Graduate School of Chinese Academy of Sciences

Beijing, China

2006

(Submitted in October 2008)

摘 要

中微子物理是当今粒子物理、天体物理与宇宙学的交叉前沿与实验研究的热点。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。反应堆中微子实验是精确测量 θ_{13} 的主要途径之一。大亚湾中微子实验拟利用我国深圳大亚湾核电站群精确测量 θ_{13} 。为了达到0.01的测量精度，必须深入分析实验的各种本底，优化探测器设计；研制探测器模型，并进行各种测试。本论文的工作是上述研究目标的重要组成部分。

论文分析了大亚湾反应堆中微子实验的本底来源和分类。依照探测器设计，模拟了环境天然放射性在中微子探测器中的响应、 μ 子产生的中子本底。模拟计算的结果显示这些本底造成的本底信号比约为0.1%。对于实验中的最主要本底来自于宇宙线 μ 子在中微子探测器中产生的同位素本底，进行了简单的模拟和计算。大亚湾中微子实验的中微子探测器模型的试制和相关性能测试对掌握这种探测器的制造工艺，研究其性能，改进和优化设计具有重要意义。放射源实验得到探测器模型对于放置在探测器中心的1MeV γ 光子的能量响应为295个光电子、相应的能量分辨率为8.4%。论文中对探测器模型中发生的物理过程作出了分析，依照分析结果给出的探测器模型的Monte Carlo模拟，较好地与放射源实验数据相符。

关键字： 中微子； 大亚湾反应堆中微子实验； 本底模拟； 中子源； 能量响应； 能量分辨率。

Abstract

Neutrino physics is the frontier of particle physics, astrophysics and cosmology. The neutrino mixing angle θ_{13} is one of the fundamental parameters of the neutrino physics. The magnitude of θ_{13} will decide the future direction of the neutrino physics. The Daya Bay neutrino experiment is proposed to measure the parameter θ_{13} precisely using the reactor power plant group at Daya Bay, which is located in Shenzhen, Guangdong Province. To reach the sensitivity of 0.01, one has to study the backgrounds of the experiment in details, to optimize the design of the detector, to manufacture the prototype of the detector, and to test its performance. This thesis is a part of prophase studies for this experiment.

The background of the Daya Bay neutrino experiment is studied. According to the detector design, background simulation has been done to show that the background from the vicinity radioactivity and the cosmic-ray induced neutrons contributes about 0.1% of the background-to-signal ratio. We had simple simulated the major background in the experiment which are from the cosmic-ray induced isotopes.

The performance of the prototype for the antineutrino detector has been constructed and tested. The measurement with radioactive sources shows that the prototype gives 295pe (photon electrons) of the energy response and 8.4% of energy resolution for 1MeV gamma ray when the gamma ray source is at the center of the detector. The full detector Monte Carlo simulation is in a good agreement with the experiment data.

Key words: neutrino; Daya Bay reactor neutrino experiment; background simulation; neutron source; energy response; energy resolution.

目 录

第1章 中微子和中微子实验概述	1
1.1 基本粒子和基本相互作用	1
1.2 中微子味道混合和中微子振荡	2
1.2.1 中微子历史和性质	2
1.2.2 中微子振荡	4
1.3 $\sin^2 2\theta_{13}$ 最好拟合	8
1.4 反应堆中微子实验	11
1.4.1 中微子的实验探测原理和方法	11
1.4.2 反应堆中微子实验进展	12
第2章 大亚湾反应堆中微子实验	15
2.1 大亚湾实验布局	15
2.2 大亚湾反应堆中微子实验的实验设计	16
2.2.1 探测器设计	17
2.2.2 中心探测器	17
2.2.3 反符合探测器	20
2.3 大亚湾反应堆中微子实验本底和误差	21
2.4 论文选题的目的和论文的结构	23
2.4.1 论文选题的目的	23
2.4.2 论文的结构	24
第3章 大亚湾反应堆中微子实验的本底模拟	25
3.1 大亚湾反应堆中微子实验的本底及其分类	25
3.2 本底去除的物理考虑	27

3.2.1 非关联本底	28
3.2.2 关联本底	28
3.3 关联本底的模拟	31
3.3.1 实验点宇宙线 μ 子	31
3.3.2 μ 子产生次级中子的物理过程和模拟程序代码	33
3.3.2.1 μ 子产生次级中子的物理过程	33
3.3.2.2 中子本底模拟代码	35
3.3.2.3 两种方法的比较	39
3.3.3 第一类中子本底的模拟	40
3.3.3.1 探测器的几何设置	42
3.3.3.2 μ 子产生子	43
3.3.3.3 中子模拟和中子本底的计算	44
3.3.4 不同位置中子对本底的贡献率	49
3.3.4.1 中子本底计数分布	49
3.3.4.2 中子本底的顶点分布	52
3.3.5 中子本底与探测器布局位置的研究	54
3.3.5.1 RPC对本底的影响	54
3.3.5.2 中子本底和中心探测器的位置	57
3.3.5.3 八角水池	59
3.3.5.4 快中子的测量和反符合探测效率	60
3.3.5.5 岩石中子的探测	61
3.3.6 宇宙线产生的同位素本底	63
3.3.6.1 同位素本底的模拟	64
3.4 非关联本底	66
3.4.1 环境天然放射性	67
3.4.2 单中子本底	69
3.5 本底模拟的结果分析	71
 第4章 大亚湾反应堆中微子探测器模型的研究	73
4.1 探测器模型的结构	73
4.1.1 模型探测器结构	73

4.1.2 反符合探测器结构	75
4.2 探测器模型实验	76
4.2.1 反符合探测器实验	76
4.2.2 实验电子学简介	77
4.2.3 放射源准备和测量流程简介	77
4.3 模型探测器及中子探测	78
4.3.1 中子研究和中子源刻度的意义	78
4.3.2 中子的简单分类	78
4.3.3 中子在探测器液闪中的物理过程	78
4.3.3.1 快中子能区的物理过程	79
4.3.3.2 慢中子、热中子、冷中子和超冷中子的物理过程	82
4.3.3.3 中子源在液闪中产生 γ 射线	84
4.3.4 γ 射线在介质中的能量沉积	85
4.3.5 液闪的发光机制	87
4.3.6 光学光子在探测器中的传播	89
4.3.7 光电倍增管信号的产生	89
4.4 中子放射源实验的数据分析和能量响应的非线性问题	91
4.4.1 γ 源简单介绍	91
4.4.2 中子源	92
4.4.2.1 中子源简单分类	92
4.4.2.2 ^{252}Cf 自发裂变中子源	92
4.4.2.3 PuC源	95
4.4.3 本底处理方法	99
4.4.4 中子源数据谱	100
4.4.4.1 慢信号	100
4.4.4.2 快信号	103
4.4.5 液闪能量响应非线性	105
4.4.5.1 探测器能量响应线性和能量分辨率	105
4.4.5.2 能量响应的非线性	105
4.5 模型探测器的蒙特卡罗模拟和分析	109

4.5.1 通用模拟方法和过程	109
4.5.2 中子在探测器液闪中的基本模拟	114
4.5.3 ^{252}Cf 产生子与模拟	117
4.5.3.1 产生子	117
4.5.3.2 模拟总能谱响应和中子俘获时间响应与数据的对照	119
4.5.4 PuC源数据模拟和分析	121
4.5.4.1 产生子	121
4.5.4.2 PuC源数据模拟和分析	122
4.5.5 中子对液闪性能的模拟	128
4.5.5.1 不同含Gd量对俘获时间的影响	128
4.5.5.2 不同含H量对俘获时间的影响	129
4.6 模型实验的讨论	129
第5章 总结与展望	131
参考文献	133

第1章 中微子和中微子实验概述

中微子物理是近年来物理学界的热门话题之一。中微子是构成物质世界的基本粒子，在微观的粒子物理规律和宏观的宇宙起源及演化中起着重大的作用，特别是发现了中微子有质量和振荡后，人们认识到这是发现超出标准模型的新物理的突破口。中微子不同不同质量本征态之间的相互转换，已经被太阳中微子实验 [1]、大气中微子实验 [2]、反应堆中微子实验 [3]和加速器中微子实验 [4]所证实。中微子震荡的发生，即意味着中微子静止质量不再为零。预示着存在超出标准模型的新物理，如轻子数不守恒、质子衰变等。因此，中微子物理的进展连续两年被美国的《科学》周刊等国内外媒体评为当年十大科技新闻。2002年由于在”探测宇宙中微子”上的贡献，美国化学家R.Davis,Jr. 与日本物理学家小柴昌俊(MasatoshiKoshiba)获得诺贝尔物理学奖。由于中微子是最轻的粒子，是所有粒子衰变的最终产物之一，宇宙中积存了大量自大爆炸开始以来产生的中微子，它们可以构成宇宙中的热暗物质，对宇宙结构的形成有重要影响。中微子振荡中的CP(空间与电荷共轭反演)破缺可能对理解宇宙中的物质-反物质不对称现象起关键作用。

1.1 基本粒子和基本相互作用

粒子物理学，也就是高能物理学，是研究微观粒子内部结构及其相互作用规律的科学。为粒子物理学提供必要的实验手段和分析方法是粒子物理实验方法的范畴。根据粒子物理学的标准模型，组成物质的基本粒子是三代夸克、三代轻子；自然界中共有四种基本相互作用：强相互作用、电磁相互作用、弱相互作用和引力相互作用。相互作用的传递子，现在已经发现的共有四种，它们是：强相互作用的传递子胶子，电磁—弱相互作用的传递子光子、 Z^0 、 W 。如图1.1所示，三代夸克是u夸克、d夸克、c夸克、s夸克、t夸克、b夸克，三代轻子是电子、电子中微子、 μ 子、 μ 中微子、 τ 子、 τ 中微子。这十二种基本粒子已经相继被实验发现，标准模型的理论得到了实验的严格检验，与所有已知实验结果一致，精度达到 10^{-5} [5]。中微子是每一代粒子中最轻的粒子，一般只参与弱相互作用。

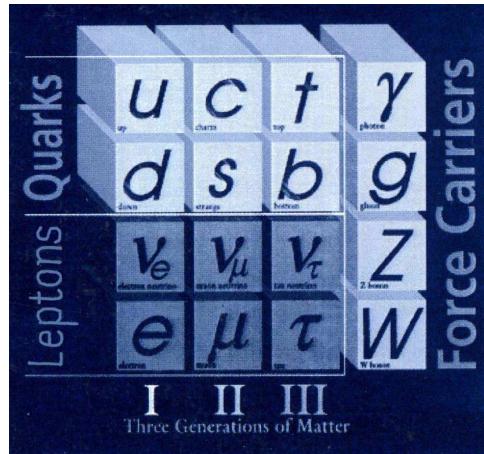


图 1.1: 基本粒子。

1.2 中微子味道混合和中微子振荡

1.2.1 中微子历史和性质

1930年，W.Pauli为了解释原子核衰变时能量似乎不守恒的问题，提出了一个猜想，认为是一种不可探测的中性粒子带走了能量。这种粒子随后被E.Fermi叫做“中微子”，以区别于中子。

1950年代，F.Reines和C.Cowan试图用质子反衰变来直接探测中微子。他们采用了当时刚出现不久的反应堆作为中微子源。1956年，他们十分清楚地直接探测到了中微子，F.Reines因此获1995年诺贝尔奖。此后中微子实验研究得到很大发展。1960年代初，J.Steinberger等发现存在两种中微子：电子中微子和 μ 中微子，J.Steinberger因此获得1988年诺贝尔奖。2000年， τ 中微子被DONUT实验组发现。电子中微子、 μ 中微子和 τ 中微子分别对应e、 μ 子和 τ 子。

1950年代初，杨振宁等提出了弱相互作用中的V-A理论，假设中微子质量为零。V-A理论随后被电弱统一理论所继承，成为粒子物理标准模型的一部分。中微子质量是否绝对为零至关重要，它会影响轻子数守恒、质子衰变、宇宙中的热暗物质以及宇宙结构等，因此，中微子质量问题一直是粒子物理学家与天体物理学家共同关心的热点问题。但由于中微子几乎不与任何物质发生作用，很难被探测到，其质量就更难测量了。到目前为止，测量中微子质量的最好结果是由德国曼因兹大学的一个小组，通过测量氚的衰变能谱的最大端点而得到的。他们测得，在95%的置信度下中微子质量的平方小于2.2。

1960年代初，意大利物理学家B.Pontecorvo提出，如果中微子有质量且其质量本征态与弱作用本征态不简并，由量子力学波函数的叠加可推知，不同的中微子之间

可发生振荡，即一种中微子在飞行过程中变为另一种中微子。对于三代中微子，其振荡概率可写成矩阵形式，称作MNS(Maki-Nakagawa-Sakata)矩阵，这类似于夸克中的CKM矩阵。中微子振荡迅速引起人们的兴趣是因为它提供了一种证明中微子质量不为零的方法。这比前述由氚的衰变测量中微子绝对质量的方法灵敏度高了好几个数量级，虽然它只能得到不同中微子质量之差。除此之外，与CKM矩阵类似，MNS矩阵中也存在一个CP破缺项。目前人们已知这种CP破缺与物质-反物质不对称有关，而CKM矩阵中的CP破缺项太小，不足以解释宇宙中为什么不存在一个反物质世界，因为“大爆炸”宇宙学的一个自然结果就是宇宙中应存在相同数量的物质与反物质。MNS矩阵中的CP项似乎可以解决这个难题，这是中微子振荡引起人们兴趣的另一个重要原因。1960年代初，J.Bahcall提出了一个完整的太阳模型，定量计算出太阳上发生的各种聚变反应所辐射出来的能量(包括中微子携带的能量)。为了验证J.Bahcall提出的太阳模型，美国化学家R.Davis领导了一个小组来测量太阳核聚变中产生的中微子。R.Davis于1968年首次发表了令人吃惊的实验结果，即观测到的太阳中微子只有J.Bahcall预言的理论值的 $1/3$ ，这就是有名的“太阳中微子丢失”之谜。在随后的30年中，R.Davis共探测到约2000个太阳中微子，结论仍然没变。当时对此有多种解释，太阳中微子发生振荡，即由电子中微子变成 μ 中微子或 τ 中微子，是其中的一种解释。随后许多类似的实验均证实了R.Davis的结论，如意大利的Gallex实验和苏联的Sage实验。由日本科学家小柴昌俊领导的神冈实验在1980年代中期建造了一个类似于美国IMB实验室的水基契伦科夫成像探测器，也观测到类似结果，并于1987年与IMB一起首次观测到超新星爆发产生的中微子。只是这些实验只能证明探测到的太阳中微子比理论预言的少，而不能确定到底是由于中微子振荡还是太阳模型出了问题引起的。太阳中微子问题的真正突破出现在2001年与2002年。加拿大的SNO实验同时测量三种中微子，获得了电子中微子消失及 μ 中微子和 τ 中微子出现的证据，且三种中微子数之和与J.Bahcall的标准太阳模型预言一致[2]。

中微子振荡的第二个实验证据即所谓“大气中微子反常”。主要由 μ 子衰变而来的空气中微子应满足 μ 中微子/ τ 中微子的比值为2。自1970年代以来，许多实验均发现这一比例接近于1(误差很大)。由小柴昌俊领导的神冈实验也发现了类似结果(误差稍小)，后又建了一个比原来的探测器大10倍的超级神冈(Super-Kamiokande)探测器。在1998年，证实了这个比值接近1是因为 μ 中微子消失了，且其消失的百分比随能量与飞行距离的关系与理论预言基本相符[3]。

最初所有中微子振荡的实验证据均来源于大自然，因此中微子振荡在某种程度上依赖于人们对大自然的理解，如太阳模型、宇宙线在大气中的簇射过程等。所以从人工中微子源中探测到中微子振荡才是它的最终证明。候选的人工中微子源有两类，一是加速器，一是反应堆。1990年末期，日本的KEK实验室用质子打靶产

生中微子，并由超级神冈探测器探测。2003年K2K加速器中微子振荡实验证实了大气中微子振荡。反应堆中微子实验自1980年代初开始，已进行了好几代。自ILL实验开始，发展至Chooz和Palo Verde实验。实验的方法是观测反应堆由裂变过程所产生的反 ν_e 的数目，并与预期的中微子数比较，如果发现中微子消失现象，则说明反应堆产生的反 ν_e 发生振荡，变成了另一种中微子而没有被探测到。自1997年开始建造，KamLAND探测器于2001年全面建成。在2002年报告了重要结果：约40%的反应堆中微子消失了，或者说振荡为另一种中微子而没有被探测到。由于中微子是反应堆与太阳唯一共同的东西，因此中微子消失现象只能用中微子本身的性质来解释。并且，太阳中微子振荡的“大角度混合解”可以定量解释所有观测到的数据。因此可以肯定地说，太阳中微子发生了振荡，J.Bahcall的标准太阳模型是正确的，中微子是有质量的。至此中微子振荡得到最终的确认。

1.2.2 中微子振荡

中微子只有三代，这个结论在标准模型的框架之内得到了实验的严格检验。使用LEP上的四个实验 [8] *L3, DELPHI, OPAL, ALEPH* 的实验数据，得到的中微子代数 N_ν 的综合结果是 $N_\nu = 2.984 \pm 0.008(\text{stat})$ [9] [10]。从这些实验的结果来看，如果存在第四种中微子，那么它可能非常重（大于 Z^0 质量的一半），或者不参与标准模型中所定义的弱相互作用，通常被称为sterile中微子 [13]。这个结果在2007年被MINOS加速器实验否决了，目前只存在三代中微子。

假设存在三代中微子，标记中微子的质量本征态为 ν_1, ν_2, ν_3 ，中微子的味道本征态为 ν_e, ν_μ, ν_τ 。中微子的弱相互作用本征态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 [11] [12]。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Shrödinger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中微子的能量和动量。由于中微子是极端相对论性粒子，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，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为：

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

$E \approx P$ ，定义为不同质量本征态中微子的平均能量，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， $|<\nu_\beta | \nu_\alpha(L)>|^2$ 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 [13]。

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

式中， $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ ，单位是eV²，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章 [14]。如果CPT变换守恒，对于中微子振荡，存在以下关系：

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

另一方面，从方程1.7中得到：

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

如果CPT变换守恒，中微子振荡将遵守变换关系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，公式1.7中的最后一项将在取复共轭后有不同的符号，反中微子和中微子的振荡几率不相等。由此，如果CPT变换守

恒，以上这些振荡几率间的差别将意味着CP变换的不守恒 [13]。

轻子的混合矩阵（MNSP矩阵）可以参数化为如下形式 [15] [16]，见方程1.11：

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

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

式中， $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, ($i, j = 1, 2, 3$)。按照这种参数化后的中微子混合矩阵可以直观地给出很多物理现象的解释。

1. 方程1.11的最后一项是一个对角矩阵。由公式1.7看出，这一项不会影响中微子振荡几率，在中微子振荡实验中不能测量出 ϕ_1 , ϕ_2 的值。从物理意义来看，参数 ϕ_1 , ϕ_2 描述Majorana中微子（定义：中微子和它的反粒子是同一种粒子的中微子称为Majorana中微子），它们产生的效应可以在无中微子发射的双 β 衰变(neutrinoless double beta decay)中观测到。
2. CP破坏效应由Jarlskog不变量表示 [17]。从U矩阵的么正性可知，在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不变量定义为：

$$J_{CP} = s_{12}c_{12}s_{23}c_{23}s_{13}c_{13}^2 \sin \delta \quad (1.13)$$

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相角。通过中微子振荡实验，可以测定CP/T破坏的大小。从上面的公式还可以看出：CP相角和中微子混合角共同决定CP破坏的大小，这个结论表明确定 δ 存在参数简并的麻烦。

3. 从群论的观点看，方程1.11的前三项各定义了一个转动角，它们对应三代中微子间的混合角。方程1.11中的中微子混合角和公式1.7中的中微子质量平方差对

应中微子振荡实验的测量量有如下关系:

$$\begin{aligned}\Delta m_{21}^2 &= \Delta m_{solar}^2, \\ \Delta m_{32}^2 &= \Delta m_{atom}^2, \\ \theta_{12} &= \theta_{solar}, \\ \theta_{23} &= \theta_{atom}, \\ \theta_{13} &= \theta_{reactor}.\end{aligned}\quad (1.14)$$

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。当前的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 [18] [19], 逼近的最佳实验结果如下:

$$\begin{aligned}\Delta m_{21}^2 &= 8.0_{-0.3}^{+0.4} \times 10^{-5} eV^2, \\ \sin^2(2\theta_{12}) &= 0.86_{-0.04}^{+0.03}\end{aligned}\quad (1.15)$$

当前的大气中微子实验最精确的测量结果来自K2K和Super-K两个实验组 [18] [20], 逼近的最佳实验结果如下:

$$\begin{aligned}|\Delta m_{32}^2| &= (1.9 - 3.0) \times 10^{-3} eV^2, \\ \sin^2(2\theta_{23}) &> 0.92 \quad (90\% Confidence Level)\end{aligned}\quad (1.16)$$

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 [18] [21], 逼近的最佳实验结果如下:

$$\sin^2(2\theta_{13}) < 0.13 \quad (90\% Confidence Level)\quad (1.17)$$

由于中微子共三代, 有约束条件1.18成立。

$$\Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{13}^2 = 0\quad (1.18)$$

涉及到中微子振荡实验的参数共有六个, 它们是:

$$\Delta m_{12}^2, \Delta m_{32}^2, \sin^2(\theta_{12}), \sin^2(\theta_{23}), \sin^2(\theta_{13}), \delta\quad (1.19)$$

当前的实验已经确定了以上六个参数中的三个半: Δm_{12}^2 , $|\Delta m_{32}^2|$, $\sin^2(\theta_{12})$, $\sin^2(\theta_{23})$ 。还有两个半参数有待测量, 它们是:

$$sign\ of |\Delta m_{32}^2|, \sin^2(\theta_{13}), \delta\quad (1.20)$$

从结果1.15 1.16中看到,

$$\frac{\Delta m_{12}^2}{|\Delta m_{32}^2|} \sim 10^{-2} \quad (1.21)$$

综合方程1.18得到:

$$|\Delta m_{32}^2| \approx |\Delta m_{31}^2| \quad (1.22)$$

从这个关系看出, 描述中微子振荡的两个中微子质量平方差参数约相差两个数量级。结合公式1.7, 当中微子振荡实验的 L/E 满足关系:

$$\frac{\Delta m^2 L}{E} = o(1) \quad (1.23)$$

时, 三代中微子振荡近似变成两种中微子间的味道混合。在方程1.11所示的MNSP矩阵参数化条件下, 公式1.7近似变成如下形式:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 [1.27 \Delta m^2 L/E] \quad (1.24)$$

当 $\beta \neq \alpha$ 时, 和

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 [1.27 \Delta m^2 L/E] \quad (1.25)$$

方程1.24描述中微子的产生(appearance)实验, 方程1.25描述中微子的消失(disappearance)实验, 它们是实验中经常用到的两个公式。

1.3 $\sin^2 2\theta_{13}$ 最好拟合

CHOOZ实验给出了当前 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的最小上限的最好结果(见方程1.17)。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, 实验结果显示中微子味道混合和夸克的味道混合有不同的物理背景。如果 θ_{13} 等于零, 从方程1.13中看到, 中微子振荡的Jarlskog不变量等于零, 这表明中微子振荡实验测量不到轻子的CP破坏。从这一点来说, 新的反应堆中微子实验如果可以测定 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的大小不为零, 就可以确定今后的中微子振荡实验有望测量轻子的CP破坏。

从目前已有的中微子振荡实验结果, 包括太阳中微子实验、大气中微子实验、和反应堆中微子实验, 可以综合分析出一个 θ_{13} 的大致范围, 为新的实验设计提供指导。不过这些估计都或多或少基于一些理论上的假设[22]。在三代中微子振荡的前提下, 参考文章[23]和[24]中对现有的实验数据作了分析, 给出了 θ_{13} 大小的限制。分析结果见图1.2所示。

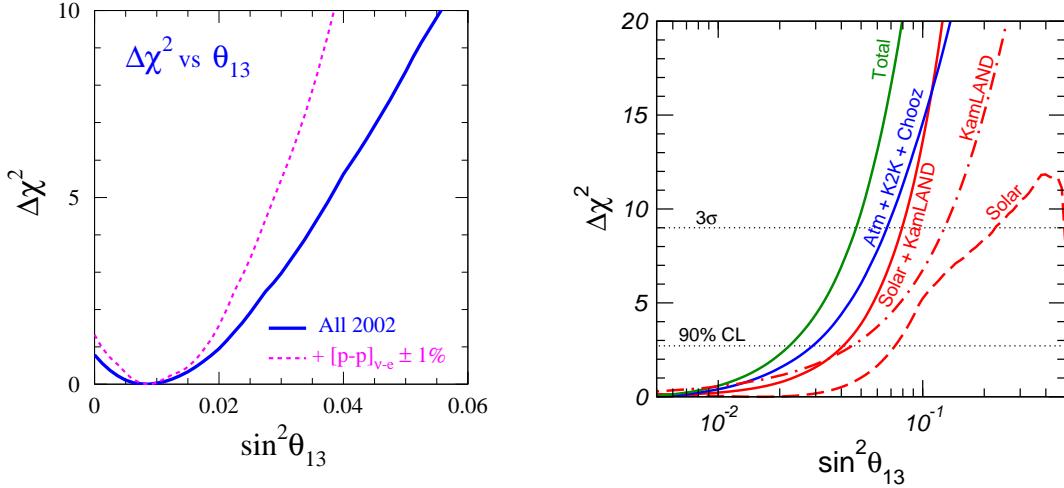


图 1.2: $\Delta\chi^2$ 随 $\sin^2 \theta_{13}$ 的变化曲线, 由BGP [23] (左) 和MSTV [24] (右) 给出。

在这两篇文章中, 作者假设在分析大气中微子数据时 Δm_{12}^2 可以忽略, 分析太阳中微子数据时, 用平均的方法处理 Δm_{23}^2 的影响, 因此CP相角的效应可以从拟合中去掉。它们的分析包含五个参数 (θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} , Δm_{21}^2 , Δm_{32}^2) 的影响。从结果分析得到如下结论: 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1.1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分析表格中可以看出结果基本是一致的, 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} 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确定 θ_{13} [15]。

从以上分析看 θ_{13} 可能很小, CHOOZ实验的精度可能无法满足测量到这个量。加速器中微子实验和下一代的反应堆中微子实验均可以用来精确测量 θ_{13} 。

加速器实验使用人工 ν_μ 束流, 经过一定的距离后使用探测器测量 ν_e 或者 ν_τ 的产生几率。不考虑物质效应和CP相角情况下, 这些产生几率近似表示为 [18]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \sin^2[1.27 \Delta m_{32}^2 L/E] \quad (1.26)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2[1.27 \Delta m_{32}^2 L/E] \quad (1.27)$$

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果。而 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 的震荡过程可以测量 θ_{13} 和 CP 相角, 完整的震荡几率为:

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

Parameter (BGP [23])	Best fit	2σ interval	3σ interval
$\Delta m_{21}^2 (10^{-5} \text{ eV}^2)$	7.1	6.2–8.2	5.5–9.7
$\Delta m_{32}^2 (10^{-3} \text{ eV}^2)$	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 (MSTV [24])	Best fit	2σ interval	3σ interval
$\Delta m_{21}^2 (10^{-5} \text{ eV}^2)$	6.9	6.0–8.4	5.4–9.5
$\Delta m_{31}^2 (10^{-3} \text{ eV}^2)$	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

表 1.1: 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 [15]。

$$+ J \cos(\delta) \cos[1.27 \Delta m_{32}^2 L/E] \quad (1.28)$$

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 [18]。尽管加速器实验由于实验过程, 本底控制起来容易, 实验上可以达到很高的精度; 但是从公式1.28中看出, 加速器中微子实验测量 θ_{13} 时, 面临的一个最大的困难是参数的简并问题。潜在的三种参数简并是 [25]: (i) (δ, θ_{13}) 不确定, (ii) 中微子质量等级不确定 (Δm_{32}^2 的符号不确定), (iii) $(\theta_{23}, \frac{\pi}{2} - \theta_{23})$ 不确定。这些都导致推断 δ_{CP} 和 θ_{13} 是很困难的。

反应堆中微子实验中, 反电子中微子的振荡几率表达式 [18]为:

$$\begin{aligned} P(\tilde{\nu}_e \rightarrow \tilde{\nu}_e) = & 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2[1.27 \Delta m_{21}^2 L/E] \\ & - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2[1.27 \Delta m_{32}^2 L/E] \end{aligned} \quad (1.29)$$

当选取合适的基线长度 (探测器和反应堆的距离 $L < 5 \text{ km}$) 时, 上式中的第二项可以忽略不计, 公式1.29简化为公式1.25, 即变成二种中微子振荡的形式。由反应堆中微子振荡公式看出, 使用反应堆发出的反电子中微子探测中微子振荡效应不存在参数简并的问题, 只要实验精度足够高, 就可以确定 θ_{13} 的值。从公式1.28和公式1.29的对比, 可以发现, 如果反应堆中微子实验测量出了 θ_{13} , 那么对今后的加速器中微子实验将会有重要的指导意义。

1.4 反应堆中微子实验

1.4.1 中微子的实验探测原理和方法

历史上的中微子实验，所使用的探测方法依不同的探测原理而不同。按照探测原理，与论文有关的主要有以下几种：

1. 中微子与质子的反 β 衰变

中微子质子的反 β 衰变，反应方程式1.30显示了这个过程。



反 β 衰变的能量阈值为 [28]：

$$E_{\tilde{\nu}_e}^{thr} = \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2M_p} = 1.806 MeV \quad (1.31)$$

可观测到的能量为：

$$E_{vis} \approx E_{\tilde{\nu}_e} - 0.8 MeV \quad (1.32)$$

探测末态 e^+ 和n信号及其时间关联是这一原理的实现过程。Reines和Cowan的实验组 [29]，以及CHOOZ实验、Palo Verde实验和大亚湾实验都是利用这一原理方法。

2. 中微子与物质的散射

中微子与物质中的电子、核子发生散射，反应原理可以用以下反应方程式表示 [31]：



Super-K和SNO实验探测中微子的原理是反应1.33，反应1.34被称为带电流反应，只适合电子中微子的探测，反应1.35是中性流反应，适合于所有的中微子： $x = e, \mu, \tau$ 。带电流反应中电子的能量与电子中微子的能量有很强的关联，可以给出精确的电子中微子能谱。中性流反应的能量阈值为2.2MeV。在重水中，中性流反应信号是中子在氘上的俘获产生6.25MeV的伽玛光子信号。

3. 辐射化学技术

辐射化学技术探测电子中微子的原理可以使用下面两个反应过程来表示：



基于以上两个反应方程式的实验可以测量太阳中微子。实验中使用含有 ^{37}Cl 的物质（Homestake实验 [26]）或者 ^{71}Ar 的物质（GALLEX实验 [32]和SAGE实验 [33]）作为探测中微子的靶，通过辐射化学技术测量反应生成的另一种元素原子的含量，就可以确定发生反应的中微子个数。前一个反应的能量阈为0.8MeV，参考文章 [26]中指出 ^{37}Cl 对能量大于5.8MeV的电子中微子敏感；而后一个反应的能量阈是0.2MeV，可以探测更低能量的太阳中微子。

1.4.2 反应堆中微子实验进展

裂变核反应堆通过 β 衰变产生大量各向同性的中微子，平均每次核裂变产生约200MeV能量，释放出6个反电子中微子 [28]。反应堆中微子的能量分布，相应能

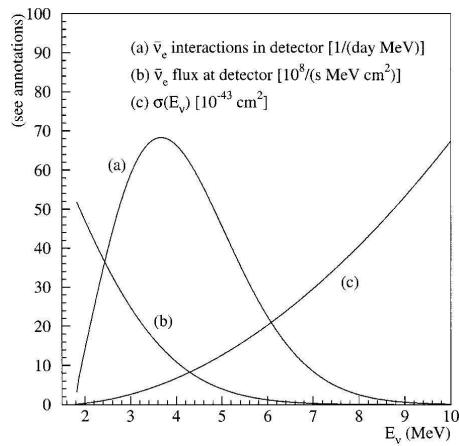


图 1.3: 反应堆中微子的能谱和反 β 衰变的反应截面 [28]。

量范围中反 β 衰变的反应截面以及在以反 β 衰变为探测原理的探测器中探测到的反电子中微子能谱如图1.3所示。图中曲线(a)和(b)的纵坐标值为对应有效靶质量为12吨的探测器在距离12GW 热功率的反应堆800米处探测器的响应。图中显示，反应堆中微子的能量只有几个MeV。

从1953年 [29]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。图1.4 和图1.5中总结了过去的反应堆中微子实验。图1.4表示的是中微子振荡参数 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的关系。图中的圆点表示各个反应堆中微子实验在图上的位置，实验名称和实验进行的大致时间一并列出。

在图1.5中，横坐标是反应堆中微子实验的平均基线长度，纵坐标是反电子中微子的测量值和期望值的比值。图中的阴影部分表示置信水平为95%的中微子大角度

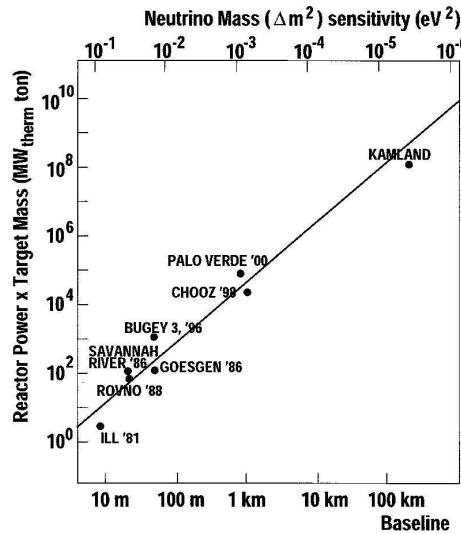


图 1.4: 过去的反应堆中微子实验总结 (一) [28]。

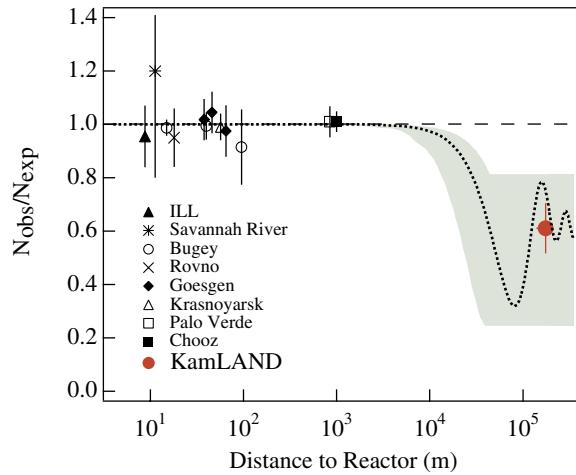


图 1.5: 过去的反应堆中微子实验总结 (二) [34]。

混合(LMA)的区间 [35]，点曲线表示的是振荡几率随基线长度的变化关系，它服从公式1.25，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历年来各个反应堆中微子实验在图中所处的位置。图中所涉及到的中微子实验详情见参考文章 [36]。

以上两个图中Savannah River是F. Reines于1995年获得Nobel奖的中微子实验使用的核电站名称 [37]。图中的信息表明，这些中微子实验的基线长度从10米量级到100公里量级，越是进行得晚的实验，反应堆热功率与中微子探测器有效靶质量的积就越大。为了提高实验精度，反应堆中微子实验需要设计最佳的基线长度和更大的探测器有效靶质量，并选择高热功率的反应堆。

第2章 大亚湾反应堆中微子实验

最近几年，随着国际上越来越重视反应堆中微子实验 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的测量，中国、美国、俄罗斯等几个国家和地区，共计几十个合作单位超过200人准备在中国大亚湾核电站附近建立反应堆中微子实验室，测量 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的大小。

2.1 大亚湾实验布局

大亚湾核电站与岭澳核电站位于离深圳50公里的大亚湾。大亚湾目前共有4个核反应堆，分为大亚湾和岭澳两处，每处各两个反应堆，相距1千米，东南面临海，西北面靠山，山的最高处为海拔700米。两个核电站各有两个热功率为2.9GW的反应堆，共11.6，到2010年左右岭澳二期工程竣工后将增加两个反应堆，至少5.8 GW。大亚湾核电站的实景图片如图2.1所示，从实验选址观点来看，大亚湾核电站有很

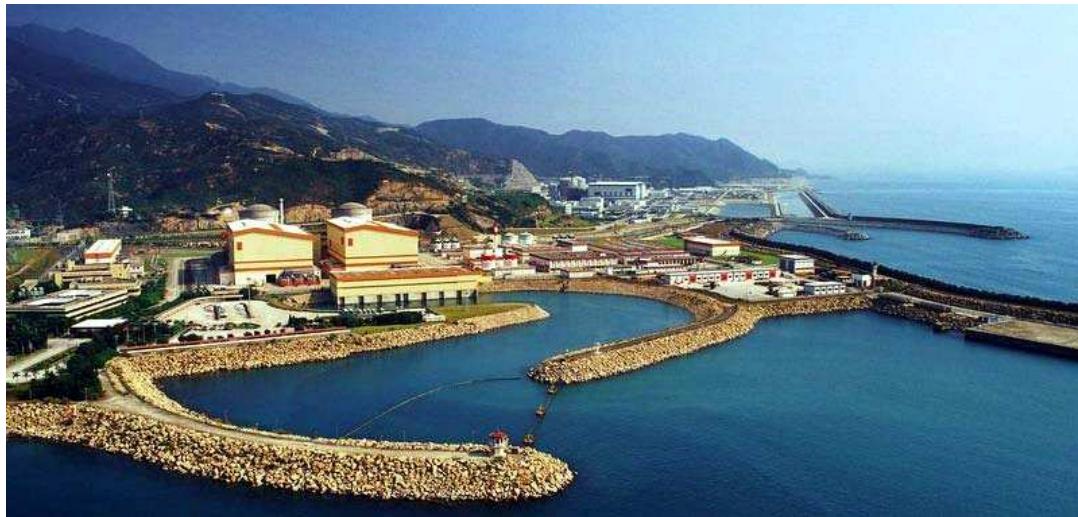


图 2.1: 大亚湾核电站的实景图片。

高的热功率，附近临山提供很好的山体覆盖，这些给大亚湾反应堆中微子实验提供了很有利的条件。为了减少宇宙线本底，探测器必须有足够的岩石覆盖，因此三个

探测器都必须放置在山腹内。实验需要开挖一条隧道从地面进入山腹，连接三个放置探测器的地下实验室。

大亚湾反应堆中微子实验的主要目的是测量 θ_{13} ，测量精度以 $\sin^2(2\theta_{13})$ 衡量要达到1%。相比之前的实验，精度提高了一个数量级左右。本章主要介绍大亚湾反应堆中微子实验的实验设计和本篇论文的主要工作。大亚湾反应堆中微子实验的实验设计的相关内容来自当前版的大亚湾中微子实验建议书 [15] 和 2007 年版大亚湾中微子实验的概念设计书 [41] 这两个参考资料。

2.2 大亚湾反应堆中微子实验的实验设计

测量 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的精度达到1%，需要不同于过去的反应堆中微子实验的实验设计。大亚湾中微子实验的实验设计，包括探测器设计和本底控制，具体体现在如下几个方面 [41]：

1. 使用全同的近点和远点探测器。设置多个实验点和全同的探测器设计能够消除（只有一个反应堆时）或者部分消除（存在多个反应堆时）反应堆相关的系统误差。
2. 多模块化的反中微子探测器。在不同实验点使用全同的反中微子探测器模块，实现各个探测器模块的相互检验，并可以检验探测器的系统误差。
3. 足够的山体覆盖和探测器屏蔽。足够厚的山体覆盖层能够减少宇宙线 μ 子的流强，足够的探测器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. 使用多种独立的宇宙线 μ 子探测器。 μ 子反符合探测器系统的探测效率需要好于99.5%。两种独立的 μ 子探测器能够得到更好的探测效率，而且不同探测器系统间可以相互检验，测量不确定性。
5. 可以移动的探测器模块。模块化的反中微子探测器设计使得单个反中微子探测器具有较小的体积和质量，从而方便移动。探测器模块在远点和近点之间的交换，可以抵消部分探测器相关的系统误差。

选址优化的原则是，在覆盖层足够的条件下，近点尽量接近反应堆，而原点尽量接近图1.4和图1.5显示的震荡最大值处，大亚湾中微子实验涉及到三个反应堆群，三个实验点，最佳的实验点位置设置是实验成功达到预期测量精度的必需。最终选择了图上显示的三个实验点，大亚湾近点探测器的最优化位置距离大亚湾两个反应堆中心363米，此处的山体厚度约为98米。岭澳近点探测器的最优化位置距离岭

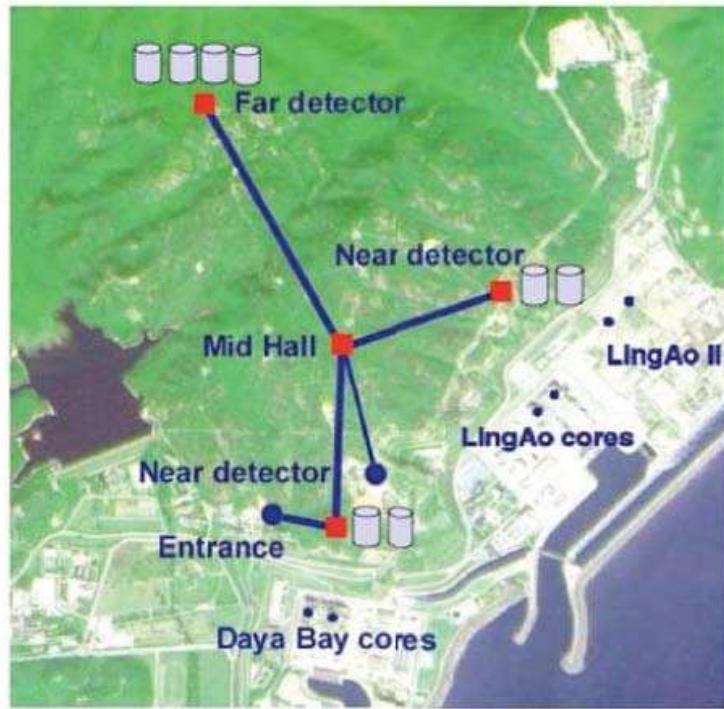


图 2.2: 大亚湾反应堆中微子实验的实验点设置和反应堆位置示意图。图中标示出了三处反应堆的位置。其中所有的探测器完全等同，。

两个反应堆中心481米，距离岭澳二期两个反应堆中心526米，此处的山体厚度约为112米。远点探测器距离大亚湾两个反应堆中心1985米，距离岭澳及岭澳二期四个反应堆中心1615米，此处的山体厚度约为350米。

2.2.1 探测器设计

反应堆中微子实验探测器由反中微子探测器和 μ 子探测器组成。图2.3是大亚湾中微子实验大厅结构图，反中微子探测器也叫中心探测器，位于水池的中心，近点为2个探测器模块，远点为4个探测器模块，中心探测器外层是2.5米的水防护层兼水契仑柯夫 μ 子探测器，水池正上方是RPC μ 子探测器，大厅顶部离水面16.65米，顶部为起吊装置，用于探测器的安装和移动。

2.2.2 中心探测器

反中微子探测器的结构如图2.4所示。探测器一共分为三层，由内到外依次是：掺钆液闪层、普通液闪层、矿物油层，其间共有三个罐状的容器分隔和支撑这三层液体：最内层和次内层是有机玻璃制成的容器，最外层是不锈钢制的外罐，矿物油层中仅贴有机玻璃罐上下表面的是反射板。

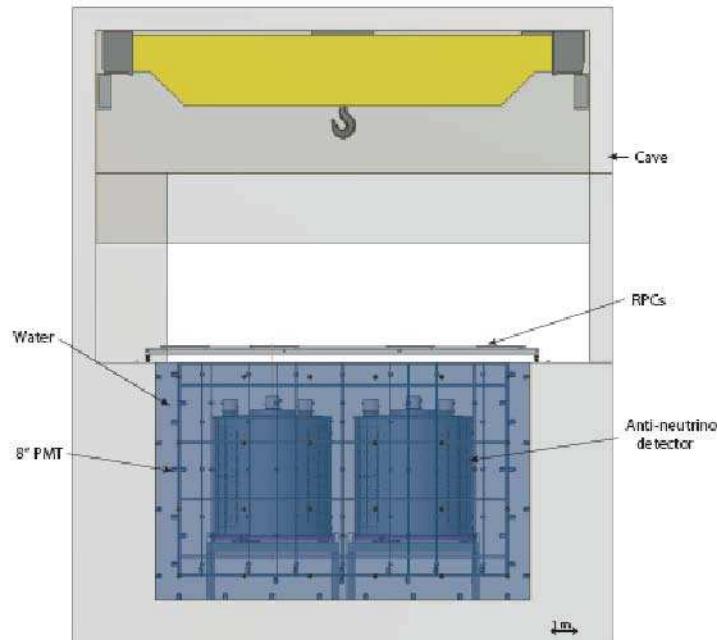


图 2.3: 反中微子实验厅整体结构示意图。

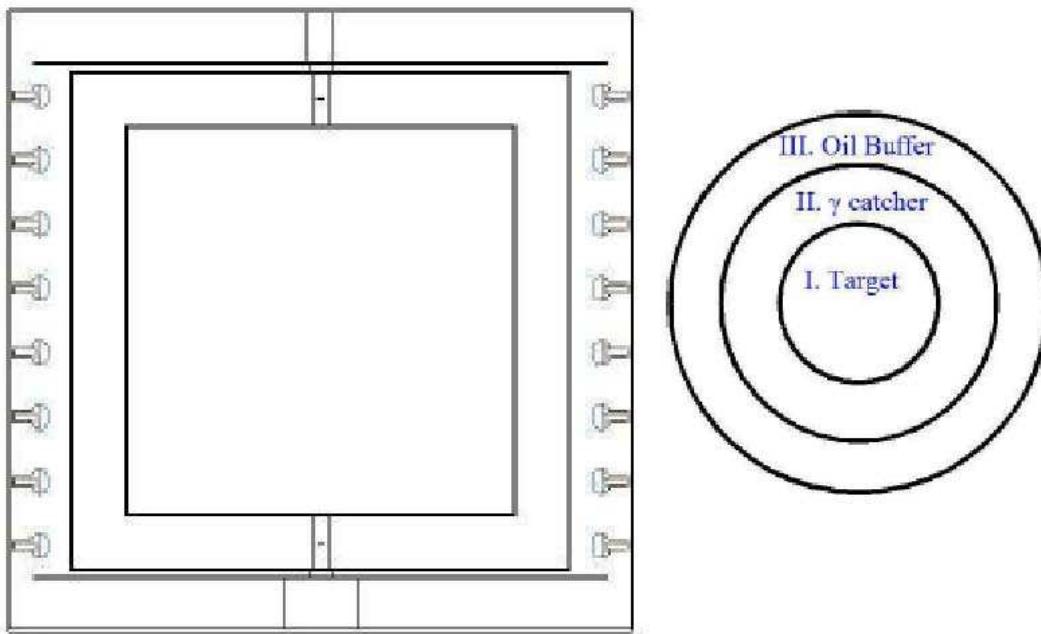


图 2.4: 反中微子探测器模块内部结构示意图。中微子探测器模块共分为三层结构，由内到外分别是掺钆液闪层、普通液闪层、矿物油层。

I区为含Gd液体闪烁体20吨，是探测中微子的有效靶质量。

II区是普通液闪层，其作用是辅助收集掺钆液闪层中中子俘获发出光子的能量，保证由内有机玻璃罐定义的掺钆液闪就是反电子中微子探测的靶，好处是不

需要位置重建来确定中微子靶的有效体积(fiducial volume)，中微子靶质量造成的系统误差只决定于质量测量的精度。图2.5给出了在大亚湾中心探测器中中子的

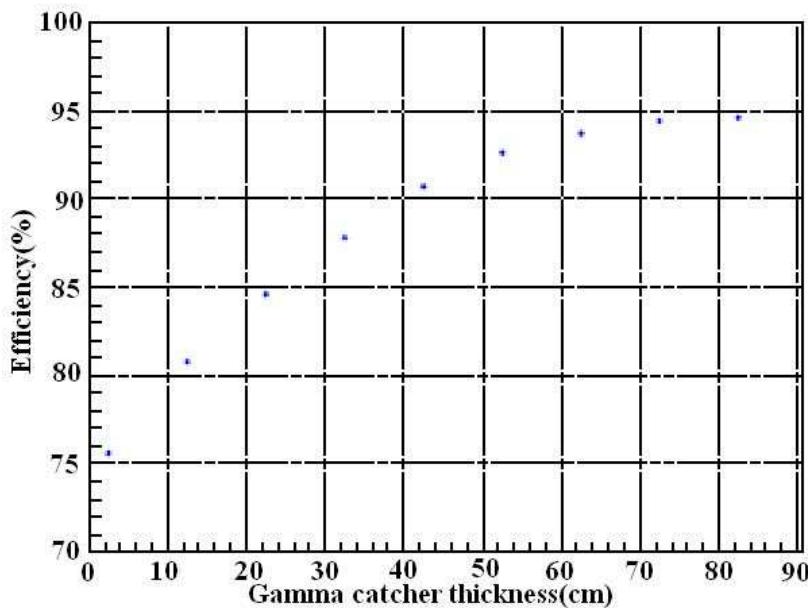


图 2.5: 不同液闪层的厚度和中子探测效率的变化，能量阈值在6MeV

探测效率随能量沉积层厚度的变化，综合考虑探测效率和成本，这一层的厚度选为42.5cm，从这以后，随厚度的增加，中子的探测效率增加的非常有限，此时中子有超过90%的探测效率。

III区是矿物油层，矿物油的作用是屏蔽由于光电倍增管玻璃或者其它组成材料以及不锈钢外罐中可能的天然放射性本底，增加探测器对反电子中微子特征信号中快信号的探测效率。

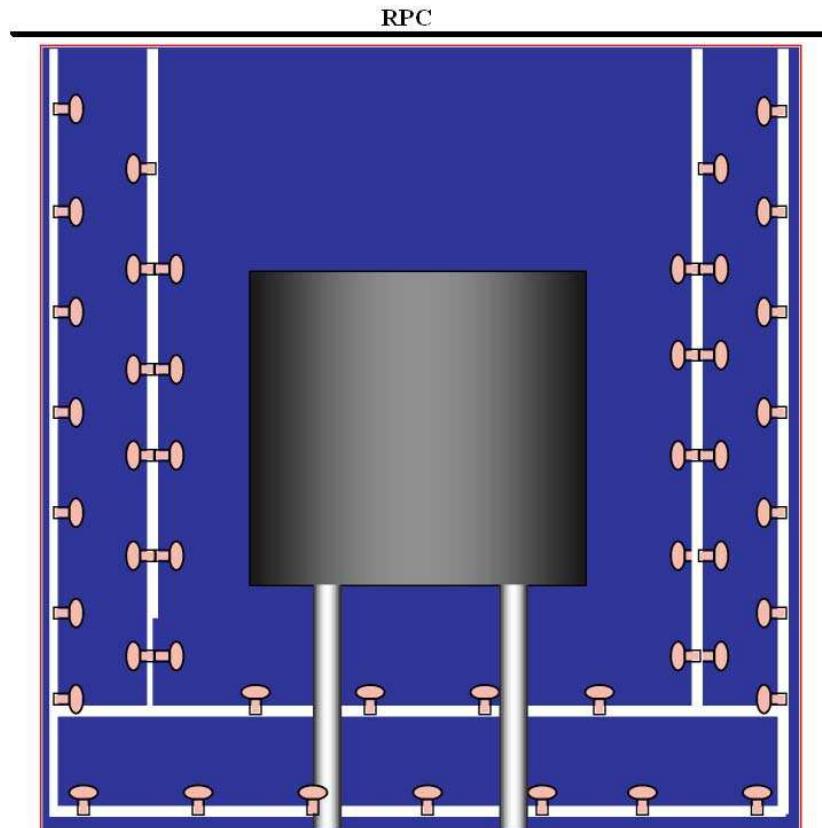
每个探测器有200个光电倍增管安装在矿物油层中分为8层位于探测器的侧壁上，光电倍增管光电面朝向中心液闪。光阴极有效覆盖率为12%。用于接收来自灵敏探测区来的光信号。

反射板的目的是减少光电倍增管（成本）的前提下，增加光的有效收集，保证对灵敏探测区有足够的探测效率。

表2.1给出了考虑物理需求、机械设计难度和成本，大亚湾实验中心探测器最终设计的尺寸。

中心探测器	含Gd液闪	液闪	白油
直径(mm)	3100	3970	4976
高(mm)	3100	3970	4976
重量(吨)	20	20	40

表 2.1: 中心探测器具体尺寸

图 2.6: 探测器反符合系统近点示意图。水池子中放置反电子中微子探测器模块，两层水契仑柯夫探测器，上层是RPC探测器。这三个探测器作为宇宙线 μ 子的反符合探测器。

2.2.3 反符合探测器

μ 子探测器位于反中微子探测器的外围，其作用是标记进入探测器中的宇宙线 μ 子。根据大亚湾中微子实验的设计思想，反中微子探测器的外围需要设置足够的屏蔽层(passive shielding)。实际的探测器设计使用厚度2.5米的水作为屏蔽层。图2.6显示的是反符合探测器示意图。反电子中微子探测器模块浸泡在水池子中。作为屏蔽层的水被用来构建两层水契仑柯夫探测器，探测宇宙线 μ 子，内部为1.5米第一套 μ 子探测器。图中靠近水池子壁构成1米水池子中的第二套 μ 子探测器；在

水池子的上方选用阻性板探测器(RPC)作为 μ 子探测器，构成当前大亚湾中微子实验 μ 子探测器的基本设计。相比较而言，当前大亚湾中微子实验的 μ 子探测器基本设计所选用的探测器具有成本较低的特征。按照当前水池子的基本设计方案，远点处的水池子大小为长16米、宽16米、高10米，RPC长18米、宽18米，距离水面75厘米左右。近点处的水池子大小为长16米、宽10米、高10米，RPC长18米、宽12米，距离水面仍为75厘米。按照这个尺寸估算，大亚湾中微子实验水池子上方 μ 子探测器的总面积大约为800平方米（按单层覆盖计算），水池子中的 μ 子探测器的总面积大约是2000平方米（按单层覆盖计算），对于如此大面积使用 μ 子探测器的实验而言，选择兼顾低成本和高性能的探测器单元有助于控制实验的总成本。

这样设计突出的优势在于，在中心探测器周围的任何一处，都有两个独立的反符合系统，可分别对 μ 子进行独立探测，这样可以更可靠的保证对 μ 子的探测。同时，探测器上面还有不同原理的RPC探测器，这样可以做到不同独立反符合系统相互检测探测效率，以便确认反符合系统是否工作正常。

2.3 大亚湾反应堆中微子实验本底和误差

利用反应堆测量 $\sin^2(2\theta_{13})$ 是一个非常精密的实验，实验的质量直接取决于本底和系统误差的控制。对于本底，是本论文的主要内容，将在后面的章节详细叙述，这里主要对大亚湾实验误差进行估计。

目前最好的测量结果来自CHOOZ，为 $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.13$ 。CHOOZ实验的系统误差为2.7%，统计误差为2.8%。假定三代中微子大角度混合理论成立，通过对其它中微子实验数据的分析，推测的值可能在0.03左右。为了在90%以上的置信水平下确认振荡的存在(即 $\sin^2(2\theta_{13}) > 0$)，这要求实验的总的误差小于0.01。

统计误差主要来源探测中微子事例的多少，这可以通过选择合适的探测活时间和探测靶质量来降低统计误差，计算表明，在远点选择80吨探测靶质量和运行三年的时间基本可以达到10000个有效的中微子事例，达到足够的统计量。

实验比较困难的是对系统误差的控制，反应堆中微子实验主要有三个系统误差来源：来自反应堆的，来自探测器的，以及来自于本底的误差。与反应堆和探测器相关的误差又分为关联误差和非关联误差。根据以往的实验，与反应堆相关的误差约为3%，与探测器相关的误差约为2%，本底误差则取决于实验的防护，不同实验相差很大。实验成功的关键在于如何有效地减小甚至消除这些误差。

与以前的三个反应堆中微子实验CHOOZ、Palo Verde以及KamLAND相比，方案上的主要改进包括：

1. 利用远近探测器做相对测量。除了在最优化基线处放置远点探测器外，在离

反应堆很近的地方放置完全相同的近探测器，利用远近探测器的误差相消，理论上可以消除来自反应堆和探测器的所有的关联误差，以及绝大部分来自反应堆的非关联误差。实际上的抵消程度取决于远近探测器的相似程度。

2. 探测器采用三层结构。最里层是掺钆的液闪作为中微子的靶，中间层是普通液闪，用来容纳伽玛光子的能量沉积，最外层是矿物油作为防护层。将靶包在最里层，这样不需要对事例顶点做判选。由于事例的顶点来自拟合，判选效率很难通过模拟来估计，CHOOZ与KamLAND的经验证明这将带来较大的误差。同时靶材料含的总质子数定义的很好。中间层可以减少能量的丢失，降低判选误差，同时提高判选效率。矿物油用来减少来自材料的天然放射性本底，可以把探测器的最低能量阈值降到正电子谱的阈值以下，将正电子的探测效率误差降低到可忽略。

3. 探测器设计成可移动的，分别在近端和远端进行测量，利用探测器之间头碰头的相对刻度，可以有效地消除由远近探测器的微小差异产生的误差，并有利于本底的精确减除。由于探测器体积庞大而且精密程度高，这一方案能否实施往往取决于实验场地。

4. 保证所有探测器有充足的岩石覆盖，减少宇宙线 μ 子引起的本底在我们可以控制的水平，以便我们可以测量本底和减少测量误差。

采用这些措施后，理想的探测器非关联系统误差有可能小于0.5%。考虑到远近探测器由于工艺的限制不可能完全相同，法国、美国和日本的同类方案均估计为0.6%。表2.2列出了以往实验CHOOZ、PaloVerde、KamLAND以及可能和我们竞争

% 反应堆		Palo Verde	KamLAND	CHOOZ	D-CHOOZ	大亚湾
应 核 堆	反应堆功率	0.7	2.05	0.7	0	0.14
	核燃料成分	2.0	2.7	2.0	0	
	反应截面	0.2	0.2	0.3	0	0
探 测 器	碳氢比	0.8	1.7	0.8	0.1	0.2
	总质量	-	2.1	0.3	0.2	0.2
	正电子能量	3.6	0.26	0.8	0.1	0.05
	位置关联	3.6	3.5	0.32	0.0	0.0
	时间关联	3.6	0	0.4	0.2	0.2
	中子能量	3.6	-	0.4	0.2	0.2
	中子俘获	3.6	-	1.0	0.2	0.1
	中子多重度	3.6	-	0.5	0.0	<0.1
	死时间	0.2	0.2	-	0.25	0.03

表 2.2: 各反应堆中微子实验的误差比较

的Double CHOOZ实验与大亚湾反应堆中微子实验关于系统误差的比较。

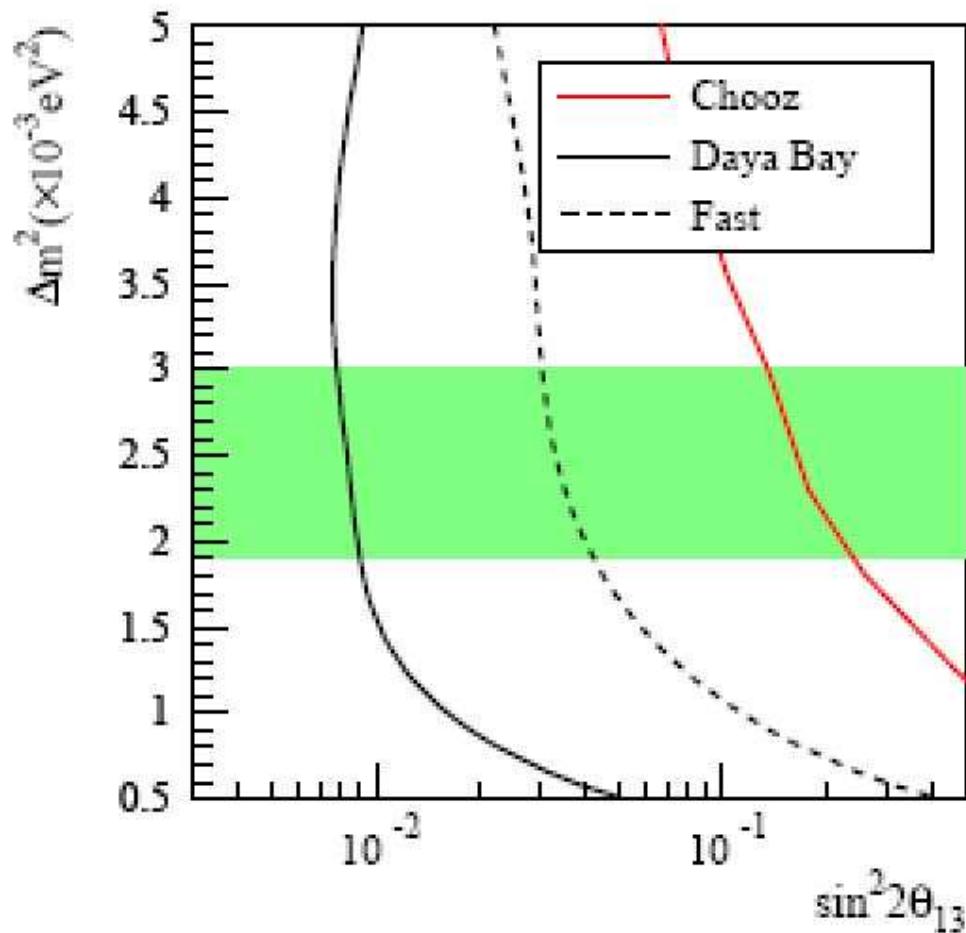


图 2.7: 大亚湾实验预期灵敏度

图2.7所示，是大亚湾实验运行三年灵敏度预期分析，这个图考虑了以上提到的各种本底、统计误差和系统误差得到的预期结果。图中实黑线（最左侧）是大亚湾最终预期灵敏度曲线，虚线则是如果可能，利用实验中厅时间上可以提前得到的预期结果，最左侧则是目前CHOOZ实验给出的最好结果的上限。

2.4 论文选题的目的和论文的结构

2.4.1 论文选题的目的

中微子物理是当今粒子物理、天体物理与宇宙学的交叉与实验研究的热点。在1998年以确凿的证据发现中微子振荡后，人们认识到这是发现超越标准模型的新

物理的突破口。中微子振荡与宇宙中物质与反物质的不对称、宇宙的起源与演化有关。同时，中微子振荡实验提供了一种全新的研究手段，在天文观测、甚至暗能量效应的研究上将起到重要作用。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。用反应堆测量 θ_{13} 不存在参数简并，实验投入小，是目前测量 θ_{13} 最有效的方法，也是目前国际竞争的热点。大亚湾中微子实验拟在我国深圳大亚湾核电站周围测量中微子的混合参数 θ_{13} ，测量精度以 $\sin^2(2\theta_{13})$ 计算要达到1%，比之前实验的精度大约高一个数量级。本篇论文工作是这个大实验的前期研究的一部分。

2.4.2 论文的结构

本篇论文对大亚湾地区的山体覆盖情况及与之对应的 μ 子模拟和本底问题给出详细讨论。探测器的标定有助于减小探测器相关的系统误差，是反应堆中微子实验不可缺少的实验过程。论文通过详细论述基于探测器模型的放射源实验来讨论类似探测器的标定。此外，论文还论证了一种玻璃阻性板探测器原型在大亚湾中微子实验中的应用。

按照具体的章节分，论文的结构如下：

第一章，介绍中微子物理及中微子振荡实验。

第二章，介绍大亚湾反应堆中微子实验的实验设计。

第三章，介绍大亚湾反应堆中微子实验的本底，及各种本底的模拟方法和结果。

第四章，介绍反中微子探测器模型的相关情况，放射源实验是今后大亚湾反应堆中微子实验的能量标定方法的一种实践。

第五章，总结与展望。

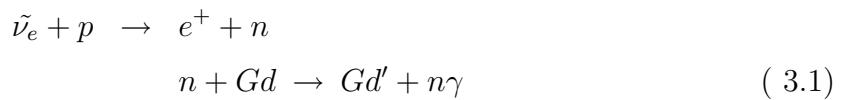
附录，介绍本篇论文中用到的探测器模拟软件。

第3章 大亚湾反应堆中微子实验的本底模拟

大亚湾反应堆中微子实验信号计数率很低，近点每天约900个事例，而远点每天才90个事例。中微子信号的能量范围从1 MeV到8MeV，实验环境中发生的非中微子物理过程本底很容易造成和中微子信号相似的探测器响应，这样就会导致测量中微子能谱和计数的不准确，进而扭曲中微子信号的测量，所以，本底对实验带来很重要的影响。大亚湾反应堆中微子实验测量 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的精度要求达到1%。对于实验本底控制的要求是比之前的反应堆中微子实验低一个数量级，信号噪声比达到0.5%的数量级 [41]。因此借助各种条件，严格控制本底，如选择更有利的实验地点、改进探测器设计等，期望得到最好的信噪比。借鉴在此之前理论和实验对地下低本底实验本底的研究结果，通过模拟探测器的响应，可以得到在当前探测器设计条件下，各种本底的大小，研究可能改进探测器设计的途径。

3.1 大亚湾反应堆中微子实验的本底及其分类

大亚湾反应堆中微子实验探测器测量反电子中微子与靶物质发生的反 β 衰变3.1的反应过程。反电子中微子被质子俘获后，放出一个正电子和一个中子。正电子在液闪中沉积能量并发生湮灭，放出一对511keV的 γ 光子，这个过程极快，时间标度约为10纳秒，由反应堆中微子的能谱推导出的正电子在探测器中的能量响应为1-8MeV；中子在探测器中经过一系列的散射过程后，慢化为热中子，最终被液闪中的钆核俘获，平均放出3-4个 γ 光子，总能量为8MeV，时间标度约为几十微秒，与液闪中钆的浓度有关。由于后一个过程相对前一个过程有一个时间延迟，所以使得一个中微子信号由前后相继的两个关联信号组成，通常，正电子信号被称为快信号，中子俘获发出的 γ 光子信号是延迟信号。



产生与中微子在探测器中的信号特征相混淆的本底有两类 [42] [28]：

一类是非关联本底，来自于环境天然放射性，宇宙线 μ 子及其次级粒子和PMT和电子学等噪声，如果在探测器中的响应为能量约为几个MeV，并且前后两个信号通过偶然符合的方式落在中微子信号的时间窗里就会形成本底。最为典型的方式是在中微子时间窗内，先发生了大于1MeV的天然放射性 γ 射线事例，然后是 μ 子产生的单中子事例，就形成了偶然符合本底。图3.1中所示，由 μ 子产生的中

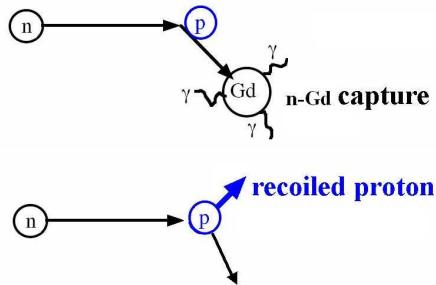


图 3.1: 两类单中子事例示意图。

子形成单中子的示意图，第一个是个能量低的中子被俘获产生的，而第二个则是中子在灵敏探测区内和质子反冲后逃出探测器灵敏区。

另一类是关联本底，这部分本底主要由宇宙线 μ 子生成的次级中子和放射性同位素造成的，其中最重要的一类是快中子，另一类是宇宙射线同位素 8He 、 9Li 。关联本底本身就可以产生类似中微子信号的快慢两个而且具有时间关联的信号。

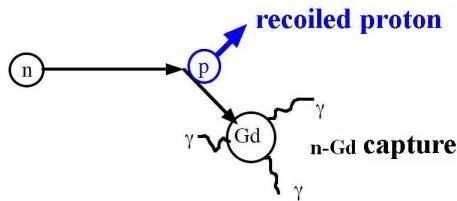
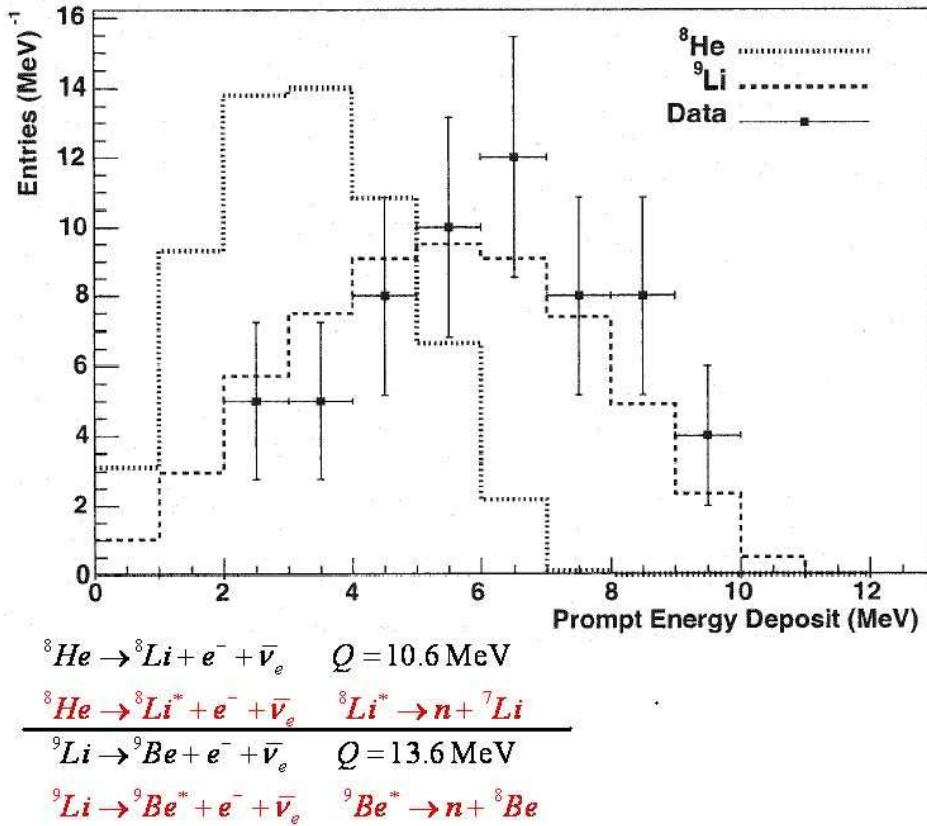


图 3.2: 快中子本底示意图。

对于快中子本底，图3.2表示的是一个快中子本底的可能过程，到达液闪中的具有3-20MeV的中子与反中微子探测器模块物质中的质子碰撞，反冲质子在反中微子探测器模块的粒子探测敏感体积中沉积能量，动能沉积时间标度一般小于100ns，在中微子能区，能谱典型为一个平坦谱，这是快信号，然后中子被慢化，被Gd俘获时间标度为几十微秒，放出总能量为8MeV的几个 γ ，这是慢信号。当反冲质子和中子的俘获都发生在反中微子探测器模块的粒子探测敏感体积中，这两个过程的能量和时间关系可能符合中微子事例的信号特征，就形成一个本底信号。

而宇宙射线同位素 8He 、 9Li 衰变如图3.3，由图中给出的衰变道可知，同时会放

图 3.3: ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ 衰变快能谱图和主要衰变方式 [50]

出最大十几个MeV的电子和中子，电子和中子的动能沉积能量时间仍小于100ns，这是快信号，同快中子过程一样，中子的俘获是一个慢信号。这两类过程均可以在探测器中产生时间上先后关联的信号，当能量范围符合中微子信号特征时，就形成本底。

本章的重点是研究关联本底，更具体的说，是研究关联本底中的快中子本底，因为宇宙射线同位素 ${}^8\text{He}$ 、 ${}^9\text{Li}$ ，是重核粒子，从位置上来说，研究起来相对简单，只有宇宙线 μ 子穿过中心探测器及其附近，并且在中心探测器中产生的才会产生本底；而快中子本底相对复杂一些，宇宙线 μ 子无论在哪里，特别是在岩石中产生的快中子，仍然能够进入中心探测器而形成本底。

3.2 本底去除的物理考虑

为了达到大亚湾实验的目的，表3.1中列出大亚湾实验的本底要求：其中偶然符合属于非关联本底，其主要来源是天然放射性本底；而快中子和同位素本底则属于关联本底。

	大亚湾近点	岭澳近点	大亚湾远点
基线(m)	363	距岭澳481 距岭澳II 526	距大亚湾1985 距岭澳1615
天然放射性(Hz)	<50	<50	<50
μ 子事例率(Hz)	36	22	1.2
中微子事例率(天)	930	760	90
偶然符合/中微子(%)	<0.2	<0.2	<0.1
快中子/中微子(%)	0.1	0.1	0.1
${}^8He + {}^9Li$ /中微子(%)	0.3	0.2	0.2

表 3.1: 大亚湾实验各种本底物理要求

3.2.1 非关联本底

非关联本底来源广泛，有非物理来源和物理来源：

非物理来源主要是电子学、光电倍增管等噪声，这种本底可以通过严格的质量选择和性能测量以及适当的能量阈值来控制；我们主要关注物理来源。

物理来源主要是天然放射性 γ 本底和 μ 子引起的单中子本底。对于液闪本身的天然放射性本底，主要来自配置含Gd液闪中的Gd的不纯，通过对Gd的提纯得到控制 [49]。其它的天然放射性来源一个是光电倍增管的玻璃和另一个是实验大厅的岩石，这两个来源通过一定的白油防护层和水防护层来降低事例率，总计数率要求小于50Hz，由于中微子事例两个子事例时间间隔取为200us，则取数时间达到99%。这些信号的响应类似于中微子信号的快信号；而 μ 子引起的单中子则是另一类非关联本底，这种单中子将可能构成中微子信号的慢信号，当这些非关联本底恰好在一个时间窗内时，就构成了中微子本底。单中子本底只与 μ 子的探测效率有关，由于靠近探测器要求 μ 子探测效率99.5%，这种本底每天近点不过几十个，远点几个，满足大亚湾实验的要求。这种偶然符合具有相当的随机性，只要想办法降低随机信号的计数率就可以降低本底。需要有大量的随机信号才能符合出一定的本底。

3.2.2 关联本底

相比较非关联本底，关联本底由于本身具有快慢信号的时间关联性，因此，这种本底比非关联本底显得更为重要。

关联本底在大亚湾实验指的是快中子和 ${}^8He + {}^9Li$ 两种，他们都来自宇宙线 μ 子，关联本底的去除就是对 μ 子的反符合。

反符合探测器位于整个中微子探测器系统的最外层，覆盖 4π 立体角范围。大亚湾中微子实验由内外两层水契仑柯夫探测器和水池上面RPC探测器构成。在设计反符合逻辑时，需要考虑反符合信号的判断条件。由于三个反符合探测器是可以相互独立运行的，反符合就是三个探测器对 μ 子的探测。在 μ 子探测效率的水契仑柯夫模拟中 [48]，如果 μ 子在水中的径迹长度大于0.5米， μ 子一定能够被探测。加上RPC，总的探测效率可达99.5%，另外，还有很多 μ 子直接穿过中心探测器液闪部分，这将在探测器中留下强烈的信号，可以100%探测到。

但我们仅知道反符合效率，对于本底的反符合是不够的，我们还必须知道形成本底粒子的时间特性，采取合适的反符合时间。

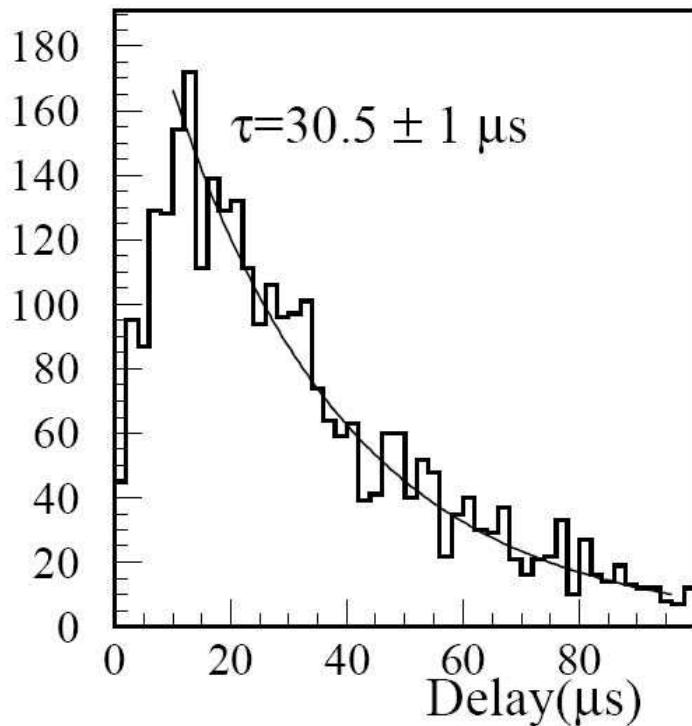


图 3.4: CHOOZ实验中子俘获时间 [51]。

先看中子的时间特性，图3.4是CHOOZ反应堆中微子实验含0.1%Gd液闪的中子俘获时间，其时间常数为30.5us。根据这一时间常数，大亚湾采取200us反符合时间，我们能够简单计算中子俘获概率99.864%，如果这些中子是由 μ 子引起的，则基本上可以排除 μ 子产生的中子的影响。剩余的0.12%未被反符合掉的中子，仅是一些单中子事例，没有快信号与之对应，可归为非关联本底一类。

对于 8He 衰变时间为120ms，而 9Li 衰变时间常数为178ms [84]图3.5，这是非常长的，如果只取200us反符合时间，不可能将这两种同位素本底反符合掉，但这两种同

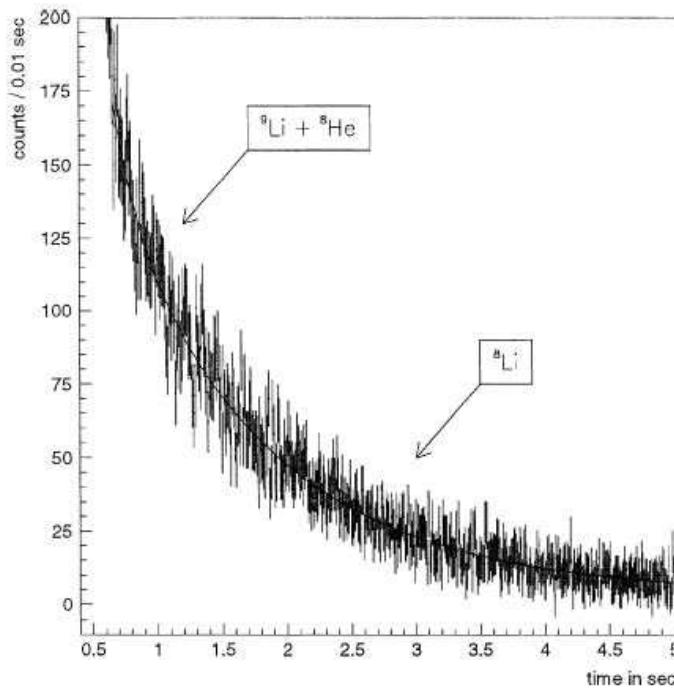


图 3.5: ${}^8\text{He} + {}^9\text{Li}$ 衰变时间。

位素都是重荷，仅在液闪中产生的才可能形成本底，不同于中子，不可能从探测器外面进入液闪，因此，对于穿过液闪的 μ 子取较长的反符合时间 0.5s，计算得反符合后剩余 ${}^8\text{He} + {}^9\text{Li}$ 为 6%。

因此，有以下三类的 μ 子做不同的反符合：

- 1) μ 子穿过中心探测器液闪部分，反符合效率 100%，反符合时间 0.5s；
- 2) μ 子没有穿过液闪，但穿过反符合系统，反符合效率 99.5%，反符合时间 200us；
- 3) μ 子只穿过岩石，反符合效率为 0，也没有反符合时间。但这离探测器灵敏区很远，只能靠防护层来降低本底。

由于中子不带电荷，可以从产生位置，传播到很远，甚至能直接到达中心探测器，图 3.6 中显示了中微子、裂变中子和俘获中子在 Palo Verde 中微子实验探测器中的反应过程。

大亚湾实验中也会发生相似的情形。从图中看出：发生在地下实验室墙壁上的 μ 子致散裂过程产生的中子，由于其母粒子无法被反符合探测器探测到，这部分中子只能靠反中微子探测器模块周围的水屏蔽层来屏蔽。为了标记产生中子的母粒

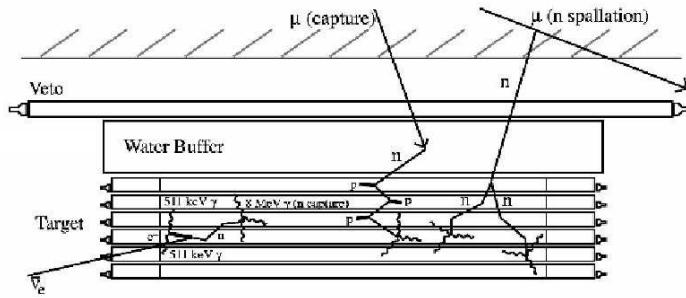


图 3.6: Palo Verde实验探测器中两类中子本底和反应堆中微子示意图 [28]。

子 μ 子, 反符合探测器需要安装在水屏蔽层之外, 而不能将反符合探测器挪到水屏蔽层的里面, 尽管这种设计能够节省反符合探测器的总面积。

由上面的综述, ${}^8He + {}^9Li$ 研究和模拟相对容易, 只需研究液闪中产生的, 但中子本底受探测器的设计几何影响将是非常巨大的, 因此本文主要对中子本底及相关探测器进行模拟。

3.3 关联本底的模拟

μ 子在穿过探测器及其周围附近的水, 岩石等物质时, 会和这些物质相互作用, 产生各种各样的次级粒子, 其中对大亚湾实验有重要影响的是中子和具有电子中子关联的放射性同位素, 因为这些粒子与反中微子探测器的探测器物质发生的反应类似于中微子的反 β 衰变产生的中子发生的反应过程。这里, 我们首先来关注中子本底, 特别是 μ 子在岩石里产生的中子, 它们不带电荷, 在反符合探测器中不会留下有效的反符合信号, 中子本底是与大亚湾中微子实验类似的中微子实验的主要本底 [70]。宇宙线 μ 子产生的中子按产生它们的 μ 子在中微子探测器中行为的不同, 可以分成两类。一类是 μ 子在运动过程中产生的, 另一类是 μ 子被探测器物质的原子核俘获产生的。要对中子本底进行模拟和研究, 我们得首先知道大亚湾实验 μ 子的情况。

3.3.1 实验点宇宙线 μ 子

为了模拟大亚湾探测器的中子本底, 我们首先需要知道大亚湾各个实验点 μ 子流强, 能谱角度分布等相关信息。这部分模拟工作已经完成 [43], 这里做一个简要介绍, 在大亚湾实验的每个实验点山体表面 μ 子假定为海平面的 μ 子, 即标准分布公式(Gaisser's formula), 并对此公式进行了一些必要的修正, 然后对实际地形进行数字化。在此基础上, 使用MUSIC μ 子模拟程序模拟 μ 子穿过岩石的运动, 最后得到

各个实验点的 μ 子流强分布。

这里有一点需要说明，现在大亚湾最终的设计方案中，只有两个近点和一个远点，不存在中点了，但为了叙述方便，我们仍然带上中点统一说明。

首先，各个实验点的 μ 子通量和能量的统计信息：表3.2中详细列出了各个实验

	海拔高度(m)	μ 子流强(Hz/m ²)	平均能量(GeV)
大亚湾近点	98	1.2	55.3
岭澳近点	112	0.70	61.4
中点	208	0.17	98.3
远点	356	0.041	140.3

表 3.2: 四个实验点处 μ 子的模拟结果

点处 μ 子的模拟结果。

下面是不同实验点的能谱：

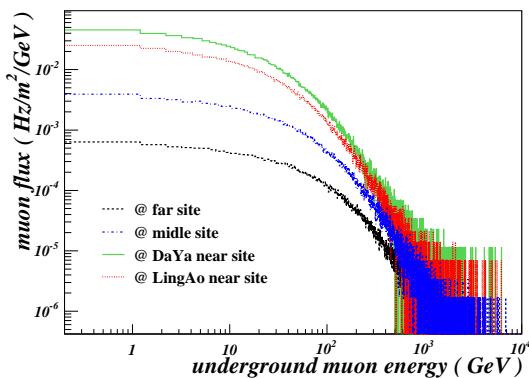


图 3.7: 四个实验点处地下 μ 子的能量-流强关系。

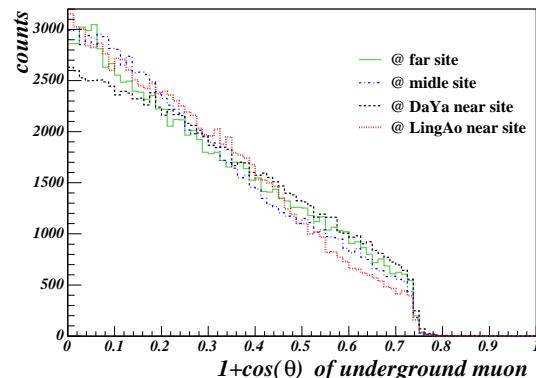


图 3.8: 四个实验点处地下 μ 子入射方向极角的分布。

图3.7显示了大亚湾近点、岭澳近点、中点和远点处地下 μ 子的能量分布。大亚湾近点处，综合山体覆盖最薄， μ 子流强最高，图3.8显示的是这四个实验点处地下 μ 子的极角分布，由于在模拟过程中只模拟了极角小于75度的 μ 子，图中右下部的截断是由这个原因造成的。前面提到过，MUSIC是三维模拟程序，能够模拟 μ 子在岩石中传播时由于散射形成的径迹的偏转，这使得仍会存在 $\theta > 75^\circ$ 的地下 μ 子，图中 $\theta > 75^\circ$ 处， μ 子的计数不为零显示的是这部分 μ 子模拟结果。 μ 子的方位角分布显示在图3.9中，图中坐标系为x轴朝东、z轴朝上的右手系。四条曲线显示出四个地点处的山形随方位角的变化关系。从地图上看，山形走向是南低北高，附近最高的山峰在北边偏西方向，图中四条曲线在方位角大于250度时， μ 子的计数整体变

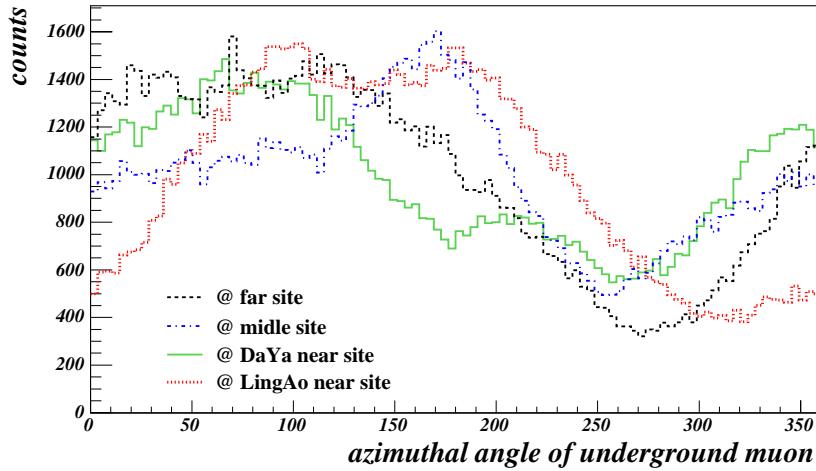


图 3.9: 四个实验点处地下 μ 子入射方向方位角分布。

小反映出山形的计算是合理的。

3.3.2 μ 子产生次级中子的物理过程和模拟程序代码

3.3.2.1 μ 子产生次级中子的物理过程

宇宙线 μ 子主要通过以下几个过程产生次级中子 [71]:

1. μ 子通过交换虚光子的相互作用过程使物质中的原子核解体，这个过程通常被称为： μ 子致散裂(muon spallation)；
2. μ 子与束缚在原子核内的中子发生弹性散射；
3. 伴随 μ 子产生的光核作用(photonuclear reaction)过程；
4. 伴随以上过程产生次级中子的过程；
5. μ 子被原子核俘获后产生次级中子的过程。

理论上对过程2和3的了解比较清楚。对于过程1和4，理论上的理解存在很大的不确定性。这四种过程往往发生在 μ 子运动过程中，计为第一类中子(neutron generated by through-going muon)。对于这类中子，使用经验公式 [71] 来进行估计。

$$N_n = 4.14E_\mu^{0.74} \times 10^{-6} \quad (\text{muon} \cdot g/cm^2) \quad (3.2)$$

$$\frac{dN}{dE_n} = A \left(\frac{e^{-7E_n}}{E_n} + (0.52 - 0.58e^{-0.0099E_\mu})e^{-2E_n} \right) \quad (3.3)$$

$$\frac{dN}{d \cos \theta} = \frac{A}{(1 - \cos \theta)^{0.6} + 0.699 E_\mu^{-0.136}} \quad (3.4)$$

公式3.2用来计算 μ 子穿过单位物质厚度的物质过程中产生的次级中子个数。中子数目与物质密度, μ 子能量, 和 μ 子径迹长度三个因素有关; 公式3.3表示能量为 E_μ 的 μ 子产生的次级中子能量分布; 公式3.4表达的是这些次级中子的角分布, 只与 μ 子能量有关。

发生过程5的 μ 子在探测器中停止下来, 成为停止 μ 子, 如果最终被探测器物质中的原子核俘获, 这样的中子计为第二类中子(neutron generated by stopped muon)。

低能量的 μ 子在物质中停止运动时, 带正电荷和带负电荷的 μ 子发生不同的反应过程。带正电荷的 μ 子只能发生衰变反应生成正电子和相应的中微子; 而带负电荷的 μ 子, 反应有两种可能: 一部分 μ 子发生衰变反应生成电子和相应的中微子, 另一部分 μ 子被原子核俘获形成 μ 子原子(muonic atom) [72]。由于这个原因, 带负电荷的 μ 子和带正电荷的 μ 子在物质中的寿命不再相同(在真空中, 正负 μ 子具有相同的寿命, $\tau_{\mu^+}/\tau_{\mu^-} = 1.00002 \pm 0.00008$ [73])。带负电荷的 μ 子的寿命要短于带正电荷的 μ 子, 而且, 在不同的物质中这个差别有很大的不同, 参考资料[74]中列出了带负电荷的 μ 子在许多种不同元素原子中的寿命。

对于带负电荷的 μ 子, 用 $\Lambda_{capture}$ 表示在物质中发生核俘获过程的反应率, 用 Λ_{decay} 表示在物质中发生衰变过程的反应率, Λ_{total} 是带负电荷的 μ 子在物质中发生原子俘获过程的反应率。存在以下的关系[72][74]:

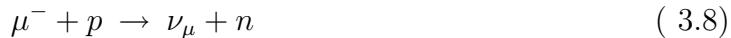
$$\Lambda_{total} = \Lambda_{capture} + \Lambda_{decay} \quad (3.5)$$

$$\Lambda_{decay} = Q \tau_{\mu^+}^{-1} \quad (3.6)$$

$$\Lambda_{total}^{-1} = \tau_{\mu^-} < \tau_{\mu^+} = 2.19703 \mu s \quad (3.7)$$

式中, $Q \leq 1$ 是霍夫系数[Huff factor]。霍夫系数描述如下效应: 负 μ 子束缚在原子轨道上, 造成 μ 子衰变率略低于在真空中的值。

反应3.8表示原子核俘获负 μ 子发生的弱相互作用过程。反应3.9表示碳核俘获负 μ 子后发生的反应:



上面反应方程式中, ${}^{12}B^*$ 是硼的激发态。负 μ 子在原子核中发生核俘获反应的平均激发能量[76]大约是15-20MeV, 这个能量远大于核子挣脱原子核束缚的能量阈值。 μ 子俘获反应伴随的次级反应中, 中子发射过程的几率是很高的。负 μ 子核俘获过程具体发出多少个中子, 不同的原子核有不同的值。

表3.3中列出了中微子探测器物质中，相关元素原子的负 μ 子核俘获参数。从表中看到，在我们的探测器中，负 μ 子在氢核上的俘获率很低；主要的核俘获过程发生在碳核、氧核和铁核上。

元素	μ^- 寿命(ns)	核俘获率(s^{-1})	核俘获过程几率(%)	平均中子个数(/反应)
C	2026.3	0.388×10^5	7.85	1
H	2194.9	0.420×10^3	0.11	1
O	1795.4	1.026×10^5	18.43	0.98
Fe	201	45.30×10^5	91.08	1.12

表 3.3: 中微子探测器物质中，相关元素原子的负 μ 子核俘获参数 [74] [76] [77]。

中子本底有两类，关于第二类中子本底，在以前的基于geant3工作中 [43]，已经给出第二类中子本底相对第一类中子本底非常小，模拟中仅给出了上限，在中子总的本底贡献中可以忽略。因此在我们的模拟中不再考虑第二类中子本底的影响。

3.3.2.2 中子本底模拟代码

在模拟过程中，基于两种独立的代码进行模拟，即两种独立的方法进行模拟：

一种是基于fortran语言的geant3+Gcalor，中子的产额，数目，能谱，来源于参数化的经验公式，然后放入探测器几何中，利用geant3+Gcalor进行模拟，这种方法的优点是，中子的相关信息在所引用的文章中，和实验数据对比过，被证明正确并且可靠。geant3+Gcalor代码也在过去几十年广泛用于许多大型实验。这种方法准确度约为百分之二十。这种方法模拟速度快，特别是适用中子本底模拟这种需要非常大统计量，而且非常需要CPU资源的工作。

另外一种方法则是基于最近几年发展起来的基于C++代码开发的geant4，它比geant3有更完备的物理过程和准确度，而且操作起来更灵活。从 μ 子产生的中子，中子传输，探测器的响应都可以统一完成，不用借助于其它的参数公式和模拟软件。另用geant4模拟更是基于大亚湾实验代码一致的要求，因为其它的模拟全部基于geant4模拟的。但这种方法要比第一种方法慢很多。所以在实际模拟过程中，模拟最终快中子本底，需要相当大的统计量时，用了第一种方法，而在大亚湾实验设计过程中，例如探测器改进等其它需要做一些相对本底模拟时，运用geant4模拟。将来探测器方案最终确定，需要用geant4模拟最终本底。

在其它的早的文献中 [52]，已有人在早期的版本geant4中模拟中子进行了验证，现在，geant4已有很大的发展，鉴于中子本底对我们实验的重要性，我们有必要对新版本的geant4模拟中子再次验证，另外，两种方法的模拟结果是否一致，也是我

们关心的范畴，最终应用到我们的模拟程序中去。

LVD实验 [45]测量了地下实验室条件下平均能量为280GeV的 μ 子产生中子，能谱等信息，他们用的探测介质是液体闪烁体，为了简便起见，图3.10是我们定义了20m*20m*20m的液体闪烁体。液体闪烁体的由85%碳和15%的氢组成，密度 0.85g/cm^3 ，让负 μ 子穿过，然后记录产生的中子和物理过程，对于正 μ 和负 μ ，除了极低能量被物质俘获或衰变产生的物质不一样，而其它的诸如强子相互作用过程产生的散裂次级粒子几乎没有差别。按照参考文献 [52]中介绍，在我们的物理过程

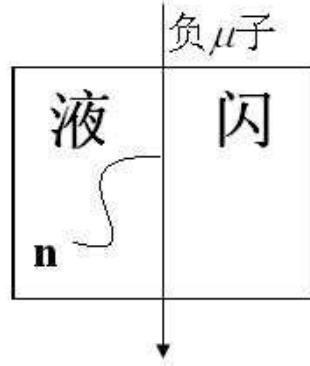


图 3.10: 液体闪烁体立方体，负 μ 子穿过，与C相互作用，将会产生中子。

中我们加入了如下的物理过程：

μ 子能量大于1GeV时，能发生散裂过程引起的中子，用 μ 子散裂过程物理(muneuclear)，最终态由一个参数化的物理模型决定；对于光子非弹散射过程，也就是光核作用，低于3GeV用一个来源于geant3的相空间不变量的模型，而高于3GeV，则用一个理论的夸克胶子弦模型；对于像kion介子，pion介子等其它粒子和核的相互作用，则高于6GeV用夸克胶子弦模型，低于6GeV，大于70MeV，则用一个叫核内两级联模型，低于70MeV，用一个平衡退激发的物理态模型，这个过程里有光子蒸发，核裂变，费米碎裂和处理激发态碎片的物理过程；中子能量低于19MeV后，用一个叫高精度模型的物理类，主要来源于实验数据。以上的过程是强子过程，而对于电磁过程，则简单一些，直接选用geant4中的低能电磁过程就可以了。一般把电子能量阈值设在1MeV。

1. 中子产额

在这里，我们主要关心 μ 在液闪(主要是碳)上产生中子的多少，那么有两个问题需要注意：

(1) 边缘效应

μ 在穿过液闪和其它物质交界时，实验上是很难区分中子是来源于其它物质还

是液闪，在模拟中， μ 穿过边界会有不同的边界条件影响物理过程，造成中子计数的不准确，另外，根据其他的实验，例如sps [84]实验的经验， μ 和物质发生散裂簇射时，一个簇射的发展需要约2m岩石，一般簇射发生与物质密度成正比，所以在液闪中簇射有约5-6m就可以了。因此，在模拟时，我们计算中子数时只计算中间的10m液闪产生的中子数，也就是图3.10中z坐标从5m到-5m内中子数。

(2) 重复计数问题

在模拟过程中，当发生中子非弹碰撞时，中子本身并不消失，会再一次出现在次级粒子当中，但它不是新产生的粒子，我们在计数时应该把这个中子排除。

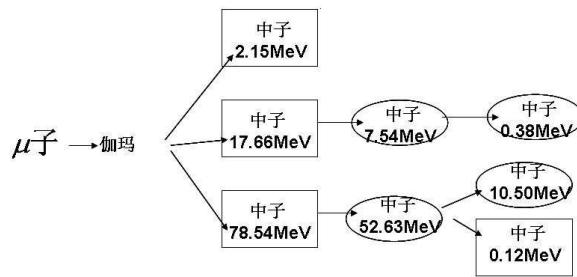


图 3.11: 中子重复计数示意图。

图3.11是一个典型的中子重复计数的示意图， μ 产生的高能 γ 射线，发生 γ 非弹散射，产生三个中子，其中一个中子连续发生两次非弹，子粒子中的中子还是它本身，而另外一个中子，在最后非弹散射时，有新中子的产生，在这样的子事例中，我们选择能量较大的作为母粒子本身；图中方形框内的为新产生的中子，而椭圆形框内的中子在发生物理过程中不是新产生的，在计算中子时应该排除掉。

考虑了以上两个因素，我们就可以模拟中子的产额了，图3.12是 μ 在几个不同能量点下，在液闪中的中子产额。在图中，实验数据点地下实验室LVD实验测量的在液闪中中子产额的数据，红线为fluka模拟的结果，而蓝线则为geant4模拟的结果。在模拟过程中，共取了10GeV、28GeV、100GeV、280GeV和1TeV五个单能 μ 模拟，从模拟结果上看，geant4除了在非常高能量的 μ 子下(1TeV)，有很明显的产额降低，在小于280GeV一下，和fluka的结果基本一致，都比数据低一些。但在大亚湾实验中，由 μ 子能谱图3.7可以看出，高能 μ 子所占的比例是非常少的，远点的平均能量为138GeV，而近点才60GeV，所以geant4对大亚湾中子产额的模拟精度应该可以在20%以内，这和geant3模拟中的参数公式精度基本一致。

2. 中子能谱

图3.13是模拟和数据对照的能谱，在高能端模拟起伏比较大，主要是统计量不够，但高能中子占总中子数是非常有限的。

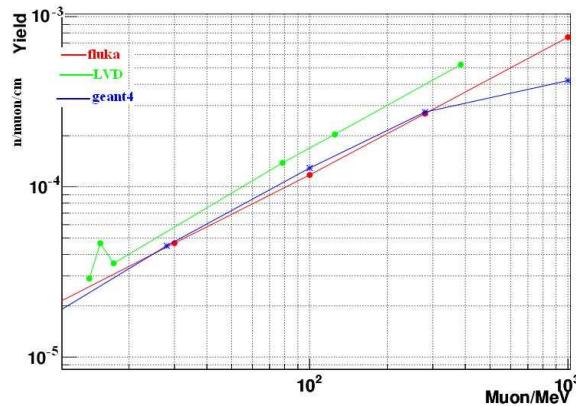


图 3.12: 中子产额

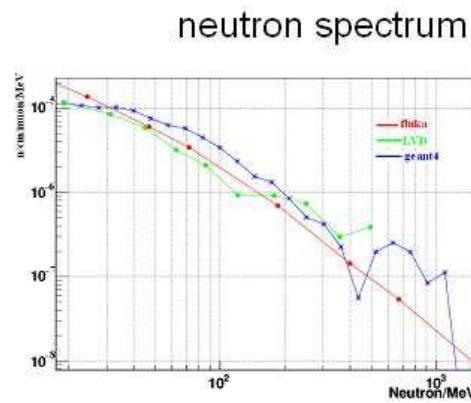


图 3.13: 中子产额

3. 中子产生机制

在geant4物理包中，物理过程基本上是真实的物理过程模拟，对于中子，也是真物理过程的模拟产生的，不再像geant3里那样更多的依赖参数方程，由于粒子在与物质发生级联簇射过程的真实相互作用过程中，有非常多样的产生方式，图3.14给出了产生中子的物理过程，可以看出，直接来自 μ 子的中子(muNuclear)是非常少的，而大部分中子都是 μ 子产生的次级粒子再产生中子的，最多的过程来源于光核作用，即 γ 和碳核的相互作用，然后是中子的非弹相互作用等，其它中主要包含产生中子比较少的粒子，如 κ 介子等，目前，geant4几乎可以产生已知的各种粒子，几乎每种粒子都可以和碳核相互作用产生中子，这是可以理解的，因为任何高能粒子都可能把C等原子核直接打碎，这样就会有很多中子直接从原子核跑出。

4. 中子距离 μ 子的横向距离

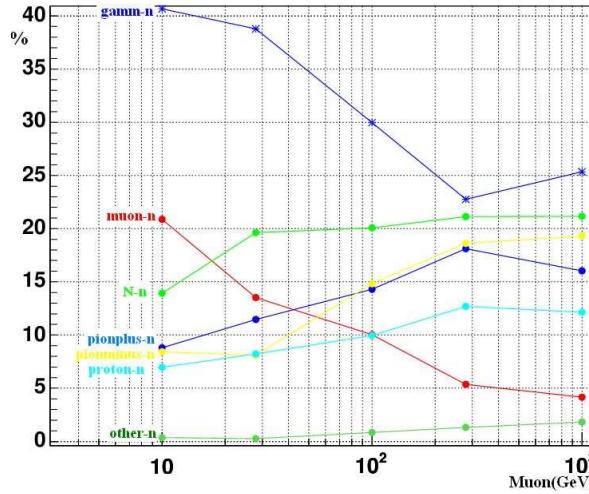


图 3.14: 中子产额

在geant4中，比参数化的方法更真实反映实际过程，由于 μ 子次级粒子是主要产生中子的粒子，而这些粒子很多已经远离 μ 子本来的径迹方向，因此一些中子的产生定点也不再位于 μ 子的径迹上，此时中子的产生定点距离 μ 子的距离就是横向距离图3.15。

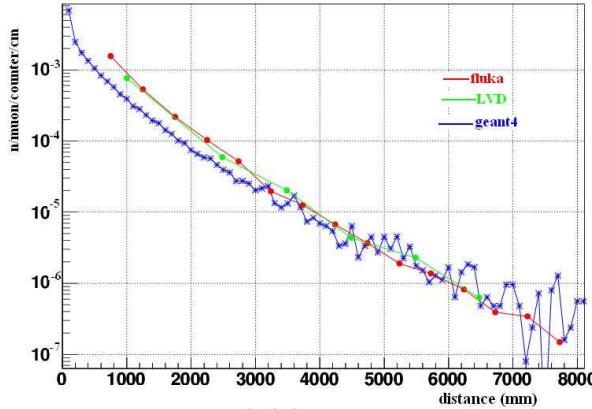


图 3.15: 中子横向分布模拟与数据。

这个模拟和数据中子在 μ 子径迹附近还是有一些差别，但在比较远的地方模拟和数据符合的还是很好。多数中子还是在 μ 子径迹。

3.3.2.3 两种方法的比较

模拟中既用到了geant3+参数化的方法，又用到geant4的方法，现在比较一下两者有多大的不同 [46]，图3.16是两种方法的能谱比较，可以看出，在几个不同 μ 子能

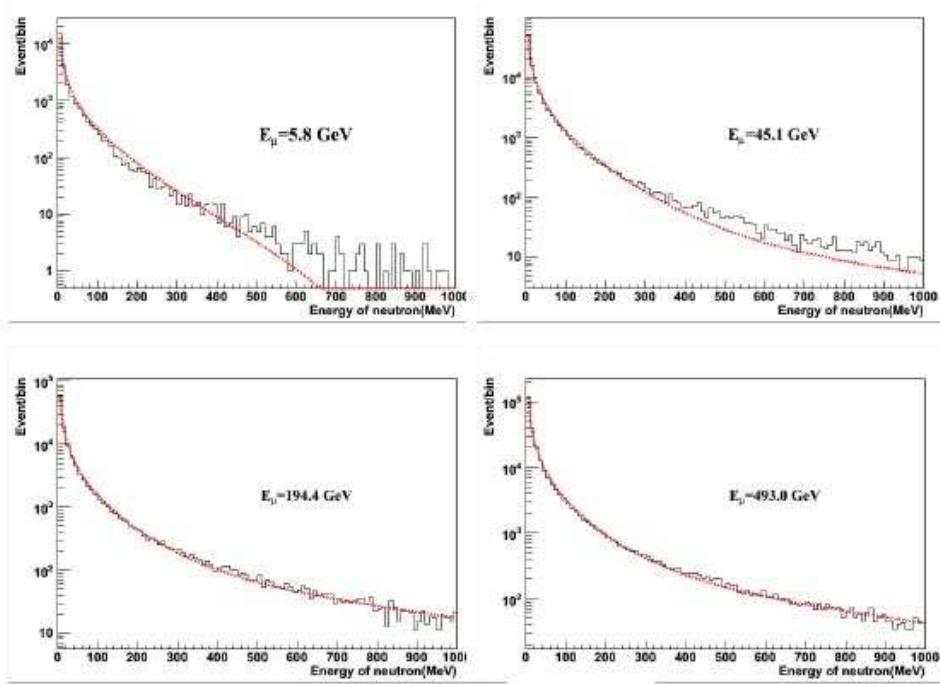


图 3.16: 参数化方法和geant4模拟的几个不同能谱比较, 图中线条为参数化能谱, 而直方图是geant4模拟的结果。

量下, 两者的结果基本上是一致的。图3.17是两种方法的 μ 子发射中子相对 μ 子的角分布比较, 这四个能量下, 两者的结果基本上是一致的。

因此对于 μ 子引起的中子, 两种模拟方法的描述是基本一致的, 我们用哪一种方法模拟, 得到的物理结果将是一致的。

3.3.3 第一类中子本底的模拟

早期的中子本底也已经基于geant3计算过 [43], 但现在的实验大厅设计, 反符合方案设计以及探测器的结构已经完全不一样了, 主要的差别是:

1. 反符合方案已经由地面上的水房子方案改成现在的水池方案, 这个方案已经在第二章介绍反符合探测器的时候介绍了;

2. 第二个重要差别是山形不再是简单的金字塔形状, 而是真实数字化的山形图3.18, 然后进行 μ 子模拟, 在实验点得到相对真实的 μ 子数据。这些改变需要我们对新条件下的实验本底进行研究和模拟。

为了更快的模拟中子本底, 我们首先用geant3+Gcalor的方法, 即基于产生率、能量分布和角分布的经验公式, 第一类中子在中微子探测器中产生的本底采用GEANT3模拟软件 (相关说明见附录) 来模拟, 这部分中子模拟工作开展得较

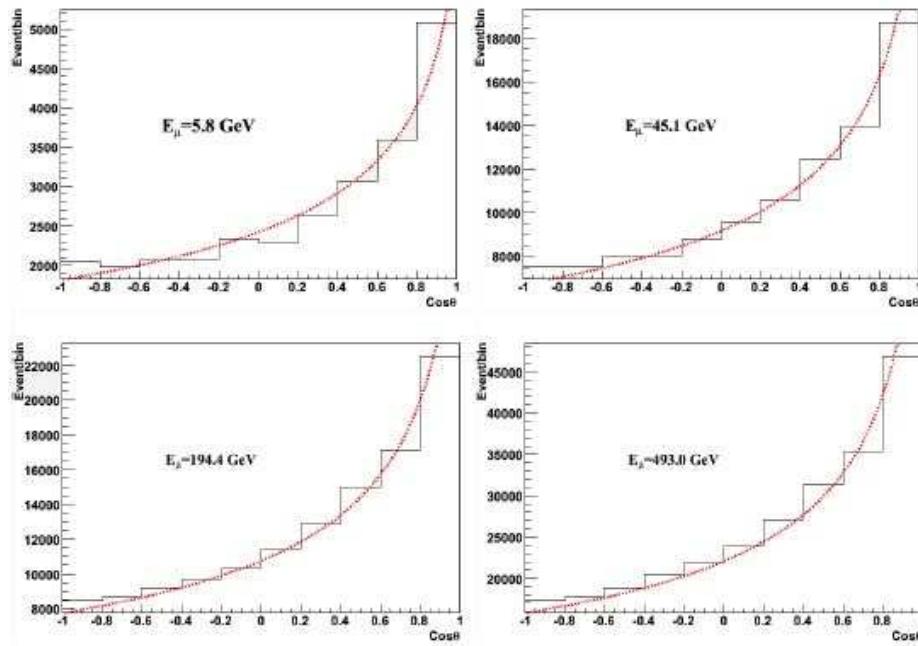


图 3.17: 参数化方法和geant4模拟的几个不同发射中子角分布比较, 图中线条为参数化能谱, 而直方图是geant4模拟的结果。

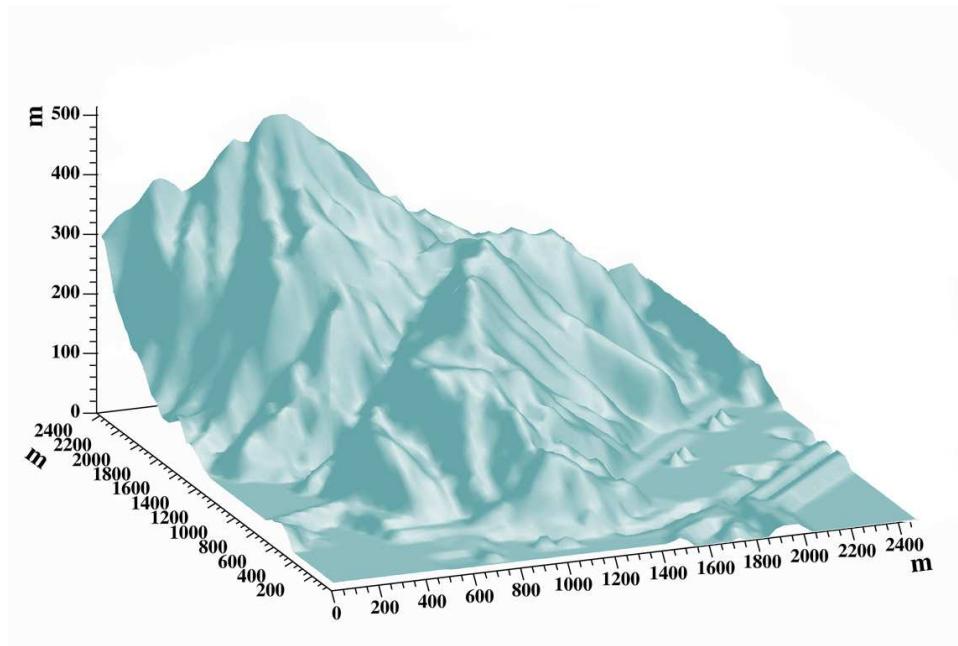


图 3.18: 大亚湾核电站附近山体的三维图。

早。

模拟方法描述如下: 首先产生一定数量地下实验室处的 μ 子样本, 根据 μ 子样本

构造地下实验室处的 μ 子事例，由 μ 子事例的能量和角度信息根据经验公式抽样产生次级中子，将次级中子的信息引入到GEANT3 [79]探测器模拟软件中，作为中子的产生子，用中子产生子产生的中子模拟反中微子探测器模块中记录到的中子本底事例。

3.3.3.1 探测器的几何设置

图3.19显示的是地下实验大厅的侧视图和俯视图。此图是远点实验厅的，对于

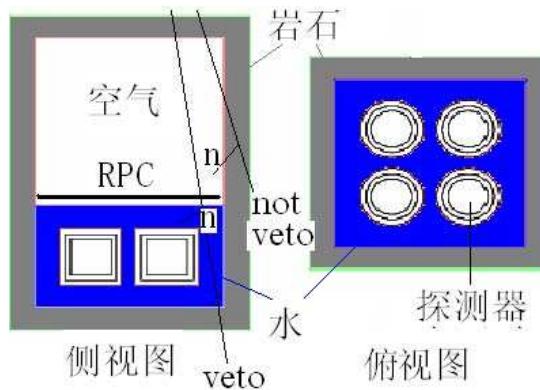


图 3.19: 地下实验大厅的侧视图。图中显示了能够被反符合的和不能被反符合的中子本底的几何情况。

近点实验厅，水池中央为两个探测器。另外，考虑到应该对不同的反符合系统进行优化设计，需要水池中的水的厚度可能不同，我们采用了2米和2.5米两种参数设置。考虑到抽取中子产生子时，需要手动仔细计算计算 μ 子在不同物质的径迹长度，因此取了相对规整的长方形实验大厅。另外，中子本底产生的重要物质为岩石，对于选择多厚的岩石，以后还有详细论述，我们选择2米厚的岩石是个合理的值。模拟的几何参数是：水池结构和中心探测器结构详细说明见第二章，图中水屏

水厚参数	200(cm)	250(cm)
	长 × 宽 × 高(cm)	
近点	1900 × 1300 × 2800	2000 × 1400 × 2900
远点	1900 × 1900 × 2800	2000 × 2000 × 2900

表 3.4: 中微子实验厅参数

蔽层外侧粗实线表示的是反符合探测器的位置。模拟中，为了加快速度以获得足够的统计量，只对反符合探测器的位置作几何上的判断，而没有把真实的反符合探测器放入到模拟软件中作模拟。将 μ 子的径迹与反符合探测器几何位置的相交与否作

为判断这个 μ 子能否被反符合的依据，依照这种处理办法，图3.19中显示了能够被反符合的和不能被反符合的 μ 子及其产生的次级中子的几何情况。

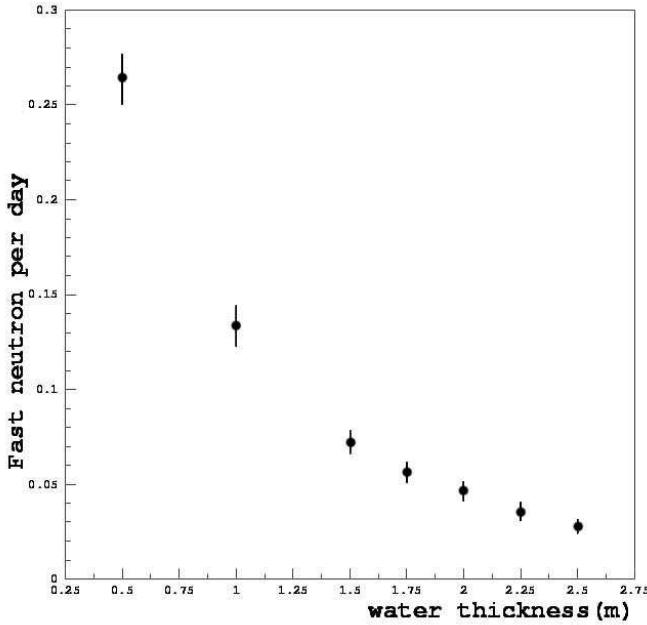


图 3.20: 快中子本底与水屏蔽层厚度的关系，图中纵座坐标所示的数值是对应含有20吨靶质量的反中微子探测器模块的快中子本底模拟值 [15]。

图3.20显示了宇宙线 μ 子产生的快中子本底与水屏蔽层厚度的关系 [15]。Palo Verde实验使用了厚度为1米的水作为屏蔽层。图中结果表明，厚度为2米的水对快中子的屏蔽能力是厚度为1米的水的近三倍。大亚湾中微子实验计划使用厚度不小于2.5米的水作为屏蔽层，能够有效地减小宇宙线 μ 子产生的中子本底和极大地压低地下实验室岩石中的天然放射性在反中微子探测器模块中产生的信号计数。

3.3.3.2 μ 子产生子

依据中子模拟的方法，我们用到的是图3.7和图3.8在地下实验室处 μ 子的样本。考虑到实验大厅的形状为长方体，因为 μ 子入射方向是有角分布的，因此沿不同方向入射到实验大厅的 μ 子流的截面积随着长方体沿 μ 子流入射方向的投影面积的大小变化而变化。我们用 S_x , S_y , S_z 表示实验大厅墙壁200厘米厚岩石层外边缘长方体的三个相邻的表面的面积，如图3.19所示。

然后我们把 μ 子在这三个表面进行投影图3.21，每一部分投影面积计算如下：

$$S_{\perp}^x = S_x |\sin \theta \cos \phi| \quad (3.10)$$

$$S_{\perp}^y = S_y |\sin \theta \sin \phi| \quad (3.11)$$

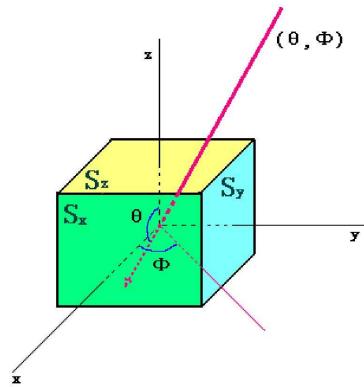


图 3.21: 长方体沿某一个方向投影面积的分解示意图。

$$S_{\perp}^z = S_z |\cos \theta| \quad (3.12)$$

S_{\perp}^x S_{\perp}^y S_{\perp}^z 是长方体沿直角坐标系三个坐标轴方向投影面积的大小, 和具体的几何尺寸有关, 这个面积也表示了 μ 子在三个面上入射的相对大小, 通过抽样, 可以得到 μ 子究竟落在哪个入射面。一旦确定了 μ 子的入射面, 再在这个面上均匀抽取一点作为 μ 子的入射位置。

3.3.3.3 中子模拟和中子本底的计算

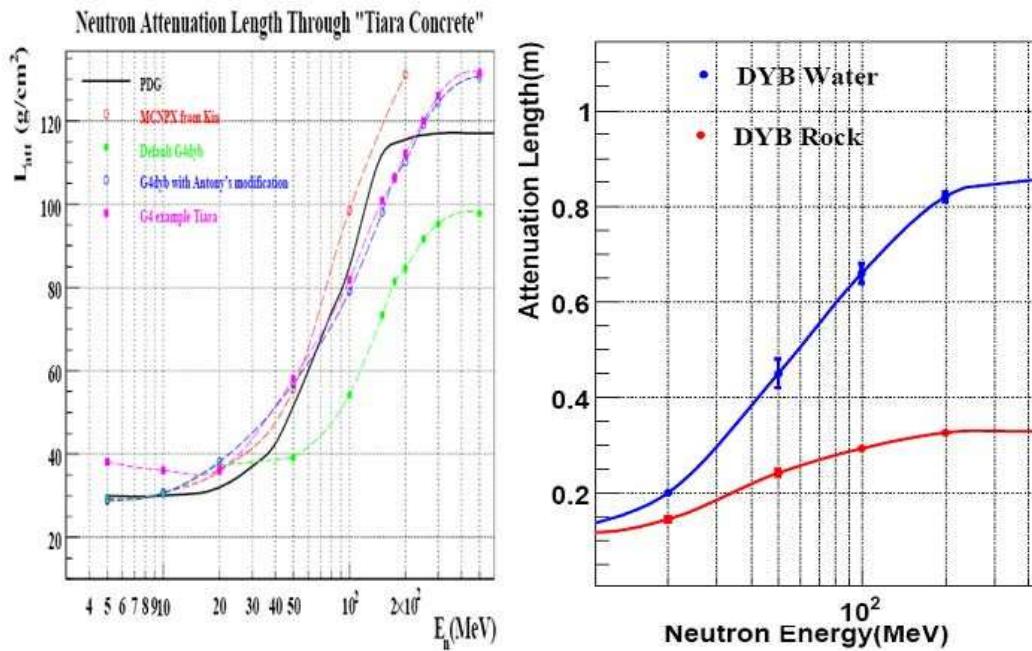


图 3.22: 中子在大亚湾岩石和水中的衰减长度。

这里涉及到一个问题，就是选择岩石厚度的问题；大亚湾实验中，诸如水池大小，水厚多少，中心探测器每一层多大，都已经设计完毕，模拟过程中几何量都是确定的，只有最外层的岩石应该选择多厚才合适，需要做出合理的选择。图3.22中左侧是其它实验数据测量的中子在岩石中的衰减曲线 [47]，这里还包括了几种代码对这一数据的模拟情况，geant4的代码也在其中，我们目前用的程序就是图中标有G4dyb项的程序，基本与实验相符合。右侧则是不同能量的中子在大亚湾实验条件下岩石和水中的衰减长度，中子能量小于500MeV这个能区已经包含了绝大多数的 μ 子产生的中子，由此，我们知道，中子在岩石中差不多30cm左右的衰减长度，因此，我们取1到2米的岩石足够了，另一方面，大亚湾 μ 子在远点的平均能量为140GeV，考虑 μ 子散裂(shower)需要一定的厚度的岩石，这个能量下岩石厚度取2米就可以了，在2米以外产生的中子能够透过岩石进入探测器的几率小，在现有计算精度下，我们在模拟中选取岩石的厚度为2米。

中子本底主要由 μ 子穿过地下实验大厅墙壁的岩石或者水屏蔽层时产生。按照经验公式3.2， μ 子在物质中产生的次级中子数目正比于 μ 子能量的0.74次幂，正比于 μ 子穿过的物质厚度。中子模拟时假设 μ 子径迹为直线，次级中子产生于 μ 子径迹上。

根据 μ 子样本均匀抽取 μ 子事例。由 μ 子的入射方向，确定 μ 子从长方形实验大厅的哪三个（ μ 子从上半球面入射，故相同方向的 μ 子最多通过长方体几何结构的三个表面进入长方体的内部。）外表面射入， μ 子的顶点按照这三个面沿 μ 子入射方向的投影面积大小，均匀产生在岩石层的外表面上（如图3.19中最外层部分为岩石层）。给定了顶点和方向就确定了一个入射的 μ 子事件，根据纯粹几何计算，得到 μ 子在岩石或者水中的径迹长度，再根据经验公式3.2计算出在岩石中和水中产生的次级中子的平均数目，这个数目很小，模拟程序中用一个泊松分布给出具体这个 μ 子径迹上产生的次级中子个数。在岩石中和水中分别沿 μ 子径迹均匀给定次级中子的顶点；按照公式3.3抽样得到次级中子的能量，次级中子能量范围是 $1\text{MeV} < E_n < 2\text{GeV}$ ；按照公式3.4抽样得到次级中子运动方向的极角；方位角按均匀分布抽样。最后，给定顶点位置、能量和动量方向的中子直接引入GEANT3中作探测器模拟。

另一方面，我们可以用geant4模拟中子的产生，图3.23

是 μ 子在大亚湾在远点产生的中子能谱。图3.24

是 μ 子产生中子的多重态，从图中可以看出，在我们的几何下，平均每个 μ 子能产生0.33个中子。图3.25 这些中子放入大亚湾实验介质中进行传输，在中心探测器中记录到达的事例的信息，然后进行数据分析。

宇宙线 μ 子产生的次级中子在探测器中产生两类本底事例，它们是：单中子事

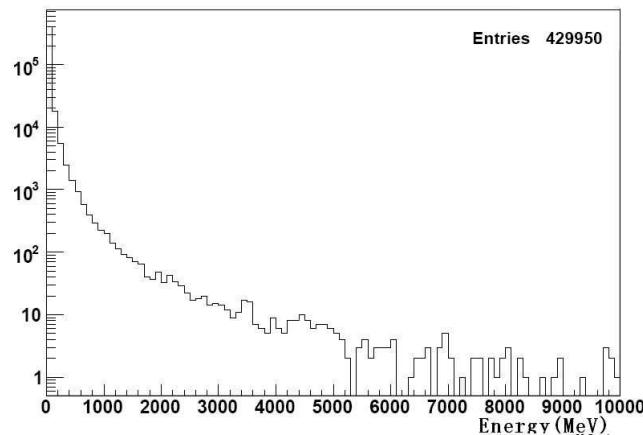


图 3.23: μ 子在大亚湾在远点产生的中子能谱。

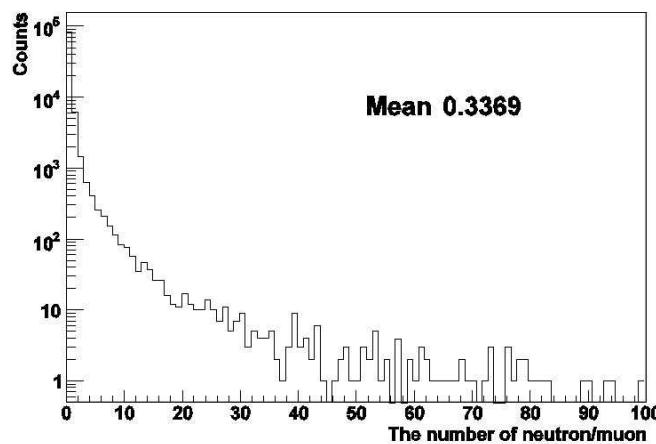


图 3.24: μ 子在大亚湾在远点产生的中子多重态。

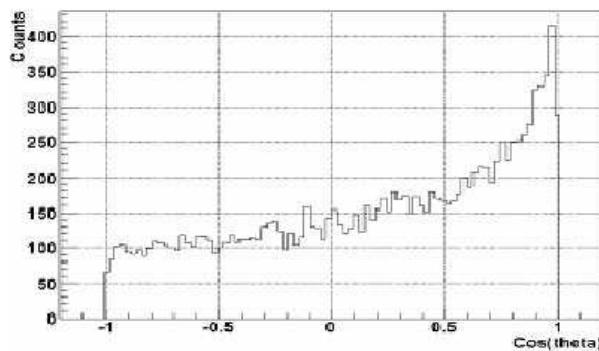


图 3.25: μ 子在大亚湾在远点产生的中子相对 μ 子角方向

例和快中子本底。单中子事例和探测器中接收到的环境天然放射性响应事例的偶然符合，可以形成偶然符合本底。

在GEANT进行探测器模拟时，粒子运动每一步的能量损失和时间信息都保存在数据文件中。中子本底的信息从这些数据文件中分析出来。为了得到和真实实验相似的本底选择条件，对中子模拟数据的分析描述如下：

1. 将中子事例模拟过程的每一步按照时间先后排序，得到一个数组；
2. 以50纳秒为时间宽度，将上一步得到的数组各个相邻的数组元依次合并，得到一个新的数组，记录每一个数组元中起始步和终止步的时间；
3. 基于上一步得到的数组，将相邻两个时间宽度中，后一个的能量损失大于 0.5MeV ，时间起点和前一个的时间终点间的时间间隔小于5纳秒，满足这个条件的相邻数组元合并起来；
4. 找出沉积能量 E_{sub} 大于 1MeV 的数组元，对应为中子事例的一个子事例。

基于以上的处理方法，两种中子本底的判选条件定义如下：只有一个子事例，能量沉积满足 $6\text{MeV} < E_{sub} < 12\text{MeV}$ 的中子事例为单中子事例；只有两个子事例，前一个子事例的能量沉积满足 $1\text{MeV} < E_{sub} < 10\text{MeV}$ ，后一个子事例的能量沉积满足 $6\text{MeV} < E_{sub} < 12\text{MeV}$ ，两个子事例之间的时间间隔介于1微秒到200微秒之间的中子事例为快中子事例。图3.26显示的是单中子事例中，子事例在探测器中的能量

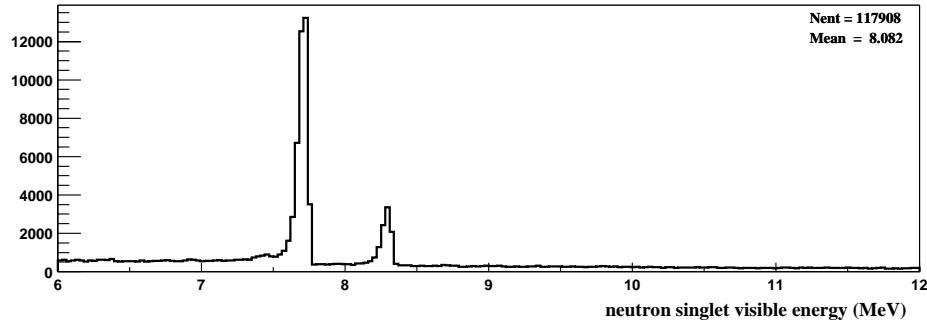


图 3.26: 单中子事例中，子事例在探测器中沉积的能量分布。这张图使用的是近点处的模拟数据。

沉积的分布。从图中看出，大多数的能量沉积落在中子-钆俘获放出的特征 γ 射线能量值处，表明单中子事例大部分来自于中子在钆上俘获的过程。图3.27显示的是只有两个子事例的中子事例中，前后子事例之间的时间间隔分布。单指数拟合结果得到31微秒的时间常数，对应中子在钆核和氢核上的俘获过程延迟时间的综合效果。

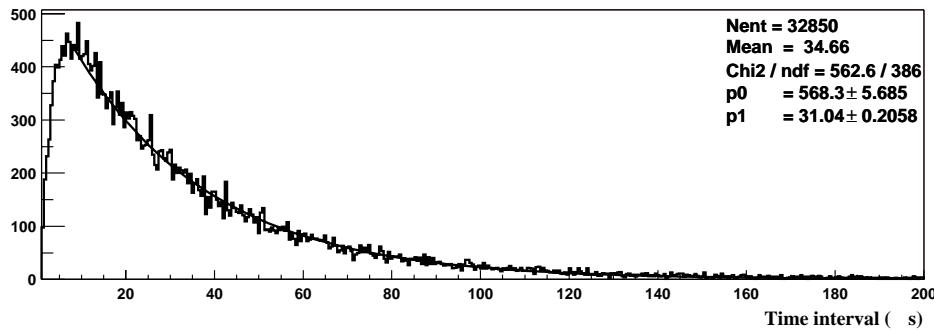


图 3.27: 只有两个子事例的中子事例中, 前后子事例之间的时间间隔分布。图中用单指数函数对这个时间分布进行了拟合。

图3.28显示的是快中子事例中, 前一个子事例在探测器中沉积的能量分布。小图中显示, 1MeV到10MeV范围内能量近似均匀分布。

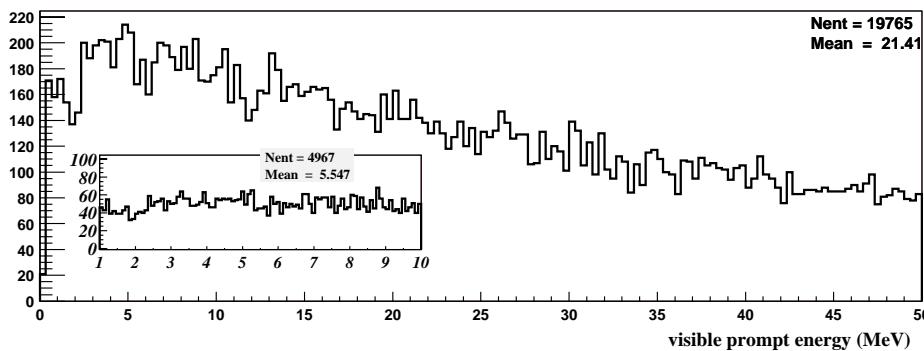


图 3.28: 快中子事例中, 前一个子事例在探测器中沉积的能量分布。小图中显示的是1MeV到10MeV之间的能量分布。这张图使用的是近点处的模拟数据。

反符合效率	99.5%			
水厚(cm)	200		250	
中微子事例率	800		800	
本底	Rate	B/S	Rate	B/S
单中子	23.24	2.9%	13.13	1.64%
快中子	0.758	0.10%	0.696	0.087%

表 3.5: 近点中子本底模拟结果。

中子本底的模拟需要的数据量很大, 当前的模拟在近点的事例数为 2.8×10^8 , 远点处的模拟事例数是 2.1×10^8 。近点详细的模拟结果列在表3.5中。2.5米的水厚相比比2米水厚, 快中子能减少约15%左右, 而单中子却能够减少40%。

同样的，对于远点，我们采用相同的处理数据和计算本底的方法得到远点的本底表3.6 对于单中子本底和快中子本底，实际上我们只需用2米的水的防护层就可以

反符合效率	99.5%			
水厚(cm)	200		250	
中微子事例率	80		80	
本底	Rate	B/S	Rate	B/S
单中子	1.88	2.35%	1.07	1.3%
快中子	0.078	0.098%	0.04	0.043%

表 3.6: 远点中子本底模拟结果。

满足实验的要求了，但目前采用的是2.5米厚水层的设计是基于两层水契仑柯夫探测器的要求，保证每层水契仑柯夫探测器当 μ 子穿过时，能够产生足够的契仑柯夫光子，满足 μ 子的探测效率，因为 μ 子地探测效率对本底的排除同样重要。现在采用2.5米厚的水层，比2米水厚减少约一半的本底，这样对于达到实验目标有了更可靠的保障。

3.3.4 不同位置中子对本底的贡献率

为了优化探测器结构，可以通过研究中子本底的位置来减少本底：

3.3.4.1 中子本底计数分布

1. μ 子产生的中子到达探测器的几率

在这个模拟中，中子的顶点都在 μ 子的径迹上， μ 子离探测器的距离不同，也就是中子距离探测器的距离不同对本底的贡献率一定是不同的。图3.29给出了本底中子和它的母粒子 μ 子之间的关系，为了表述这个关系，我们首先定义一个距离，简单起见，我们定义探测器的中心到 μ 子的最短距离来表述这个 μ 子对本底的贡献。这个距离在图中左侧表述出来，然后如果有中子到达探测器灵敏区，我们就记录这个距离，图中右侧就给出了 μ 子对本底贡献率的大小，离探测器越近，则对本底贡献就越大。

2. 岩石中子

上面图主要是能够穿过反符合系统的 μ 子情况，按照我们的设计要求，我们的反符合效率要达到99.5%，位于反符合探测器测量区域以外的中子由于离中微子探测器更远，因此本底贡献也更小。

现在，我们再来看看岩石中子的情况，图3.30，给出了岩石岩石中子相应的情

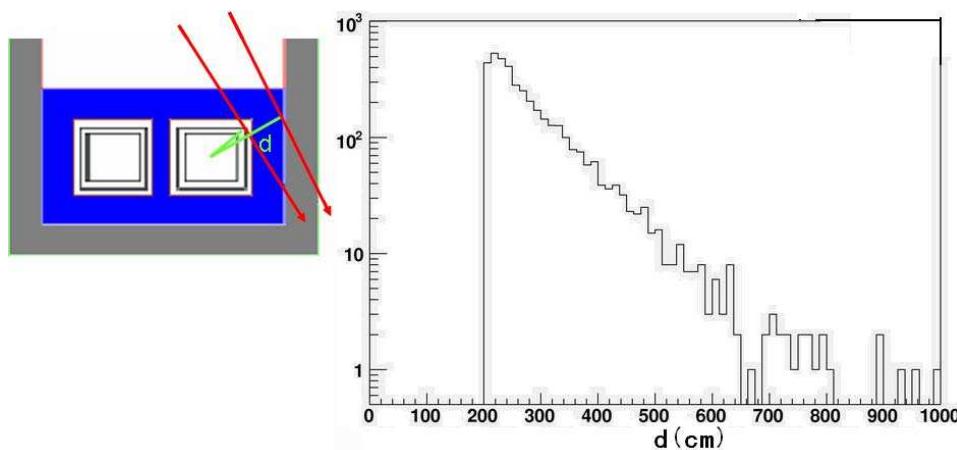


图 3.29: μ 子对中子本底贡献率的相对变化。

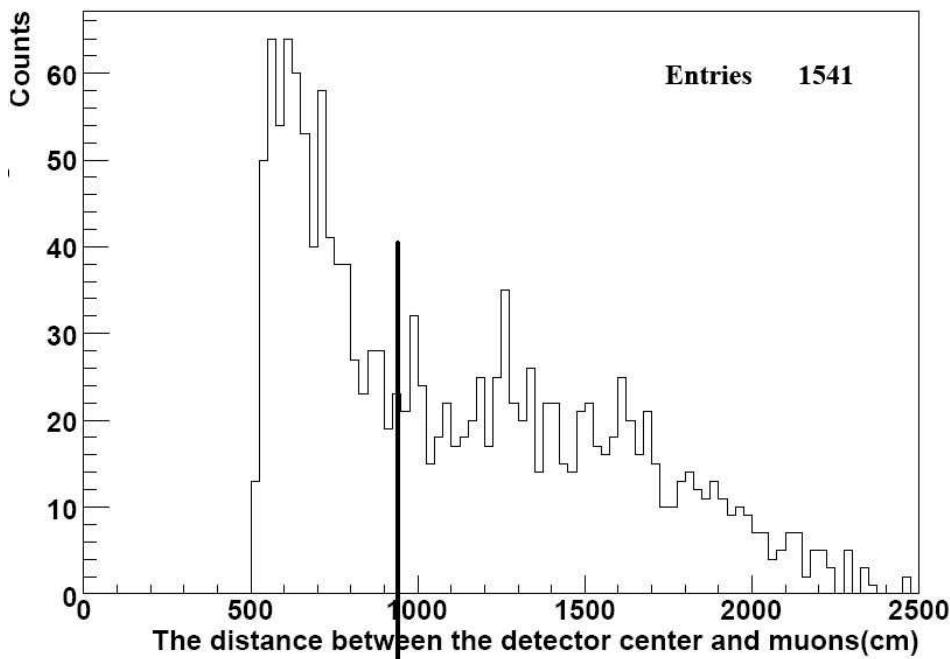


图 3.30: μ 子对中子本底贡献率的相对变化。

况。图中竖线左侧的部分是 μ 子在水池周围的岩石上产生的中子，因而距离探测器的中心比较近，但竖线右侧的部分，则是 μ 子穿过实验厅顶部和靠近顶部的侧壁岩石产生的中子到达探测器，这部分中子实际上是由于要穿过实验厅十几米长没有阻挡作用的空气所以显得路径非常长。又因为 μ 子产生的中子具有一定的方向性，而实验大厅又比较大，因此，来自顶部 μ 子产生的本底贡献要大于水池侧壁产生的中子本底，约占60%左右。

3. 本底计算

表中将中子本底按照产生它的 μ 子径迹是否穿过水屏蔽层外围的反符合探测器分成两类：是指母粒子 μ 子的径迹穿过反符合探测器，这部分本底能够被标记；另外是指母粒子 μ 子的径迹与反符合探测器没有相交，这部分本底无法被标记，也就是 μ 子只穿过探测器附近的岩石，在岩石中产生的中子有可能进入中心探测器从而形成本底。由于反符合效率不可能达到100%，能够被标记的我们用99.5%的反符合效率扣除，剩下的就是本底，而不能被标记的则全部是本底，这两部分相加，就得到最终的单中子和快中子的本底。在这种条件下，没有测到的中子本底已经相当或超过了由于探测器的漏计而产生的中子本底。下表给出了这两部分的比例表3.7

水厚(cm)	200		250		
	Rate	反符合剩余	岩石中子	反符合剩余	岩石中子
单中子		0.447	1.429	0.446	0.627
快中子		0.02	0.058	0.0198	0.024

表 3.7: 不同系统对中子本底的贡献。

从这个表中，我们可以给出：1) 对于本底，岩石中子的贡献要超过非岩石中子的贡献，在99.5%的效率下，可以达到70%左右，至少能超过50%；2) 第二，增加水防护层的厚度，只能减少岩石中子的本底，而不能减少 μ 子探测的无效性所带来的本底。即0.5%残余的本底是不会被增加水防护而减小。把同一水厚度下，反符合剩余和岩石中子本底相加，就得到了表3.6中的总的本底。

4. 白油的贡献

不考虑岩石中子贡献的条件下，由图3.29我们知道，越靠近中心探测器灵敏区的，对本底的贡献就越大，白油是离液闪最近的一层，尽管它的体积比水小得多，但对本底的贡献不一定小。表3.8给出了这个结果的大小。

白油	没有		有	
	事例数	rate	事例数	rate
单中子	2679	69.4	4829	125.1
快中子	128	3.3	278	7.2

表 3.8: 白油对中子本底的贡献。

这里单中子和快中子是指总数，没有反符合掉而形成本底。可以看出，白油的贡献几乎有占了一半，而且由图3.29 白油的贡献本身也不是均匀的，越靠近液闪贡献越大。

这个计算还有一点需要说明，白油是中心探测器的屏蔽层，这里所说的白油是指 μ 子不穿过液体闪烁体的部分，它不属于反符合系统，但反符合效率可以近似等同于反符合探测器，因为 μ 子穿过白油，一定穿过一个或多个反符合探测器，另外，它本身也可以发射契伦柯夫光，能够被中心探测器探测到，因此，可以近似把反符合探测器扩展到白油部分。

3.3.4.2 中子本底的顶点分布

1. 中子顶点分布特征 图3.31是实验大厅中，到达探测器中子本底顶点的分布

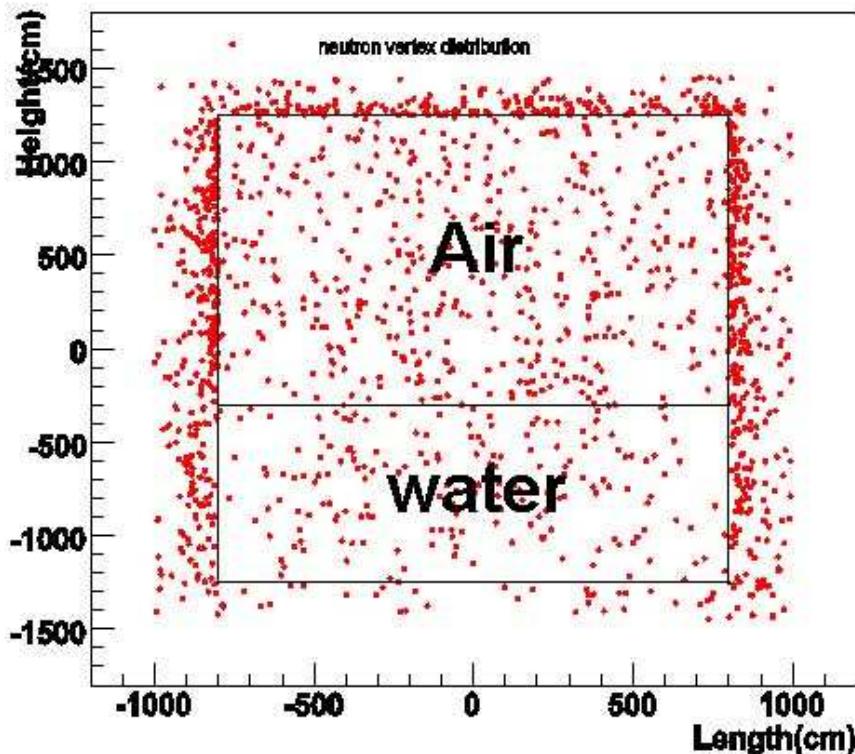


图 3.31: 岩石中子本底的分布图。

图，从这个图，我们可以看到，一个最重要的特征就是中子分布不是均匀的，从实验大厅的岩石表面向外，中子数目急剧减少，特别是在2米岩石处，中子数密度已经变得很低。这符合我们在选择岩石厚度中所得出的结论，2米以外的岩石即使产生中子，也很难产生中子本底；另一个特征就是靠近探测器底部，中子本底也是很少的，这主要是由于 μ 子是向下运动造成的。

2. 实验大厅的改变和中子本底的分布的讨论

现在大亚湾实验概念设计已经完成，进入技术设计阶段，因此反符合系统、中心探测器、以及实验大厅最终设计都已经完成，由于实验大厅的实际化，这比过去模拟的实验大厅要大得多，而前面的模拟显示，岩石中子占中子本底的绝大多数，那么实验大厅的增加，是否会使本底增加很多，这里先做一个初步的模拟，将来要完成更详细地模拟。实际上，实验大厅的增加，在高度上没有增加有限，而长度上增加非常多，图3.32是新的几何下岩石中子本底到达中心探测器的示意图，坐标平

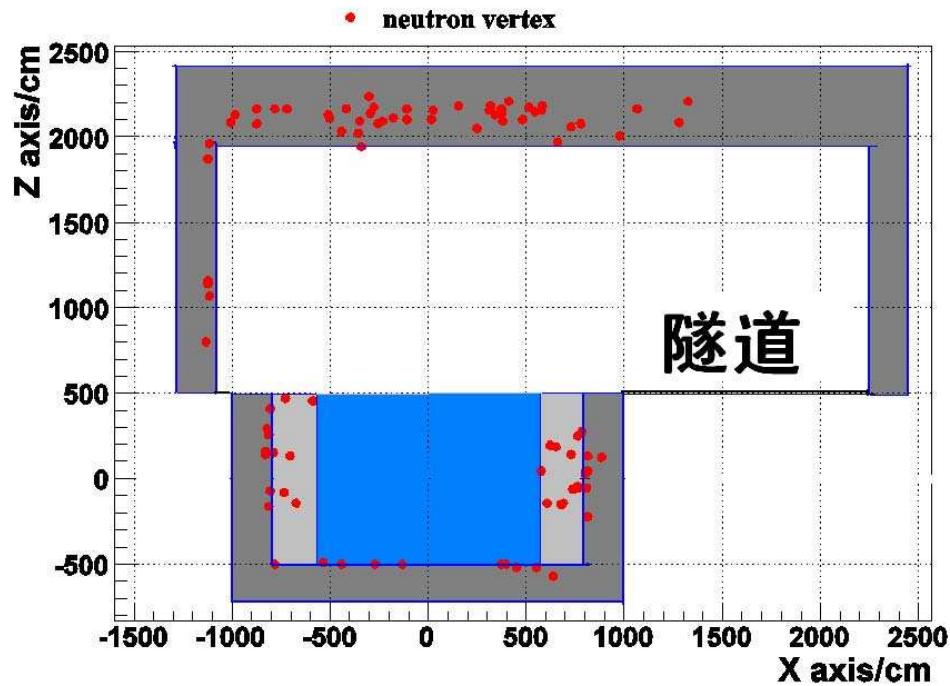


图 3.32: 新几何岩石中子本底的分布图。

面是隧道的截面，隧道紧挨着实验大厅，这使得实验大厅沿隧道横向长度比原来的模拟几乎扩展了几乎一倍，但从图中我们也看到，在隧道附近的岩石，几乎没有中子能够到达探测器，比水池附近的到达中心探测的中子要少很多。一方面是因为，中子相对探测器的立体角小很多，另一方面，水池侧壁靠近隧道的岩石会衰减中子。因此，实验大厅的增加，并不会因此而产生太多的本底。

3. 非岩石中子本底的分布 图3.33是非岩石中子本底的分布图，这是一个径向截面图，这里已经扣除了在探测器中心液闪区域产生的中子，图中明显的4个圆，是探测器液闪的边界，圆环内仍然有顶点，这些中子并不是在液闪中产生的，而是在液闪上面或下面的白油和水中产生的。明显的分布规律就是越靠近液闪，中子本底数越高。

上面的结果是在现有的设计下，我们假设探测中子的效率100%，实际上，可以

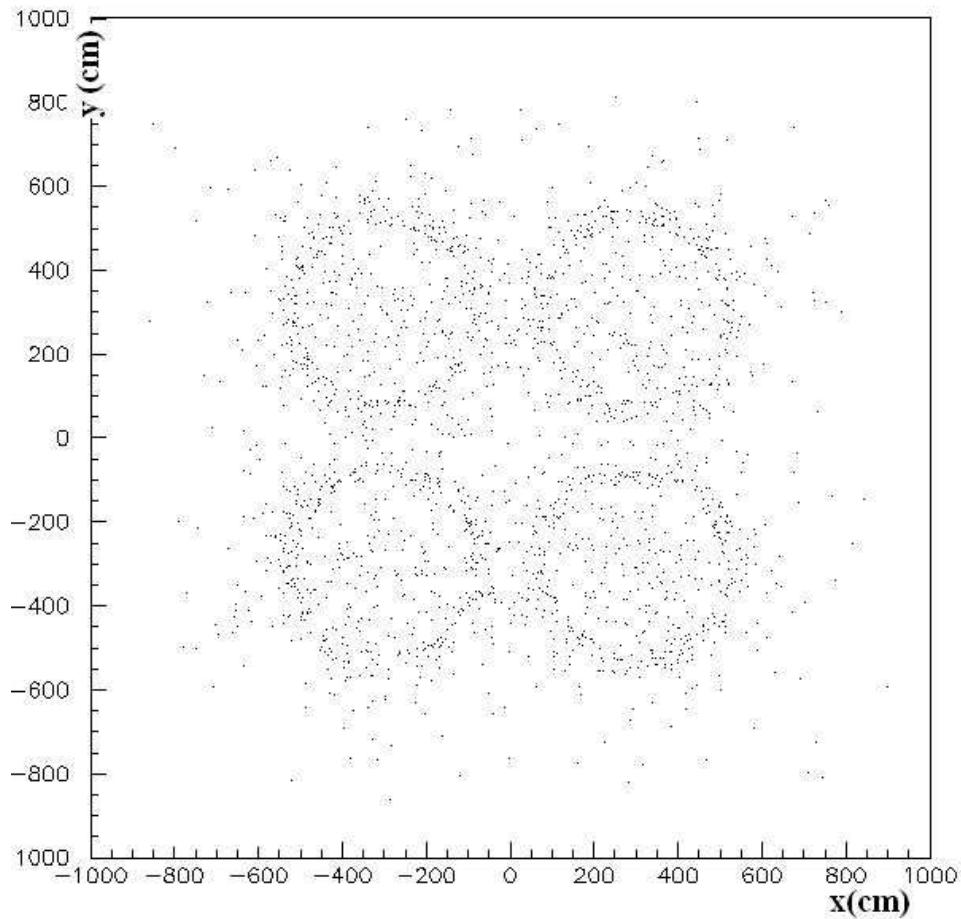


图 3.33: 非岩石中子本底的分布图。

通过这个图我们能更有效的采取探测器的设计和使用，比如把最有效最稳定的探测器尽量放在中心探测器附近，以保证穿过探测器附近的 μ 子有更高的探测效率。

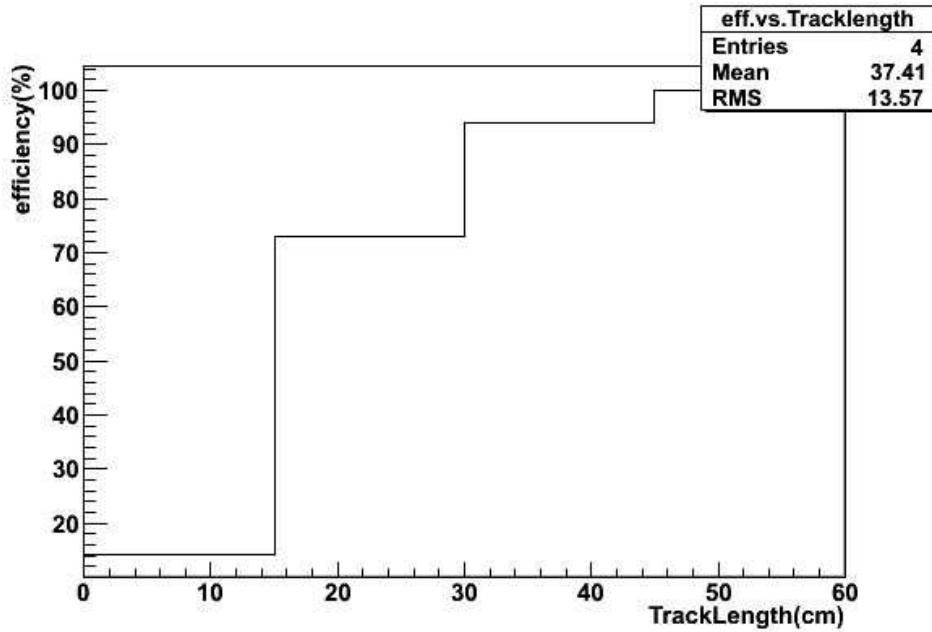
3.3.5 中子本底与探测器布局位置的研究

这一部分主要是通过本底和反符合探测器的关系，研究反符合的效率和探测器的相关改进等，所以，我们没有必要远近点都模拟，仅以远点作为例子来说明这些问题，同样的分析、原理、和方法也会适用于近点。

3.3.5.1 RPC对本底的影响

1. RPC的覆盖面积对中子本底探测效率的影响

大亚湾反符合探测器水契仑柯夫探测器上面是RPC探测器，先来看水池的反符合效率。图3.34 由图知， μ 子径迹长度超过50cm，模拟显示 μ 子探测效率将达

图 3.34: μ 子径迹长度和探测效率之间的关系。

到100%，因为此时， μ 子将产生足够的契仑柯夫光被水契仑柯夫探测器探测到。按照现有的设计，模拟结果给出水契仑柯夫探测器的探测效率可达98.5%，实际上，没有探测到的几乎都是 μ 子穿过水契仑柯夫探测器水池的边角，其实离中心探测器很远。图3.35显示了产生本底径迹长度很短的 μ 子穿过RPC着火点的分布（先假设RPC平面很大），图中显示，这类 μ 子穿过RPC探测器的着火点只分布在水池边缘附近的区域，在水池正上面穿过的 μ 子一定较长的径迹长度。因此，没有必要在水池正上方放上RPC探测器，因为水契仑柯夫足以反符合掉所有穿过该部分的 μ 子，更多的应该把探测重点放在水池边内1m左右就可以了，而水池侧壁岩石上确实有非常多产生本底的 μ 子，这些都不能被水契仑柯夫探测器探测到。由前面的本底模拟可知，岩石中子产生的本底占总本底的绝大部分，因此，我们可以把RPC适当的向岩石方向延伸，从而可以探测到更多的本底。表3.9列出了把RPC延伸1m和2米后，RPC能够多探测的岩石中子的比例。

径迹长度 (cm)	0.1	0.1-15	15-30	30-45	探测效率
总的事例	1541	17	32	36	
RPC(1m)	349	5	11	13	23%
RPC(2m)	571	11	16	19	38%

表 3.9: RPC向外延伸的长度与探测岩石中子和 μ 子短径迹长度中子的比例。

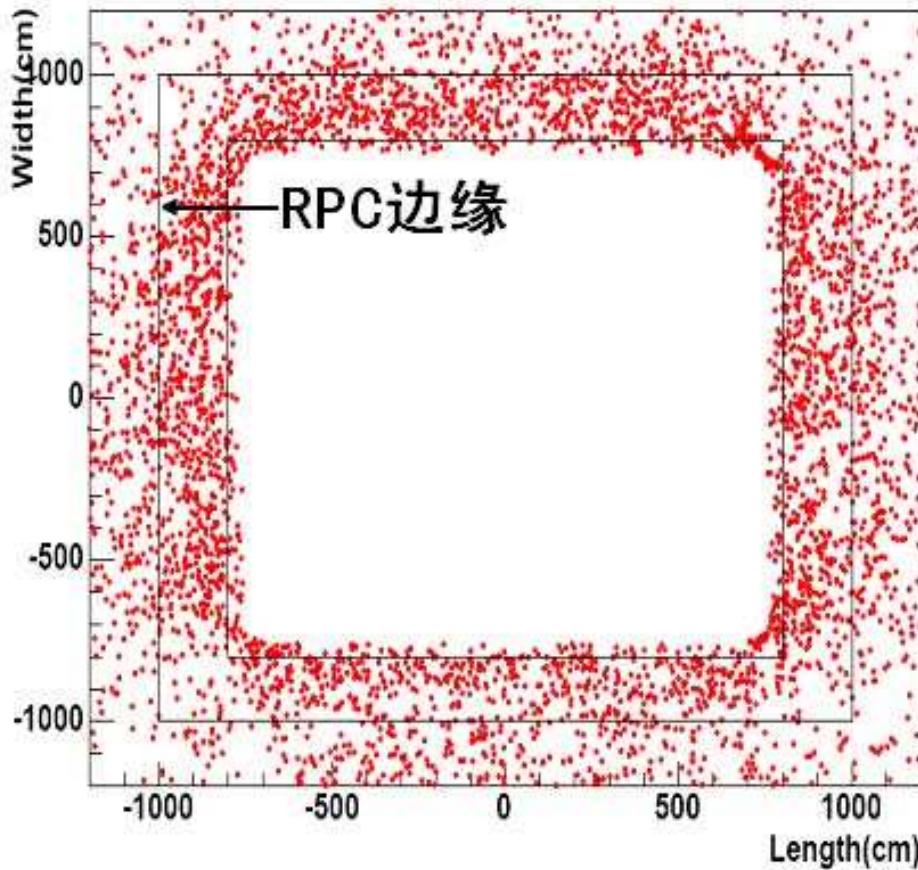


图 3.35: 产生本底径迹长度较短($<45\text{cm}$)的 μ 子在RPC平面着火点的分布。图中RPC的边缘是最终决定RPC向外延伸一米的边缘

这个表格是体现RPC作用的，因此这里列出的中子都是水契仑柯夫探测器不能探测的中子， μ 子径迹长度小于0.1cm，意味着 μ 子只穿过岩石，产生的中子是真正的岩石中子； μ 子径迹长度从0.1cm到45cm是 μ 子穿过水契仑柯夫探测器的边角，不足以产生足够的契仑柯夫光而未被反符合掉。

但是考虑到在大亚湾中微子实验当中，本底事例的扣除是如此重要，即使是某一个探测器的效率稍微降低一些，对实验的本底影响将非常大，因此，两套反符合系统成为必要条件，因此水池上方不可能没有RPC探测器；在这个计算当中，RPC并没有真的放入模拟程序当中， μ 穿过RPC是根据 μ 的径迹计算得到的，更为耗时间的计算将在以后进行。同时，上面的结果是假设了RPC探测效率为100%得到的。这个分析帮助我们为探测更多的中子本底提供了方向，现在的设计就是把RPC向外面岩石延伸了1m，在geant4的模拟中，相同的方法会有一个更高的探测岩石中子的效率，约为40%，考虑到向外延伸，RPC面积会增加的很快，这样造价就会太高，因此RPC没有太多的延伸。

2. RPC据水面高度对中子的探测效率的影响

目前，RPC距离水面的高度还没有确定，RPC距离水面越高，探测中子的效率就越差，但由于工程的原因，又不能使RPC非常贴近水面。图3.36是RPC距离

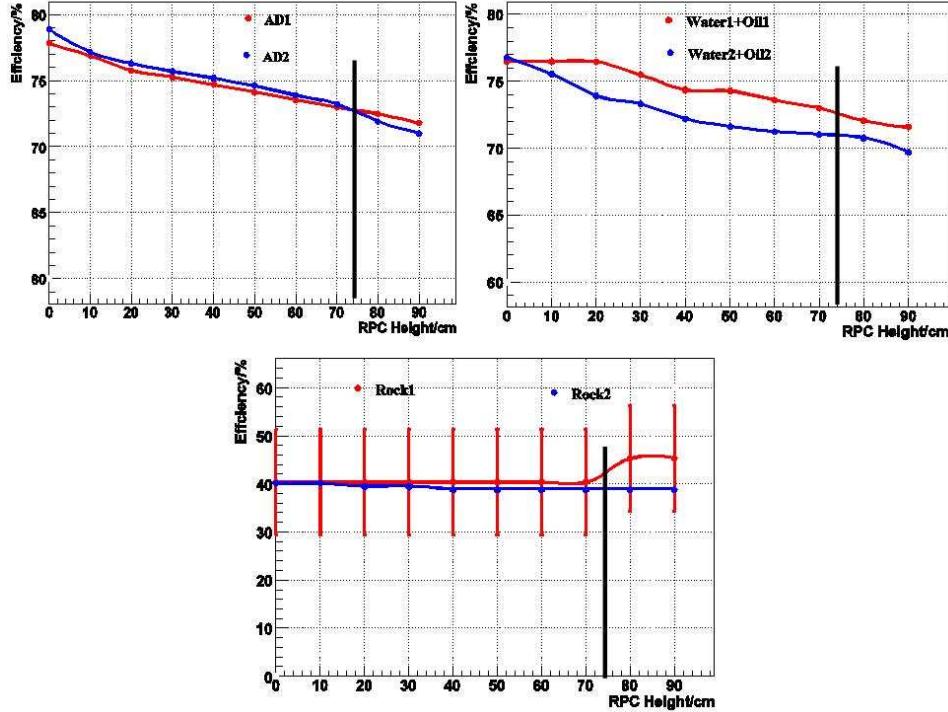


图 3.36: RPC不同高度对中子的探测效率的影响。

水面不同高度时，RPC对中子的探测效率的变化。左上图为液闪中子，右上图为水和白油中子最下面的则为岩石中子，这里对岩石1中子，有一个很大的误差，这是模拟统计量还不够造成的，角标为1的中子是 μ 子径迹穿过不同物质产生的（可能中子不是在该物质中产生），角标为2则是中子顶点在不同物质里。

3.3.5.2 中子本底和中心探测器的位置

中心探测器位于水池的正中心，这是让中心探测器周围有相同的防护层，得到更好的防护本底的作用，这种自然而然的想法，实际上是基于探测器各个方向的本底是一样的。对于天然放射性本底，确实是这样，但对于 μ 子引起的中子本底，并不是对称的，前面图3.31已经分析过，来自探测器上面的本底相对要多。而来自探测器底部的中子到达探测器而不被探测到是非常少的，另一方面，我们知道， μ 子尽管有各个角度，但总体是向下的，而 μ 子产生中子虽然和 μ 子本身有一定的夹角，但还是有很高的方向性。因此，在探测器底部，即使有中子产生，也很难反方

向进入探测器。因此对探测器上面的防护更为重要。图3.37是被Gd俘获的中子产生顶点的位置分布图。从这个图我们更能清楚地看到被Gd俘获的中子沿探测器轴向

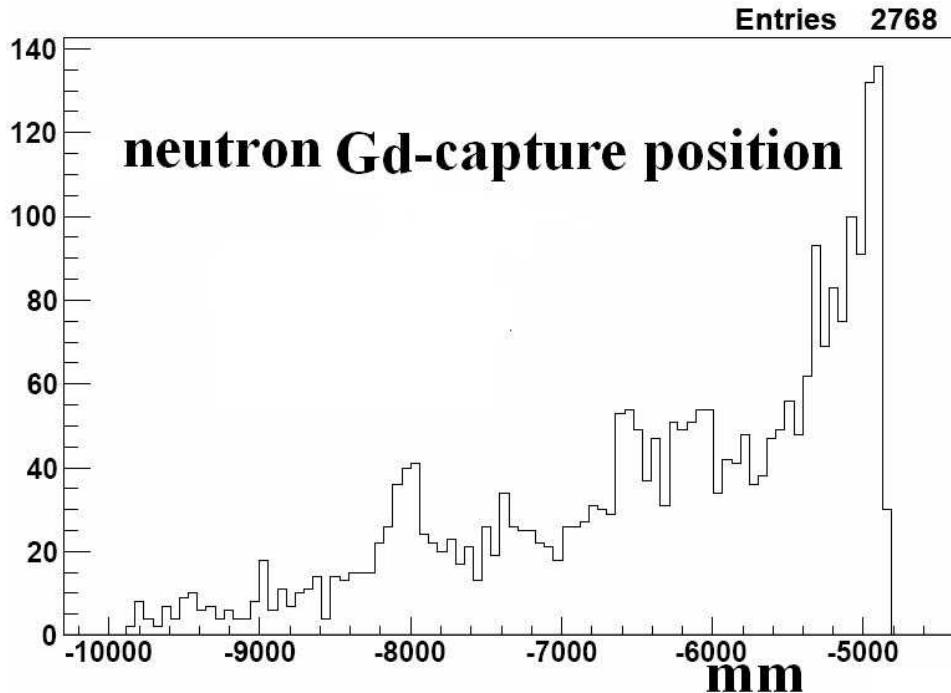


图 3.37: 中子被Gd俘获沿探测器轴向分布示意图。

不是均匀的，越靠近探测器底部就越少，因此，我们适当的加大探测器上面的防护对本底减少是有必要的。对于现有探测器的优化，我们可以把探测器整体适当降低一些，这样产生的中子本底相对很少，水池下部防护少一些，几乎不会有更多的本底进入，同时可以减少上面的中子本底。但也不应减少太多，因为防护层太少，尽管子引起的中子本底总体会减少，但天然放射性本底会增加很多。实际上，早先的模拟显示，大亚湾岩石的天然放射性其实有2m水的防护就足够了，后面将会提到，2.5m水，来自岩石的天然放射性本底要比探测器内其它放射性本底低上量级的差别，几乎可以忽略。

顶部水厚	本底	本底减少
2.5m	2768	0%
3m	1938	30.1%
3.5m	1495	45.9%

表 3.10: RPC向外延伸的长度与探测岩石中子和 μ 子短径迹长度中子的比例。

表3.10因此可以把探测器在中心位置向下移动0.5m或1m，这样可以减少30%或45.9%的

中子本底。同时，这样也有助于减少实验大厅其它污染物或放射性气体（比如 ^{222}Rn ）引起本底的影响。以及不能探测到的 μ 子在岩石中引起的其它放射性同位素和高能粒子的影响。因为它们应该同中子类似，来自实验厅上面的要更多。但由于探测器在水里越深，受到的水压越大，尤其是将来手动刻度系统有可能要伸出水面，这样经过机械计算，更深的探测器是不安全的，因此，目前探测器仍然在水池中心。但无论如何，本底的这种沿轴向分布规律应该不会变，可做为将来探测本底的一个方面。

3.3.5.3 八角水池

图3.38是大亚湾反符合系统水契伦柯夫探测器水池的演化，由方形逐渐改为八角型的水池结构，改成这个结构有很多优势：可以减小水池体积，减少施工量，减少用于反符合系统的光电倍增管，节约资金；更为重要的是八角型的结构，没有了方形水池的四个角的死角，使得将来水在水池中循环变得非常有利，便于纯净水的提纯。但是这样改完之后，就会发现等于减少了原来在4个角的水防护，这究竟能对

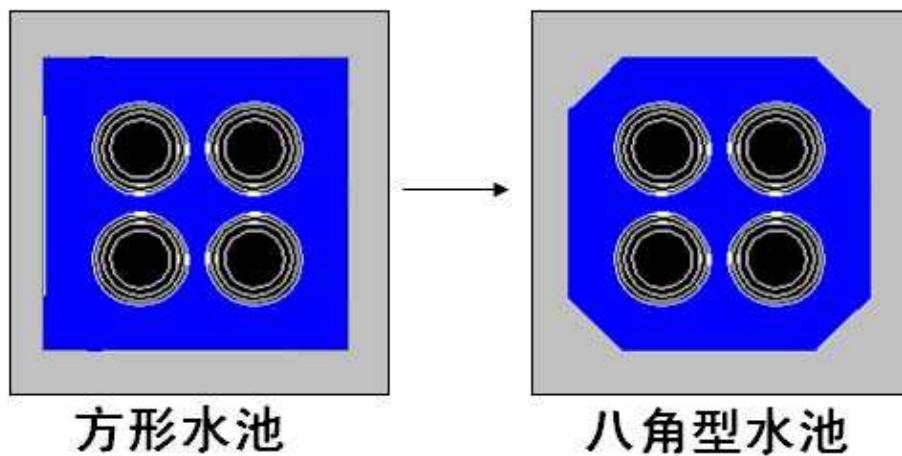


图 3.38: 水池系统的演化。

本底带来多大影响，需要我们去考虑，下表给出这个改变之后，中子本底的增加情况。首先，表3.11

	方形水池	八角水池	增加量
总中子数	4460000	4520000	60000
岩石中子	970000	1020000	50000

表 3.11: 两种水池结构产生中子数的变化。

这个表说明了在我们水池结构中，方形的四个角变成岩石后，在这一部分体积内， μ 子能多产生约50000个中子。我们再来通过到达中心探测器的中子数对比两种水池结构的中子本底情况。表3.12给出了这个结果：

	方形水池	八角水池	增加量
中子数	5529	6757	15%
μ 子数	5239	5816	12%

表 3.12: 两种水池结构产生中子本底的变化。

水池的改变将增加中子本底仅15%左右，由前面的模拟可知，2.5m水的防护层中子本底要远小于实验预期，这里增加15%不会对将来的实验结果带来重要的影响。这是个可以接受的结果，但八角型水池带来的更多节约和便利。这些结果，是模拟了20天左右，约1亿个 μ 子得到的，另外，八角型水池还会增加一些天然放射性本底，这个问题将在后面有一些简单的估算。估算结果再次表明，八角型水池是可以接受的。

3.3.5.4 快中子的测量和反符合探测效率

快中子本底是大亚湾实验最重要的本底之一，实际上，我们能够通过反符合系统和中心探测器的结合来测量 μ 子在液闪、白油、水等探测器中不同部分、不同物质产生中子的信息，这对于我们更好的研究中子将很有帮助，我们也能因此得到不同反符合系统对中子的探测效率，这是重要的，通过模拟，我们预测这些结果，为将来快中子的研究提供帮助。

我们把中子按照以下规则分成两类：1) 根据 μ 子经过的物质来分类；2) 根据中子产生的顶点来区分。在我们实验中，主要的物质有液闪、白油、水和岩石。每种物质都可以分为上面的两类。

1. 反符合系统对中子的探测效率表3.13，这个表里的中子能量范围为3MeV-20MeV，因为其它能量的中子在探测器中不会当做有效的信号。即不可能形成本底。

2. 快中子能谱和多重态

对于快中子，将来大亚湾实验是一个可测量的物理量，主要表现在快中子的能谱和多重态上，图3.39，液闪中子主要是中子直接在液闪中产生的中子，并且直接在探测器中被探测到，其平均能量较低，但数量最多。

图3.40是水和白油中子的能谱和多重态，把这两种中子放在一起，是因为他们都不能被液闪直接探测到，而是被反符合系统探测到，反符合时间为200us。这种中子

中子 类型	事例率 /天/模块	探测效率%				
		外反符合	内反符合	RPC	仅 RPC	总效率
液闪1	730.9	99.5	100	77.8	0	100
白油1	49.74	99.75	100	76.74	0	100
水1	17.1	99.75	99.35	76.17	0	99.75
岩石1	2.1	0	0	40.3	40.3	40.3
液闪2	989.2	99.15	99.76	77.85	0.16	99.92
白油2	89.3	99.47	99.57	76.22	0.05	99.62
水2	3.5	98.94	98.40	68.09	0.53	99.47
岩石2	0.002	70.4	53.5	40.1	2.0	72.4

表 3.13: 快中子的探测效率。快中子在反符合系统中表现为对母粒子 μ 子的探测，而在液闪中表现为直接对中子的探测。

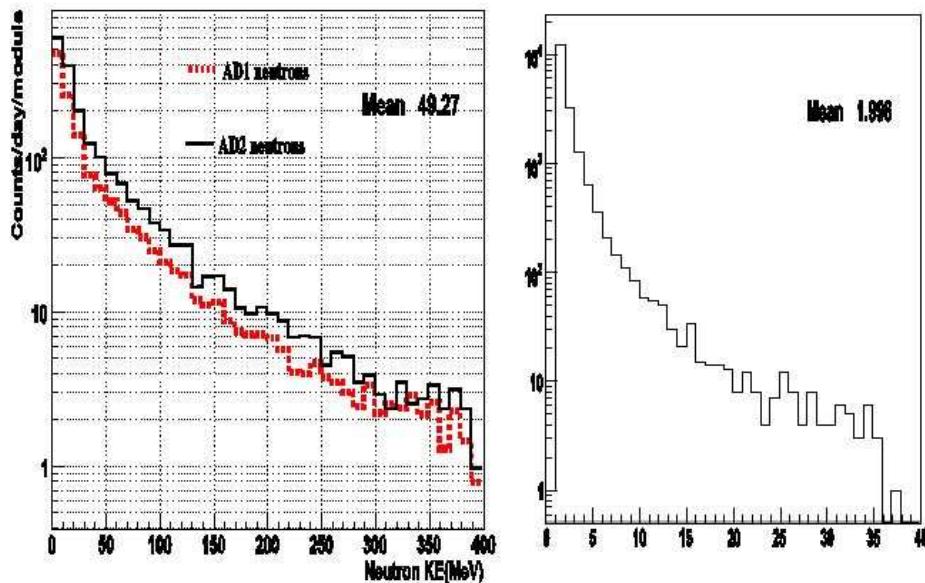


图 3.39: 液闪中子的能谱和多重态。

由于要经过一段距离才能传输到中心探测器，其低能中子将很快衰减掉，因而在中心探测器来看，多重态减少，并且能谱向高能端移动。

3.3.5.5 岩石中子的探测

前面提到，RPC的延伸可以帮助探测1/3左右的岩石中子，而RPC不可能延伸

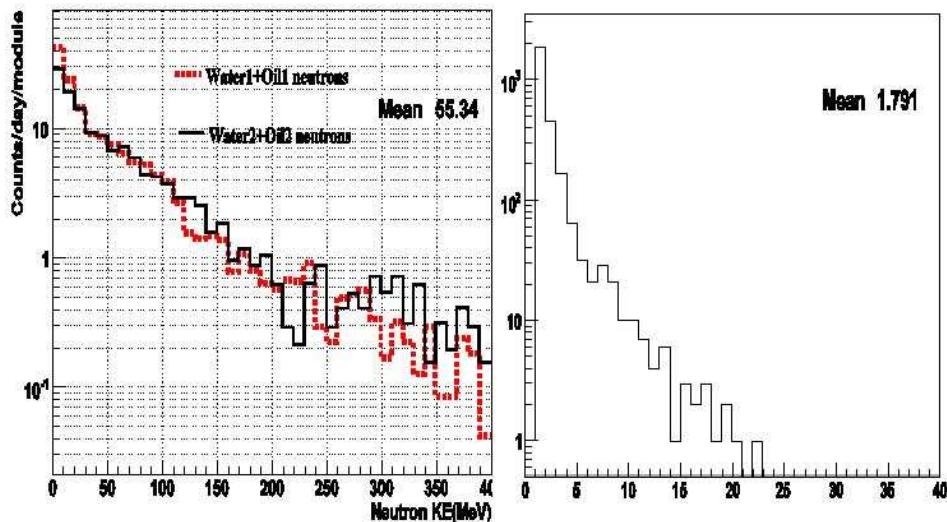


图 3.40: 白油和水中子的能谱和多重态。

得太长; 另外一个想法就是, μ 子在和岩石相互作用过程中, 能够发生大量的散裂(shower)过程, 这是产生中子本底的主要来源, 在发生这些过程时, 同时还会产生大量的次级粒子, 尽管 μ 子本身不穿过反符合探测器, 但一些次级粒子也许能够穿过反符合探测器, 在探测器中留下足够的信号, 以至于能够探测到 μ 子。但我们知道大亚湾的反符合系统, 无论RPC还是水契仑柯夫探测器, 都只对带电粒子敏感。图3.41是 μ 子本身没有穿过反符合系统, 次级带电粒子在水池中留下径迹长度分布图

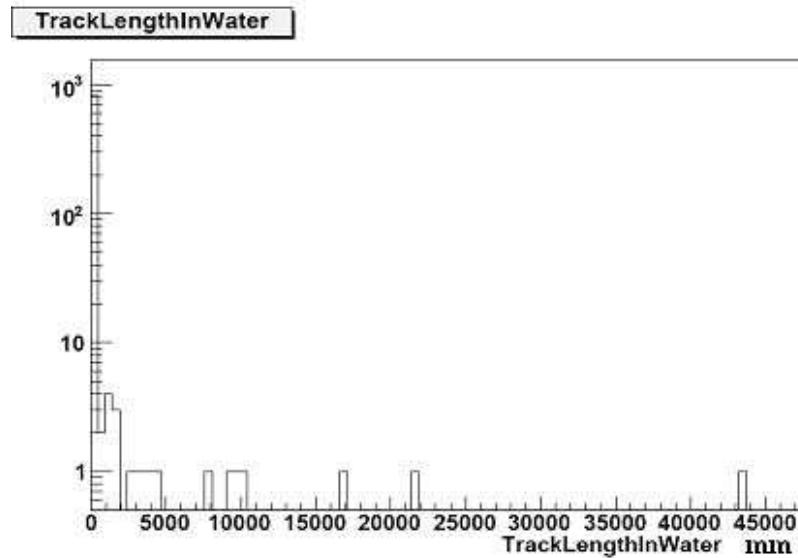


图 3.41: 岩石 μ 子的次级带电粒子在水池中留下径迹长度分布图

迹长度分布图，可以看出，绝大部分事例径迹长度为0，在844个散裂 μ 子事例中，有23个事例径迹长度超过0.5米，这些应该能够被水契仑柯夫探测器探测到。探测效率为2.73%。

另外，在这些事例中，共有50个事例带电次级粒子击中RPC探测器，则探测效率为5.92%。

因此，就目前探测器情况，反符合系统能够多探测到岩石中子本底6%到9%的岩石中子本底。

3.3.6 宇宙线产生的同位素本底

KamLAND实验发现大约85%的放射性同位素是由高能量的 μ 子与探测器物质间的非弹性散射过程中产生的 [83]。图3.42中列出了 μ 子穿过液体闪烁体时产生的放射性同位素。 μ 子同液体闪烁体中的碳原子核发生作用，生成一系列的放射性同

	Isotopes	$T_{1/2}$	E_{\max} (MeV)
β^-	^{12}B	0.02 s	13.4 (β^-)
	^{11}Be	13.80 s	11.5 (β^-)
	^{11}Li	0.09 s	20.8 (β^-)
	^9Li	0.18 s	13.6 (β^-)
	^8Li	0.84 s	16.0 (β^-)
	^8He	0.12 s	10.6 (β^-)
	^6He	0.81 s	3.5 (β^-)
	^{11}C	20.38 min	0.96 (β^+)
	^{10}C	19.30 s	1.9 (β^+) (+0.72 MeV γ , 98.53%)
	^9C	0.13 s	16.0 (β^+)
β^+, EC	^8B	0.77 s	13.7 (β^+)
	^7Be	53.3 d	0.478 (γ , 10%)

图 3.42: μ 子穿过液体闪烁体（与 ^{12}C 相互作用）时产生的放射性同位素列表。对于同位素 ^8He , ^9Li , ^{11}Li ，它们发生 β 衰变时，总伴随着中子的级联发射 [84]。

位素，它们的半衰期从几十个毫秒到几十天不等，发生衰变的模式大多为正负 β 衰变。需要特别注意的是同位素 ^8He , ^9Li , ^{11}Li ，它们的共同点是：发生 β 衰变时，伴随中子的级联发射($\beta - \text{neutron cascade}$)。这几种放射性同位素在液闪中的衰变能够产生时间上相互关联的先后两个信号，其中快信号是 β 衰变信号，慢信号是级联发射的中子在慢化后被钆或者氢核俘获放出的 γ 射线信号。这个过程产生的信号与中微子探测的信号特征相同，而且这几种放射性同位素的半衰期较长，在反中微子探测器模块中的衰变行为和产生它们的母粒子 μ 子之间的时间关系使得它们不能通过反符合探测的方法来排除，是一种很难处理的本底。

当前的实验和理论对产生这几种放射性元素的物理过程的研究存在很多不确定性。在 μ 子能量为190GeV时，以液闪为靶，利用CERN的加速器，参考文章[84]中显示了测量到的 8He , 9Li 的产生截面。因为这两种同位素的半衰期相差不多，实验测到的是它们总的产生截面，其值为： $\sigma(190GeV) = (2.12 \pm 0.35)\mu b$ 。参考文章[84]的测量结果表明，这些同位素产生的截面与 μ 子的能量大致满足关系： $\sigma_{tot}(E_\mu) \propto E_\mu^{0.73}$ ，这个关系成为估计这类过程在探测器中产生的本底的一种比较可信的办法。按照这类同位素的来源，它们在反中微子探测器模块中的产生率和地下 μ 子的流强、能量有关，还和反中微子探测器模块中用于中微子探测的靶物质质量有关系。方程3.13可以用于估计这类同位素本底的数值[84]。

$$R_{isotope} = 0.87 \times N_{^{12}C} \sigma(190GeV) \left(\frac{< E_\mu >}{190GeV} \right)^{0.73} I_\mu \quad (3.13)$$

上式中， $R_{isotope}$ 是宇宙线 μ 子产生同位素本底的大小， $N_{^{12}C}$ 是探测器靶物质中 ^{12}C 原子的个数， $< E_\mu >$ 是地下实验室处宇宙线 μ 子的平均能量， I_μ 是宇宙线 μ 子的流强，系数0.87是一个修正因子。对于大亚湾中微子实验，每个反中微子探测器模块中中微子探测的靶是20吨含钆液闪，如果液闪的组成按照KamLand实验的液闪来估算：80%的异链烷烃（Isoparaffin）和20%的偏三甲苯（Pseudocumene）。20吨含钆液闪对应 $N_{^{12}C}$ 的个数为 8.62×10^{29} 。地下实验室中的宇宙线 μ 子的平均能量和流强按表3.2中的数据计算。考虑到约16%的 8He 和约49.5%的 9Li 衰变时发生 β -中子级联衰变[41]，按照 9Li 的 β -中子级联衰变分支比估计，在大亚湾近点处每个反中微子模块中宇宙线 μ 子产生的同位素本底为3.3/天，对应在远点处的值为0.22/天。参考文章[85]中介绍了一种使用信号的时间谱来计算中微子实验中 μ 子产生的同位素本底的方法，这对于实验的数据分析很有帮助。

3.3.6.1 同位素本底的模拟

1. 除了以上估算和计算放射性同位素之外，我们还可以对放射性同位素进行一些模拟。目前在geant4中，已经有了一些处理同位素相关的代码，我们先来看看这些代码在对 8He , 9Li 准确度吧。我们可以用模拟代码来实现SPS实验[84]，图3.43

模拟和实验一样，用190GeV的负 μ 子先穿过2.4米的混凝土，然后2m的水，然后进入液体闪烁体，为了增大统计量，相对实验装置，这里修改了液体闪烁体的体积，变成1立方米大小。然后记录在液闪上生成 8He , 9Li ，最后计算反应截面。共模拟了3600万个190GeV的负 μ 子，在液闪上共得到138个 $^8He + ^9Li$ ，这样我们能计算模拟中 8He , 9Li 的反应截面为：1.0453ub，这比实验测量得到的2.12ub，几乎小了一倍，也许将来的代码的改进可以改善这种情况。其中 8He 为15个，占10.9%， 9Li 有123个，占89.1%，这个和KamLand等实验测量的一致。我们再来看

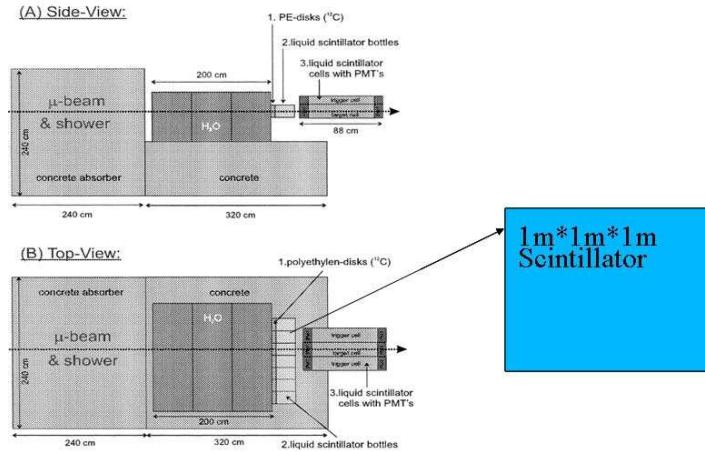


图 3.43: 测量 μ 子穿过液体闪烁体和C相互作用产生同位素的实验装置图。

看 $^{8}He + ^{9}Li$ 发生的物理过程图3.44 由图中我们能看到, ^{8}He , ^{9}Li 主要来自 μ 子产生

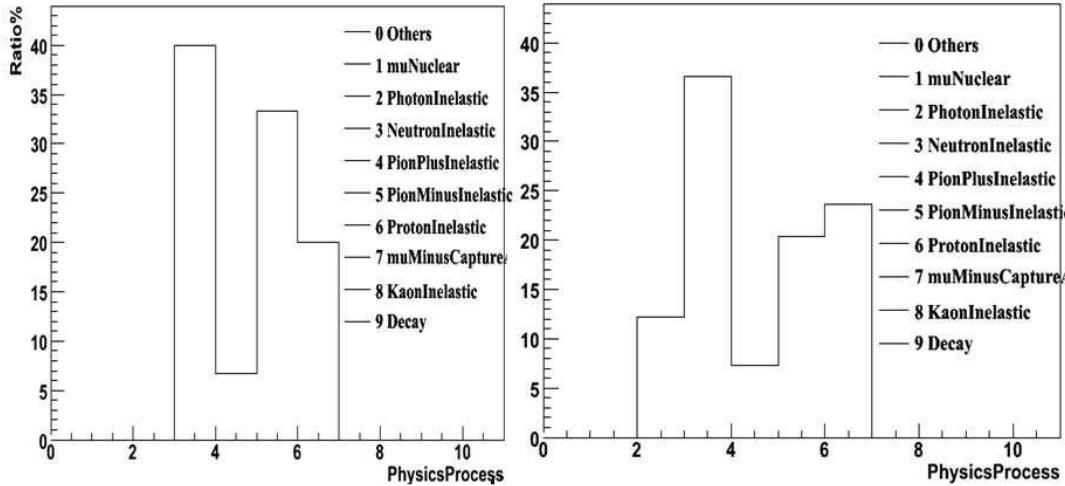


图 3.44: 模拟中 ^{8}He , ^{9}Li 产生的物理过程。

的 γ 、 π 、中子和质子和 ^{12}C 的相互作用, 其中, 质子、 γ 和 π 高能量时直接把 ^{12}C 打碎然后按照一定的反应截面而生成 ^{8}He , ^{9}Li ; 而中子产生 ^{8}He , ^{9}Li 相对复杂一些, 经常是 μ 子或其它子粒子把 ^{12}C 等原子核打散生成反应截面比较高的He和Li的各种原子核或同位素, 同时也会有很多中子的存在, 这些He和Li的同位素会连续俘获中子而生成 ^{8}He , ^{9}Li 。

2. 探测器模拟

尽管模拟中总的反应截面比实验少一倍, 但对于同位素模拟, 和我们对实验的要求, 这个结果不算坏, 我们可以承认这个基础, 进行包含探测器影响的模拟。

由 8He , 9Li 产生的物理过程, 我们知道, 它们的产生实际上就是 γ 、 π 、中子和质子和 ${}^{12}C$ 发生非弹散射产生的。我们用模拟中子的几何即大亚湾 μ 子进行模拟, 仍然模拟远点探测器。共模拟4900万 μ 子事例, 共得到140个 ${}^8He + {}^9Li$, 在这些当中, 大部分是 μ 子直接穿过夜闪产生的, 一部分则 μ 子只穿过反符合系统, 一些 μ 子事例甚至我们不能探测到。因此, 我们按照反符合系统的反符合方法进行分类, 下表3.14就是分类后的结果。 8He , 9Li 的衰变时间为: 8He 为120us, 9Li 为178us, 由此

μ 子经过	岩石	水池	液闪
总数比例%	0.1	8.3	91.6
反符合时间	0	200us	0.5s
反符合后	0.1	8.3	5.5

表 3.14: 8He , 9Li 产生的几何来源和反符合系统。

可以知道, μ 子只穿过岩石和反符合系统, 反符合系统对 8He , 9Li 几乎没有任何作用, 只有 μ 子穿过LS时, 此时的反符合时间0.5s, 才可能减少 8He , 9Li 。此表也说明, 无论何时, μ 子只穿过岩石对 8He , 9Li 本底几乎没有什么贡献。这和岩石中子非常不同, 岩石中子构成中子本底的绝大部分。对于产生的能够到达中心探测器的 8He , 9Li , 中心探测器里产生的占绝大部分, 但考虑中心探测器的反符合, 对于本底的贡献穿过反符合系统的和穿过夜闪的不再差别太多。注意, 这里穿过液闪的反符合是一种非常理想的条件下扣除 8He , 9Li 本底。

再来计算一下模拟到的本底, 模拟总共得到140个 8He , 9Li , 这样实际上是0.357个/天/模块, 这里我们考虑了液闪和含Gd液闪的总合, 如果只考虑含Gd液闪, 则0.178个/天/模块, 实际上, 我们已经验证过, 模拟 8He , 9Li 的截面比测量小一倍, 这样, 如果我们把这个因子考虑进来, 我们得到 8He , 9Li 产生0.357个/天/模块。这和前面利用公式估算的基本一致我们再考虑表中的反符合时间, 最终得到 8He , 9Li 的本底为0.054个/天/模块, 信噪比0.06%, 这个值比预计的要好得多, 是因为中心探测器中采用了0.5s的反符合时间。当然, 实际上可能不会有这么理想的情况, 最坏的情况, 比如, 没有反符合时间0.5s, 这样我们得到本底结果就是本小节最开始估算的结果。

3.4 非关联本底

非关联本底物理来源主要是天然放射性本底, 另外来源就是 μ 子产生的单中子事例, 这个在快中子模拟的时候已经提到, 因为两者只是处理方法的不同。先来看主要的天然放射性本底。环境的天然放射性在探测器中的响应可以产生类似中微子

信号中快信号的本底事例；

3.4.1 环境天然放射性

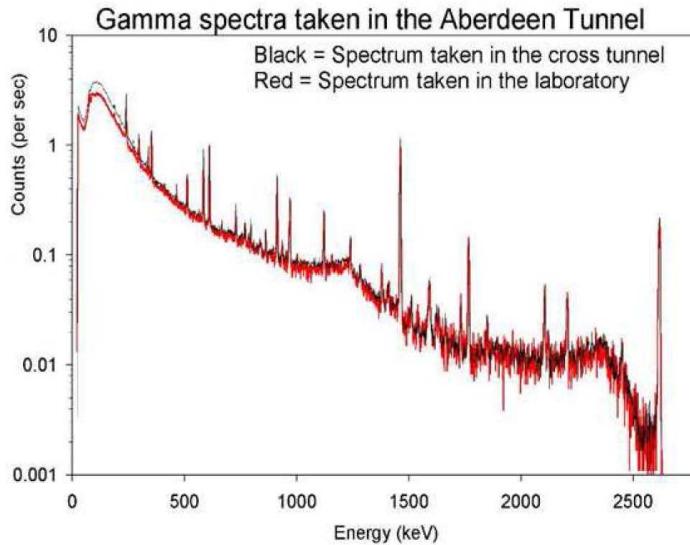


图 3.45: 高纯锗探测器测量香港仔隧道岩石的天然放射性谱。

图3.45显示的高纯锗探测器测量香港仔隧道岩石的天然放射性谱，香港仔隧道离大亚湾实验点仅55公里，这里的岩石非常接近大亚湾实验点的岩石。从这个谱中可以看到，主要是铀238、钍232、钾40这些天然放射性同位素和它们的衰变产物产生的放射性粒子引起的。

通过对大亚湾地区岩石的放射性测量，我们得到的相关放射性物质含量为：铀238的丰度是8.8ppm、钍232的丰度是28.7ppm、钾40的丰度是4.5ppm。经过模拟，对于20吨含钆液闪的反中微子探测器模块设计，2.5米水屏蔽层，实验大厅墙壁上的岩石中的天然放射性在反中微子探测器模块中造成的信号计数结果列在表3.15中。从表中的模拟结果看出，岩石中的天然放射性使得反中微子探测器模块探测到的类似中微子信号中快信号的计数率增加约4Hz。当水池结果由方形变成八角型后，天

	放射性元素丰度	本底计数率
铀238	8.8ppm	0.65Hz
钍232	28.7ppm	2.6Hz
钾40	4.5ppm	0.26Hz

表 3.15: 岩石中的天然放射性在反中微子探测器模块中产生的信号计数率的模拟结果。表中显示的结果是能量沉积大于1MeV事例的计数率。表中的ppm指百万分之一的质量含量。

然放射性的增加可以做如下近似计算：图3.46所示对于天然放射性，由于发射方向

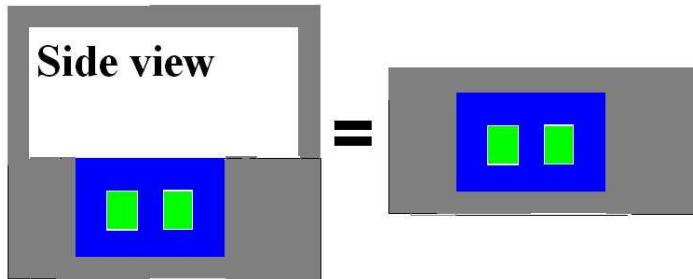


图 3.46: 天然放射性本底估算等价图。 [80]。

是完全随机的过程，我们能按照引文中的方法，把实验大厅上面复杂的各个岩石表面，等效于一个岩石平面，即图中左侧的几何等效于右侧的几何。因此，上面模拟的天然放射性基本等效于来自6个岩石表面对中心探测器的贡献，由于每个表面距离探测器的距离是一样的，而且防护层也是一样厚，因此，可以近似认为这6个面的贡献是一样大的；在4个侧面的贡献中，其实主要贡献应来自里探测器最近的部分，因为方形水池的4个角部分，水厚要比侧面中心部分多很多。现在，由方形水池变成八角型，就相当于探测器的周围又多了4个新面，即此事的天然放射性本底应该近似10个面的贡献。下表3.16给出了新的估计值。这样来自岩石的天然放射性

	放射性元素丰度	本底计数率
铀238	8.8ppm	1.09Hz
钍232	28.7ppm	4.35Hz
钾40	4.5ppm	0.44Hz

表 3.16: 岩石中的天然放射性在反中微子探测器模块中产生的信号计数率的模拟结果。表中显示的结果是能量沉积大于1MeV事例的计数率。表中的ppm指百万分之一的质量含量。

的本底总数约为5.88，这个数值远小于实验设计要求的50Hz。

除了岩石中的天然放射性外，反中微子探测器模块内部物质中的天然放射性同样是不能忽视的。在反中微子探测器模块内部，光电管倍增管安装的位置靠近反中微子探测器模块中的液体闪烁体，使用矿物油包围光电管倍增管的作用就是为了减少这部分放射性对探测器的影响。和岩石中的天然放射性的模拟相似，表3.17列出了这部分放射性在反中微子探测器模块中产生的信号计数率。模拟时取反中微子探测器模块中的光电倍增管的覆盖面积为10%，每个光电倍增管中，玻璃的质量为500克，放射性元素含量是根据一种可能应用到大亚湾实验的低本底玻璃的实际测量值给出的。模拟结果显示，光电管倍增管玻璃上的天然放射性使得反中微子探测

器模块探测到的类似中微子信号中快信号的计数率增加约6Hz。

	放射性元素丰度	本底计数率
铀238	50ppb	2.87Hz
钍232	50ppb	1.05Hz
钾40	10ppb	1.95Hz

表 3.17: 光电管倍增管玻璃中的天然放射性在反中微子探测器模块模块中产生的信号计数率的模拟结果。表中显示的结果是能量沉积大于1MeV事例的计数率。表中的ppb指十亿分之一的质量含量。

充满于山洞空气中的氡气具有天然放射性。氡气是铀238衰变产物的一种，所以地下山洞中氡气的含量一般比地面要高。由于气体的流动性，这部分天然放射性可以通过对地下实验室进行换气来控制。对于早先的水房子探测器设计，氡气能够直接绕过水屏蔽层到达反中微子探测器模块的周围，为了减少这类本底计数，对换气率有较高的要求。按照参考文献 [82] 中的计算，每天换气10次，可以将氡气的浓度控制在 $50Bq/m^3$ ($\sim 24atoms/m^3$) 范围之内，对应在反中微子探测器模块中造成的信号计数率为 40-80Hz。当前的水池子探测器设计方案中，反中微子探测器模块浸没于水中，氡气的放射性被水屏蔽，在实验室正常换气（作为实验人员的工作环境要求）的条件下，这部分天然放射性造成的影响很低。参考文章 [82] 中的观点认为在反中微子探测器模块中引起的信号计数率只有几赫兹。

反中微子探测器模块中使用的物质的放射性纯净度需要人为控制。选择低本底的材料可以获得较低的放射性在探测器中的响应，有利于实验对中微子探测灵敏度的提高。

3.4.2 单中子本底

由前面的讨论知道，大亚湾实验中，对 μ 子的反符合有三类，其中在快中子模拟中给出的单中子是属于没有被反符合掉的 μ 子产生的，实际上，在被反符合掉的单中子事例中，由于反符合时间并不是无穷，因此，总有一些中子俘获发生在反符合时间之后，这些事例也会带来单中子本底。

图3.47是中子在0.1%Gd的液闪中模拟的俘获时间，可以看出，在俘获时间的开始到9us过程中，俘获时间并不服从指数变化规律，从9us以后才服从指数变化的规律，用一个指数拟合得到俘获时间常数为28.6us，这不同于CHOOZ测量的30us，主要是液闪的C和H的含量不同导致的。现在来计算一下超过反符合时间残余中子的比例，这些中子将成为单中子事例。

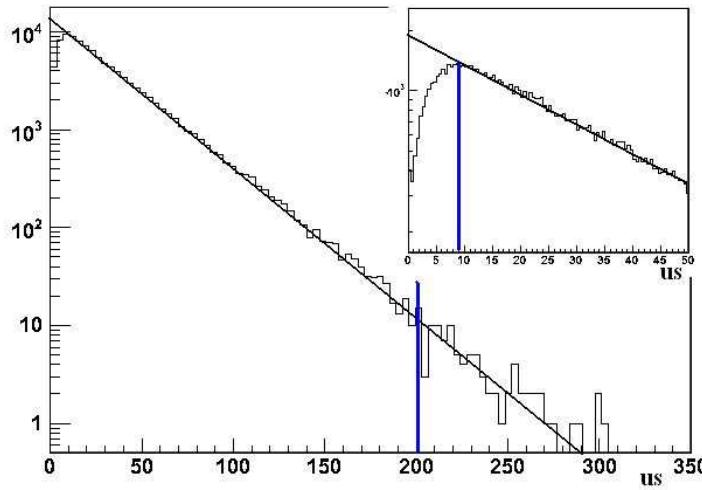


图 3.47: 中子在0.1%Gd的液闪中模拟的俘获时间, 内图为0-50us区间。

μ 子穿过中心探测器, 反符合时间为0.5秒, 这个时间远远大于中子在0.1%含Gd液闪的俘获时间常数28.6us左右, 超过这个时间才会被俘获的中子几率为0, 这个反符合时间不会产生单中子。

μ 子穿过反符合系统或者白油, 反符合时间为200us, 模拟中中子在液闪中被俘获超过200us的几率为1%, 这个值远大于完全按照一个时间常数28.6us所计算超过200us所剩余中子的几率0.11%, 约高出9倍左右, 这样本应该被反符合探测器符合掉的单中子和快中子, 将有1%左右变成单中子事例。此时的单中子将不可以再被忽略掉。

μ 子	仅穿过岩石	穿过反符合系统		总数
		未反符合(0.5%)	反符合(99.5%)	
近点单中子	8.55	4.76	4.96	18.27
远点单中子	0.624	0.446	0.466	1.536

表 3.18: 近点和远点单中子的几个来源。

表3.18列出了近点和远点来源于 μ 子所有单中子的来源。对应最新的实验选址, 反应堆中微子在实验近点(指大亚湾近点)探测器模块和实验远点探测器模块中的计数率分别为每天930个和每天90个 [41]。偶然符合本底来自于天然放射性在探测器中产生的信号和单中子信号的非关联偶然符合, 天然放射性在探测器中的能量沉积满足中微子事例的快信号能量选择范围 $1MeV < E_{sub} < 10MeV$ 。对于这类信号形成

的本底，由以下公式来估计：

$$N_{bkg} = R_1 R_2 \tau \quad (3.14)$$

式中， τ 是信号读出电路的门宽，在这里是指快慢信号符合时间窗200us， R_1, R_2 是偶然符合的两种信号各自的计数率。由前面的计算，天然放射性带来的信号计数率大约为20Hz，单中子信号计数率在表3.18中已经计算出来。得到的偶然符合本底的计数率为：近点处每天0.073个，远点处每天0.0061个。

3.5 本底模拟的结果分析

作为总结，大亚湾中微子实验的三种主要的本底结果列于表3.19中：这个表

	近点(每天每模块)		远点(每天每模块)	
中微子事例率	930		90	
本底类型	计数率	B/S	计数率	B/S
偶然符合本底	0.07	0.008%	0.006	0.007%
快中子本底	0.696	0.087%	0.04	0.043%
μ 子产生的同位素本底	3.3	0.3%	0.22	0.2%

表 3.19: 大亚湾中微子实验的三种主要本底的估计。

中，由于其它未确定因素，同位素本底也取没有反符合掉的情况。以上结果表明，主要的本底来自于 μ 子产生的同位素，而且这类本底具有较大的不确定性。对于中微子实验来说，清楚把握 μ 子产生同位素的物理过程，就有可能减小实验的系统误差，从而带来更高的实验测量精度。在近点和远点处，这里计算的只是偶然符合本底的最基本来源，以上表中总结的偶然符合本底足够小，几乎可以忽略；但是对于真实的实验情形而言，会存在其它的偶然符合本底，如：有关放射性上表中只考虑了来自于天然的放射性元素，没有计算宇宙线 μ 子产生的放射性同位素的影响。

第4章 大亚湾反应堆中微子探测器模型的研究

为了达到 1% 的 $\sin^2(2\theta_{13})$ 测量精度，需要控制实验的系统误差小于 0.5% 。中微子探测器模块的能量标定和探测器性能监测是降低探测器相关系统误差的有效途径。探测器模型实验可以研究这类探测器的能量标定和性能监测等方面的问题。探测器模型实验的主要目的是测试探测器的能量响应和分辨率，反射层对探测器性能的影响，液体闪烁体的性能和稳定性测量等一些关键问题以及基本粒子在探测器中的能量响应等问题。作为一个试验平台，探测器模型实验可以给出大体积液体闪烁体探测器的第一手资料。有利于了解探测器中发生的物理过程，并对液闪-光电倍增管作为探测工具的实验探测手段及其数据获取作深入研究。实验数据分析和模拟，可以为今后的大实验提供可采用的相关参数的设置，如：液闪对沉积能量的淬灭效应，不同材料的表面对于可见光光子的作用规律，中子在含钆液闪中的俘获情况等等。当然，对于实验物理来说，通过探测器模型的建造、安装和运行的全过程，可以获得很多实验经验。通过小模型的实验结果可以检验现有设计下探测器的基本性能。

本章侧重于用于中微子实验所用中子源在小模型里的模拟和分析，对探测器中所发生的物理过程作进一步研究，从而了解几个MeV的基本粒子，特别是中子在模型液闪也就是大亚湾实验液闪中的响应。

4.1 探测器模型的结构

探测器模型由两部分组成，即：模型探测器部分和外围反符合探测器两部分。

4.1.1 模型探测器结构

图4.1是大亚湾中微子实验反中微子探测器模块的简化形式，是用autoCAD画出的模型探测器真实比例结构图。由最外层不锈钢罐和内部有机玻璃桶组成。不锈钢罐内高208.5厘米、内直径198.0厘米，不锈钢罐内表面涂有一层黑色的漆，要达到的物理目标是，对于入射到不锈钢罐内壁的可见光完全吸收。不锈钢罐内部有一个有机玻璃材料制成的支架支撑有机玻璃桶。有机玻璃桶厚10毫米，这两层之间安装有

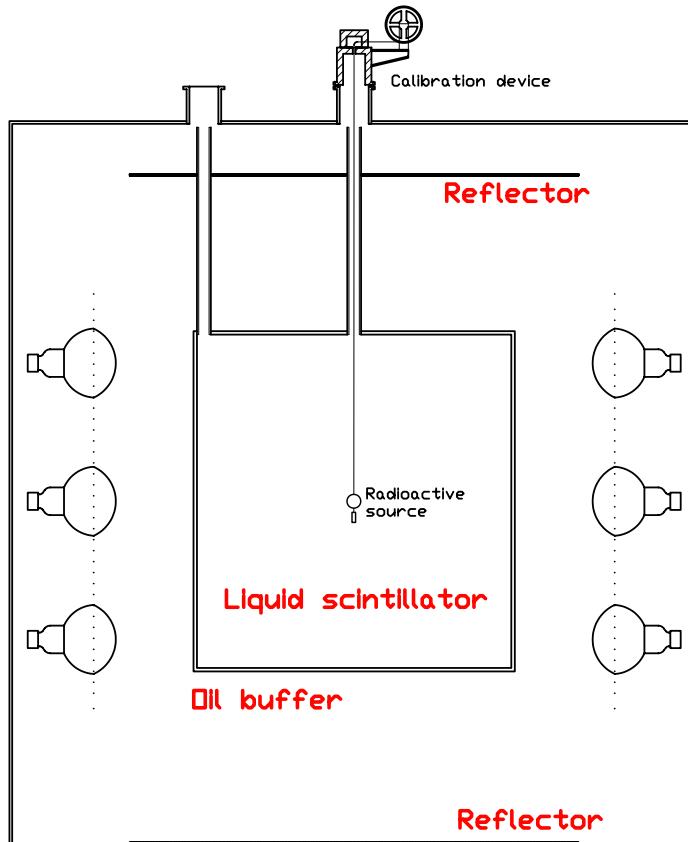


图 4.1: 模型探测器的真实比例结构图。图中只有放射源由于太小没有按比例画出。

光电倍增管系统和反射层装置。有机玻璃桶外高100厘米、内直径98厘米，距不锈钢罐下底面50.0厘米，其中心位于不锈钢罐的中轴线上。两块反射板厚度均为5毫米，直径130毫米，下面的那块紧贴不锈钢罐的底面，上面的那块的下表面距有机玻璃桶上表面45.0厘米，上下反射层在竖直方向上相对有机玻璃桶位置存在5厘米的不对称。有机玻璃桶上表面连接两个竖直的有机玻璃管，一直延伸到不锈钢罐的顶端，并与不锈钢罐上盖的对应开口相通，作为液体进出通道和刻度管。模型探测器内层充填含钆的液闪，外层充填矿物油作为屏蔽层。有机玻璃桶内的液体闪烁体组成探测器的粒子探测敏感部分，液闪中沉积的能量通过闪烁体转化为光子，经过探测器内部的传播过程最终被光电倍增管转化，形成电信号。

模型探测器共使用45个光电面直径20厘米的光电倍增管作为光信号的读出装置，这些光电倍增管来自于MACRO实验。它们被等分成三部分，每十五个光电倍增管光阴极朝内围成一圈，沿圆柱状有机玻璃内桶轴向等距离均匀放置。实验特别加工了光电倍增管的支撑结构。钢质的环状结构上均匀安装十五组由细钢筋围成的一大一小两个托圈，对应光电倍增管玻璃光阴极大圆部分和细颈尾端部分两处固定

安装点。为了防止玻璃光阴极大圆部分和钢托圈的直接接触，聚四氟乙烯加工成的缓冲层放置于这两者之间；同时这层聚四氟乙烯结构能够固定住光电倍增管，使其不会沿轴向移动，造成滑脱。所有的钢结构部分均涂成了黑色，物理需求与不锈钢外罐内表面一样。

三层光电倍增管层距40厘米，中间层的高度与有机玻璃桶的中心相同。模型探测器所用的光电倍增管为EMI的8英寸（20厘米）管子。这种光电倍增管长255毫米，最粗处直径200毫米，前端玻璃部分为半径110毫米的球面，光阴极位于这层玻璃的内表面。光电倍增管前端玻璃球面距有机玻璃桶的最近距离为225毫米。

放射源刻度装置安装在不锈钢外罐顶端的开口上，如图4.2所示。用于控制放射源在液闪中沿竖直方向的位置。刻度装置装有带刻度的转盘，一圈对应40厘米周长；转盘上缠绕尼龙线，尼龙线的一端固定在转盘上，另一端固定放射源，经过滑轮系统，通过有机玻璃管进入有机玻璃桶中。实验中由转盘记录尼龙线缠绕的长度推算放射源移的位移。刻度装置的外壁是金属铅制成的，构成一个屏蔽罐，用于放射性防护。

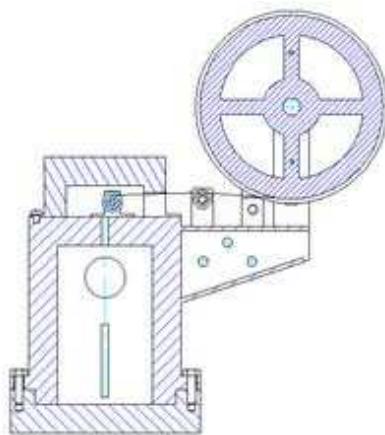


图 4.2: 模型实验中使用的刻度装置简图。

4.1.2 反符合探测器结构

外围反符合探测器架设在一个3米见方的立方体钢支架上。支架的四周由L3+C实验使用过的闪烁体探测器模块 [111]包围。有效面积 $1 \times 1 m^2$ ；立方体钢支架的顶端覆盖着20块有效长度2.8米，宽15厘米，厚5厘米的块状塑料闪烁体探测器，如图4.4所示。



图 4.3: 反符合探测器内部示意图。

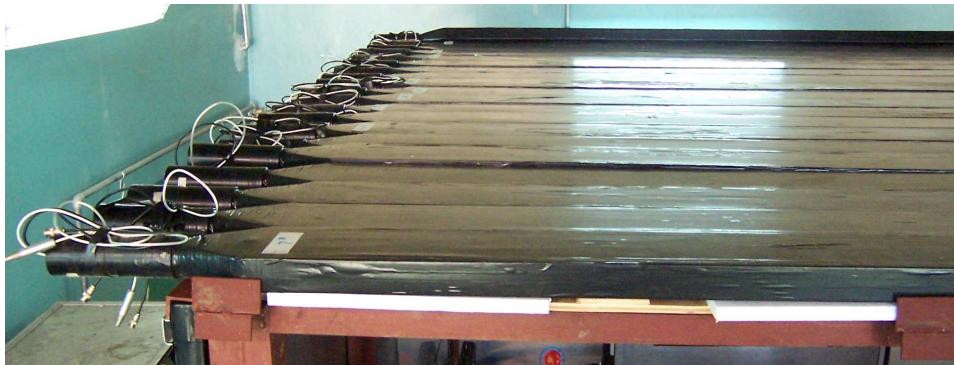


图 4.4: 反符合探测器顶部示意图。

4.2 探测器模型实验

4.2.1 反符合探测器实验

探测器模型实验在地面上进行。根据参考资料 [53] 的数据，在地面，宇宙线产生的能量高于 1GeV 的 μ 子的流强约为每平方厘米每秒 1 个，所有地面处 μ 子的平均能量约为 4GeV 。粗略的估算表明，穿过探测器模型中心液闪部分能量高于 1GeV 的 μ 子的计数率约为 400Hz ，这部分 μ 子在液闪中平均每穿过一厘米损失至少 2MeV 能量 [64]。研究中微子实验的探测器模型的能量测量范围是小于 10MeV ，这些宇宙线 μ 子穿过将使得模型探测器饱和。为了减少宇宙线产生的 μ 子对探测器模型的影响，需要进行针对宇宙线 μ 子的反符合探测。

由于实际摆放总要有死区的存在，因此最后测量到的侧面闪烁计数器对 μ 子探

测的效率为95.6%。

4.2.2 实验电子学简介

现阶段信号触发逻辑较简单。由模型探测器外围的闪烁体计数器信号的“或”逻辑给出总的反符合信号，其作用是排除由宇宙线产生的 μ 子在模型探测器中产生的信号；电子学线路得到模型探测器所有光电倍增管输出信号的电荷积分和，用一个可以调节的电平来选择超过能量阈值的事例，以压低由于光电倍增管自身噪声带来的低能量部分的高计数率；最后，满足上述两个条件的事例被记录下来。实验使用NIM系统来实现32路闪烁计数器信号的逻辑“或”，并输出反符合信号；使用VME系统来将模型探测器光电倍增管输出的模拟信号转换为数字信号，并进行数据传送。整个模型探测器共有45路输出信号，由三块读出板来实现模数转换，每块读出板提供16路通道，实验中只使用每块板的前15个通道。实验中，由于电子学成形等引起的时间延迟，一般 γ 源取数门宽300ns-500ns，中子源约1us。

4.2.3 放射源准备和测量流程简介

现阶段的模型实验主要测量探测器模型对放射源的响应。所使用的放射源包括： γ 源 ^{137}Cs 、 ^{60}Co 和 ^{22}Na 、 ^{133}Ba ，中子源有PuC源和 Cf 源。根据实验的需要，它们的强度只有大约0.5微居量级，对于中子源，活度更低，仅约几百Bq。

按照先后顺序，放射源的准备和测量主要分以下几个部分进行：

1. 放射源的准备

要把放射源放入模型探测器液闪中去测量，为了不污染液闪，要把放射源密封起来，用的是一种不与液闪反应的环氧树脂。准备好环氧后，把它涂在要涂物体表面即可。涂完环氧后的放射源，放入一个尼龙细线编织的网袋，网袋下面挂一个吊坠，规格为直径0.7或0.8cm，高5cm的圆柱体，材料为不锈钢或者用1立方厘米的铅块。外面再涂约1mm厚环氧树脂。

2. 放射源操作

先把放射源放入图4.2中的吊装装置：上面架有一个周长为40cm的带有刻度的尼龙滑轮及其相应的固定装置。用于刻度放射源的具体位置。实验时，把放射源装置系在尼龙线的底端，经过酒精清洗后，通过液闪细管通入液闪，然后把放射源铅罐装置通过六个螺丝固定在prototype顶部刻度管的上部。调整尼龙滑轮，把放射源调整到探测器的中心进行测量，测量完后把放射源拉入铅罐测量本底和宇宙线。

3. 刻度

采用光电倍增管的单光电子峰来作为标定光电倍增管增益的标准。使用事先安

置在光电倍增管环状支撑结构上的LED标定光电倍增管的增益。

4. 测量放射源探测器的响应

系统刻度完成后，进行放射源的测量，目前是模型二期液闪，主要测量探测器内中子的响应，一般只关心放射源在中心的位置，每次测量记录100万个事例的数据量，留作分析。由于中子源发射的粒子很复杂，为了能够很好的研究中子源，现阶段的实验测量其它几种比较了解的 γ 放射源（包括： ^{133}Ba 、 ^{137}Cs 、 ^{60}Co 和 ^{22}Na ），这些源主要对中子能谱以及液闪进行不同能量的刻度。

4.3 模型探测器及中子探测

4.3.1 中子研究和中子源刻度的意义

中子源刻度具有非常重要的物理意义，大亚湾实验是利用液体闪烁体测量中微子的反 β 衰变，即不能直接测量中微子信号，测量的是反应的末态产物正电子和中子，中子能量范围为几个MeV，因此有必要知道这些中子在大亚湾液闪中的真实的物理过程和准确的能量响应，这样才能够准确的重建出原始中微子的能量，另一方面，宇宙射线引起的快中子本底，是大亚湾实验的最重要的本底之一，也需要准确知道这些本底在探测器中的能量响应，也就是说，中子能量刻度的准确与否，将决定中微子能谱和计数是否准确，也同时会影响本底扣除，进而影响 $\sin^2(2\theta_{13})$ 测量精度。所以中子的刻度是实验能否达到预期目标的关键因素，因此非常有必要通过二期模型液闪对中子进行刻度的物理研究。

中子源可以提供中微子能量范围内的中子($<10\text{MeV}$)，同时不同类的中子源还有其自己独特的性能，这给对中子和液闪的研究提供了非常丰富的内容和意义。通过中子源的研究，能够更好、更全面的了解大亚湾液闪的性能和指标。

4.3.2 中子的简单分类

图4.5是中子一般的分类：这是中子按其动能的分类，可分为快中子，慢中子和热中子，一般没有明显的界限，根据经验，一般把动能大于 0.5MeV 的中子叫做快中子， 0.5MeV 到 10^{-4}eV 叫做慢中子， 10^{-4}eV 以下可以称为冷中子或超冷中子。这里研究的范围是 10MeV 以下一直到超冷中子，直至中子被俘获。

4.3.3 中子在探测器液闪中的物理过程

中子在探测器中涉及的物理过程比较复杂一些，所用的中子源主要集中在几个MeV能区，可以按照物理过程的先后分成几类：

1. 中子过程

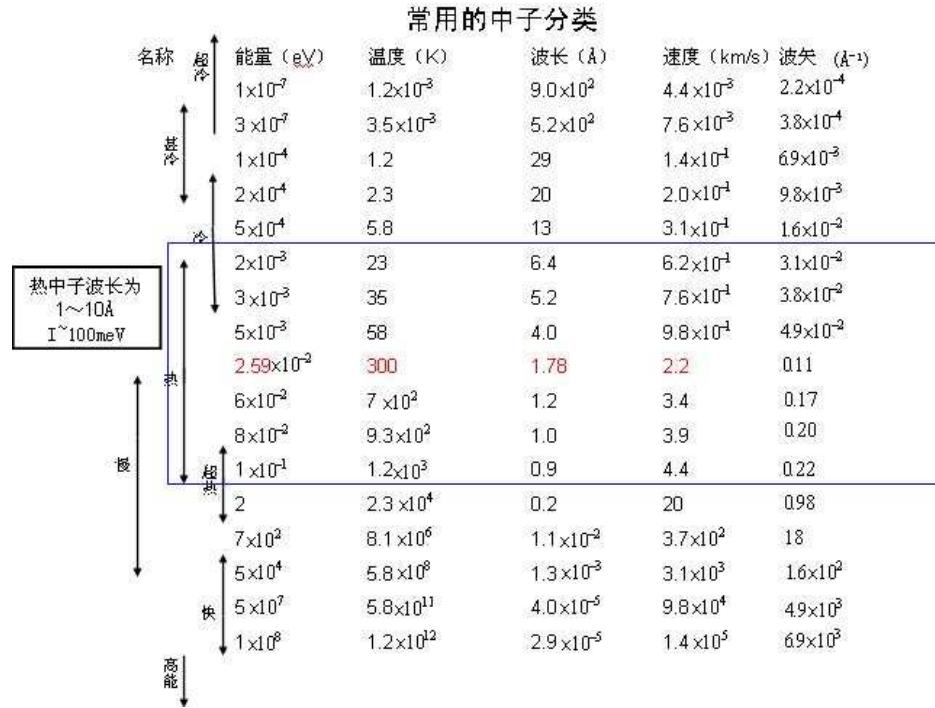


图 4.5: 中子常见分类。 [113]

主要是中子在探测器中的慢化过程，包括中子的弹性散射过程和非弹散射过程、中子被液闪物质俘获过程、某些元素俘获中子放出 γ 射线的过程，其中慢化过程，在液闪中，通常俘获放出3-4个 γ 射线，然后进入下一个过程；

2. 沉积能量过程

γ 射线在液闪中发生康普顿效应、光电效应和正负电子对过程而把能量沉积在液闪中；

3. 光学过程

液闪中沉积的能量在发光物质作用下的闪烁发光过程、光子在探测器中的传播过程、以及光子被光电倍增管接收并转换为电信号的过程。

快中子一般发生的物理过程为弹性碰撞和非弹碰撞，慢中子主要发生弹性散射过程，热中子、冷中子发生弹性散射的同时，俘获过程逐渐加强，最后俘获过程占主导，直至中子被元素俘获而消失。

4.3.3.1 快中子能区的物理过程

模型液闪中的元素含C86.406%、H11.809%、O1.64%、N0.03%、Gd0.115%；另外，包装放射源用的是Fe、Al和Pb，中子主要发生弹性散射和非弹散射；

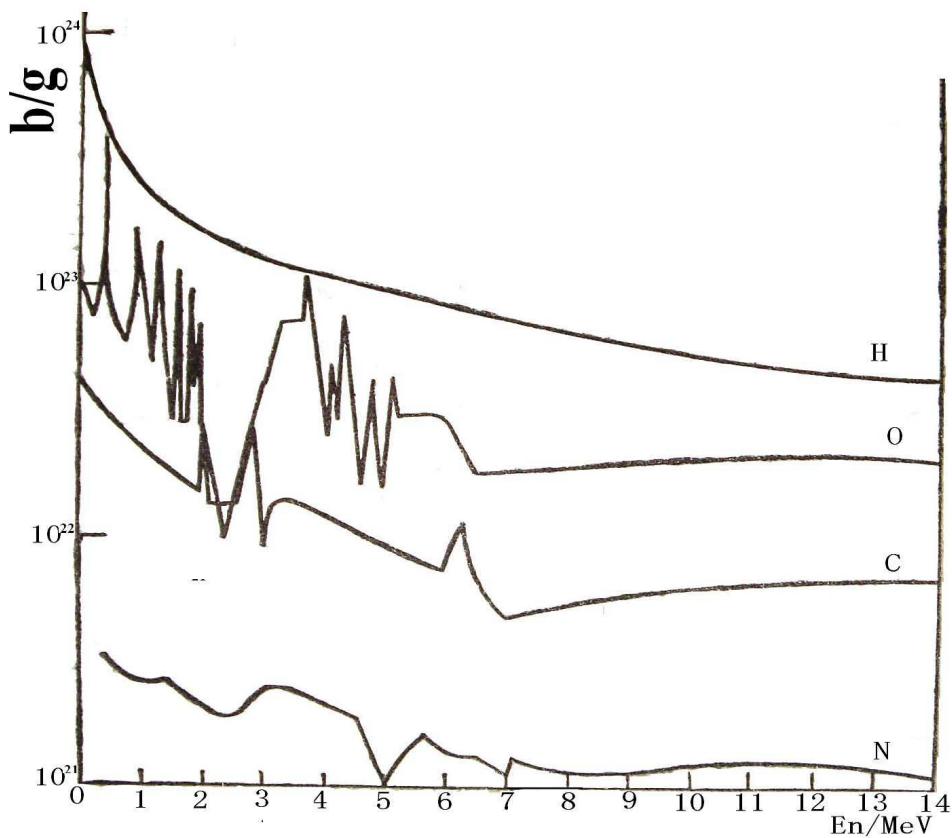


图 4.6: 快中子和液闪主要物质弹散截面, 图中归一化的单位质量 [122]。

图4.6是14MeV以下的中子和液闪中主要几种物质发生弹性散射反映截面的对比, 在这一能区(0.5MeV-10MeV), 中子对H的散射截面最大, 尽管对O的反射要多于C, 但O的质量百分比只有1.64%, 而C则高达86%, 因此, 主要考虑在H和C两种元素作用的物理过程。

1. 弹性散射

在弹性散射过程中, 图4.7中子和H的散射截面, 从这里可以看到, 中子和H的在这一能量内的俘获和弹性散射比, 相差5个量级, 也没有非弹散射这个过程, 因此, 可以认为, 这时中子和H就是弹性散射物理过程。图4.8(来自JENDL数据库)给出了这一能区中子和¹²C的弹性和非弹散射截面, 几乎没有俘获过程。而且, ¹²C比H的弹性散射截面小, 在液闪中测量得到的H¹²C 比为1.64: 1, 因此, 中子在H上的散射要更多很多。令一方面, 中子在液闪中沉积能量要更重要一些, 而¹²C比H原子质量上要大12倍, 因此碰撞过程中, 中子损失能量很少, 而且其它原子会有比质子严重得多的淬灭因子, 因此和质子相比, 有非常少的沉积能量。中子和质子发生弹性碰撞, 由于两者质量几乎相同, 如果中子和质子正碰会把所有的动

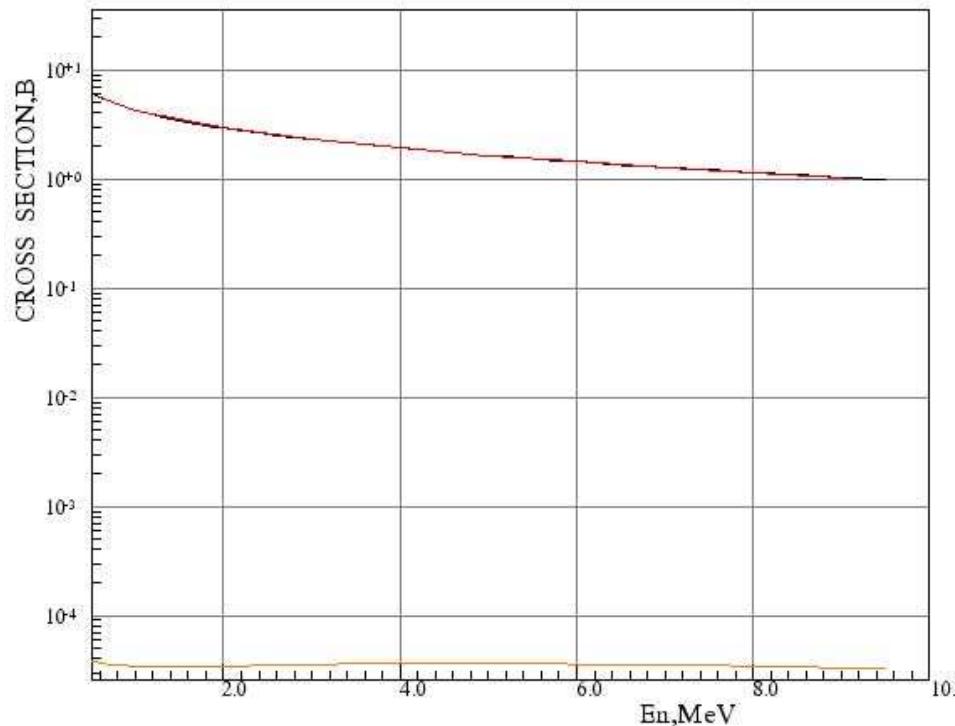


图 4.7: 中子和氢总的（最上）、弹性（中间）和俘获（最下）散射截面示意图。由于俘获截面比弹性截面小5个量级，导致弹性散射曲线和总的反应曲线基本重合

能全部传给质子，但对大多数情况下，质子在液闪中运动，平均每碰撞一次，约能得到中子一半的动能。然后质子能按照一定的淬灭因子，把能量沉积在液闪中。从而激发液闪发光。

2. 非弹散射

另一个重要的过程就是非弹散射过程，是指由于中子本身不带电荷，和原子核几乎没有电荷势垒，一定动能的中子，很容易进入原子核内部，如果中子的动能大于原子核的激发态，中子就有可能通过动能激发原子核，然后中子再以较小的动能跑出原子核继续传播，而处于激发态的原子核就会发生跃迁，从而会放出单能 γ 射线。中子和H没有非弹散射，除了 ^{12}C 以外，其它的元素含量非常少，在模型实验中，对非弹散射的贡献基本可以忽略不计。图4.8是中子和碳相互作用的弹性和非弹性相互作用的反应截面，内图为碳核的各个激发态。这个图来源于日本的JENDL核数据库，非弹散射阈值在4.438MeV，即 ^{12}C 的第一激发态，也就是高于这个能量的中子有可能激发到碳的第一激发态上，中子能量高于7.65MeV时，有可能把碳核激发到第二激发态上去，但在实验上，中子由于传输的能量损失和中子激发 ^{12}C 后，不可能本身一点能量没有，一般 ^{12}C 这两个激发态要求的阈值为4.8MeV和8MeV。液闪中含有大量的碳核，在高激发态的碳核，就会发生特定能量的 γ 射线，当中子平

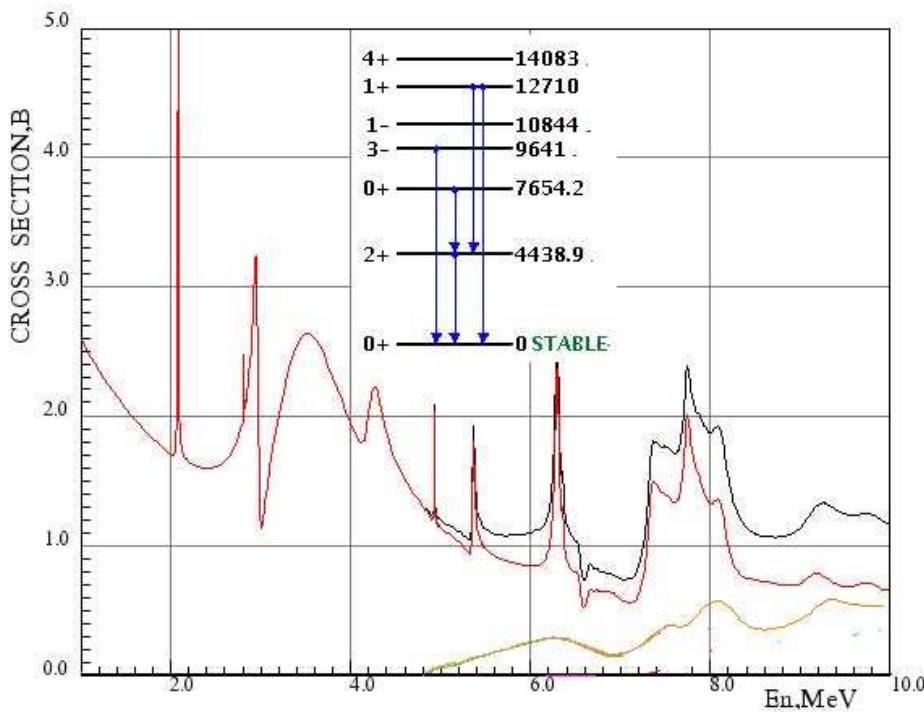


图 4.8: 中子和碳总的（最上）、弹性（中间）和非弹（最下）散射截面示意图，内图为碳核的各个激发态。

均能量比较高时，这种作用将会非常明显。

4.3.3.2 慢中子、热中子、冷中子和超冷中子的物理过程

慢中子主要发生弹性散射继续损失能量,中子达到热中子状态时,中子动能非常小,近似做热运动,也有资料把非常低能中子称为冷中子或超冷中子。随着能量的降低,中子俘获截面将迅速增大, 图4.9是不同能量的中子在H和¹²C上的弹性和非弹以及总反应截面示意图。

这个图仍然来源JENDL数据库, 由图中可以看出, 中子能量越低, 俘获截面就越大, 就¹²C和H比较而言, 中子和¹²C的反应截面要比中子和H的反应截面小得多。特别是俘获截面, H上俘获能力要比¹²C多几个量级; H对中子的总的俘获截面为0.33B, 比¹²C的俘获截面要大400多倍; 在液闪中原子个数比H:C=1.64:1, 因此, 来源于¹²C对中子俘获比H少上千倍;¹⁶O对中子的俘获截面基本和¹²C基本差不多 [122], 但原子个数¹⁶O比¹²C含量少近100倍, 同样道理, N元素更少, 所以忽略对O和N对中子俘获的贡献。在二期小模型液闪中, 主要目的是用来探测中子, 用的是含Gd的液闪, 尽管这种元素在液闪中仅有0.115%, 但元素Gd对中子的俘获截面非常大, 比H的俘获截面要大17万倍左右。钆在自然界中有七种同位素: 钆152、

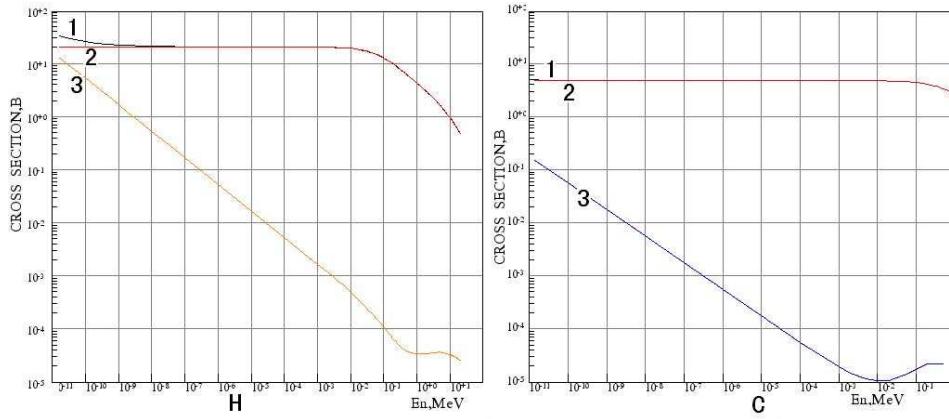


图 4.9: 中子H和 ^{12}C 总的(1)、弹性(2)和非弹(3)散射截面示意图。

钆154、钆155、钆156、钆157、钆158和钆160，其中以钆158含量最高。图4.10是这几种同位素俘获中子的微分截面图，这些数据来源于CIAE，而图4.11是钆的各种同位素的天然丰度，和中子的俘获截面等信息 [123]。

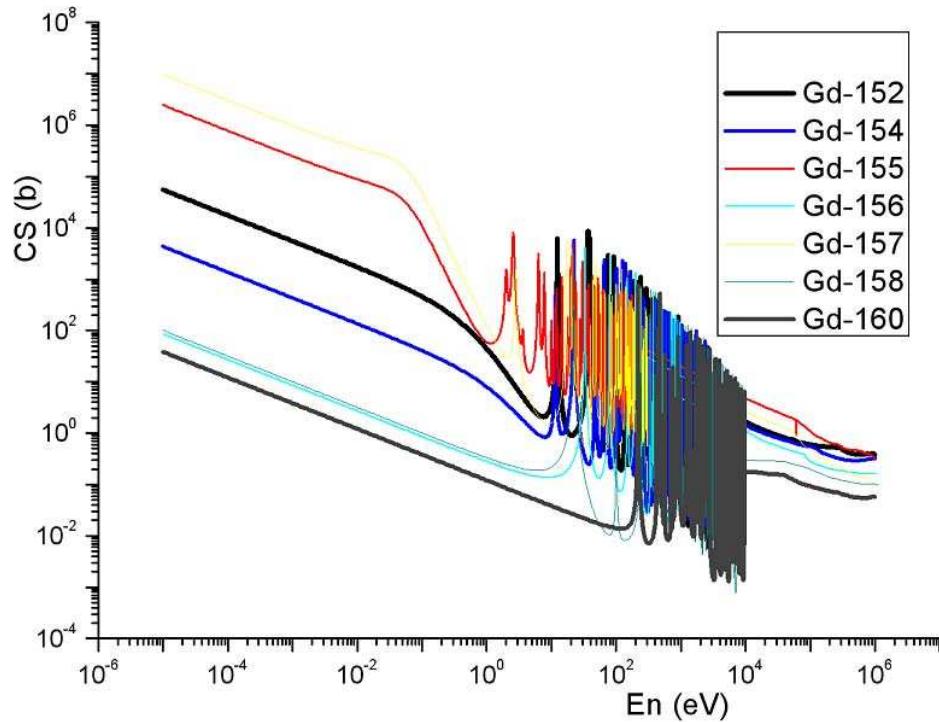


图 4.10: Gd同位素丰度和俘获中子微分截面。

由这个表能够看到，来自于两个实验的结果ENDF和RPI都说明，对于中子俘获贡献最大的是 ^{157}Gd ，约占80%，其次 ^{155}Gd ，约贡献20%，而其它的同位素贡献非常有限，总共也不会超过1%，基本上可以忽略，另外， ^{155}Gd 俘获中子的反应截面

Isotope	Abund	Thermal Capture Cross Sections			RPI		
		Thermal Capture	Contribution to Elemental	Percent	Thermal Capture	Contribution to Elemental	Percent
Gd152	0.200	1050.	2.10	0.00430	1050.	2.10	0.00430
Gd154	2.18	85.0	1.85	0.00379	85.8	1.87	0.00422
Gd155	14.80	60700.	8980.	18.4	60200.	8910.	20.1
Gd156	20.47	1.71	0.350	0.000717	1.74	0.356	0.000804
Gd157	15.65	254000.	39800.	81.6	226000.	35400.	79.9
Gd158	24.84	2.01	0.499	0.00102	2.19	0.544	0.00122
Gd160	21.86	0.765	0.167	0.000342	0.755	0.165	0.000372
Gd	--		48800.	100.0		44300.	100.0

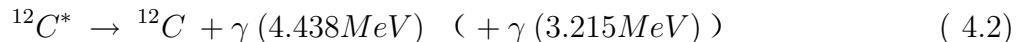
图 4.11: Gd同位素丰度和俘获中子截面。

为 61000b , 而 ^{157}Gd 俘获中子的反应截面 $2.55 \times 10^5\text{b}$ [124]。这样在模型液闪中, 可以粗略计算得到中子最终被俘获的元素的比例为, Gd俘获中子占85%左右, H俘获中子占15%左右, ^{12}C 和其它元素总俘获小于0.1%, 因此在中子俘获这个过程来看, 只需考虑Gd和H两种元素即可。

4.3.3.3 中子源在液闪中产生 γ 射线

1. 非弹散射相关的 γ

由前面可知, 在模型液闪中, 快中子主要和H、 ^{12}C 发生相互作用, 和H主要是弹性碰撞, 形成质子反弹, 没有 γ 射线放出, 中子和 ^{12}C 弹性散射没有 γ 射线, 但当发生非弹散射时, 如果中子能量大于 ^{12}C 核的第一激发态 (4.438MeV)时, 第一激发态的碳核跃迁到基态时, 将放出 4.438MeV 的单能 γ 射线, 如果中子能量达到 ^{12}C 的第二激发态, 也将可能把 ^{12}C 核激发到第二激发态, 第二激发态的能级为 7.654MeV , 能级跃迁要先跃迁到第一激发态, 然后再跃迁到基态, 这样会放出两个 γ : 3.215MeV 和 4.438MeV , 对于更高的能级, 由于实际使用情况, 对于PuC源, 最大能量为 7.5MeV , 不可能到达 ^{12}C 的第二激发态, 对于 ^{252}Cf , 99%的中子小于 10MeV , 再结合反应截面, 有非常小的几率达到更高的激发态。因此不再讨论更高高能级态。



方程4.1为 ^{12}C 和中子的非弹散射方程, 这个方程中后面括号内是依赖于 ^{12}C 核的激发态, 只有 ^{12}C 被激发到第二能级才可以出现。

2. 中子俘获放出的 γ

慢中子和热中子主要是被元素俘获而生成元素的同位素的激发态, 激发态的退

激发而放出 γ 射线。被H俘获比较简单，只有一个单能2.2MeV的 γ 射线放出，这是中子和H的结合成D的结合能。其反应过程为：



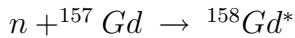
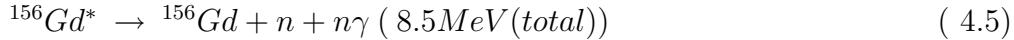
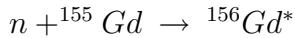
这个能量将有约15%的几率出现，因此在模型探测器中将是非常明显的信号。

中子也能被 ${}^{12}C$ 俘获，变成 ${}^{13}C$ ，从而放出4.95MeV的 γ 射线4.4。



但前面已经阐明，这一过程要比氢少几百倍，因此，除非特别想办法探测这个能量，实际上，在的探测器中，是不可能看到的。

中子被Gd俘获比较复杂，其主要的两个反应方程式为4.5和4.6：



对重元素的原子核能级来说，要比轻元素的原子核能级复杂得多，图4.12是Gd156能级和跃迁的约1/20的一小部分 [123]

由前面的分析可以看出，来自 ${}^{156} Gd$ 和 ${}^{158} Gd$ 放出 γ 射线是相当复杂的，几乎有上千个能级和跃迁放出几万个不同能量的 γ 射线，不可能弄清楚每一个 γ 射线的能量。只需要统计意义上知道来自这些 γ 的能谱就可以了。图4.13是来自 ${}^{156} Gd$ 和 ${}^{158} Gd$ 跃迁放出的 γ 相对谱型。

4.3.4 γ 射线在介质中的能量沉积

γ 射线和介质的作用过程主要有 [112]：光电效应、光子-电子散射和电子对产生。

低能光子被介质中的原子吸收而产生光电子，就是光电效应。根据爱因斯坦的光电效应理论，光子能量大于电子在原子中的束缚能时，可以发生光电效应，轨道电子发射成为光电子，光电子的能量为光子能量与电子束缚能的差。原子发射光电子后，外层轨道电子跃迁到低能级，而发出次级X射线。通常光电子和次级X射线的能量都沉积在介质内，这样原初入射光子的能量就完全被介质吸收。

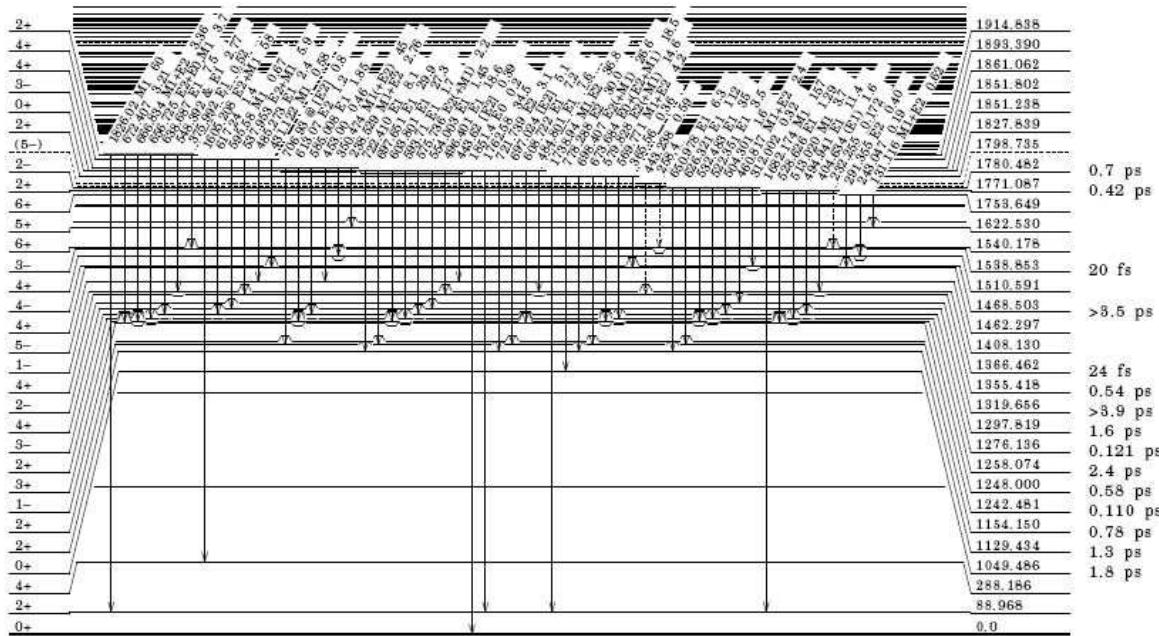


图 4.12: ^{156}Gd —部分能级和跃迁。这里只截取了全部能级的1/20左右

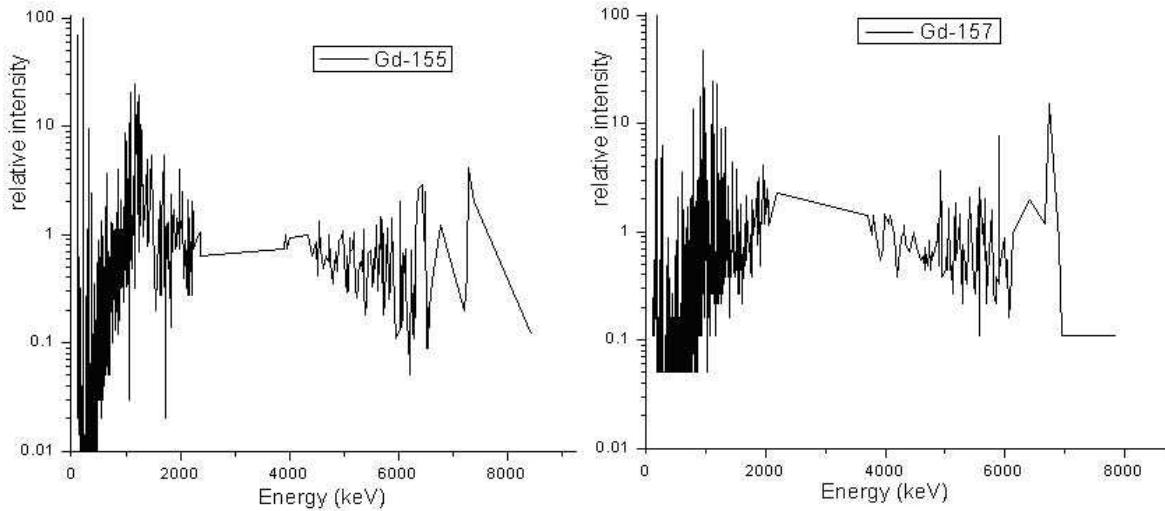


图 4.13: ^{155}Gd 和 ^{157}Gd 俘获中子放出 γ 相对能谱。

γ 光子和介质中的电子之间的弹性散射通常称为康普顿散射。发生康普顿散射时，电子向前散射可获得的最大能量为：

$$E_{e_{max}} = \frac{2E_\gamma^2}{m_e c^2 + 2E_\gamma} \quad (4.7)$$

高能光子和介质的主要作用方式是产生正负电子对，参考文章 [115] 记录了发现

这个过程最早的测量实验。这个过程是指高能光子在有外场存在的条件下，产生一对正负电子，正负电子能量之和等于入射光子的能量。根据NIST（美国）的数

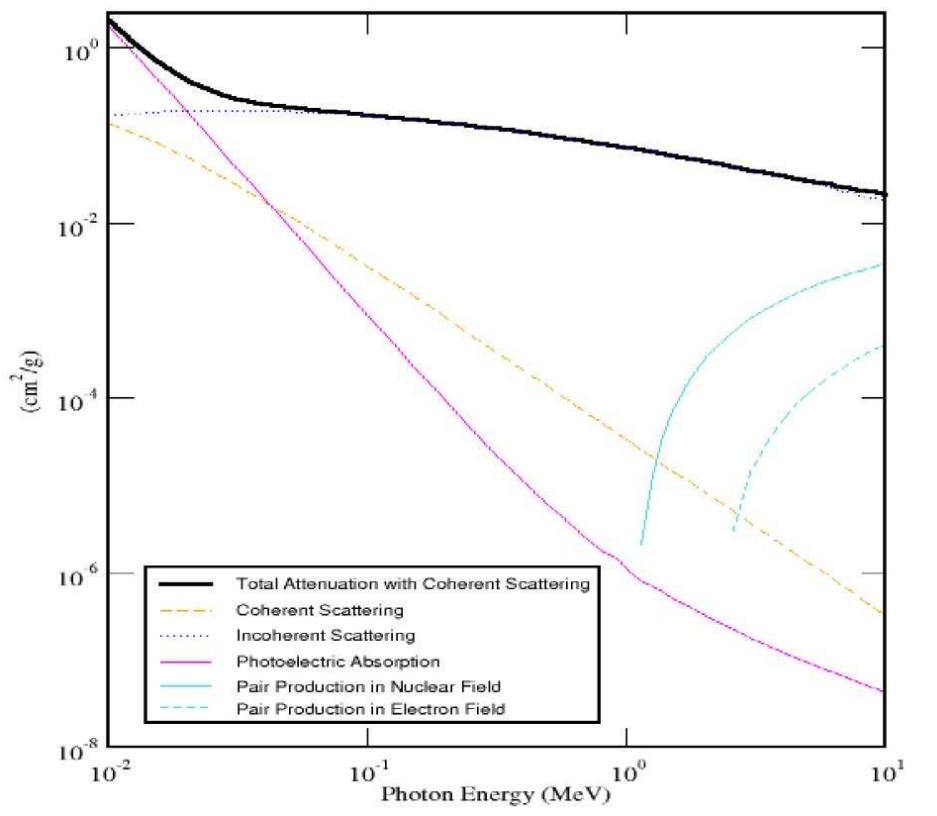


图 4.14: γ 光子在化合物C₁₄H₃₀中的反应截面示意图 [116]。

据 [116]，图4.14显示了 γ 光子在化合物C₁₄H₃₀中发生的几种物理过程的反应截面示意图。由于模型使用的液闪的分子组成和这种化合物很类似，图上显示的规律代表 γ 光子与液闪介质的相互作用情况。

放射源发出的 γ 光子和介质的相互作用产生低能量的电子。电子穿过介质时发生电磁相互作用，主要有电离过程、电子与介质间的多次散射过程、轫致辐射过程。此外，速度超过介质中光速的电子在透明介质中还可以产生契伦柯夫辐射。

4.3.5 液闪的发光机制

二期模型液闪由100%的直链烷基苯作为溶质，3g/L的PPO和15mg/L的bis-MSB做为主要的波长位移剂。当带电粒子穿过液闪介质时，产生电离能量损失，液闪的功能就是将这些电离能损转化为闪烁光 [117]，从而达到粒子探测的目的。含有苯环的第一溶质是液闪中的主要发光物质。当液闪中发生电离时，溶质分子(solute molecule)被激发，含有苯环的分子能够将这些激发能转换为闪烁光子。通常这些光

子波长很短，由于存在严重的自吸收，这部分光子的发射效率很低。液闪中的发光物质和波长位移剂把短波的光子转移到长波。由激发能产生的短波长闪烁光子被波长位移剂分子吸收，进而放出波长更长的荧光光子，成为荧光发光中心(fluor)。这个过程既减少了再吸收，又可以通过不同种波长位移剂的调节作用，得到和实验中使用的光电倍增管光阴极的量子效率相匹配的发光光谱。图4.15中形象地显示了这个过程。

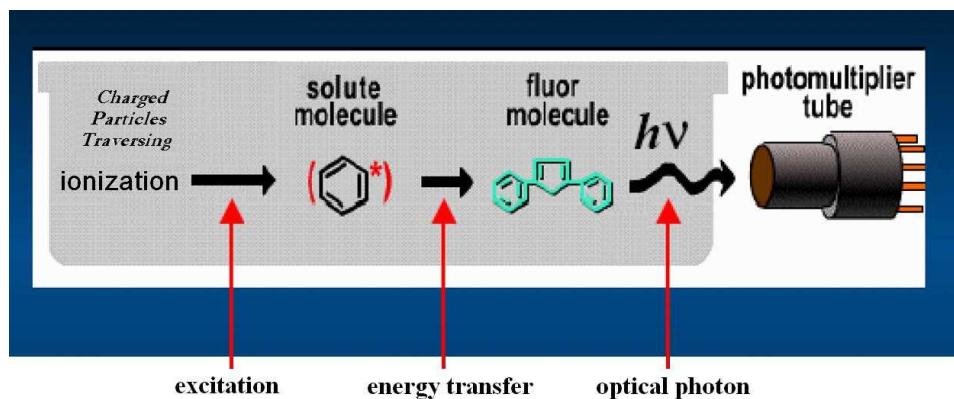


图 4.15: 液闪的发光过程简图。

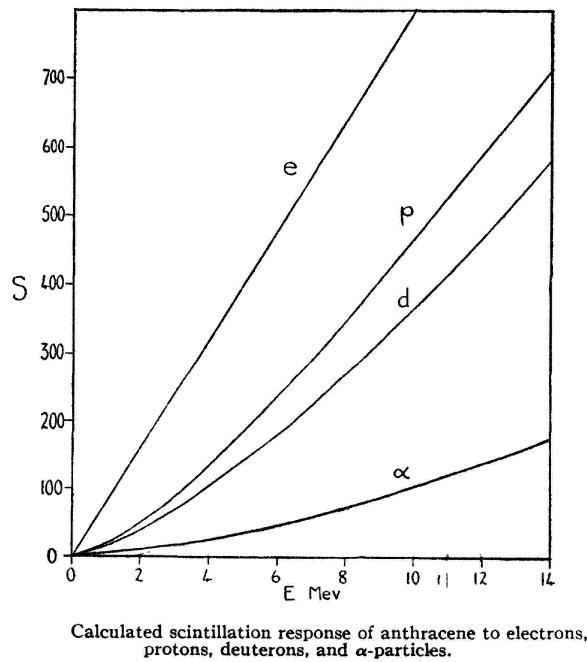


图 4.16: 有机闪烁体蒽对于电子、质子、氘离子、 α 粒子的能量沉积的响应 [119]。

液闪中的激发能有一部分会变成分子的振动能、分子的转动能、或者分子间的

碰撞能而最终转化为热能的形式耗散掉，这样的过程被称为淬灭过程 [112]。这个过程的存在使得液闪的发光与在液闪中的电离能损间的关系出现非线性。单位长度的距离上能量损失越多，相同能量损失对应发出的光就越少。这个规律通常被称为伯克定理(birks' law) [119]：

$$\frac{dS}{dr} = \frac{A \frac{dE}{dr}}{1 + kB \frac{dE}{dr}} \quad (4.8)$$

方程中， S 表征发光量， r 为长度， E 为带电粒子的能量， A 和 kB 均为常数。图4.16是这篇参考文章中通过计算得到的有机闪烁体葱对于电子、质子、氘离子、 α 粒子的能量沉积的响应。由于在发光过程中的淬灭现象对于液闪和葱中有相似的规律，从这张图中可以看到闪烁体对能量响应的非线性随着入射带电粒子的电荷数增加而变大。

4.3.6 光学光子在探测器中的传播

光学光子在探测器中与介质的相互作用主要有三种：弹性散射过程、吸收过程和介质界面效应。光学光子的弹性散射就是瑞利散射过程。瑞利散射不改变光学光子的波长，只是改变其传播方向和极化方向。吸收过程决定了透明介质中能传播的光波的截止波长，通常波长越短，吸收效应越强。根据 [121] 中对由一维消光系数(extinction coefficient) 测量结果计算得到的衰减长度和由弹性散射测量得到的衰减长度结果的对比，得出的结论是：光学光子的波长较长时，一维消光系数测量得到的光衰减长度等于弹性散射的衰减长度。这个结论说明，长波长的光学光子只发生弹性散射过程；而短波长的光子还发生吸收过程。

在液闪中，吸收过程通常伴随重发射过程出现。从液闪中发出的光学光子，当其波长对应的吸收几率很高时，会被液闪吸收，随后按照一定的几率按照同样的发射谱发射出另外一个光学光子，形成吸收-再发射现象。由于液闪中光学光子的吸收几率随波长增加而很快减少、随波长减小而很快增加，如果重发射的光学光子对应的吸收几率还是很高，吸收-再发射过程就会一直进行，直到光学光子的波长变得足够长，当然，大多数的吸收-再发射过程发生在距离原初发光位置很近的地方。

当遇到不同介质的边界时，光学光子的行为会随着边界处两种材料的光学特性的不同而不同，发生不同的过程。主要的过程有折射、反射和界面处的吸收。

4.3.7 光电倍增管信号的产生

关于光电倍增管对于光信号响应的定量描述，这里引用1994年NIM上一篇文章中的光电倍增管模型 [134]。

从工作原理上，可以把光电倍增管中发生的过程分为两部分，即光电子产生过

程和电子倍增过程。当入射到光电倍增管光阴极的光很弱时，第一打拿极收集到的光电子数目 n 服从泊松分布：

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (4.9)$$

式中 $\mu = mq$, m 是入射到光阴极上的平均光子数, q 是包含光阴极发射和第一打拿极收集光电子两个过程的综合量子效率, 这样 μ 就是第一打拿极收集到的光电子的平均数目。

一个光电子一般可以在第一打拿极上打出平均约10个二次电子, 经后续打拿极放大后, 在阳极上收集到的电子数目是个很巨大的量。可以近似地认为, 光电倍增管对单个光电子的响应是一个高斯分布, n 个光电子在光电倍增管阳极上产生的效应就是单个光电子效应的卷积:

$$G_n(x, Q_1, \sigma_1) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{(x-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}} \quad (4.10)$$

式中, Q_1 是单光电子响应时, 光电倍增管阳极上的平均电荷输出, σ_1 是标准偏差, x 是阳极的输出电荷。当 $n \rightarrow 0$ 时, 这个分布趋近于一个 δ 函数。这样, 没有噪音的理想状态下光电倍增管的输出信号可以表达为:

$$S_{ideal}(x, \mu, Q_1, \sigma_1) = P(n, \mu) \bigotimes G_n(x, Q_1, \sigma_1) \quad (4.11)$$

考虑光电倍增管输出信号时, 需要分析这种器件的噪音。按照信号谱分布特点的不同, 光电倍增管的噪音可以分成两类。一类是由漏电流等原因造成的, 是连续的过程, 当没有光电子产生时, 造成的信号谱分布是高斯型的, 这种噪音通常和电子学系统的噪声合在一起, 形成输出电荷谱中的台阶。另一类是由分立过程引起的, 伴随光电子信号一起产生, 如: 光阴极和打拿极上的热电子发射过程、由环境或者内部辐射产生的电子发射, 这类过程造成的信号谱为指数型的。用数学来描述光电倍增管的噪音谱就是分布方程4.12:

$$B(x, w, \sigma_0, \alpha) = \frac{1-w}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}} + w\theta(x)\alpha e^{-\alpha x} \quad (4.12)$$

式中, $\theta(x)$ 为阶跃函数,

$$\theta(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ 1 & x \geq 0 \end{cases} \quad (4.13)$$

w 为两类噪音中指数型分布噪音所占的比例, σ_0 是输出电荷谱中台阶部分的标准偏差, α 是指数分布的分布系数。综合考虑噪音和理想信号, 从数学上说, 输出信号就是二者的卷积。

$$S_{real}(x) = S_{ideal}(x, \mu, Q_1, \sigma_1) \bigotimes B(x, w, \sigma_0, \alpha) \quad (4.14)$$

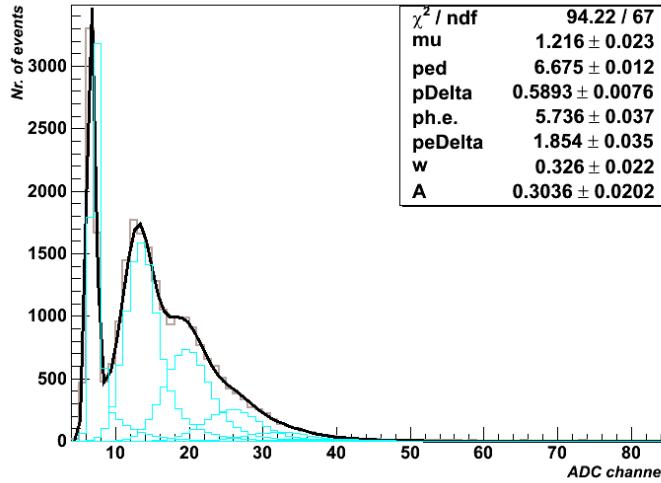


图 4.17: LED弱光照射下光电倍增管的能谱和解谱的拟合 [135]，图中ph.e.为单光电子对应的道数。图中画出了满足测量信号谱的光电倍增管输出所包含的单光电子、双光电子、三光电子和噪音的谱。

以上讨论的光电倍增管模型可以用来做光电倍增管增益的绝对标定。其具体做法是，用带外触发的LED弱光触发光电倍增管得到输出信号谱，用分布公式4.14拟合这个信号谱，以获得单光电子对应的道数。对于不同的光电倍增管来说，由于增益的不同，相互间的信号不能直接相加，而光电子对应相同的物理实质。不同的光电倍增管输出信号在以光电子为记数单位时，信号可以相加。光电倍增管标定实验得到的能谱如图4.17所示，图中运用以上所描述的光电倍增管模型作了拟合，得到了这个光电倍增管增益的绝对标定值 $1\text{p.e.} = 5.7\text{channels}$ 。

4.4 中子放射源实验的数据分析和能量响应的非线性问题

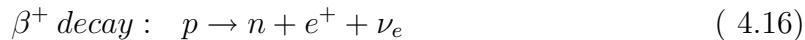
4.4.1 γ 源简单介绍

γ 放射源 ^{133}Ba 、 ^{137}Cs 、 ^{60}Co 和 ^{22}Na 在一期模型液闪中已经被仔细的研究，每个源的基本特性和能谱都已经非常清楚，目前，二期模型含Gd液闪，目的主要研究中子源的相关物理，同时在探测器中心位置也测量了这几个 γ 源，通过这几个已知的 γ 源，可以很好的研究二期液闪不同 γ 能量的响应，新的液闪的本底情况，并对理解中子源能谱给予必要的帮助。现在简单回顾一下这几个 γ 源。

铯137的半衰期为30年，主要的衰变模式是先通过 β^- 衰变变到钡137的一个激发态，然后退激发到基态并放出一个能量为0.662MeV的 γ 光子。钴60的半衰期为5.27年，主要的衰变模式是先通 β^- 衰变变到镍60的一个激发态，然后经两个发射 γ 射线的级联过程回到基态，这两个 γ 光子的能量为1.173MeV和1.333MeV。钠22的

半衰期为2.6年，其衰变过程是：先通过 β^+ 衰变过程(90%概率)或者轨道电子俘获过程EC(10%概率)变到氖22的一个激发态，然后通过发射一个1.275MeV的 γ 光子退激发到基态。 ^{133}Ba 衰变过程中主要得到一个0.396MeV的 γ 谱。这对于研究液闪更宽的能量响应范围是非常有用的。

这几个常用的放射源中发生的主要衰变过程反应方程如下：



4.4.2 中子源

4.4.2.1 中子源简单分类

中子源在日常实验中会经常遇到，按照中子产生方式和中子源结构，一般把中子源分为5类：1) 放射性同位素中子源；2) 加速器中子源；3) 裂变反应堆中子源；4) 带电粒子束中子源；5) 等离子体中子源 [122]。目前实验中的用到两个中子源，一个是PuC源，另一个 ^{252}Cf ，这两个都属于放射性同位素中子源。放射性同位素中子源是利用放射性同位素核衰变所放出的具有一定能量的射线或粒子去轰击某些靶物质，从而实现发射中子的核反应。其中PuC源又可以叫做 (α, n) 同位素中子源， ^{252}Cf 是自发裂变中子源。下面，再详细介绍一下这两个放射源。

4.4.2.2 ^{252}Cf 自发裂变中子源

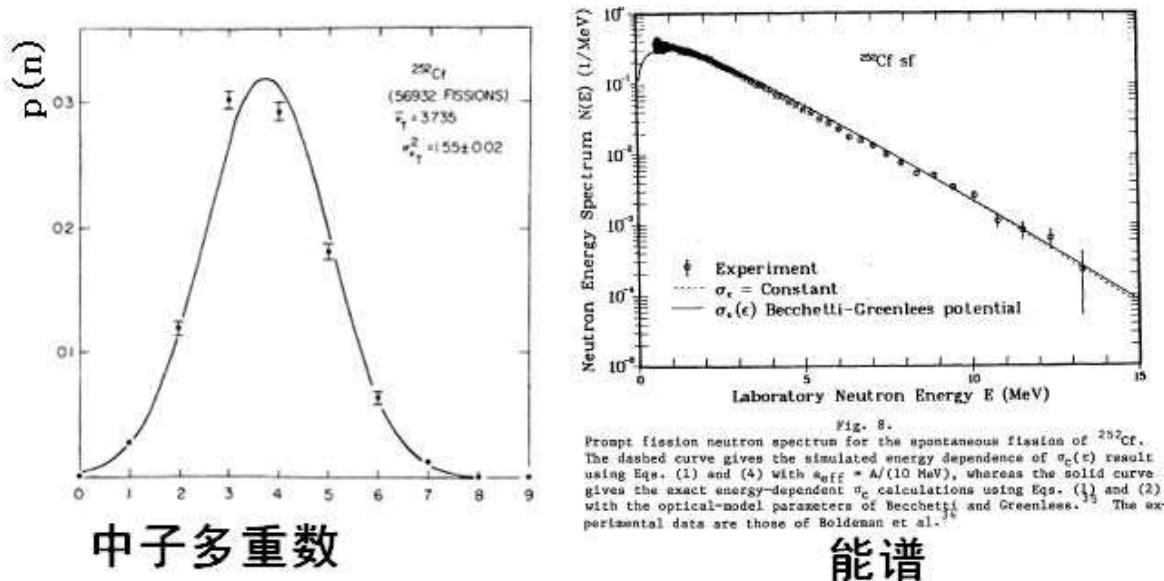
^{252}Cf 是自发裂变中子源，具有体积小，中子放射率高的特点。被广泛的应用到各种各样的实验中。图4.18是 ^{252}Cf 的基本信息。[122]

由这个表中，能看到， ^{252}Cf 有96.9%的 α 衰变分支比。但这对是没有用的，而且也不会有什么影响，因为， α 粒子射程非常短，根本穿不透放射源的包装。另一个是占3.9%的自发裂变，这是主要放出中子和 γ 的过程，将分别讨论。 ^{252}Cf 自发裂变是一个非常复杂的过程。可以裂变子碎片的原子序数从十几号元素到九十几号元素，每一种元素又都可以放出几十甚至几万个不同能量的 γ 和中子，因此，只能从统计意义上知道每次裂变 γ 和中子的能谱和数目。

1. 中子谱

如前所述，对于 ^{252}Cf 的裂变，已经有非常多的实验测量了中子的多重数和能谱，图4.19显示的就是来自实验 ^{252}Cf 的多重数 [127]和能谱 [128]

²⁵² Cf 自发裂变中子源的基本参数	
α 衰变份额	96.9%
自发裂变份额	3.1%
半衰期	半衰期 (2.646±0.004) a
	α 衰变半衰期 (2.731±0.007) a
	自发裂变半衰期 (85.5±0.007) a
自发裂变中子产额	$2.314 \times 10^{12} \text{ n} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$
每次自发裂变放出的平均中子数	3.731±0.008
中子平均能量	(2.158±0.017) MeV
α 粒子平均能量	6.117 MeV
γ 射线发射率	$1.3 \times 10^{13} \text{ } \gamma \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$
在空气中 1m 处的剂量率	中子剂量当量率 $22 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$
	γ 射线吸收剂量率 $1.6 \text{ Gy} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$

图 4.18: ²⁵²Cf 基本性能列表图 4.19: ²⁵²Cf 中子多重数和能谱的实验值

实际上，有多个实验组都测量过中子能谱，其平均能量一般为 2.1 MeV 到 2.3 MeV 之间。²⁵²Cf 是典型的裂变谱，符合一般元素裂变规律，对于裂变中子谱的描述，一般资料上有两种经验公式来描述：

麦柯斯韦谱：4.18

$$N(E) = \exp^{-(E/1.42)} \times \sqrt{(E)}; \quad (4.18)$$

瓦特谱: 4.19

$$N(E) = c \exp^{-(E/a)} \times \sinh \sqrt{(bE)}; \quad (4.19)$$

对于 ^{252}Cf $a = 1.05$; $b = 2.926$; $c = 2 \exp^{ab/4} / a \sqrt{3.15159ab}$ 。两种谱的差别一般小于8% [129]。这里采用瓦特谱来描述中子能谱。

2. γ 谱

同中子的处理方法相似, 仍然来用多重数和能谱来描述 ^{252}Cf 裂变产生的 γ 射线。

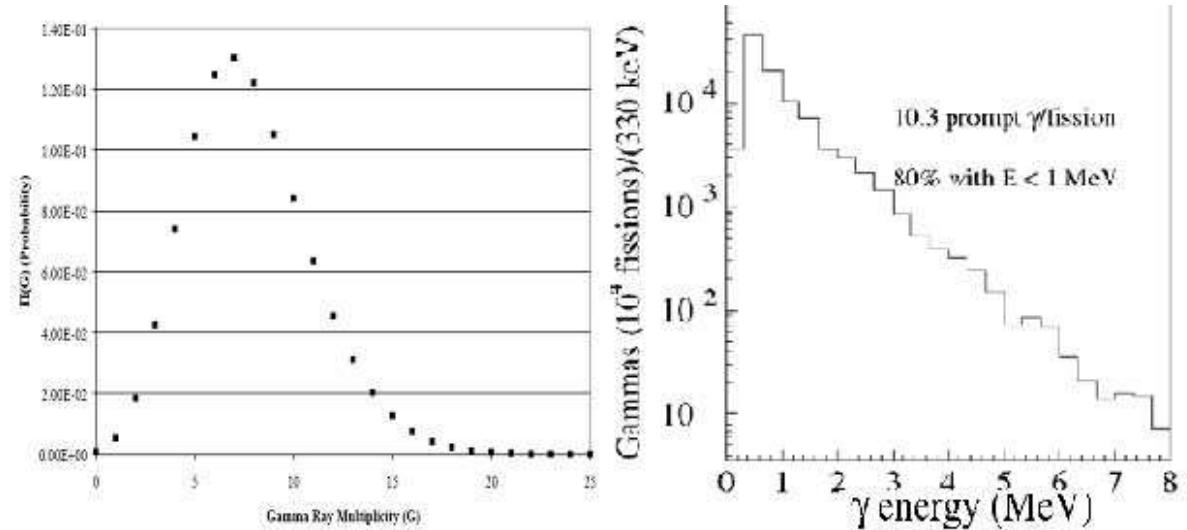


图 4.20: $^{252}Cf\gamma$ 射线多重数和能谱实验值

图4.20是 γ 的多重数 [132]和能谱实验测量值 [131]。来自 $^{252}Cf\gamma$ 射线是一个相对比

Isotope	Total energy (MeV)	Average number	Average energy (MeV)	Reference
^{252}Cf	7.06 ± 0.35	8.32 ± 0.4	0.85 ± 0.06	Pleasonton et al. ¹⁰
	6.84 ± 0.3	7.80 ± 0.3	0.88 ± 0.04	Verbinski et al. ⁸
	8.6	10	0.90 ± 0.06	Bowman and Thompson ¹¹
	6.7 ± 0.4	n/a	n/a	Nardi et al. ¹²
	n/a	7.5 ± 1.5	0.96 ± 0.08	Val'skii et al. ¹³
	6.95 ± 0.3	7.98 ± 0.4	0.87 ± 0.02	Average
	6.8	7.76	0.88	Dayabay simulation

Measured properties of gamma rays from fission

图 4.21: $^{252}Cf\gamma$ 射线不同实验统计图表。 [132]

较难测量的, 不同的实验有一定的偏差, 而且还与每个实验的具体条件、放射源活

度以及能量阈值有关。图4.21给出了几个不同实验测量的结果，最后给出了用于模型液闪模拟的信息统计。

4.4.2.3 PuC源

PuC源最近一些年产生的一种新型的放射源，实际上是一种 $\alpha - n$ 放射源，是把 ^{238}Pu 和 ^{13}C 做成粉末状，烘干，充分混合后紧密压缩在一起而成的放射源，其原理是 ^{238}Pu 连续的放出 α 粒子，这些 α 粒子打入 ^{13}C 核内而形成 ^{17}O ，而 ^{17}O 向 ^{16}O 衰变就会放出一个中子，从而形成中子源。这种中子源的优点就是可以做到体积小，目前用的PuC源加上三层外包装仅 1cm^3 ，其放射源部分仅 8mm^3 ，这种源更有优势的地方在于，大于 5MeV 到 7.5MeV 之间中子占很大的比例，从而能够在液闪中看到中子和C的非弹散射峰 4.438MeV 的 γ 射线，还有由 ^{17}O 向 ^{16}O 衰变过程中，会有一定的比例产生 6.13MeV 的 γ 射线，这两条单能 γ 射线远比常见的U、th、k、Rn产生的天然放射性本底能量高很多，因此很容易和本底区分开，这样对液闪的能量刻度非常有用，也可以使得液闪能量非线性响应区间得到了很大的扩展。

1. ^{238}Pu 的衰变

^{238}Pu 是一种放射性同位素，几乎100%的 α 衰变，仅有 10^{-7} 几率发生裂变，因此可以忽略裂变的贡献，图4.22是 ^{238}Pu 主要的能级衰变 [126]，可以看出，衰变到最

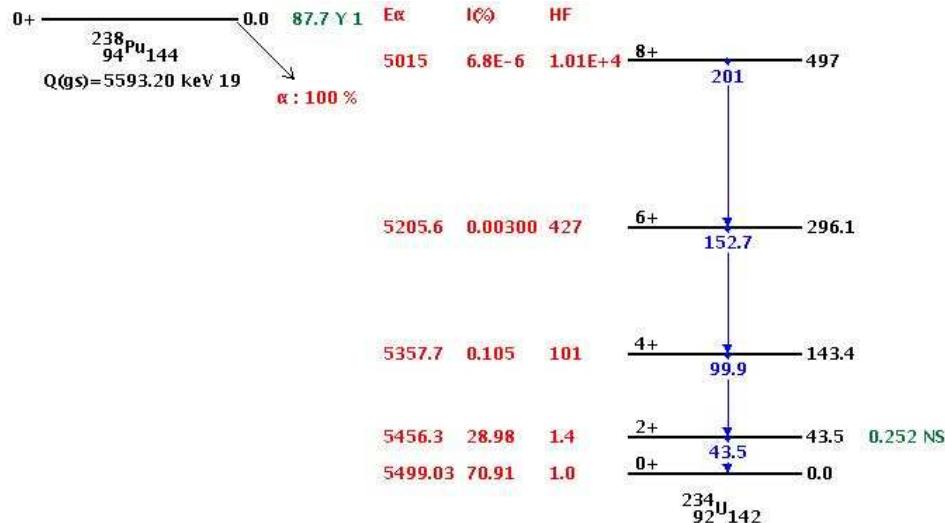


图 4.22: ^{238}Pu 主要衰变能级和分支比以及对应 γ 的跃迁

低的两个能级的分支比占到了99.89%，如果再加上一个能级，则达到了99.991%，所以只考虑这几个能级就足够了，这几个能级对应能级跃迁放出的 γ 总的分支比为表4.1中：没有 γ 的衰变占到70.91%，有伴随 γ 的衰变大于100keV的仅占0.009%，这

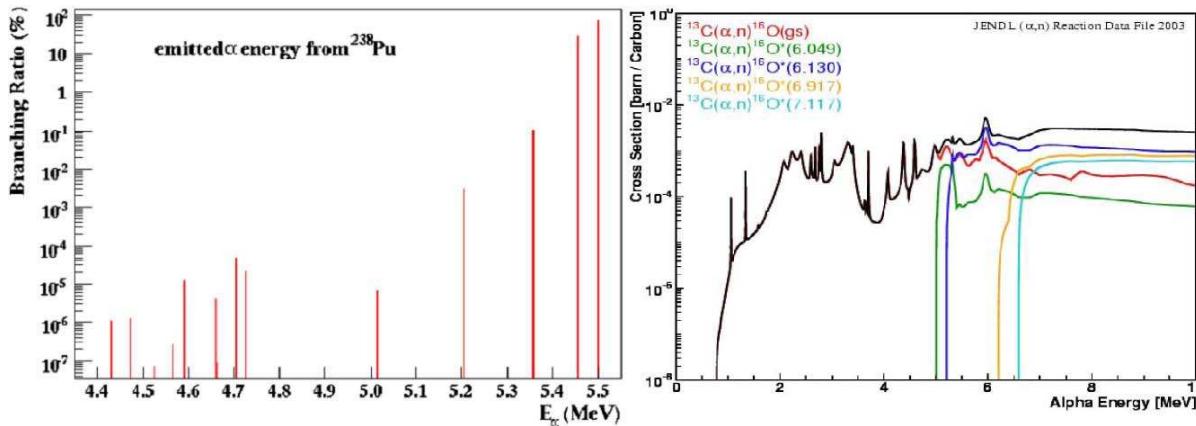
能量	分支比%
99.9	1.1
43.5	29.09
其它	0.009

表 4.1: PuC α 衰变伴随 γ 的分支比。

对PuC源是非常有利的。这样几乎没有对PuC源造成本底的来自 ^{238}Pu 本身的贡献。

2. α 与 ^{13}C 的反应

图4.23是 ^{238}Pu 的衰变的 α 能量的比例，由图可以知道，几乎所有的 α 能量都集中在5.48MeV 左右，右图是 α 和 ^{13}C 的生成 ^{16}O 各个能级反应截面，这些资料都来自JENDL数据库。这个反应的方程式为：4.20。

图 4.23: ^{238}Pu 放出 α 的能量比率以及 α 与 ^{13}C 反应截面

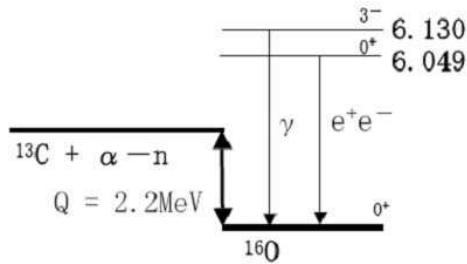
$$^{13}C + \alpha = ^{16}O + n + 2.215 MeV; \quad (4.20)$$

不同于 ^{252}Cf ，这个反应每次反应只生成一个中子。

3. 能级跃迁

α 和 ^{13}C 反应到 ^{16}O 需要 α 不同的阈值，图4.24左边列出了对应的表格，5.48MeV的 α 仅高于 ^{16}O 的第一和第二两个能级的 α 的阈值，表格的最后一列，则是对应生成中子的能量理论值。右侧则画出了对应的能级和可能的跃迁和产物。因此PuC源有三个反应道，但是他们的分支比不同的资料有很大的差别，这里主要通过模型实验测量和模拟来决定：

n	E*(¹⁶O) (MeV)	Reaction threshold (MeV)	E_n_{max} (MeV)
n₀	0	0	6.81
n₁	6.049	5.01	0.38
n₂	6.130	5.12	0.29
n₃	6.917	6.14	x

图 4.24: α 与 ^{13}C 反应阈值及生成 ^{16}O 的能级和可能跃迁示意图

(1) 直接跃迁到基态，这时仅有中子产生，此时中子的能量最大可达7.6MeV，一般分支比可超过70%；

(2) 跃迁到第一激发态，此时中子最大能量是 α 的能量扣除反应阈值；与此同时， ^{16}O 的第一激发态向基态跃迁，由于跃迁禁忌，不能直接放出6.049的单能 γ 射线。而是放出一对正负电子对。这一道的分支比不同的资料给出的差别较大，不过，从实验数据上对0.511MeV的估算，这个分支比约20%左右；

(3) 跃迁到第二激发态，由于有激发态的存在，中子仍然是一个低能中子， ^{16}O 激发态跃迁到基态时，可以直接放出一个单能6.13MeV的 γ 射线，这一分支比约为4.4%，尽管分支比很小，但这一能区附近，没有其它沉积能量峰的存在，因此，能够在能谱上看到。

4. 中子能谱

三个反应道都有中子的放出，但后两个反应道中子能量比较低，由伯克定律知道，他们在液闪中的动能沉积能量可以忽略，现在来看基态中子的能谱图4.25 关于基态中子能量，目前没有很好的实验测量值，因此只能根据一些理论来推导基态中子的能谱。对于类似于 $T(\alpha, n) F$ 轰击行产生的中子能量，一些资料上已经给出了详细的推导过程 [122]。对于任意条件下，中子能量满足4.21。

$$\sqrt{E_n}(\sqrt{E_n} - B \cos(\theta)) = A \quad (4.21)$$

其中 $B = 2\sqrt{M_\alpha M_n} \sqrt{E_\alpha} / (M_F + M_n)$,

$A = (M_F - M_\alpha)E_\alpha / (M_F + M_n) + M_F Q / (M_F + M_n)$

E_α 、 M_α 是指入射粒子， E_F 、 M_F 角标为b的指的是最终产物， M_n 、 E_n 为中子，这是对 $T(\alpha, n) F$ 源普适的Q值方程。对于类似PuC源的Q值为正的放射源，上述方程的解

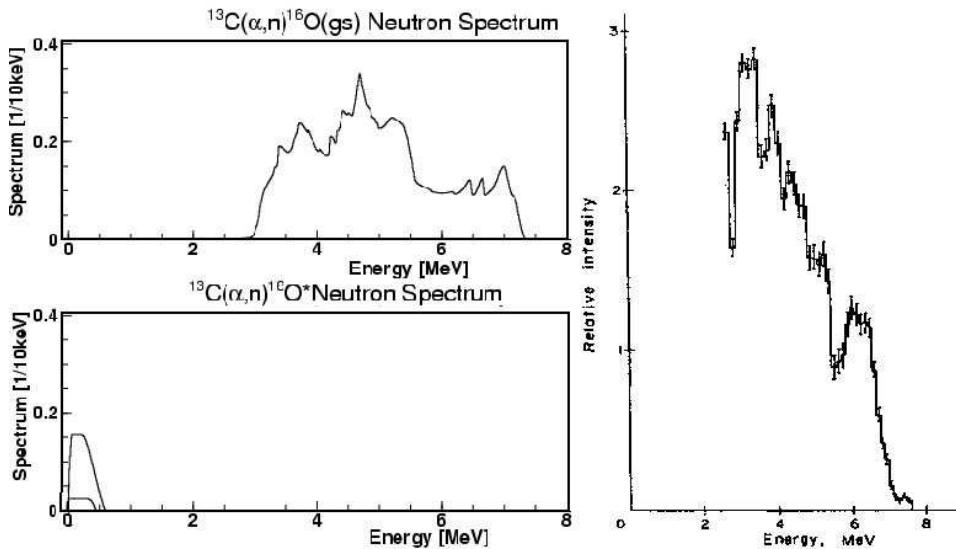


图 4.25: PuC源的中子计算能谱和高能端实验测量

是个单值函数的解。从而得到新的方程为4.22。

$$E_n = E_n^* + \frac{M_\alpha M_n}{(M_T + M_\alpha)^2} E_\alpha + \frac{2M_n M_\alpha}{M_T + M_\alpha} \left(\frac{E_\alpha E_n^*}{M_\alpha M_n} \right)^{1/2} \cos(\theta) \quad (4.22)$$

$E_n^* = \frac{M_F}{M_F + M_n} \left(\frac{M_T}{M_T + M_\alpha} E_\alpha + Q \right)$ 是质心系中子的能量, M_T 为靶质量。从这个公式知道, 对于特定的放射源, 影响中子能量的有两个因素, α 粒子能量和中子的发射角 θ 。对于具体到PuC源, 尽管来源于 ^{238}Pu 的 α 粒子能量为5.48MeV, 但 α 粒子在和 ^{13}C 反应前, 很多已经被减速, 因此 α 粒子将是一个连续的能量, 这个能谱由于制造工艺和杂质的不同而不同, 是非常难以确定的, 另外, 中子发射角在一些资料中已经给出了一些 α 粒子能量发射角 [125]; 因此暂时还很难确定基态中子能谱, 但中子的能量限制还是能够得到的:

(1) 最大能量

当 $\theta=0$, $E_\alpha=5.48\text{MeV}$ 时, 中子能量达到最大值, $E_{n,max}=7.5\text{MeV}$ 。其实对于一般T (α, n) F的放射源, 可以由上式简化出一个更实用的最大值经验公式:

$$E_{n,max} = 0.95E_\alpha + Q \quad (4.23)$$

(2) 最小能量

当 $\theta=180$ 度, $E_\alpha=0\text{MeV}$ 时, 中子能量达到最小值, 由于当 $E_{n,min}=2\text{MeV}$ 。实际上, E_α 能量太低时, 由前面的反应截面可知, 几乎反应是不可能进行的。

图中给出的是来自KamLand计算的这个反应的能谱, E_α 能量来自模拟计算, 目前关于这个反应的放射源还没有一个很好的真实中子能谱测量数据。关于这两个放

射源的更多细节，将在下面模拟过程中逐步确定产生子的时候详细叙述，因为中子源涉及的过程比 γ 源复杂得多，不是用几个单能射线就可以表示的。

4.4.3 本底处理方法

实验中，测量中子放射源主要位于模型探测器中心位置上，测量完放射源源后，每次均要将放射源放回到刻度装置的屏蔽罐中，测量当前实验条件下的本底。在这种条件下，实验本底可以很好地确定。把所有不是由放射源带来的信号都归于实验本底中，例如：没有被反符合掉的宇宙线 μ 子信号、探测器中所用材料中含有的放射性物质带来的信号、光电信增管的噪音等。

实验测量得到的本底谱如图4.26所示，图中将两次测量、对应两次光电倍增管标定及相应电子学台阶的扣除后得到的本底谱进行了对比。横坐标为换算后所得的光子个数，用这个量可以对所有光电倍增管的输出求和。从图上可以看出相同物理内容的两次测量能够很好地符合。

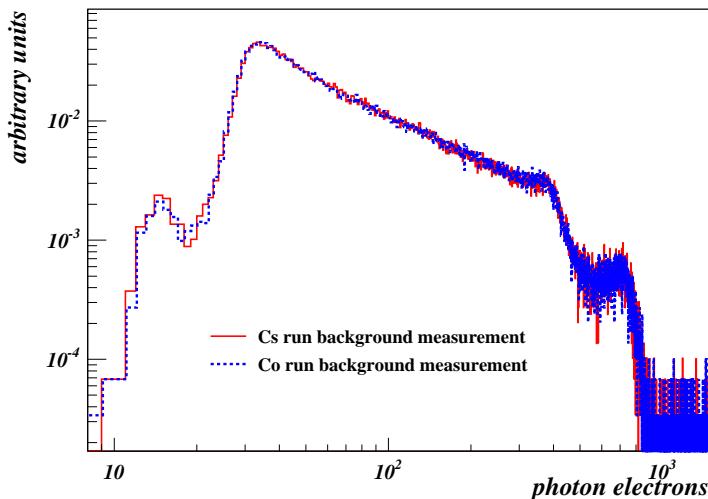


图 4.26: 铯和钴两个不同测量过程得到的本底谱的比较。

为了从含有本底信号的放射源实验谱中分离出由放射源带来的贡献，必须扣掉本底谱。所采用的方法是：找到一个合适的函数来拟合本底谱，然后固定这个函数的所有特征参数，将这个函数加入到放射源信号谱的拟合中去。从本底谱的特征来看，由低能端到高能端本底计数一直很快下降，只是在400道左右和700道左右时有两个峰。前一个特征可以用多指数函数来描述，后一个特征可能是由于模型探测器中所含有的天然放射性引起的，用两个高斯函数来描述，综合起来需要用十个参数来拟合这个本底谱。方程4.24写出了拟合函数的表达式：

$$Bkg(x) = c_1 e^{-\frac{x}{\lambda_1}} + c_2 e^{-\frac{x}{\lambda_2}} + a_1 Gaus(x, x_1, \delta_1) + a_2 Gaus(x, x_2, \delta_2) \quad (4.24)$$

式中, c_1, c_2, a_1, a_2 表示各个组成函数的系数, λ_1, λ_2 是指数函数的常数, x_1, x_2 是高斯函数的平均值, δ_1, δ_2 是高斯函数的标准偏差。如果标记 x_0 和 δ 分别为平均值和标准偏差, 式4.24中所使用的高斯函数的表达式为方程4.25。拟合结果参考图4.27。

$$Gaus(x, x_0, \delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\delta^2}} \quad (4.25)$$

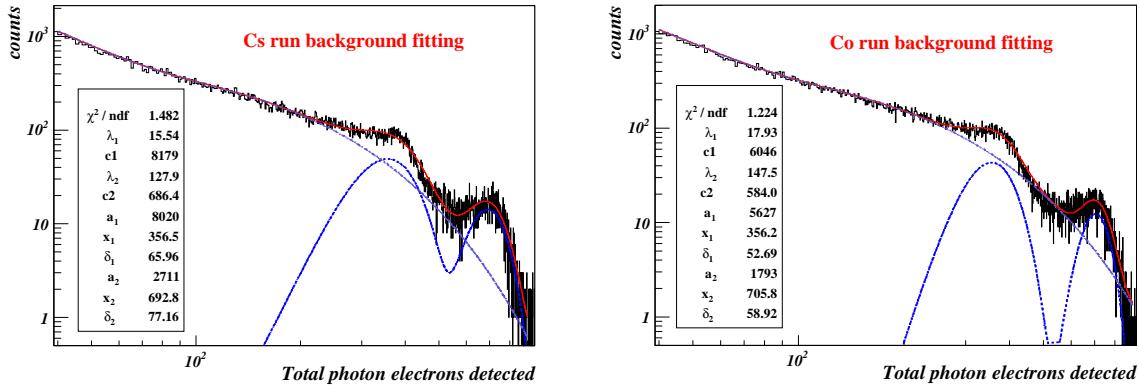


图 4.27: 本底谱的拟合结果。左边为铯源测量时得到的本底谱, 右边为钴源测量时得到的本底谱。图中三条曲线分别代表两个高斯函数叠加的谱、两个指数函数叠加的谱和总的本底函数谱。

图中文本框中标示的参数名和方程4.24中所采用的一致, 并具有相同的意义, 从图中可以看到, 两个谱均拟合得很好。图中在1.4MeV和2.6MeV附近有明显突出结构, 这是来自模型探测器环境本底中的天然放射性 ^{40}K 和 ^{232}Th 。

即在处理数据的过程中, 通过相似的方法去除环境本底谱, 得到相对干净的数据谱。

4.4.4 中子源数据谱

目前测量了两个中子源, ^{252}Cf 和PuC源, 图4.28 是PuC源一个高能阈值的全谱, 包含了快信号和慢信号, 可以看出, 这个能谱是相当复杂的, 至少图中4条线的地方都是有结构的, 而且, 由于一些 γ 泄露的影响, 除了比较明显的2.2MeV和8MeV两个相对确定的峰之外, 其它的都需要仔细分析。因此, 对于中子源, 必须把全谱分解, 才能更好的理解其中的成分。中子源很明显的一个特征, 都可以分为快慢信号两部分。

4.4.4.1 慢信号

慢信号是中子经过时间常数为25.6us后的俘获后放出的能谱, 这一时间形成的能谱不再受放射源本身发射粒子和中子动能的影响, 简单的说, 这一过程除了中

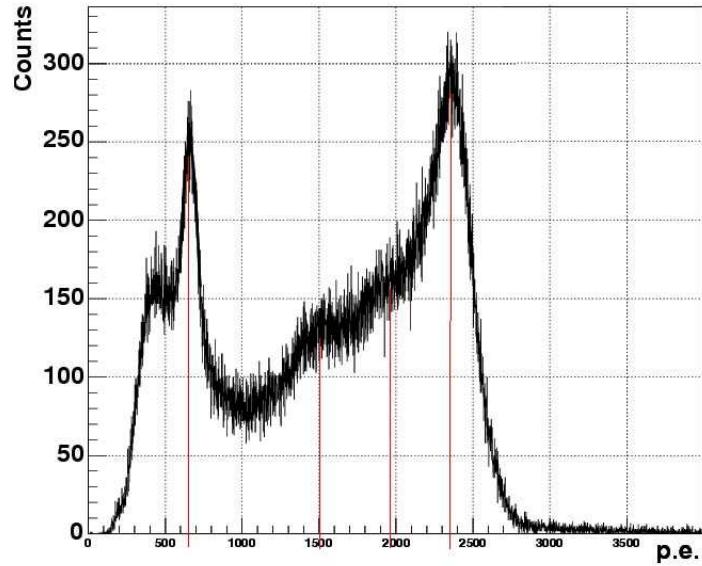


图 4.28: PuC源全谱。

子俘获过程，中子相关放射源的任何信息都不存在了，因此，在模型特定的液闪中， ^{252}Cf 和PuC，以及其它任何中子源所形成的慢信号都是一样的。图4.29 是中

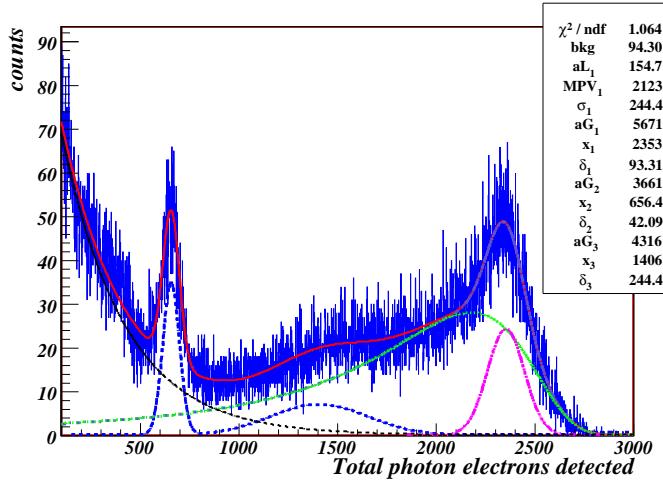


图 4.29: 中子源慢信号谱。

子源形成的慢信号，这个图中已经按照前面的方法扣除了天然放射性本底，但仍然有一些不确定本底存在。因此，需要对总能量谱进行拟合，得到不同 γ 射线能量对应模型探测器中的光电子数响应和能量分辨率，先定性的分析一下，这个图中，明显的存在两个能量峰，这是液闪中中子被H俘获放出2.225MeV的能量峰，和被Gd俘获放出的总和为8MeV的能量峰，2.225MeV的俘获峰之前的主要的主要是光电倍增

管以及其它的天然放射性和小信号形成的本底，由于的模型液闪不是足够的大，很多 γ 射线的能量不能够完全沉积在液闪中，总有一些 γ 射线逃逸出灵敏区，这是在2MeV和8MeV之间的部分。为了详细分析其峰位和谱型，必须要对全谱拟合。

1. 2.2MeV以下用一个指数本底来描述：

$$fit_{delay-bkg}(x) = \alpha \times e^{-0.0032x} \quad (4.26)$$

2. 2.225MeV 用一个高斯函数来描述

$$fit_{delay-2.225MeV}(x) = aG_2 \times Gaus(x, x_2, \delta 2) \quad (4.27)$$

这里只用一个高斯函数来表示2.225MeV，实际上2.225MeV γ 会有一些逃逸现象出现的，但在数据谱中，这些逃逸体现的非常不明显，因此拟合时忽略这一部分，或者把它们归为1中的本底。

3. 8MeV有三个成分

$$fit_{delay-8MeV}(x) = aL_1 \times Ilandau(x, MPV, \sigma) + aG_1 \times Gaus(x, x_1, \delta 1) + aG_3 \times Gaus(x, x_3, \delta 3) \quad (4.28)$$

4. 拟合这个能谱用以上3个公式的和

$$fit_{delay}(x) = fit_{delay-bkg}(x) + fit_{delay-2.225MeV}(x) + fit_{delay-8MeV}(x) \quad (4.29)$$

前两部分比较容易理解，角标为1的高斯函数是描述8MeV的单能峰，角标为1的逆朗道函数用来描述普通情况下来自8MeV 的逃逸， γ 能量在液闪中沉积一部分后逃出探测器。最后一部分，也就是角标为3的部分，也是一个高斯函数，这部分也是描述8MeV的一部分逃逸，但不同于上一部分，这部分实际上是单能 γ 全逃逸的情况。因为8MeV的Gd俘获中子峰，不是一个单能 γ ，而是平均约3-4个 γ 的和，因此总有一些 γ ，一产生出来就直接跑到液闪外面，剩下的几个 γ 全部或部分沉积在液闪中造成的这个峰，这个峰是个平均值，其实剩下 γ 的和从0-8MeV都可以出现，因此是一个非常宽的高斯结构，如果按照平均三个 γ 估算，剩余 γ 的平均峰位应该在5MeV左右，但实际上，拟合出来的值要比这个低，这是容易理解的，越高能量的 γ 越容易全部逃出液闪，所以形成剩余的峰位显得低一些。关于这个过程，也可以说是一种几何效应，是由于探测器有效探测体积不够大产生的，这些会在下面的模拟过程中证明出来。

从拟合的质量上看，这个拟合的 $x^2/ndf = 1.064$ ，拟合的非常不错。这个拟合的结果，看到在2.225MeV时，峰位656.4PE，得到295PE/MeV；而8MeV时，峰位为2353PE，得到294.1PE/MeV，比较一致，也就是说，这两个峰位之间几乎没什么

么非线性。从比例上看，H俘获中子的计数率可以只看角标为2的高斯函数的部分，而Gd俘获中子的计数必须还包含两种不同的逃逸的成分，因为逃逸的是非常多的，不可忽略的。从数据中求得H俘获中子的比例为13.7%，Gd俘获中子的比例为86.3%，这和预想的一致的。

慢信号还有一点需要强调的，在的液闪中不同能量响应不是线性的，因此，需要选择一个能量标度作为基准，慢信号中2.225MeV是最理想的一个基准。它是中子被H俘获产生的，其时间常数210us，因此，这个能量本身不受放射源本身放射快信号的影响，而且就是一个单能 γ ，不同于8MeV俘获峰同时有几个 γ 的不确定性。

4.4.4.2 快信号

快信号带着放射源本身的信息，因此不同的放射源，快信号是不一样的。分别来看 ^{252}Cf 快信号和PuC源的快信号：

1. ^{252}Cf 快信号谱见图4.30 这个快信号相对简单，低能的本底信号用前面

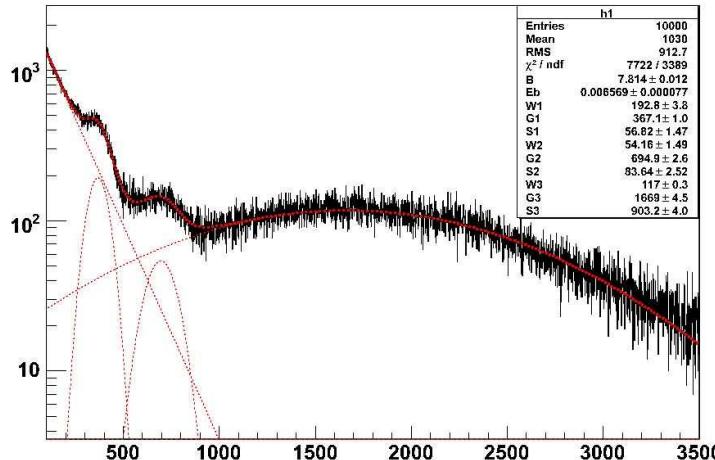


图 4.30: ^{252}Cf 信号谱。

的BKG谱拟合，两个高斯本底分别是来自 ^{40}K 的1.4MeV和 ^{232}Th 的2.6MeV。剩余的包含一定的质子反冲，而绝大部分，占主体信号的部分则是 ^{252}Cf 每次裂变放出的 γ 谱，其平均能量为5.66MeV，这个快信号谱更详细的拟合和物理分析将在模拟与数据的对比中叙述。

2. PuC源的快信号成分

中子被俘获的慢信号有8MeV的俘获峰，利用这个俘获峰来确定中子的快信号，这样能得到一个相对干净的中子快信号谱。图4.31是PuC源快信号的低能部分，这个主要有三种成分，首先，尽管采取了比较严格的能量阈值，但还是有一部分来自 ^{40}K 的1.4MeV的本底，第二部分就是0.511和1.022两个 γ 峰，是同一个来源，都是来

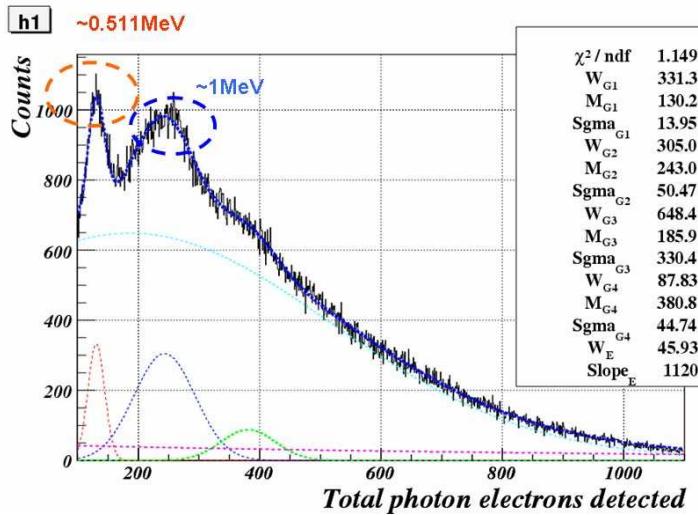


图 4.31: PuC源快信号谱的低能部分。

自PuC源第一激发态的正电子，0.511MeV和1.022MeV分别是一个或两个 γ 完全逃出放射源的外包装而形成，最后一个成分就是来自PuC源基态中子动能的沉积。除了本底，关于PuC源基态中子能谱和质子反冲，目前还很缺乏实验数据，所以目前还很难很好的把这几种成分分解好。只能通过模拟给出一些提示。图4.32是PuC源快信号的高能部分。这一部分理解起来相对容易，最左端的部分是质子反冲，第

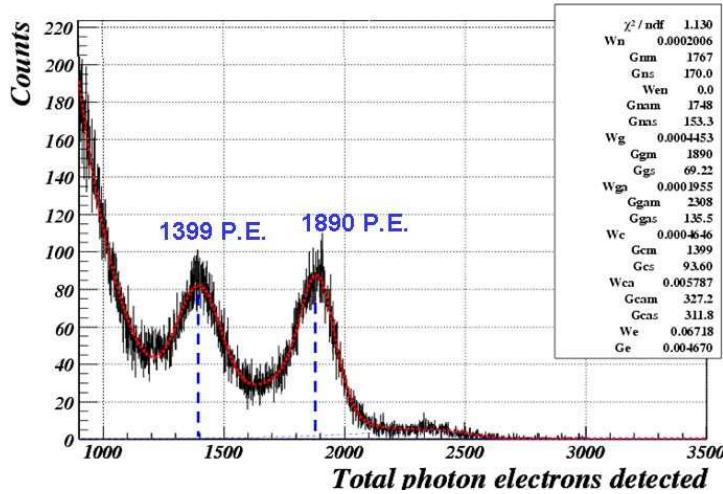


图 4.32: PuC源快信号谱的高能部分。

一个高斯峰是来自中子和 ^{12}C 相互作用的第一激发态形成的，这一单能 γ 真实能量为4.438MeV，实验测得为4.74MeV，具体原因不能通过拟合给出，会在下面模拟和实验数据的对比中分解给出。第二个高斯峰是来自PuC源第二激发态单能 γ 6.13MeV形成的，实验测量值为6.41MeV，这个直接由能量的非线性可以得到解释。

4.4.5 液闪能量响应非线性

4.4.5.1 探测器能量响应线性和能量分辨率

将实验数据经过扣除本底后，得到每个源所对应的探测器响应能谱，然后通过拟合得到放射源放出 γ 射线的能量峰位所对应的实验值，将真实能量和响应能量画出，并作能量线性分析及能量分辨率随 γ 射线能量变化的分析。图4.33表示根据实

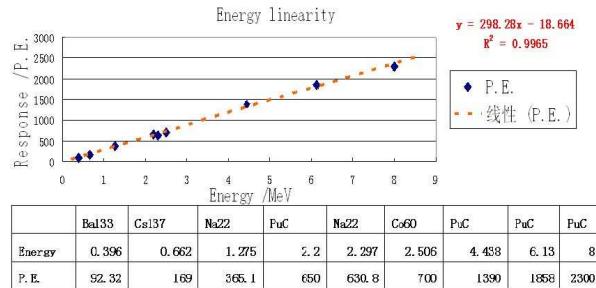


图 4.33: 探测器能量线性关系。

验数据得到的探测器能量响应线性关系，下面的表就是真实能量和实验值得数据。图4.34是根据实验数据得到的探测器能量分辨率关系。由这些数据可以推断，探测器模型对于1MeV的 γ 光子具有298个光电子的能量响应和8.4%的能量分辨率。

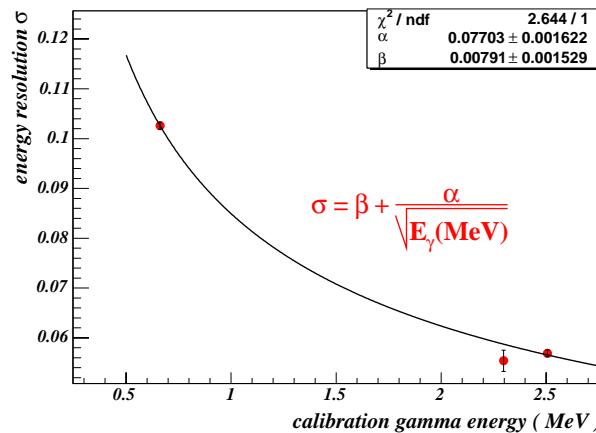


图 4.34: 探测器能量分辨率关系。

4.4.5.2 能量响应的非线性

实际上，扣除了实验误差，不同能量的入射粒子，在液闪中的能量响应并不是线性的，而是非线性的，将图4.33换成相对本身能量的就比较明显了图4.35。

左图是来自于KamLand实验的数据，而右图则是模型实验的不同能量 γ 射线的非

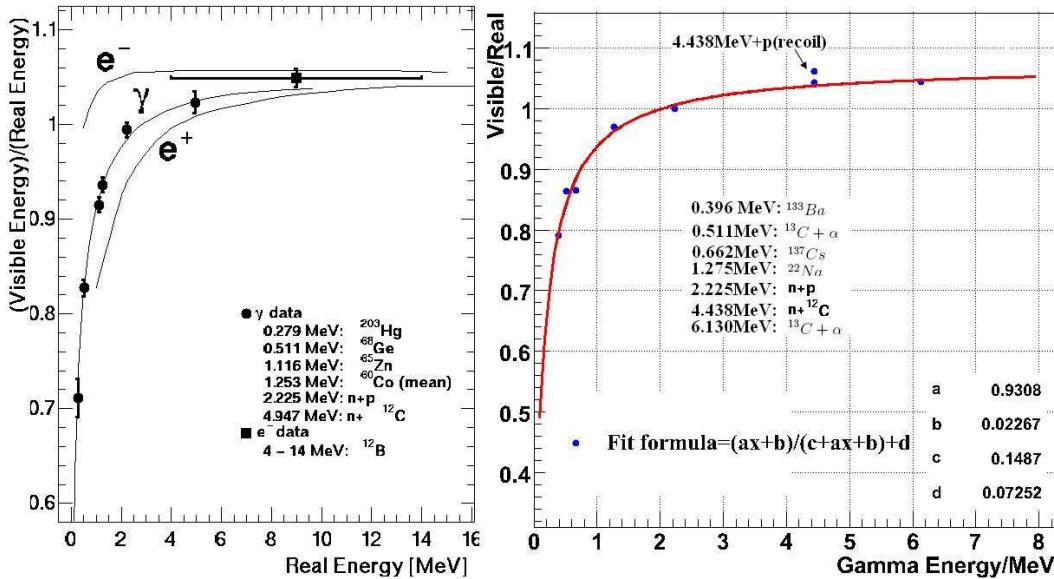


图 4.35: 探测器能量非线性关系。

线性响应，对最大能量值做了相对归一化，能量越低，非线性越严重，并用了一个曲线拟合来表示液闪能量非线性的变化趋势。两幅图都显示了液体闪烁体在低能有很强的非线性。知道， γ 射线在探测器里的能量沉积其实都是电子在探测器里的能量沉积。而带电粒子在液闪中的能量沉积，关于低能的非线性响应，过去一个基本解释就是淬灭效应，但最近的研究显示，这种非线性还应该有其它的来源，应为仅靠淬灭效应是不可能解决图4.35里所示的 γ 和电子的能量非线性的。目前大家基本认同另一个效应主要来自契伦柯夫光的贡献。

1. 淬灭效应

这一部分结合模拟、实验数据、和其它的各种资料来进行讨论。在液闪的淬灭效应被当成有效沉积能量的减少来处理。即：对应每一步的模拟过程进行沉积能量的修正。按照GEANT3 的说明 [79]，能量修正所使用的经验公式为4.30，它和前面提到的公式4.8一样，都是伯克定理的数学描述。

$$\Delta E_{eff} = \frac{\Delta E}{1 + c_1 \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} + c_2 \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)^2} \quad (4.30)$$

式中， ΔE_{eff} 是每一步的有效能量沉积，可以看成是对能量沉积 ΔE 的修正， ρ 是闪烁体材料的密度，常数 $c_1 = 0.013 \text{ g MeV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 和 $c_2 = 9.6 \times 10^{-6} \text{ g}^2 \text{ MeV}^{-2} \text{ cm}^{-4}$ 可以适用于多种有机物闪烁体 [139]。当然，按照前面的分析，淬灭效应还和入射粒子的电荷有关，GEANT3中对此有相应的处理，这里不详细讨论。在模型实验中由于没有实际测量这两个量，暂时使用GEANT3中默认的值。图4.36是模拟程序对处于探

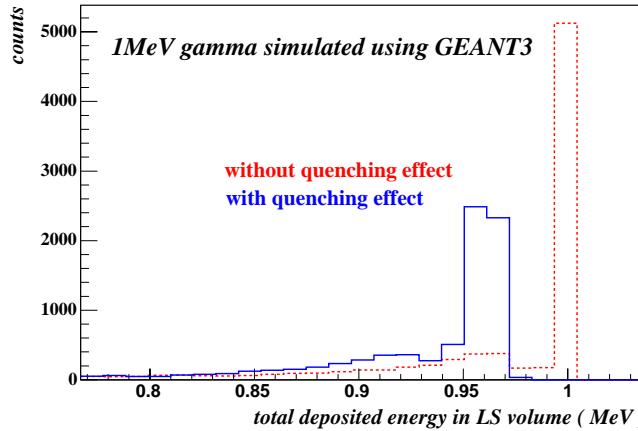


图 4.36: GEANT3中默认参数的淬灭效应对能量沉积的影响。

测器中心处 $1\text{MeV}\gamma$ 光子的能量沉积的模拟结果，图中显示了考虑淬灭效应和不考虑淬灭效应情况下探测器中液闪体积内沉积的总能量分布情况。按照GEANT3的默认参数值处理淬灭效应后，总能量沉积的分布展宽了，最可几能量沉积减小了约4%。再看kamLand几个数据点按照Birk定律模拟与数据的差别图4.37

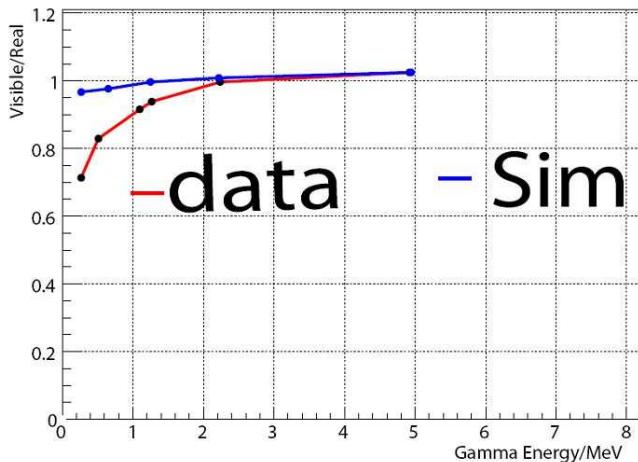


图 4.37: 只考虑淬灭效用时，模拟和 γ 数据的差别。

由此图，伯克定律给出的液闪非线性还远远达不到实验数据的差别。实际上，在模拟过程中，还调整了伯克常数值，比默认值大几倍的情况下，仍然和数据的非线性差别很大。伯克定律是已经用了几十年的非常经典的公式和理论，各种液闪伯克常数会有一些差别，但不应该差得太多，因此，能推断伯克定律不足以解释液闪的非线性，包括KamLand和模型的液闪，一定还有其它的机制。

2. 契仑柯夫光效应的贡献

这一部分，的研究刚刚起步，而且需要测量的量很多，借用KamLand的信息解释这个现象。下图4.38

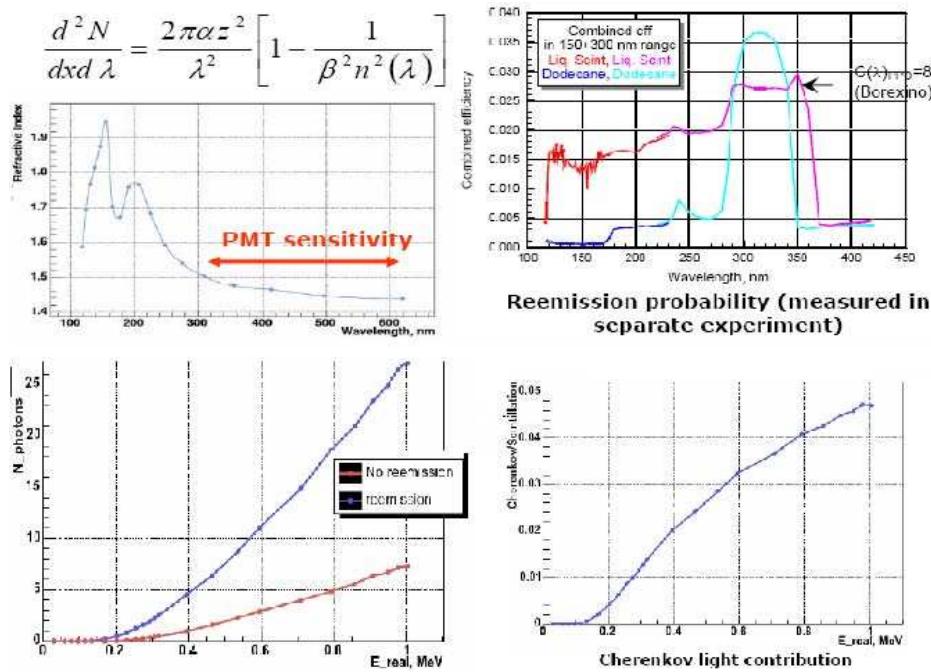


图 4.38: 契伦柯夫光对能量响应非线性的贡献。

解释了契伦柯夫光对能量响应非线性的贡献。该图中第一幅是KamLand液闪的从118nm到800nm的折射率，当带电粒子在液闪中运动时，就可以按照上面的那个公式计算产生的契伦柯夫光，粒子必须要大于它在介质中的光速，由于在短波长时，液闪的折射率比较大，带电粒子的动能很小就可以满足。比如电子，在150nm左右时，电子只需要0.09MeV就可以产生契伦柯夫光，当然这时产生的契伦柯夫光的波长也比较短，不在光电倍增管匹配的范围，但液闪具有吸收重发射的作用，第二幅就是液闪吸收重发射的概率，低波长的光能够被转移到光电倍增管接收的范围，图三就是有吸收重发射和没有吸收重发射光电倍增管接收光子的对比，可以看到，有了吸收重发射，明显增强了光电倍增管接收到的契伦柯夫光。最后一幅图则计算了不同能量的电子产生的契伦柯夫光引起的非线性的大小。在1MeV的时候大概能产生5%的非线性。也就是说，带电粒子在从低能到高能过程中，契伦柯夫光的增加，开始是非线性的，但当粒子能量比较大时，契伦柯夫光基本上随着粒子能量增加而增加，是线性的，此时对能量的非线性贡献反而变小。

下图4.39是KamLand的考虑了淬灭效应和契伦柯夫的贡献对电子和 γ 非线性的模拟，可以看出，模拟和数据符合的是非常理想的。

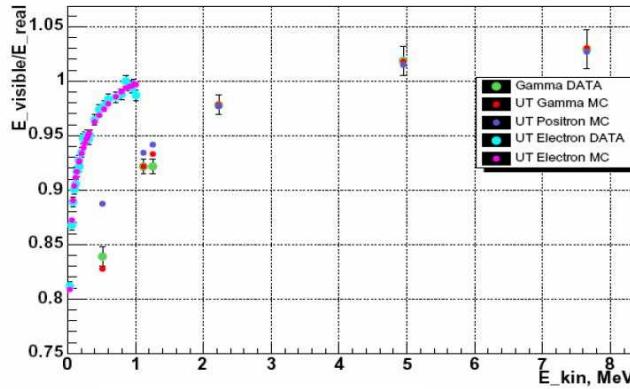


图 4.39: KamLand电子和 γ 模拟和数据的对比。

3. 对模型液闪的启示

液闪能量响应的非线性是非常重要的，直接影响能量刻度的准确性，进而造成对实验物理理解的差异，因此，必须充分了解自己实验液闪的响应。对于模型液闪的能量响应，前面已经模型探测器中不同能量 γ 的能量非线性响应。但对于模型液闪，目前还没有测量液闪的低波长的折射率，吸收重发射，以及电子在液闪中的真实响应。因此，当前的模拟代码并不能真实反映能量非线性的响应，但模拟仍然有很大意义，并不影响对其它物理的模拟和理解。因为可以通过液闪 γ 的响应从计算的上校正它们，以帮助对物理问题的理解。

4.5 模型探测器的蒙特卡罗模拟和分析

为了更好地理解模型探测器中发生的物理过程，需要对模型探测器作详细的蒙特卡罗模拟。模型探测器的模拟有助于理解测量得到的实验数据；分析数据的方法也需要从模拟结果中给出证明。

在这一节中，将介绍模型探测器中发生的物理过程的模拟方法。在GEANT4模拟中，根据模型液闪性能测量，加入了各种各样物理和光学参数，实现了基于GEANT4的液闪探测器的模拟。

4.5.1 通用模拟方法和过程

模拟中发生的物理过程，前面已有叙述，探测器的模拟工作建立在GEANT4这套经典的粒子物理探测器模拟软件上。对于GEANT4 些物理过程的模拟的处理方法，在这一节中将作一个详细的说明。

1. γ 、电子和正电子的电磁相互作用

这部分的模拟工作使用GEANT4的相关程序包来完成。由于这个模拟中，全部粒子动能都小于10个MeV，因此，对于电磁相互作用，使用低能电磁包，最低能量可以模拟到250eV，各种相互作用早已经过各种各样实验检验，足够精确；当前模拟中设置的电磁作用能量阈值为100um，有默认带电粒子的契伦柯夫效应。但这远远不够上面谈到的非线性所需要的契伦柯夫光。这一部分代码，除了非线性问题外，非常完善。

2. 中子相关的物理过程模拟

除了中子其它的强子（例如质子）过程也相对完善，只需把各种粒子相对应的物理过程调入就行了。强子物理主要是中子部分，主要用一个叫做中子高精度模型的物理条。中子与各种物质的碰撞截面都是可以随时更新的。只有关于被Gd俘获的部分是手动加入的。图4.40是模拟中Gd俘获中子放出 γ 能谱。放入被Gd俘获的

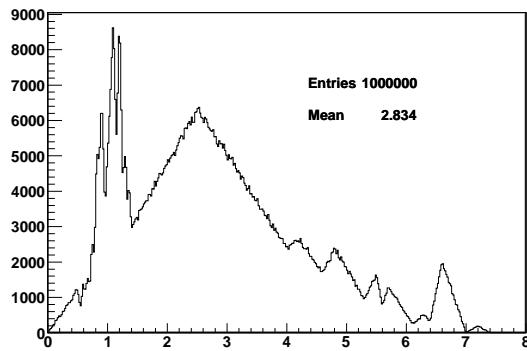


图 4.40: 模拟中Gd俘获中子放出的 γ 能谱。

截面，俘获中子后，放出的 γ 能谱是根据真实实验测得的大量统计的一个结果，这里做了一定的简化，没有再区分 ^{156}Gd 和还是 ^{156}Gd 的能谱，但由于 ^{155}Gd 和 ^{157}Gd 俘获的中子后放出总能量是不同的，所以几率上还是做了区分的，即有18.536%放出总能量为8.54MeV的几个 γ ，有81.5%的机会放出总能量为7.937MeV的几个 γ 。但所有的 γ 都来源同一个能谱如图4.40进行抽样，实际上，这个能谱就是前面提到的 ^{155}Gd 和 ^{157}Gd 俘获的中子放出能谱的叠加。

另外，无论中子被 ^{155}Gd 俘获和 ^{157}Gd 俘获放出 γ 不是单个，每次俘获平均约3-4个，这些 γ 总能量是不变的，目前还没有 γ 多重数实验支持，图4.41是模拟中Gd俘获中子放出的 γ 多重数。

模拟过程处理方法：先按照概率抽得中子是被 ^{155}Gd (18.5%)俘获还是被 ^{157}Gd (81.5%)；如果是前者，则限定放出 γ 的总能量为8.54MeV，否则，限定总能量为7.937MeV；比如抽取到后者，按照能谱图先抽取一个 γ ，如果这个 γ 等于7.937MeV，则结束，多重

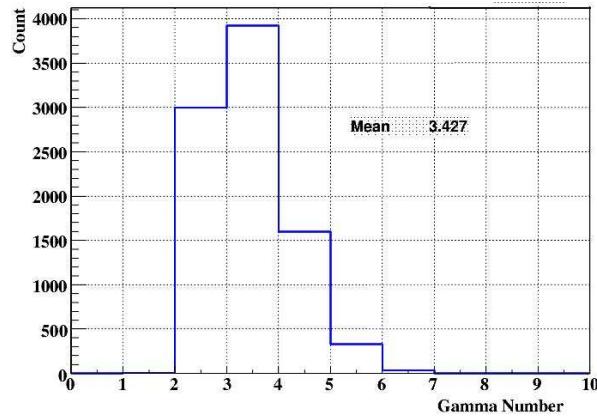


图 4.41: 模拟中Gd俘获中子放出的 γ 多重数。

数为1, 否则, 继续按照能谱抽取第二个 γ , 如果这两个 γ 总能量大于或等于7.937, 则结束抽取, 最后一个 γ 的能量变为7.937MeV减去第一个 γ 的能量; 否则继续抽取第三个 γ , 依此类推, 总能得到总的 γ 能量为7.937MeV, 此时 γ 的数目就是多重数。抽取另一个反应到8.54MeV采取同样的方法。这样就得到了 γ 的多重数。

3. 能量沉积过程

粒子在探测器中运动, 主要通过带电粒子在液闪中沉积能量, 模拟中, 沉积的修正主要考虑了淬灭效应, 即用前面叙述的伯克定律每一步都进行修正, 直到粒子逃出有效探测区。

4. 光学光子在探测器中传播的模拟——光学模型的建立

光学模型在这里是指和光学光子相关的物理过程的模拟方法, 包括: 光学光子的产生、光学光子的传播和光电倍增管的接收这些过程。从模拟的角度来看, 一路追踪光学光子的产生、传播直至消失, 是很合理的方法而且是易于用程序实现的。

根据实验测量, 相对于蒽晶体, 探测器模型中所用的液闪的发光光产额为53%, 其绝对值大约在10000光子/MeV, 确切值当前还无法确定。图4.42中实心方点表示的是使用紫外发光光谱仪测量得到的探测器模型中所使用的液闪的发射光谱, 由于加入了两种波长位移剂PPO和bis-MSB, 从图中可以看到谱形中有两个峰。

从GEANT4的模拟中可以得到粒子在探测器中每一步的能量沉积, 考虑淬灭效应修正后, 这部分能量就将全部转化为闪烁体发光。模拟时, 依据每一步沉积的能量按照液闪的发光光产额计算出粒子行进的这一步内可以产生的总光子数, 以这个光子数作为平均值, 按照泊松分布抽样产生这一步中实际生成的光学光子数目, 并将当前这一步所在探测器中的位置作为这些光子的顶点, 对每个光子在探测器中的行为进行追踪, 直至它消失。探测器模型中, 只有液闪能将电离能量沉积转换为光学光子, 故光子生成的过程只在液闪之中才有, 模拟时GEANT4中可以自动跟踪每

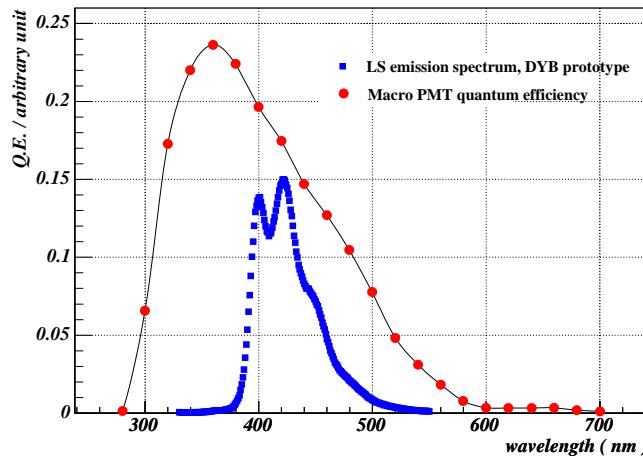


图 4.42: 液闪的发射光谱和光电倍增管的量子效率 [141]。

一个光子的运动。

光学光子的波长按照液闪的发射谱图4.42进行抽样。当前的光学过程模拟涉及到的波长范围是200nm-800nm，这个范围足够包含液闪的发光波长区间。

当前的模拟不涉及到光子的极化，和极化相关的过程。在geant4中，涉及光学的物质已经加入诸如反射率、折射率、反射类型以及衰减长度等光学参数和性质，这些过程geant4可以自动处理。

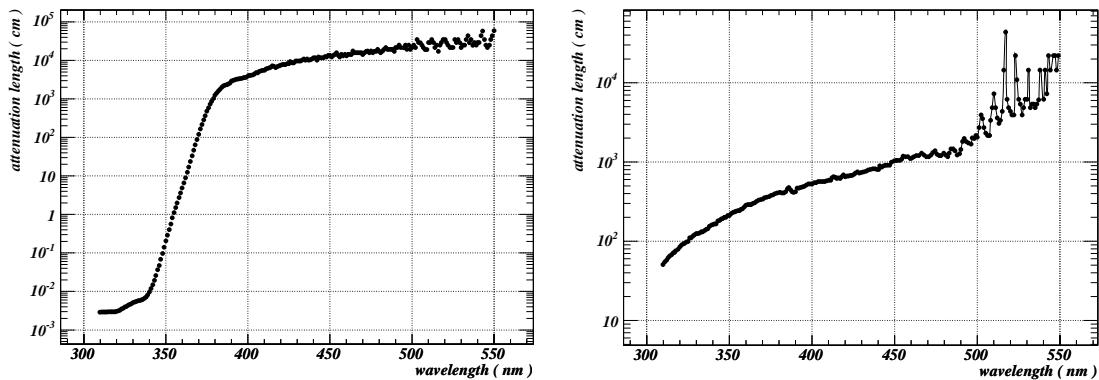


图 4.43: 液闪（左图）和矿物油（右图）的衰减长度随光子波长的关系 [121]。

衰减长度的计算由液体的一维衰减长度（测量方法见 [140]）随波长的关系曲线来确定。图4.43中显示的是参考文章 [121]中的数据。由于当前没有实际测量值可用，模拟时使用这一组数据。左边图可以当成是液闪的一维衰减长度曲线，右边图可以当成是矿物油的一维衰减长度曲线，这两条曲线的走势符合前一节对物理过程的讨论。这两条曲线中显示的衰减长度在430nm时好于实际测量得到的探测器模型

所用的液闪（8.5米）和矿物油（12米）的衰减长度。但是，由于探测器模型的线度相对这些衰减长度值来说足够小，所以对最后的探测器模拟结果的影响不大。

当光子发生吸收过程，伴随的重发射过程的反应，重发射过程中产生的光子按各向均匀角分布抽样，重发射谱近似使用原初液闪的发射光谱。图4.44是探测器模

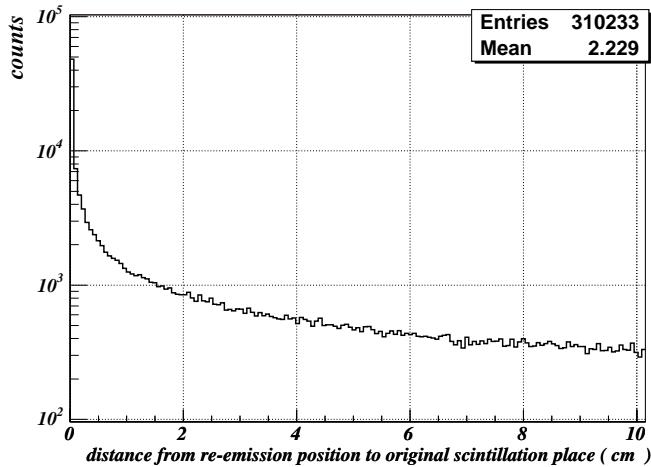


图 4.44: 液闪中吸收-重发射过程发生位置距原初发光位置的距离分布。

拟得到的液闪中吸收-重发射过程发生位置距原初发光位置距离的分布曲线。由图中可以看到，吸收-重发射过程绝大部分发生在原初光学光子产生位置的附近几个厘米之内的地方。可以认为传播到矿物油中的光子基本上是波长较长的光学光子。模拟矿物油中的光子传播只设置了弹性散射，按照矿物油的衰减长度-波长关系模拟。

一些光子经过以上光学过程后消失或者到达光电倍增管的灵敏区。到达灵敏区的光子按照实际光电倍增管测量的噪音谱和PE谱进行数字化后，就得到了模拟程序中的信号谱。

5. 几何参数

引入GEANT4中的探测器的几何结构如图4.45所示。由外到内依次为不锈钢外罐、矿物油层、有机玻璃桶、液闪层，中心是柱状的放射源和长条状的不锈钢吊坠。放射源和吊坠对于不同放射源的实验有不同的几何尺寸，表4.2列出了具体值。用于封装放射源的材料一般为塑料，实验中又涂了一层环氧树脂。在探测器模拟中，这部分体积用密度相差不大的有机玻璃材料来代替。

对于PuC源，需要的是高能 γ 和中子，对于极低能 γ 和电子，正电子等动能，是不希望它们在液闪中存在，因此对PuC源的包装做了一些特殊处理，共有三层结构，每一层都是直径和高相等的同心圆柱结构，最外层1mm厚的钢，然后2mm厚的钨，然后是1mm厚的铝，最中心是 $\varphi 2 \times 2$ 的放射源部分。

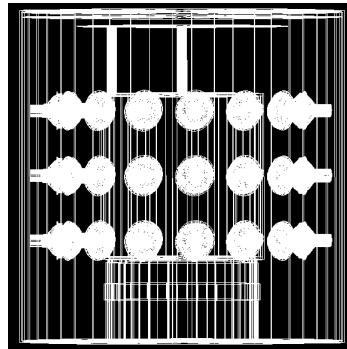


图 4.45: 探测器模拟时放入GEANT4中的探测器几何结构。

		铯源	钴源	钠源	钡源	锎源	钚碳源
放射源封装 (厘米)	直径	2.1	2.4	1.7	1.2	2	1
	高	0.6	1.4	0.9	0.7	3	1
吊坠 (厘米)	直径	0.6	0.8	1.0	1	1	1
	高	5.0	5.0	5.0	1	1	1

表 4.2: 放射源及吊坠的具体尺寸

4.5.2 中子在探测器液闪中的基本模拟

这一部分是几个MeV的中子在模型探测器液闪中的基本行为，并不因为不同中子源而改变；主要是指中子的俘获过程。

1. 俘获模拟

模型液闪的物质是一定的，表4.3是中子在液闪中被不同元素俘获所得到的比例

总中子数	100%
Gd	86.7%
H	13.2%
C	0.08%
其它	0.02%

表 4.3: 不同物质俘获中子的比例

这和前面的估算是一致的，在下面的模拟过程和数据分析中，可以忽略C和其它物质俘获中子的贡献。

2. 俘获中子放出 γ 射线的能谱和多重数

图4.46中右图是中子被俘获放出 γ 的能谱图，其中在2.225MeV的超出是中子

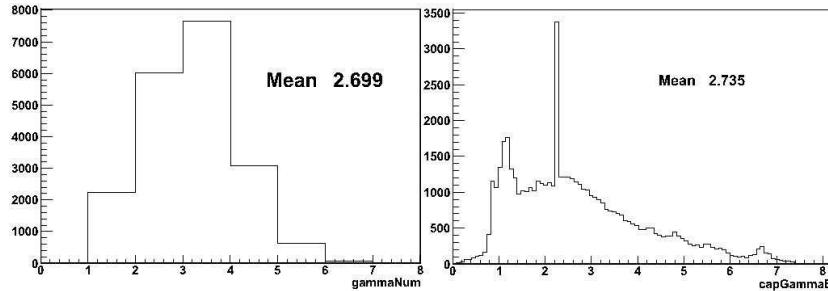


图 4.46: 模型探测器中中子被俘获放出的 γ 能谱和多重数

被H俘获，而其它的部分则是中子被Gd俘获。H俘获中子只有一个2.225MeV的 γ 射线，被Gd俘获前面已经给出平均约3.4个，但在液闪中是这两个俘获比例的叠加，图4.46左边的就是总的 γ 多重数。

3. 中子俘获时间

液闪对中子的俘获时间，是液闪中各种元素对中子俘获时间的叠加，由液闪的组成成分和前面物理过程讨论知道，中子的俘获时间是元素H和Gd对中子的俘获时间的叠加，由于每一种元素对中子的俘获时间都近似服从指数分布，可以用一个指数分布来描述，图4.68 目前，模型液闪含H为11.8%，含Gd0.115%，此时，俘获时间

Neutron capture time (Prototype)

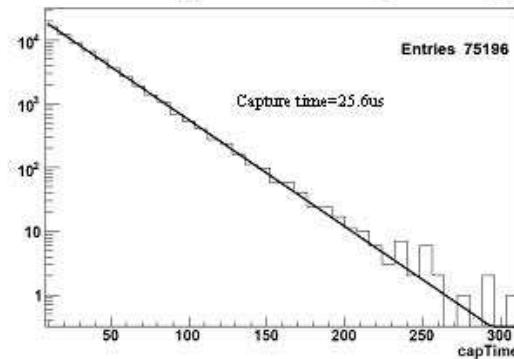


图 4.47: PuC源的中子在模型液闪中的俘获时间

是25.6us。

4. 延迟信号模拟与数据的对比

延迟信号只有中子俘获放出的 γ 谱，下图4.48是延迟信号的能谱模拟和数据的对比，在大于1.7MeV以上，符合的比较好，第一个峰位为2.225MeV是来

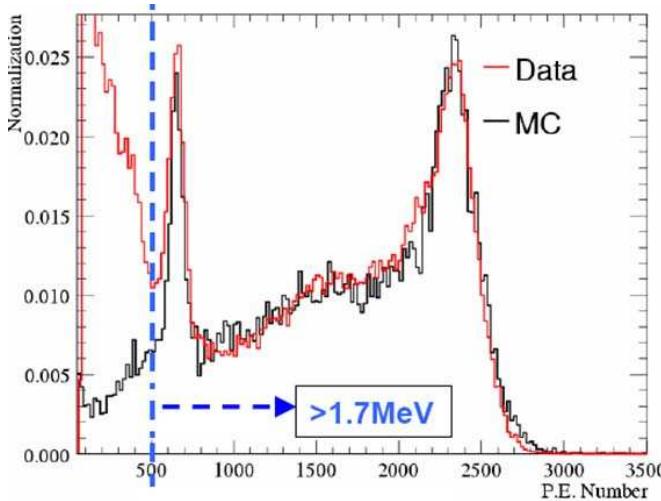


图 4.48: 慢信号的本底分析和模拟和数据的对比

自中子被H俘获放出的 γ 射线，第二个峰来自8MeV左右，是中子被Gd俘获放出的7.937MeV和8.54MeV的混合。

8MeV之所以能自然对的比较好，也就是8MeV和2.225MeV不存在前面非线性里提到非线性问题，这是因为是因为一般中子被Gd俘获，平均放出3.4个 γ ，每个 γ 的能量平均不到2.353MeV，由非线性曲线看到，2.225MeV和2.353MeV 非线性几乎一致，这个从前面的数据拟合的两个峰位也得到有效的说明。这个误差远比实验刻度等带来的误差还要小实际上，数据和模拟对比2MeV和8MeV非线性要小于2%。

5. 单逃逸峰

再来看一个重要的问题，在2.2MeV和8MeV两个能量峰之间主要是8MeV中一些能量逃逸造成的，按照正常来讲，应该平缓的逃逸曲线，但实际上，在大约4.7MeV多的地方，有一个能量峰，在前面数据分析中，用了一个高斯函数描述了这个能量峰，由于是来自中子的慢信号，尽管和4.438MeV能量峰比较接近，但应该两者没有任何关系，就是由于纯粹的几何造成的，现在让从模拟上证明这个推论；

为了验证这个想法，在模拟中，在中子被Gd俘获放出几个 γ 时，查找如果这几个 γ 当中有一个或者多个在液闪中沉积能量小于1keV，也就是这个 γ 完全逃逸出探测器灵敏区，则不记录这个事例，图4.49则是在慢信号中扣除单 γ 全逃逸事例后的能谱图。

这个图与图4.48对比，非常明显的就是8MeV的逃逸是平滑的，在4.7MeV附近，不再有突出结构。这就证明了最初的想法。图4.50则是单逃逸(包括多个 γ 完全逃逸)剩余部分的能谱，低能部分要偏多，用一个高斯函数表示，并不是十分理想。从模拟中计算到，在模型探测器几何尺寸下，19.4%的中子放射的能谱会存在单逃逸事

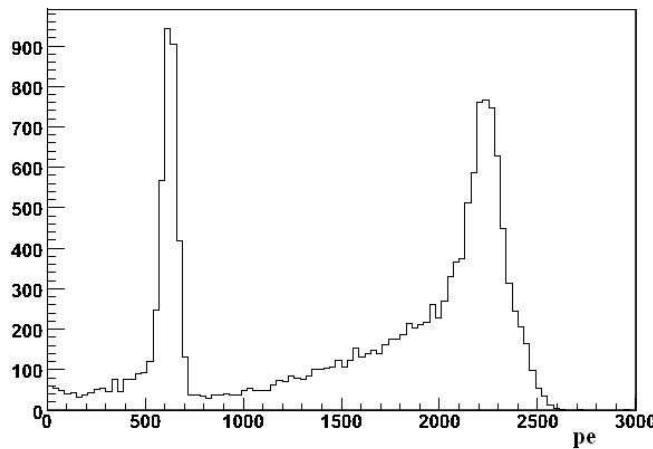


图 4.49: 慢信号中扣除单逃逸后的能谱能谱

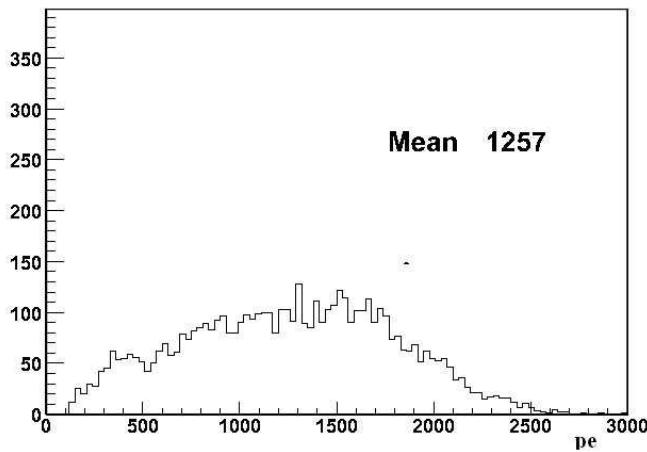


图 4.50: 慢信号中有完全逃逸的事例能谱

例, 1.32%的双 γ 完全逃逸。由于剩余的可见能谱低能偏多, 所以模拟得到的单逃逸的能谱平均能量比由数据拟合得到的要低约0.5MeV左右。

4.5.3 ^{252}Cf 产生子与模拟

在放射源介绍时, ^{252}Cf 自发裂变是一个非常复杂的过程。因此, 只能从统计意义上知道每次裂变 γ 和中子的能谱和数目。因此, 在模拟中也用同样的方法;

4.5.3.1 产生子

1. 中子

两种描述图4.51的公式，一般认为瓦特谱相对准确一些，这里采用瓦特谱来描述中子能谱。图4.51是模拟产生的中子多重数和中子能谱。关于中子的多重数，由于

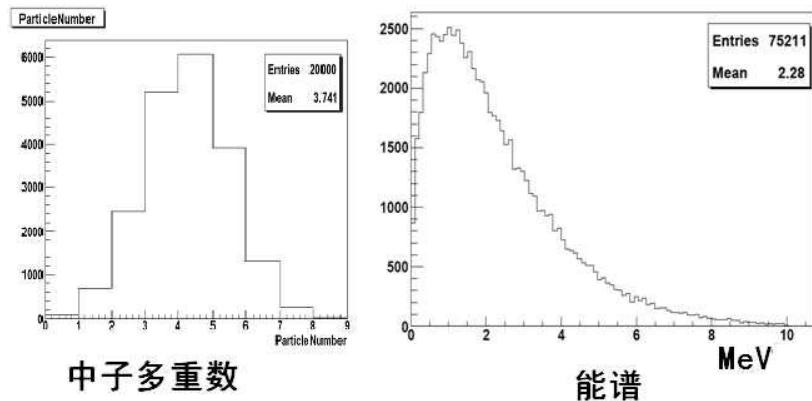


图 4.51: ^{252}Cf 中子多重数和能谱的模拟产生子

平均值约3.75，在模拟处理中，可以用一个高斯函数来描述，而没有用泊松函数。这个与原来文献所用的方法一致。

2. γ

同中子的处理方法相似，仍然来用多重数和能谱来描述 ^{252}Cf 裂变产生的 γ 射线。根据图4.20 把这些实验结果参数化到模拟中，从图中读取原来的能谱作为产生子的能谱，至于多重数，由于 γ 的多重数高端有一个尾巴，用一个高斯函数加上一个指数的方法近似描述， γ 的能谱则再参照其它高能 γ 的测量 [133] 直接数据化到产生子当中，下图4.52就是 $^{252}Cf\gamma$ 的模拟产生子

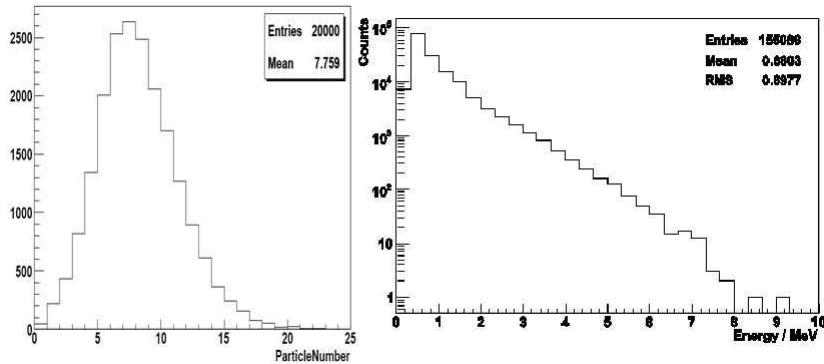


图 4.52: $^{252}Cf\gamma$ 射线多重数和能谱模拟谱

这个产生子可以分别独立模拟 γ 、中子，也可以按照真实每次裂变放出 γ 和中子一起来模拟。

4.5.3.2 模拟总能谱响应和中子俘获时间响应与数据的对照

中子源相对 γ 源，要复杂一些， ^{252}Cf 一次裂变时，同时会有各种各样的粒子出现，但由于有放射源外壳的存在，一般只有 γ 和中子能够穿透，并且在液闪中沉积能量，对于 γ 信号，一般在几个纳秒，最多十几个纳秒就会在探测器中完全沉积能量而消失因此，只有一个信号区间；但对于中子，它的动能也会在最初的100ns内减少到1keV以下，但是中子会在液闪中继续慢化和热运动，直至被俘获放出 γ 射线，一般这个过程平均时间为26微秒，如果有多个中子，就会有多个慢信号的产生，由前面的相关电子学的讨论可知，一般取信号的宽度为0.3us~1us，因此，是能够看到多个慢信号的。而对于中子的动能产生的快信号，和 γ 的能量沉积，在这个时间窗内是不可区分的。因此， ^{252}Cf 的快信号由 γ 沉积的能量和中子动能在液闪里响应组成，慢信号只是由于中子的俘获放出 γ 构成的。

把 ^{252}Cf 的总的产生子输入到模型探测器的模拟代码中，来比较和研究 ^{252}Cf 在液闪中的物理过程和行为。

1. 快信号对比

首先，先来看看快信号的对比。图4.53

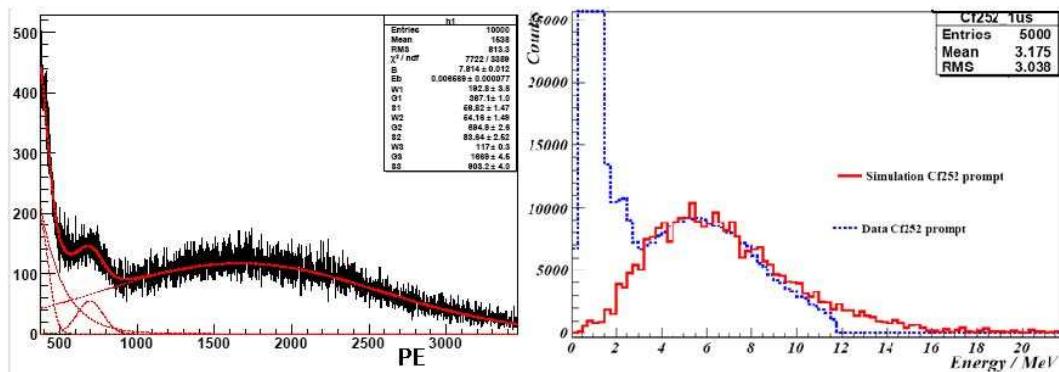


图 4.53: ^{252}Cf 快信号的本底分析和模拟和数据的对比

左面的数据拟合线一次为光电倍增管和电子学线路热噪声、周围放射性本底，小的高斯拟合出来的是来自 ^{232}Th 的2.6MeV的 γ 射线，占主要部分的就是来自宽高斯的，并且能量比较高的是来自 ^{252}Cf 的快信号。由此，可以看出，本底对 ^{252}Cf 的主要信号部分影响不大。右图就是模拟和数据的对比，可以看出，高能端逐渐有些超出，但总体还能符合得很好。

图4.53中快信号实际上包含了中子动能的响应和 γ 响应两部分，数据上无法把它们区别开来，只能从模拟上看一看这两部分的共献。

图4.54是 ^{252}Cf 快信号的模拟，其中 γ 谱模拟的结果做了平均10%的平移，这

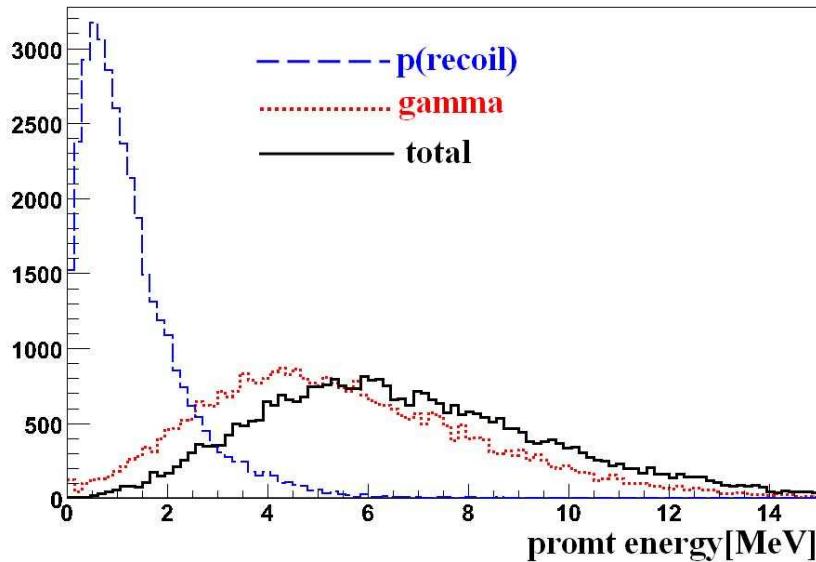


图 4.54: ^{252}Cf 快信号的模拟。

是比较容易理解的， ^{252}Cf 放出的 γ 射线绝大多数在0.3MeV~1MeV之间，数据中平均5.5MeV是约7.7个 γ 堆积而成的，而模型液闪非线性上，在这一区间，非线性约降低8%-15%左右。

因为尽管快信号的峰位在5.5MeV左右，但由实验数据和产生子知道，

2. 延迟信号模拟与数据的对比

图4.48是延迟信号的能谱模拟和数据的对比，前面分析的已经很详细了。

3. 中子俘获响应时间的比较 图4.55是 ^{252}Cf 俘获时间模拟和数据的对比，可以看

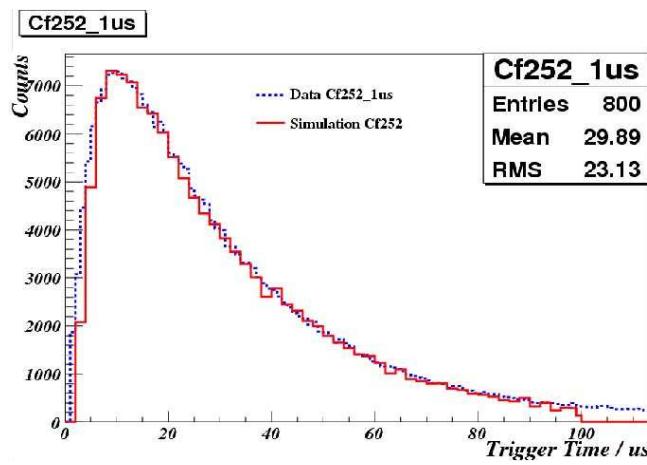


图 4.55: ^{252}Cf 俘获时间模拟和数据的对比

出，模拟和数据对的是非常好的。在实验数据取数时，考虑到电子学成型、延时以

及多个光电倍增管因反射等因素而同步等，一般取信号的门宽为1us， ^{252}Cf 的一次裂变，一次同时能够放出几个中子，如果在前一个中子俘获数时间窗内，另一个中子也发生俘获，那么这两个中子是不能区分的，即模型探测器的死时间为1us。

4. 死时间的影响

在死时间内，由于后续中子的丢失，必然导致中子俘获时间排序的不同，即影响俘获时间常数，同时也势必会影响中子的探测效率图4.56为模拟死时间的不同对俘获时间和中子探测效率的影响。

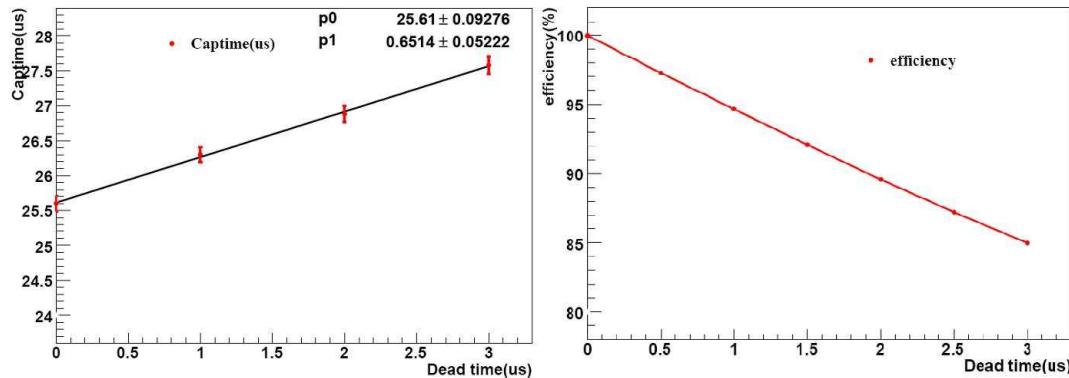


图 4.56: ^{252}Cf 死时间对俘获时间和效率的影响

4.5.4 PuC源数据模拟和分析

4.5.4.1 产生子

图4.25是前面提到的PuC源的衰变能级图，这个图左侧是来自三个态中子计算能量，上面的是基态中子，下面的则是两个激发态的中子。在模拟过程中，来自第二、第三态中子用理论计算值，对于基态中子谱，目前还没有很好的数据谱，尽管图4.25给出了一个来自CIAE 的数据谱，但这个谱中并没有很好的扣除其它本底，导致中子平均能量太低，模拟和数据相差太远，因此，模拟中我们仍然用理论计算的能谱。第二激发态来自6.049MeV的正负电子对，在模拟中其动能采用在0-0.5MeV随机分布，实际上无论正电子还是负电子，在这个能量范围内不能跑出放射源的包装，只有正电子的湮灭放出一对0.511MeV的 γ 有可能进入液闪。第三激发态的比较简单，放出一个6.13MeV的中子的同时，还有一个低能中子。把这些信息写入我么模拟程序中图4.57，作为PuC源产生子，图中基态分支比83%，第二激发态占基态的4.4%，剩余的13.5%为第一激发态。

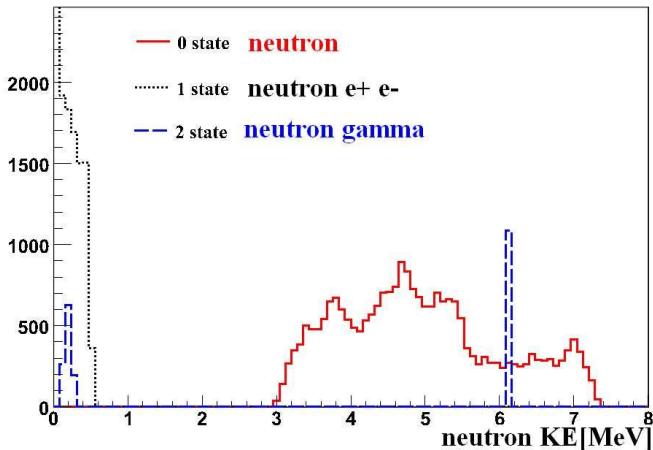


图 4.57: PuC源产生子

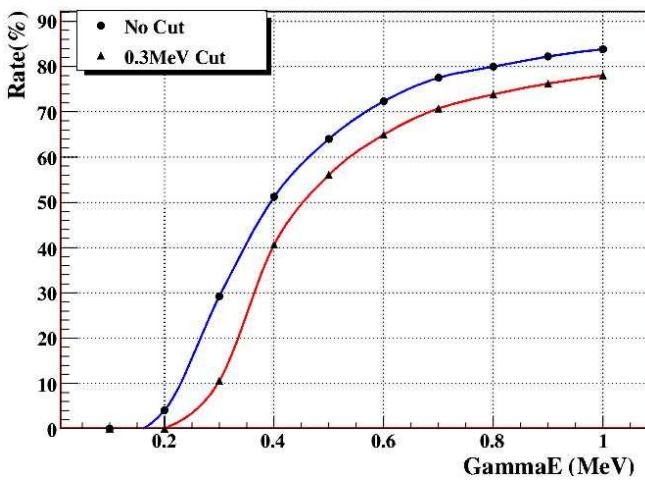
4.5.4.2 PuC源数据模拟和分析

1. 慢信号

实际是只有中子的俘获过程，这在前面的模拟和分析中已经提过，这里和前面慢信号没有任何不同。

2. 快信号的信号分析与模拟

快信号相对复杂，首先先来看放射源不是来自 $\alpha - n$ 反应的影响。 ^{238}Pu 主要是 α 衰变，但同时也会有一定的 γ 产生，以下是主要的 γ 射线13.6kev、43.5kev、99.9kev。图4.58是模拟在放射源几何中不同能量 γ 射线能够部分或全部逃出探测器的比率，

图 4.58: 不同能量 γ 能够部分和全部逃出放射源包装的几率

低于0.15MeV的 γ 射线，所有都不会逃出放射源的几何，所以，对于PuC源主要的几

个 γ 射线，这些能量不可能穿透放射源的外包装。现在再来看PuC源本身快信号的贡献：

三个反应道相互独立，每一部分都不受其它反应道的影响，这里主要来看快信号的部分：(1)来自第一激发态的只有中子，所以快信号有中子动能在液闪中的沉积。如果中子能量超过 ^{12}C 的第一激发态，还有可能产生4.438MeV的非弹散射峰；(2)来自第二激发态的中子动能很低，对快信号没什么贡献，另一部分则是正负电子的湮灭产生两个0.511的贡献。(3)来自第三激发态的有贡献的只有6.13MeV的 γ 射线。

1) 快信号高能端部分

仍然以慢信号中中子被H俘获放出单能 γ 射线为基准，由前面的拟合谱看到，PuC源快信号高能端部分，实际上就是两个单能 γ 峰，对于6.13MeV，实验测量为6.41MeV，前面已经分析过，这一PuC源反应道几乎没有其它成分的影响，可以归结为，能量非线性的响应。而对于4.438MeV能量峰，实验测得值为4.74MeV，这个明显的偏离其它几个能量点的非线性曲线，一个合理的解释就是中子在和 ^{12}C 非弹性碰撞后，仍然会有相当的动能，这个动能的沉积和4.438MeV的沉积在时间上是不可区分的，因此会叠加到一起造成4.438MeV的向高能端偏移；仅有4.438MeV的 γ 在非线性曲线上的值应为4.59MeV，那么相应的中子动能沉积为0.15MeV，下面，通过模拟看看这一结果是否成立。

中子输入谱就是图4.25中的能谱，在模型液闪中，中子和 ^{12}C 发生非弹性的几率为2.7%左右。当中子和 ^{12}C 发生这种相互作用后，记录此时的中子能谱图4.59 中

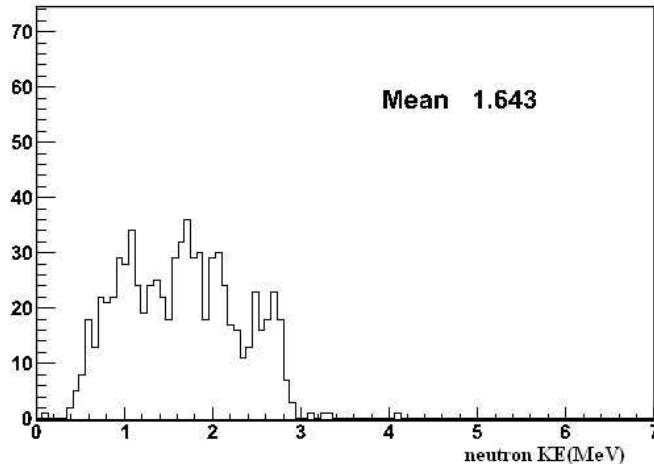


图 4.59: PuC中子在模型液闪中和 ^{12}C 发生非弹散射后中子动能

子和 ^{12}C 作用后，剩余平均能量为1.64MeV，然后再来看看这些中子在液闪中沉积图4.60

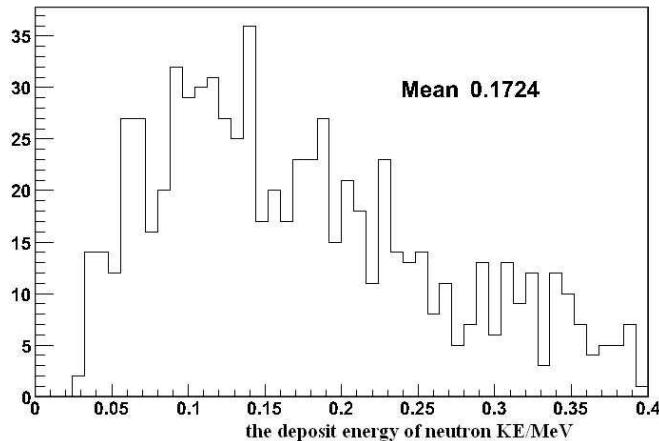


图 4.60: PuC中子在模型液闪中和 ^{12}C 发生非弹性散射后中子动能的沉积。

可以看出，尽管不是一个很好的高斯函数，这个中子动能的响应与4.438MeV是一一对应的，因此，最终测得的一定是这两个能量的和，尽管中子动能的平均为0.17MeV，但最高处却在0.1MeV附近，实际叠加效果应该在0.1和0.17之间，这已经是和所需要的叠加0.15MeV比较接近，这样就解释了对于这个值的测量为4.74MeV附近了。图4.61是中子和 ^{12}C 发生非弹性散射后，剩余动能叠加在4.438 γ 射线对峰位的影响。

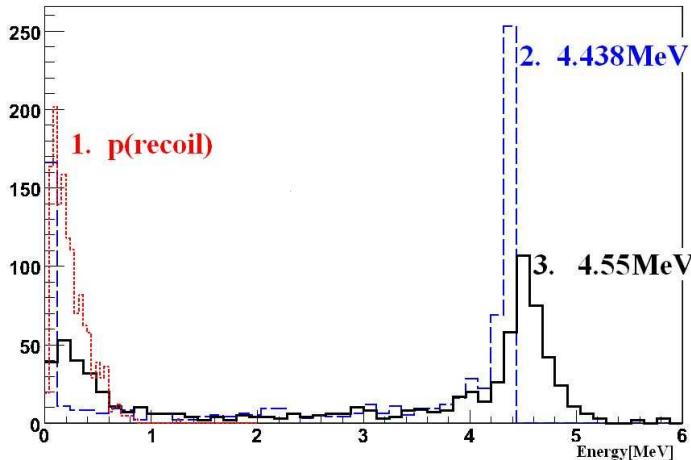


图 4.61: PuC中子在模型液闪中和 ^{12}C 发生非弹性散射后中子动能和4.438MeV实际模拟叠加的结果。

响，这个影响的结果为0.11MeV，这个和数据的误差仅1%。这个模拟没有采用光学模拟和数字化，图中显示的只是能量沉积。这样，在非线性曲线中关于4.438MeV的修正，就采用了0.11MeV的修正。

至此，可以把这部分模拟和数据对比如图4.62可以看出，考虑以上因素，得到了相对位置和数据比较一致的4.438MeV和6.13MeV两个快信号的峰位。

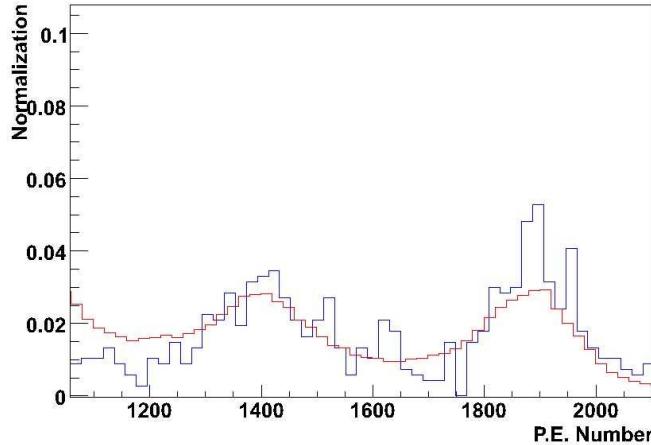


图 4.62: PuC源快信号模拟与数据的比较, 模拟统计量相对较少。

2) PuC源快信号低能部分

这部分由于知道的信息相对较少, 目前还不能把模拟和数据对的很好。最重要的还不知道真实的PuC源基态中子谱, 也不知道, 在模型液闪中中子动能的真实响应。但通过模拟还是能确定一些事情的。先看模拟与数据的对比。

来自PuC源第二激发态中子动能小于0.4MeV, 6.13MeV会有一部分泄露, 但在低能部分由于事例率太低, 也能忽略其贡献。因此对这一能区快信号有贡献的是第一激发态的正电子信号和基态高能中子的反冲信号。这一部分, 最明显的特征就是有0.511和1.022MeV的双峰结构, 这主要是由于放射源的外包装造成的图4.63 图中黑

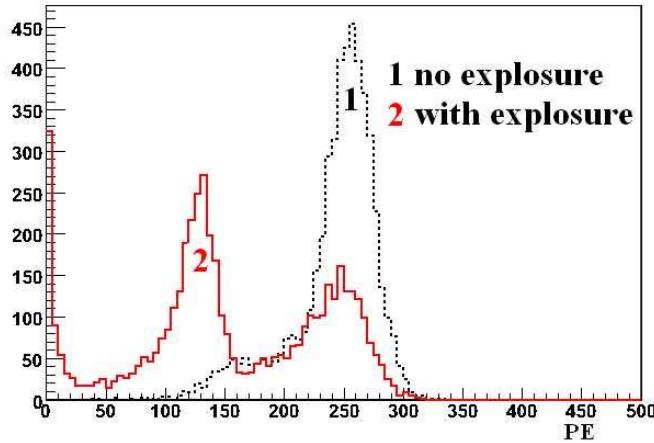


图 4.63: 放射源外包装对PuC源正电子快信号的影响

线1部分是正电子在探测器中心没有外包装的模拟, 可以看出, 基本上没有 0.511γ 单逃逸到探测器外面形成的0.511MeV的能量峰, 尽管高斯峰低能端也有一点部分逃

逸。但加上PuC源的外包装，正电子的信号就变成了实线2的样子，约有12%左右完全沒有逃出探测的外包装，约50%单 γ 逃逸进入液闪部分，而约38%左右的两个 γ 都进入探测器。这样就形成了正电子信号的双峰结构。再加上中子动能的质子反弹就是目前已知快信号的成分见图4.64这个图中，基本能够重现数据中的正电子的双峰结

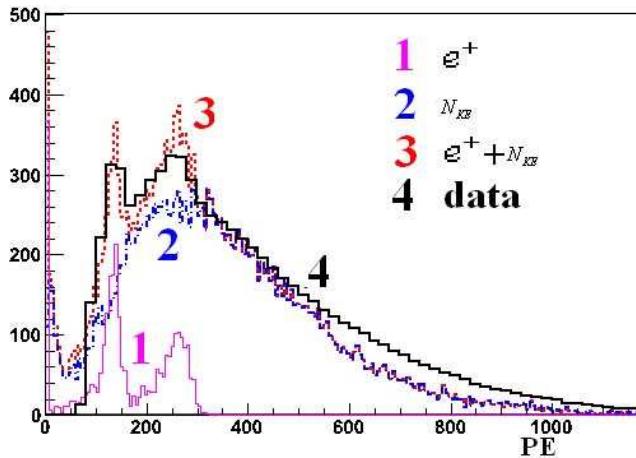


图 4.64: PuC源快信号低能部分模拟与数据的比较

构，但质子反冲部分和数据还有一些差别。由此可以得到一下几个事实和推论：

(1)由前面数据的拟合0.511MeV峰位在0.44MeV处，线性偏离值为0.86，这符合线性关系曲线上的规律，这说在正电子湮灭信号时，几乎没有其它沉积能量叠加在正电子身上，或者其它干扰信号可以忽略不计。这是非常重要的，由此可以推断 ^{238}Pu 衰变 α 开始，几乎没有重要影响伴随粒子出现；另一个推断就是在模拟中，可以假设PuC源在第一激发态的带电粒子动能很小。

(2)模拟中放入的最新测量的淬灭因子 $0.006/cm^2/MeV$ 中子动能的沉积模拟相对数据有一部分缺失，目前还不知道液闪对单能中子的准确响应；另一个可能的原因就是基态中子动能的不准确，实际放出的中子动能的可能和理论值有一些偏差。

(3)这个快信号数据上是利用8MeV附近的峰作为选择条件，本底相对较少，基本上是伴随着中子信号出现的，一个可能就是PuC源不纯造成，即在PuC源中可能存在一定的其它产生中子的放射性元素，比如类似 ^{252}Cf 裂变源的存在，但目前其它不纯还不清楚。

3) 中子俘获时间与数据的对比

PuC源无论在哪个反应道反应，每次只放出一个中子，而快信号和中子俘获时间常数为25.6us，因此，只要事例率比较低，应该基本上不存在一个信号出现的取数的同时，而另一个信号同时出现导致死时间的现象。图4.65能够看到，中子俘获响应时间模拟与数据基本上是一致的。

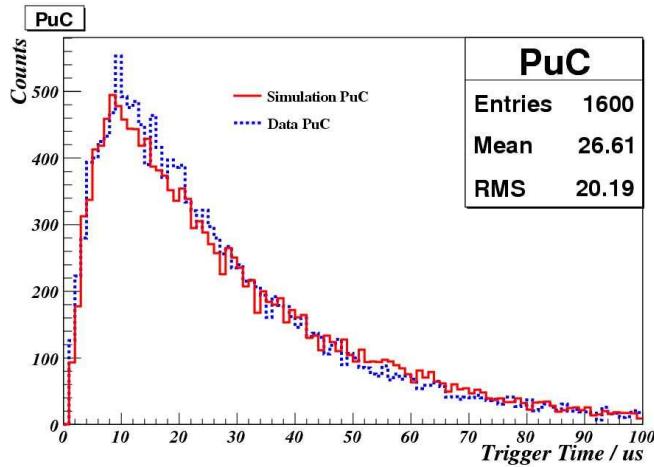


图 4.65: PuC中子在模型液闪中的响应时间模拟与数据的对比

在处理数据的时候，为了和其它诸如天然本底、噪声等区分开，取数采用的0.5MeV阈值明显是不够的，数据中有可能有很多其它的事例，对于中子的俘获时间，希望得到比较干净的中子，为了选择比较纯的中子事例，需要比较高的能量阈值，能量阈值和俘获时间的关系如图4.66 图中的误差只是拟合误差，由图看出，不

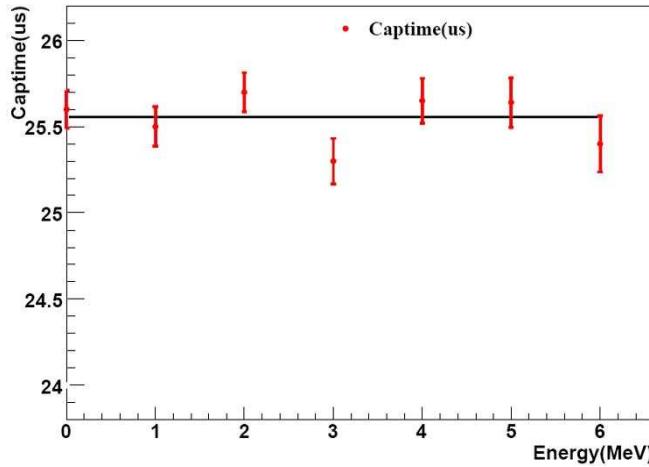


图 4.66: PuC中子在模型液闪中的响应时间模拟与数据的对比

同的能量阈值对中子的俘获时间没有影响。因此，可以把能量阈值设得较高来得到真正的俘获时间

4. 中子探测效率模拟与数据的对比

图4.67是PuC源在不同阈值下中子探测效率模拟和数据，数据不可能做到没有能量阈值，一般取数的 阈值在0.5MeV，在数据图中，上面的线是更严格的判断中子条件下的变化，下面的则是记录慢信号的原始数据下效率的变化。因此数据的效率实

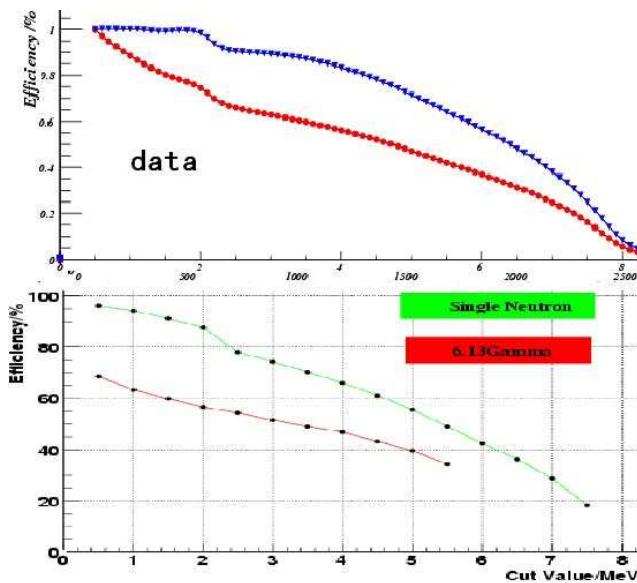


图 4.67: PuC源不同阈值下中子探测效率模拟与数据

际上是一个相对的探测效率。下面的图则是模拟条件下作出的能量阈值与效率的关系，是绝对的探测效率。由模拟和数据曲线的变化趋势，特别是严格的判断条件下的模拟和数据变化趋势和相对变化量基本一致。在模拟中，还做了6.13MeV在探测中随能量的探测效率。在阈值为0的条件下，6.13MeV探测效率为70%，说明对于这个 γ 射线，会有30%的 γ 射线会直接逃出探测器的灵敏区。而几乎所有的中子都不会直接逃出灵敏区。

4.5.5 中子对液闪性能的模拟

中子在不同成分的液闪中，响应是不同的，也就是，可以通过中子源来反映液闪的变化和测量某些液闪的性能参数。

4.5.5.1 不同含Gd量对俘获时间的影响

让来看看改变Gd的含量，看看对俘获时间的影响图4.68

能够看到Gd元素在液闪中含量的改变对俘获时间影响非常大，对几个不同含Gd量的点进行了模拟。图中的直线是用一条直线对俘获时间的变化趋势做了拟合，将来大亚湾实验预计含Gd0.1%，此时俘获时间为29us，这和已经有的实验CHOOZ实验也是0.1俘获时间30.5相差不大，这种差别应该是液闪的组分不同和模拟拟合误差造成的。

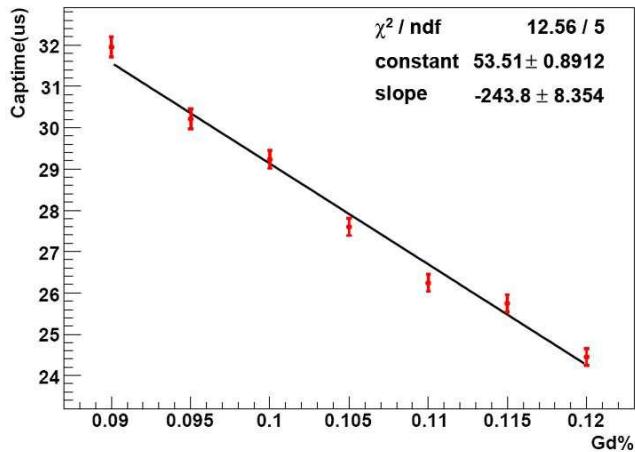


图 4.68: 含Gd量不同对俘获时间的影响

4.5.5.2 不同含H量对俘获时间的影响

图4.69 含H的多少也会对俘获时间造成重要的影响，这里对H质量百分比

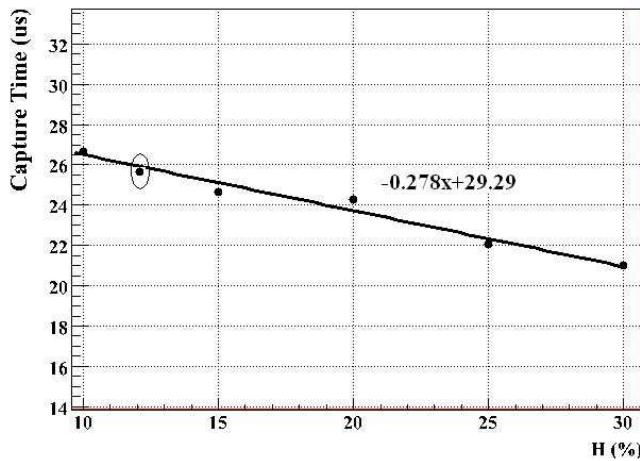


图 4.69: 含H量不同对俘获时间的影响

从10%到30%进行了模拟，其中固定Gd含量0.115%，最后用了一条直线进行了变化趋势的拟合，在图中11.8%处为现在液闪的测量值，也是模拟中默认的值。

4.6 模型实验的讨论

本节讨论模型实验中几个没有解决的问题和对于这次实验的一些想法。

1. 实验数据谱的非线性问题。

从实验数据上来看，液闪对不同能量的粒子存在非线性能量响应，而且，目前来看，这种非线性响应，要超过过去由伯克定律所能解释的，尽管目前有了一些进展和说法，但仍然存在很多问题，比如来自KamLand的加上契仑柯夫光的解释，但这种方法中太依赖于液闪折射率和吸收重发射的边界条件。无论如何，模型液闪仍有很多物理量需要测量，如液闪在低波长的折射率；对电子的真实能量响应；真实的吸收重发射几率等；目前正在测量的质子淬灭效应，和单能中子在液闪中的真实能量响应等。

2. 硬件问题分析。

另外的一个问题是放射源标定用的机械装置，现有的这个设备较简单，定位精度不高，测量中不能够在不漏光的情况下更换标定用的放射源，限制了一些测量工作的进行。

这一轮的实验结果表明，放射源封装会对最后的实验结果产生明显的影响。今后制作标定用的放射源时封装需要尽可能做得小，以减小探测器对放射源响应的影响；几何外形加工成球形，以利于探测器模拟工作的开展。

第5章 总结与展望

作为总结，本篇论文的主要内容如下：

第一章，讨论了中微子振荡在中微子物理中的地位，分析了过去的反应堆中微子实验和理论，并对它们的实验结果及系统误差作了讨论。

第二章，介绍大亚湾反应堆中微子实验的实验设计。为了能够得到 1% 的 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的测量精度，大亚湾反应堆中微子实验采用了许多不同于过去反应堆中微子实验的独特实验设计。

第三章，详细介绍了大亚湾反应堆中微子实验关联本底和非关联本底，并介绍 μ 子产生的中子本底的模拟方法和结果，同时也给出了中子本底分布和相关探测器改进。并给出了大亚湾反应堆中微子实验的天然放射性在反中微子探测器中的响应的模拟结果。讨论了实验的本底。对提高实验精度有重要作用。

第四章，报告反中微子探测器二期模型性能测试结果。并主要对中子源进行阐述和探测器响应进行了模拟和数据的比较，放射源实验是今后大亚湾反应堆中微子实验的能量标定方法之一。通过实验结果和探测器模拟分析，文中讨论了探测器模型中发生的物理过程。

第五章，总结与展望。

大亚湾中微子实验的探测器的设计已经完成，目前正处于技术实施阶段，但相关探测器的物理影响研究仍在继续。并且通过探测器模型的研制和测试来检验。因此，本论文的工作仍在继续。我的工作中，还存在许多不足和有待进一步改进的地方：

本底的模拟工作做得不够完全。对于探测器结构中的一些可能的优化没有做足够的有针对性的工作。对于实验的最主要的宇宙线 μ 子产生的同位素本底，本篇论文中没有作详细深入的讨论；今后可以通过模拟 μ 子在探测器物质中产生的复杂电磁和强子过程中研究这类本底，做出定性或者定量的估计。

现阶段反中微子探测器模型实验有待改进，具体体现在实验的电子学和光电倍增管的标定方法上。中子在掺钆液闪的响应仍需要继续研究，主要体现在中子源的

中子谱，液闪的能量非线性响应等问题。并且决定这些放射源是否适用于将来的大亚湾实验中。这对我们今后的大探测器的设计和把握很有益处。

中微子研究是当前粒子物理、天体物理和宇宙学研究的前沿热点，近年来中微子物理研究的一系列重大成果预示着粒子物理研究的新突破。中微子物理正处于一个大发展时期，它对天文学、地质学等其他学科的应用价值正在被越来越多的人们所认识。当前需要解决的主要有以下两个问题。

1. 中微子的绝对质量

中微子振荡只解决了不同中微子之间的质量差，并不能给出绝对质量。这需要更高精度的氚的衰变实验或全新的实验方法，如超新星中微子实验等天体物理方法。目前已有德国的下一代氚的衰变实验正在计划之中，预期可将灵敏度提高近十倍。另一个与中微子绝对质量有关的量就是原子核无中微子双衰变的寿命。如果这类事例能被观察到的话，则不仅可得知中微子的绝对质量，也可以证明中微子具有新的手征特性。

2. 中微子振荡的物质效应与MNS矩阵

理论上中微子振荡几率与物质密度有关，但其实验证明是至关重要的。另一方面，在MNS矩阵的6个独立参数中，目前仅知道四个，还有两个未知，其中包括最重要的CP破缺量。这需要超过2000距离的长基线加速器中微子振荡实验。

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。大亚湾中微子实验的测量精度要求相比之前的实验大约提高了一个数量级，这是一个巨大的挑战。为了完成这一物理目标，还有大量的设计、研制和优化工作需要开展。相信经过详细的论证和测试后，我们的实验一定可以成功。

参考文献

- [1] Q.R. Ahmad et at. (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett 87 071301 Phys. Rev. C72 (2005) 055502 [arXiv:nucl-ex/0502021].
- [2] Y. Fukuda et al. (SuperK Collaboration), Phys. Lett. B433 (1998) 9 [arXiv:hep-ex/9803006];
- [3] K. Eguchi et al. (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. Lett., 90 (2003) 021802 [arXiv:hep ex/0212021];
- [4] D.G. Michael et at. (MINOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 191801 [arXiv:hep ex/0607088].
- [5] Particle data group, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 33 (2006) 1
- [6] D. H. Perkins, "Introduction to High Energy Physics 4th ed.", 北京: 世界图书出版公司, (2003)
- [7] Benjamin W. Lee et al., Phys. Rev. Lett. 39, 165 – 168 (1977)
- [8] L3: M. Acciarri et al., Phys. Lett. B431, 199 (1998); M. Acciarri et al., Phys. Lett. B470, 268 (1999)
DELPHI: P. Abreu et al., Z. Phys. C74, 577 (1997); P. Abreu et al., Eur. Phys. J. C17, 53 (2000)
OPAL: R. Akers et al., Z. Phys. C65, 47 (1995); G. Abbiendi et al., Eur. Phys. J. C18, 253 (2000)
ALEPH: D. Buskulic et al., Phys. Lett. B313, 520 (1993); D. barate et al., Phys. Lett. B429, 201 (1998)
- [9] D. Karlen, "The Number of Light Neutrino Types from Collider Experiments", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 33 (2006) 478
- [10] The LEP Collaborations and the LEP SUSY working group, LEPSUSYWG/01-05.1
- [11] A. Maki and M. Nakagagwa and S.Sakata, Prog. Theor. Phys., 1962, v28: 870
- [12] B. Pontecorvo, Sov. Phys., 1968, JETP26: 984
- [13] B, Kayser, "Neutrino Mass, Mixing, And Flavor Change", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 33 (2006) 156

- [14] F. Boehm and P. Vogel, "Physics of massive neutrinos", Cambridge University Press, Cambridge, 1987, P87;
 B. Kayser, Phys. Rev. D24, 110 (1981);
 Y. Grossman and H. Lipkin, Phys. Rev. D55, 2760 (1997)
- [15] 参考当前版的大亚湾中微子实验建议书: http://dayawane.ihep.ac.cn/internal/proposal/DYB_proposal_v3.3.pdf
- [16] H. Fritzsch, Zhi-zhong Xing, Phys. Lett. B 517 (2001) 363 – 368
- [17] C. Jarlskog, Phys. Rev. Lett. 55, 1039 (1985); D. D. Wu, Phys. Rev. D33, 860 (1986)
- [18] M. Goodman, "Introduction to Three-Neutrino Mixing Parameters Listing", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 33 (2006) 493
- [19] B. Aharmim et al., Phys. Rev. C72, 055502 (2005); T. Araki et al., Phys. Rev. Lett. 94, 081801 (2005)
- [20] Y. Ashie et al., Phys. Rev. D71, 112005 (2005); E. Aliu et al., Phys. Rev. Lett. 94, 081802 (2005)
- [21] M. Apollonio et al., Euro. Phys. J. C 27, 331 (2003); F. Boehm et al., Phys. Rev. D64, 112001 (2001)
- [22] For recent reviews with extensive references, see: H. Fritzsch and Z.Z. Xing, Prog. Part. Nucl. Phys. 45, 1 (2000); R.N. Mohapatra, talk at Conference on Physics Beyond the Standard Model: Beyond the Desert 02, Oulu, Finland, 2-7 Jun 2002, and at 10th International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions (SUSY02), Hamburg, Germany, 17-23 Jun 2002. hep-ph/0211252; M.C. Gonzalez-Garcia and Y. Nir, Rev. Mod. Phys. 75, 345 (2003); G. Altarelli and F. Feruglio, talk at the 10th International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, Italy, 11-14 Mar 2003, hep-ph/0306265; S.F. King, Rept Prog. Phys. 67, 107 (2004) [hepph/ 0310204]; V. Barger, D. Marfatia, and K. Whisnant, Int. J. Mod. Phys. E 12, 569 (2003); Z.-Z. Xing, Flavor Mixing and CP Violation of Massive Neutrinos, Int. J. Mod. Phys. A19, 1 (2004) [arXiv:hep-ph/0307359]
- [23] J.N. Bahcall and C. Peña – Garay, JHEP 0311, 004 (2003); see also, M.C. Gonzalez-Garcia and C. Peña – Garay, Phys. Rev. D 68, 093003 (2003).
- [24] M. Maltoni, T. Schwetz, M.A. Tórtola, and J.W.F. Valle, New J. Phys. 6, 122 (2004) [arXiv:hep-ph/0405172].
- [25] V. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, Phys. Rev., D65, 073023 (2002) [arXiv:hep-ph/0112119]
- [26] B. T. Cleveland et al., Ap. J. 496, 505 (1998)
- [27] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998)
- [28] Carlo Bemporad, et al., Rev. of Mod. Phys. V74, 297, 2002
- [29] F. Reines and C. L. Cowan, Phys. Rev. 92, 830 (1953)

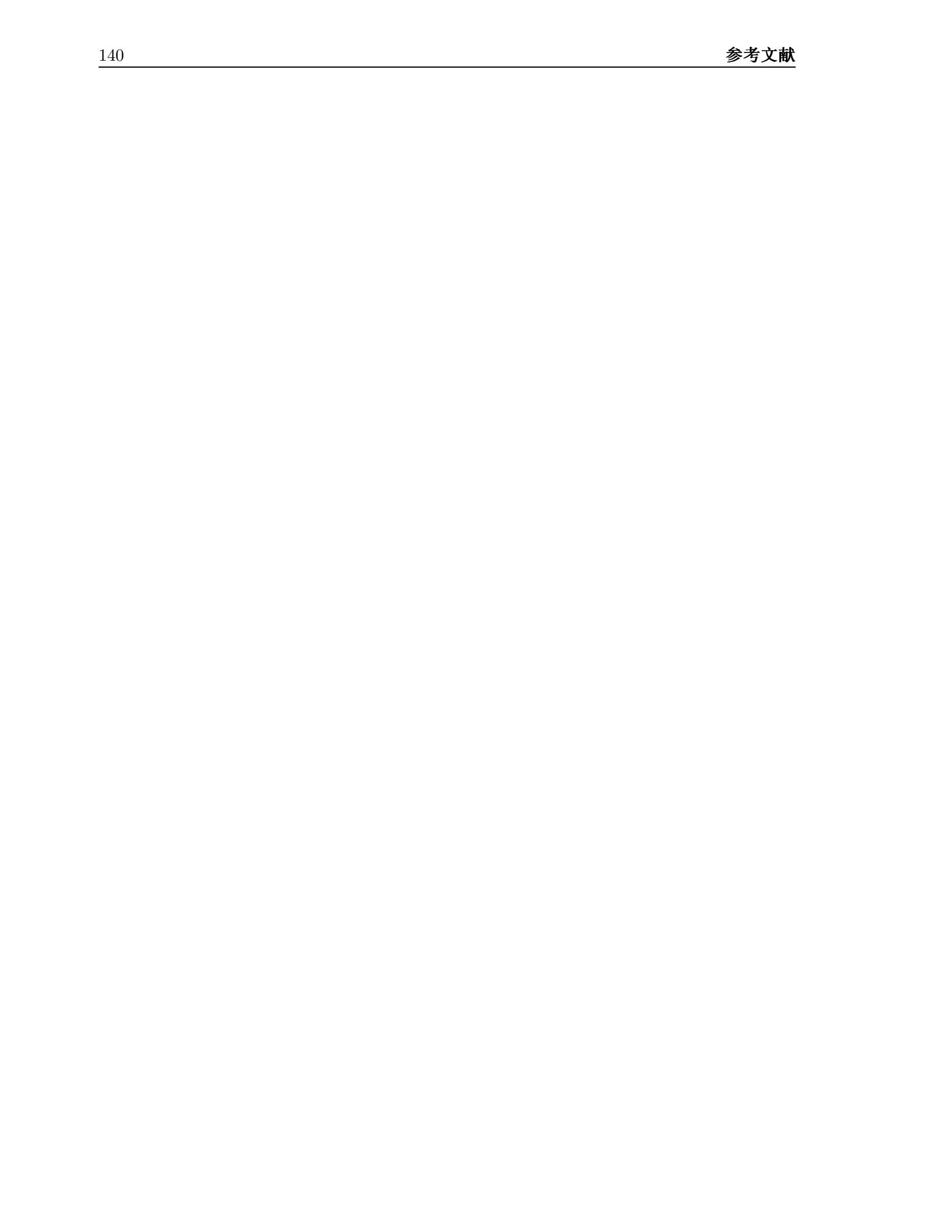
- [30] F. Reines and C. L. Cowan, Phys. Rev. 113, 273 (1959)
- [31] K. Nakamura, "Solar Neutrino Review", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 33 (2006) 485
- [32] W. Hampel et al., Phys. Lett. B447, 127 (1999)
- [33] J. N. Abdurashitov et al., Sov. Phys. JETP 95, 181 (2002)
- [34] G. Fogli et al., Phys. Rev. D66, 010001 (2002) 406; K. Eguchi et al., Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003)
- [35] G. L. Fogli et al., Phys. Rev. D66, 053010 (2002)
- [36] Krasnoyarsk: V. Martemyanov et al., hep-ex/0211070
Bugey: Y. Declais et al., Nucl. Phys. B434, 503 (1995)
ILL: H. Kwon et al., Phys. Rev. D 24, 1097 (1981)
Goesgen: G. Zacek et al., Phys. Rev. D 34, 2621 (1986)
Rovno: A. I. Alfonin et al., JETP 67, 213 (1998)
KamLand: K. Eguchi et al., Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003)
- [37] "Detection of the Free Neutrino: A Confirmation", C.L. Cowan, Jr., F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse and A.D. McGuire, Science 124, 103 (1956)
- [38] M. Apollonio et al., Phys. Lett. B420, 397 (1998); M. Apollonio et al., Phys. Lett. B 466, 415 (1999); Phys. Rev. D 61, 012001 (2000)
- [39] F. Boehm et al., Phys. Rev. Lett. 84, 3764 (2000); F. Boehm et al., Phys. Rev. D64, 112001 (2001)
- [40] F. Boehm et al., Phys. Rev. D64, 112001 (2001)
- [41] 2006年大亚湾中微子实验的概念设计<http://dayabay.bnl.gov/private/documents/cdr/text/cdr2006.pdf>
- [42] Y. F. Wang, et al., Phys. Rev. D62, 013012 (2000)
- [43] 关梦云, 2006年中国科学院研究生院博士论文, “大亚湾反应堆中微子实验本底研究和模型研制”, 第三章
- [44]
- [45] M. Aglietta et al. (LVD Collaboration). Phys. Rev. D, 60 (1999) 112001
- [46] <http://dayabay.ihep.ac.cn>
- [47] <http://dayabay.ihep.ac.cn> neutron propagation
- [48] <http://dayabay.ihep.ac.cn>
- [49] <http://dayabay.ihep.ac.cn>
- [50] <http://dayabay.ihep.ac.cn> Jen-Chieh Peng
- [51] arXiv:hep-ex/0301017v1

- [52] H. M. Araujo, et. al., Nucl. Instrum. Meth. A545, 398.
- [53] T .K. Gasser and T.Stanev, "cosmic rays", review of particle physics, Phys. Lett. B 592,1(2004).
- [54] D. Chirkin, hep-ph/0407078.
- [55] R. G. Kellogg, H. Kasha, et al., Phys. Rev. D17, 98 (1978)
- [56] Y. Muraki, Y. Kawashima, et al., Phys. Rev. D28, 40 (1983)
- [57] H. Jokisch, K. Carstensen, et al., Phys. Rev. D19, 1368 (1979)
- [58] H. Jokisch, K. Carstensen, et al., Phys. Rev. Lett. 83, 4241 (1999)
- [59] L3 Collaboration, P. Achardv, O. Adriani, et al., Phys. Lett. B598, 15 (2004)
- [60] B.C. Rastin, J. Phys. G10, 1609(1984)
- [61] C.A. Ayre, J.M. Baxendale, et al., J. Phys. G1, 584 (1975)
- [62] J. N. Crookes and B. C. Rastin, Nucl. Phys. B58, 93-109 (1973)
- [63] 李惕碚著, 《实验的数学处理》, 北京: 科学出版社, 2003
- [64] T. K. Gaisser, "Cosmic Rays and Particle Physics", Cambridge university press, New York (1990)
- [65] Rosental, I.L. Sov. Phys. Uspekhi 11, 49(1968)
- [66] 感谢Vitaly先生, 我从他回给我的电子邮件中得到这个链接, <http://www.shef.ac.uk/physics/people/vitaly/files/music-sr.tar.gz>
- [67] P.Antonioli,C.Ghetti, et al., Astropart. Phys. 7, 357 (1999).
- [68] J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 24 (1998) 1805
- [69] 孙亚轩, 2006年中国科学院研究生院博士论文, “大亚湾反应堆中微子实验的前期研究”, 第三章
- [70] F. Boehm et al., Phys. Rev. Lett. 84, 3764(2000); F. Boehm et al., Phys. Rev. D62, 072002(2000)
- [71] Y-F.Wang et al., Phys. Rev. D 64, 013012 (2001).
- [72] B. Vulpescu et al., Nucl. Instr. and Meth. A414, 205-217(1998)
- [73] "Gauge & Higgs Boson Summary Table", physics, Phys. Lett. B 592,1(2004).
- [74] T. Suzuki et al., Phys. Rev. C35, 2212 (1987)
- [75] R. W. Huff et al., Ann. Phys. (N. Y.) 16 288 (1961)
- [76] N. C. Mukhopadhyay et al., Phys. Rep., 30C,1 (1977)

- [77] Y-F.Wang et al., Phys. Rev. D 62, 013012 (2001).
- [78] E. Kolbe et al., Phys. Rev. C50, 2576 (1994)
- [79] GEANT3: Detector Description and Simulation Tool. <http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/pdfdir/geant.pdf>
- [80] CJ DocDB 312
- [81] M. Apollonio et al. Phys. Lett. B 420, 397 (1998); Phys. Lett. B 466, 415 (1999); Euro. Phys. J. C 27, 331 (2003)
- [82] Daya Bay Document 308-v1, <http://dayabay.ihep.ac.cn/DocDB/0003/000308/001/radonbkg.pdf>
- [83] K. Eguchi, et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802; T. Araki, et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 081801.
- [84] T. Hagner et al., Astr. Part. Phys. 14 33 – 47(2000)
- [85] Liangjian Wen, Jun Cao et al., Nucl. Instr. and Meth. A564 471 – 474(2006)
- [86] Santonico R and Cardarelli R. Nucl. Instr. and Meth., 1981,187:377-380
- [87] 黄胜利, 李澄, 许咨宗等。高能物理与核物理, 2003,27(2): 154-157
- [88] M. Alviggi et al, Nucl. Instr. and Meth., 2003, 515:328; M. Alviggi et al, Nucl. Instr. and Meth., 2003, 508:159; A. Aloisio et al, Nucl. Instr. and Meth., 2000, 456:113; A. Aloisio et al, Nucl. Instr. and Meth., 1996, 379:552; A. Aloisio et al, Nucl. Instr. and Meth., 1995, 360:340
- [89] ATLAS Colla. ATLAS Muon Spectrometer Technical Report, CERN/LHCC/97-22,ATLAS TDR 10 (May 1997):201
- [90] Santonico R. Nucl. Instr. and Meth., 2000, A456: 1-5
- [91] F. Anulli et. al, Nucl. Instr. and Meth., 2003, A515: 322-327;F. Anulli et. al, Nucl. Instr. and Meth., 2005, A552: 276-291
- [92] Jian GuiWang Nucl. Instrum. Meth. A 508, 2003, 133-136
- [93] 卢红, 沈培若, 何会海等。高能物理与核物理, 1999, 23(5): 417-424
- [94] Bacci C, Bao K Z, Barone F et al. Nucl. Instr. and Meth., 2000,A443: 342-350
- [95] G. Bari, A. Candela, et al. Nucl.Instr. and Meth.,2003,A508:170-174
- [96] Bencivenni G, Gustavino C, Menghetti H et al. Nucl.Instr. and Meth., 2001, A461: 319-321
- [97] 韩红光, 童国梁, 欧阳群等。核电子学与探测器技术, 2001,21(2):142-144
- [98] Carboni G, Collazuol G, Capua S De, Nucl. Instr. andMeth. 2003, A498: 135-142
- [99] Adinolfi M, Carboni G, Messi R et al,Nucl. Instr. and Meth. 2000, A456: 95-98

- [100] 谢一冈等编著，《粒子探测器与数据获取》，北京：科学出版社，2003
- [101] 瓦杨森（德），《波导与带状线》，国防工业出版社1982,133页
- [102] V. Ammosov, Nucl. Instr. and Meth. A 493 2002, 355.
- [103] A. Ghezzi, et al., arXiv:hep-ex/0506010, presented at the International Linear Collider Workshop 2005, Stanford, CA, 2005.
- [104] T. Francke et al., Nucl. Instr. and Meth. A 508 2003, 83
- [105] A. Abashian et al., Nucl. Instrum. Meth. A 491, 2002 69
- [106] Jiawen Zhang, Zizhen et al., Nucl. Instrum. Meth. A 540, 2005, 102-112
- [107] A. Blanco, N. Carolino et al., Nucl. Instrum. Meth. A 533,2004,139-143
- [108] R. Santonico, Nucl. Instr. and Meth. A 533 (2004) 1
- [109] H. Sakai, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 484 (2002) 153; T. Kubo, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 508 (2003) 50.
- [110] Daya Bay Document 370-v1, "R&D for Daya Bay RPC system" <http://dayabay.ihep.ac.cn/DocDB/0003/000370/001/Lu-RPC-8262006.ppt>
- [111] O. Adriania, M. van den Akker et al., Nucl. Instrum. Meth. A 488,2002,209-225
- [112] 唐孝威编《粒子物理实验方法》，北京：人民教育出版社，（1982）
- [113] 洗鼎昌院士”反应堆中子、散裂中子及同步辐射的源及应用比较（一）”
<http://web.ihep.ac.cn/>
- [114] 大亚湾实验组内部报告：王铮“探测器原型的电子学设计”
<http://dayawane.ihep.ac.cn/cnprotect/groupmeeting/WangZ-proto-elc.ppt>
- [115] 赵忠尧, proc. Nat. Acad. , 16(1930) 431; Phys. Rev. , 36 (1930) 1519
- [116] <http://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom2>
- [117] "Particle Detectors", physics, Phys. Lett. B 592,1(2004).
- [118] T. Foerster, Ann. Phys. 2, 55 (1948)
- [119] J. B. Birks, Phys. Rev. , 84 (1951) 364
- [120] GEANT4: A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter.
<http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReference-Manual/print/PhysicsReferenceManual.pdf>; Nucl. Instrum. Meth. A440, 2000, 360
- [121] G. Alimonti, C. Arpesella et al., Nucl. Instrum. Meth. A440,2000,360-371
- [122] 丁厚本, 王乃彦《中子源物理》科学出版社
- [123] <http://dayabay.ihep.ac.cn> 中文内部网页月会报告

- [124] 丁大钊等《中子物理学》原子能出版社
- [125] G.W.Kerr et.al.,Nucl.Phys.A110(1968), R.B.Walton et.al.,Phys.Rev.107(1957)
- [126] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>
- [127] Darleane C. Hoffman, G.P.Ford, et.al. Phys. Rev. C 21, NUMBER 2
- [128] C. I.Baxman P.G. Young Applied Nuclear Data Research and Development January 1-March 31, 1981
- [129] Gang Ji 《dosimetry for neutron-gamma mixed field of nuclear reactor and Californium-252》
- [130] Timothy E. Valentine EVALUATION OF PROMPT FISSION GAMMA RAYS FOR USE IN SIMULATING NUCLEAR SAFEGUARD MEASUREMENTS
- [131] M. Abbrescia, S. Altieri, et.al. NIM A 506 101-109
- [132] Timothy E. Valentine EVALUATION OF PROMPT FISSION GAMMA RAYS FOR USE IN SIMULATING NUCLEAR SAFEGUARD MEASUREMENTS
- [133] H. van der Ploeg, R. Postma, et.al. Large Gamma Anisotropy Observed in the ^{252}Cf Spontaneous-Fission process
- [134] E.H. Bellamy, G.Bellettini et al., Nucl. Instrum. Meth. A339,1994,468-476
- [135] 这个图引用自实验组中王志民的工作。
- [136] "commonly used radioactive sources", physics, Phys. Lett. B 592,1(2004).
- [137] 马崇智等编《放射性同位素手册》，北京：科学出版社，（1979）
- [138] Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK), et al., Nucl. Instrum. Meth. A547,2005,368-388
- [139] R.L.Craun and D.L.Smith. Nucl. Inst. and Meth., 80,1970,239 - 244
- [140] 刘金昌等，“液体闪烁体衰减长度和光产额的测量”，高能物理与核物理（待发）
- [141] 大亚湾实验组内部报告：丁雅韵“液闪发光光谱测量”，http://dayawane.ihep.ac.cn/cnprotect/groupmeeting/DingYY_2006-06-22.ppt



图例索引

1.1 基本粒子。	2
1.2 $\Delta\chi^2$ 随 $\sin^2\theta_{13}$ 的变化曲线, 由BGP [23] (左) 和MSTV [24] (右) 给出。	9
1.3 反应堆中微子的能谱和反 β 衰变的反应截面 [28]。	12
1.4 过去的反应堆中微子实验总结 (一) [28]。	13
1.5 过去的反应堆中微子实验总结 (二) [34]。	13
2.1 大亚湾核电站的实景图片。	15
2.2 大亚湾反应堆中微子实验的实验点设置和反应堆位置示意图。图中标示出了三处 反应堆的位置。其中所有的探测器完全等同，。	17
2.3 反中微子实验厅整体结构示意图。	18
2.4 反中微子探测器模块内部结构示意图。中微子探测器模块共分为三层结构, 由内 到外分别是掺钆液闪层、普通液闪层、矿物油层。	18
2.5 不同液闪层的厚度和中子探测效率的变化, 能量阈值在6MeV	19
2.6 探测器反符合系统近点示意图。水池子中放置反电子中微子探测器模块, 两层水 契伦柯夫探测器, 上层是RPC探测器。这三个探测器作为宇宙线 μ 子的反符合探 测器。	20
2.7 大亚湾实验预期灵敏度	23
3.1 两类单中子事例示意图。	26
3.2 快中子本底示意图。	26
3.3 8He 、 9Li 衰变快能谱图和主要衰变方式 [50]	27
3.4 CHOOZ实验中子俘获时间 [51]。	29
3.5 ${}^8He + {}^9Li$ 衰变时间。	30
3.6 Palo Verde实验探测器中两类中子本底和反应堆中微子示意图 [28]。	31
3.7 四个实验点处地下 μ 子的能量-流强关系。	32

3.8 四个实验点处地下 μ 子入射方向极角的分布。	32
3.9 四个实验点处地下 μ 子入射方向方位角分布。	33
3.10 液体闪烁体立方体, 负 μ 子穿过, 与C相互作用, 将会产生中子。	36
3.11 中子重复计数示意图。	37
3.12 中子产额	38
3.13 中子产额	38
3.14 中子产额	39
3.15 中子横向分布模拟与数据。	39
3.16 参数化方法和geant4模拟的几个不同能谱比较, 图中线条为参数化能谱, 而直方图是geant4模拟的结果。	40
3.17 参数化方法和geant4模拟的几个不同发射中子角分布比较, 图中线条为参数化能谱, 而直方图是geant4模拟的结果。	41
3.18 大亚湾核电站附近山体的三维图。	41
3.19 地下实验大厅的侧视图。图中显示了能够被反符合的和不能被反符合的中子本底的几何情况。	42
3.20 快中子本底与水屏蔽层厚度的关系, 图中纵座坐标所示的数值是对应含有20吨靶质量的反中微子探测器模块的快中子本底模拟值 [15]。	43
3.21 长方体沿某一个方向投影面积的分解示意图。	44
3.22 中子在大亚湾岩石和水中的衰减长度。	44
3.23 μ 子在大亚湾在远点产生的中子能谱。	46
3.24 μ 子在大亚湾在远点产生的中子多重态。	46
3.25 μ 子在大亚湾在远点产生的中子相对 μ 子角方向	46
3.26 单中子事例中, 子事例在探测器中沉积的能量分布。这张图使用的是近点处的模拟数据。	47
3.27 只有两个子事例的中子事例中, 前后子事例之间的时间间隔分布。图中用单指数函数对这个时间分布进行了拟合。	48
3.28 快中子事例中, 前一个子事例在探测器中沉积的能量分布。小图中显示的是1MeV到10MeV之间的能量分布。这张图使用的是近点处的模拟数据。	48
3.29 μ 子对中子本底贡献率的相对变化。	50
3.30 μ 子对中子本底贡献率的相对变化。	50
3.31 岩石中子本底的分布图。	52

3.32 新几何岩石中子本底的分布图。	53
3.33 非岩石中子本底的分布图。	54
3.34 μ 子径迹长度和探测效率之间的关系。	55
3.35 产生本底径迹长度较短(<45cm)的 μ 子在RPC平面着火点的分布。图中RPC的边缘是最终决定RPC向外延伸一米的边缘	56
3.36 RPC不同高度对中子的探测效率的影响。	57
3.37 中子被Gd俘获沿探测器轴向分布示意图。	58
3.38 水池系统的演化。	59
3.39 液闪中子的能谱和多重态。	61
3.40 白油和水中子的能谱和多重态。	62
3.41 岩石 μ 子的次级带电粒子在水池中留下径迹长度分布图	62
3.42 μ 子穿过液体闪烁体(与 ^{12}C 相互作用)时产生的放射性同位素列表。对于同位素 8He , 9Li , ^{11}Li , 它们发生 β 衰变时, 总伴随着中子的级联发射 [84]。	63
3.43 测量 μ 子穿过液体闪烁体和C相互作用产生同位素的实验装置图。	65
3.44 模拟中 8He , 9Li 产生的物理过程。	65
3.45 高纯锗探测器测量香港仔隧道岩石的天然放射性谱。	67
3.46 天然放射性本底估算等价图。 [80]。	68
3.47 中子在0.1%Gd的液闪中模拟的俘获时间, 内图为0-50us区间。	70
4.1 模型探测器的真实比例结构图。图中只有放射源由于太小没有按比例画出。	74
4.2 模型实验中使用的刻度装置简图。	75
4.3 反符合探测器内部示意图。	76
4.4 反符合探测器顶部示意图。	76
4.5 中子常见分类。 [113]	79
4.6 快中子和液闪主要物质弹散截面, 图中归一化的单位质量 [122]。	80
4.7 中子和氢总的(最上)、弹性(中间)和俘获(最下)散射截面示意图。由于俘获截面比弹性截面小5个量级, 导致弹性散射曲线和总的反应曲线基本重合	81
4.8 中子和碳总的(最上)、弹性(中间)和非弹(最下)散射截面示意图, 内图为碳核的各个激发态。	82
4.9 中子H和 ^{12}C 总的(1)、弹性(2)和非弹(3)散射截面示意图。	83
4.10 Gd同位素丰度和俘获中子微分截面。	83

4.11 Gd同位素丰度和俘获中子截面。	84
4.12 ^{156}Gd 一部分能级和跃迁。这里只截取了全部能级的1/20左右	86
4.13 ^{155}Gd 和 ^{157}Gd 俘获中子放出 γ 相对能谱。	86
4.14 γ 光子在化合物 $C_{14}H_{30}$ 中的反应截面示意图 [116]。	87
4.15 液闪的发光过程简图。	88
4.16 有机闪烁体蒽对于电子、质子、氘离子、 α 粒子的能量沉积的响应 [119]。	88
4.17 LED弱光照射下光电倍增管的能谱和解谱的拟合 [135]，图中ph.e.为单光电子对应的道数。图中画出了满足测量信号谱的光电倍增管输出所包含的单光电子、双光电子、三光电子和噪音的谱。	91
4.18 ^{252}Cf 基本性能列表	93
4.19 ^{252}Cf 中子多重数和能谱的实验值	93
4.20 $^{252}Cf\gamma$ 射线多重数和能谱实验值	94
4.21 $^{252}Cf\gamma$ 射线不同实验统计图表。 [132]	94
4.22 ^{238}Pu 主要衰变能级和分支比以及对应 γ 的跃迁	95
4.23 ^{238}Pu 放出 α 的能量比率以及 α 与 ^{13}C 反应截面	96
4.24 α 与 ^{13}C 反应阈值及生成 ^{16}O 的能级和可能跃迁示意图	97
4.25 PuC源的中子计算能谱和高能端实验测量	98
4.26 铯和钴两个不同测量过程得到的本底谱的比较。	99
4.27 本底谱的拟合结果。左边为铯源测量时得到的本底谱，右边为钴源测量时得到的本底谱。图中三条曲线分别代表两个高斯函数叠加的谱、两个指数函数叠加的谱和总的本底函数谱。	100
4.28 PuC源全谱。	101
4.29 中子源慢信号谱。	101
4.30 ^{252}Cf 信号谱。	103
4.31 PuC源快信号谱的低能部分。	104
4.32 PuC源快信号谱的高能部分。	104
4.33 探测器能量线性关系。	105
4.34 探测器能量分辨率关系。	105
4.35 探测器能量非线性关系。	106
4.36 GEANT3中默认参数的淬灭效应对能量沉积的影响。	107
4.37 只考虑淬灭效用时，模拟和 γ 数据的差别。	107

4.38 契仑柯夫光对能量响应非线性的贡献。	108
4.39 KamLand电子和 γ 模拟和数据的对比。	109
4.40 模拟中Gd俘获中子放出的 γ 能谱。	110
4.41 模拟中Gd俘获中子放出的 γ 多重数。	111
4.42 液闪的发射光谱和光电倍增管的量子效率 [141]。	112
4.43 液闪（左图）和矿物油（右图）的衰减长度随光子波长的关系 [121]。	112
4.44 液闪中吸收-重发射过程发生位置距原初发光位置的距离分布。	113
4.45 探测器模拟时放入GEANT4中的探测器几何结构。	114
4.46 模型探测器中中子被俘获放出的 γ 能谱和多重数	115
4.47 PuC源的中子在模型液闪中的俘获时间	115
4.48 慢信号的本底分析和模拟和数据的对比	116
4.49 慢信号中扣除单逃逸后的能谱能谱	117
4.50 慢信号中有完全逃逸的事例能谱	117
4.51 ^{252}Cf 中子多重数和能谱的模拟产生子	118
4.52 $^{252}Cf\gamma$ 射线多重数和能谱模拟谱	118
4.53 ^{252}Cf 快信号的本底分析和模拟和数据的对比	119
4.54 ^{252}Cf 快信号的模拟。	120
4.55 ^{252}Cf 俘获时间模拟和数据的对比	120
4.56 ^{252}Cf 死时间对俘获时间和效率的影响	121
4.57 PuC源产生子	122
4.58 不同能量 γ 能够部分和全部逃出放射源包装的几率	122
4.59 PuC中子在模型液闪中和 ^{12}C 发生非弹散射后中子动能	123
4.60 PuC中子在模型液闪中和 ^{12}C 发生非弹散射后中子动能的沉积。	124
4.61 PuC中子在模型液闪中和 ^{12}C 发生非弹性后中子动能和4.438MeV实际模拟叠加的结果。	124
4.62 PuC源快信号模拟与数据的比较，模拟统计量相对较少。	125
4.63 放射源外包装对PuC源正电子快信号的影响	125
4.64 PuC源快信号低能部分模拟与数据的比较	126
4.65 PuC中子在模型液闪中的响应时间模拟与数据的对比	127
4.66 PuC中子在模型液闪中的响应时间模拟与数据的对比	127

4.67 PuC源不同阈值下中子探测效率模拟与数据	128
4.68 含Gd量不同对俘获时间的影响	129
4.69 含H量不同对俘获时间的影响	129

表格索引

1.1 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 [15]。	10
2.1 中心探测器具体尺寸	20
2.2 各反应堆中微子实验的误差比较	22
3.1 大亚湾实验各种本底物理要求	28
3.2 四个实验点处 μ 子的模拟结果	32
3.3 中微子探测器物质中, 相关元素原子的负 μ 子核俘获参数 [74] [76] [77]。	35
3.4 中微子实验厅参数	42
3.5 近点中子本底模拟结果。	48
3.6 远点中子本底模拟结果。	49
3.7 不同系统对中子本底的贡献。	51
3.8 白油对中子本底的贡献。	51
3.9 RPC向外延伸的长度与探测岩石中子和 μ 子短径迹长度中子的比例。	55
3.10 RPC向外延伸的长度与探测岩石中子和 μ 子短径迹长度中子的比例。	58
3.11 两种水池结构产生中子数的变化。	59
3.12 两种水池结构产生中子本底的变化。	60
3.13 快中子的探测效率。快中子在反符合系统中表现为对其母粒子 μ 子的探测, 而在液闪中表现为直接对中子的探测。	61
3.14 8He , 9Li 产生的几何来源和反符合系统。	66
3.15 岩石中的天然放射性在反中微子探测器模块中产生的信号计数率的模拟结果。表中显示的结果是能量沉积大于1MeV事例的计数率。表中的ppm指百万分之一的质量含量。	67

3.16 岩石中的天然放射性在反中微子探测器模块中产生的信号计数率的模拟结果。表中显示的结果是能量沉积大于1MeV事例的计数率。表中的ppm指百万分之一的质量含量。	68
3.17 光电管倍增管玻璃中的天然放射性在反中微子探测器模块模块中产生的信号计数率的模拟结果。表中显示的结果是能量沉积大于1MeV事例的计数率。表中的ppb指十亿分之一的质量含量。	69
3.18 近点和远点单中子的几个来源。	70
3.19 大亚湾中微子实验的三种主要本底的估计。	71
4.1 PuC α 衰变伴随 γ 的分支比。	96
4.2 放射源及吊坠的具体尺寸	114
4.3 不同物质俘获中子的比例	114

发表文章目录

- [1] 关梦云、杨长根、孟祥承、李祖豪、董晓黎, 大面积玻璃RPC模型与性能测试,
高能物理与核物理, 2004, **28**(1):78-81
- [2] 关梦云、杨长根、孟祥承, RPC读出条的阻抗匹配,
高能物理与核物理, 2004, **28**(11): 1076-1179.

致 谢

能够在高能所攻读博士学位是我一生中最大的幸事之一。在五年多的学习生活中，我得到了很多老师、同学、朋友的支持和帮助。在这篇博士论文的结尾，我想用文字记录我的感受，以表达我衷心的感谢。

首先，诚挚感谢我的导师杨长根研究员。感谢杨老师这五年来对我的指导和关心。

杨长根研究员是一直都在指导我的老师。杨老师身在工作一线，专心科研，思维敏锐、为人谦逊、是一位很好的领导者。在此，我要深深地感谢杨老师对我的关心和指导。

感谢大亚湾实验组里老师和同学对我的支持和帮助，身在这样一个科研小组中，让我学会了许多东西。曹俊研究员拥有深厚的数据分析和探测器模拟功底，感谢他对我在软件方面和对实验理解上的指导和帮助，在他的指导下我学会了许多方法。王贻芳研究员身为大亚湾国际实验组的发言人，对中微子实验有着深厚的理论和实验经验，对科学研究有敏锐的洞察力，感谢他给我的影响和不多但又难得的亲自指导。

我要感谢我的同学们对我的支持和帮助。他们关梦云、孙亚轩、钟玮丽、王志民、蒋胜鹏、路浩奇、王玲玉、徐吉磊，有的和我一起做过硬件实验，共同工作，有的一起合作过软件研究。让我感受到相互的促进和合作是科学研究中心很重要的精神。

最后，我要感谢我的父母和亲人们，我的一切都来自于他们对我的培育之深情。快乐生活、努力工作是我报效他们的唯一方式。