

密级_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

大亚湾中微子流强计算及对实验灵敏度的影响

作者姓名: 安丰鹏

指导教师: 曹俊 研究员 中国科学院高能物理研究所

学位类别: 理学博士

学科专业: 粒子物理与原子核物理

培养单位: 中国科学院高能物理研究所

2012 年 4 月

Daya Bay Reactor Neutrino Flux Calculation and Impact on Sensitivity of the Experiment

By

AN Fengpeng

A Dissertation Submitted to

Graduate University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Doctor of Science

Institute of High Energy Physics

April, 2012

© 2012
An Fengpeng
All Rights Reserved

摘 要

中微子物理是当今粒子物理、天体物理和宇宙学的交叉前沿和研究热点. 中微子振荡是目前观测到的唯一超出标准模型的现象, 有可能开启通向新物理的大门. θ_{13} 是中微子振荡理论的六个基本混合参数之一, 其大小决定着中微子物理的发展方向, 直接决定了中微子振荡中CP破坏的强度. 大亚湾反应堆中微子实验的物理目标是精确测量中微子混合角参数 θ_{13} , 使 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的灵敏度达到 0.01 或更好. 为达到这一目标, 减小实验系统误差和压低实验本底是关键.

在反应堆中微子实验中, 需要根据反应堆的运行状态和相关参数预测和计算从堆芯中发出的中微子的能谱和流强. 在反应堆中, 几乎全部的中微子都来自于四种关键核素 ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 和 ^{241}Pu 的裂变产生的不稳定子核的 β 衰变. 这四种同位素在裂变时发出的中微子具有不同能谱. 只有准确计算了堆芯中这些同位素的裂变随时间的变化才能准确预测堆芯发出的中微子的能谱和流强. 需要同大亚湾核电站合作进行研究, 研究反应堆的功率测量和堆芯计算中相关物理量和各种复杂的误差.

在大亚湾中微子实验中, 实验精度主要取决于来自反应堆的误差, 来自探测器的误差和来自本底的误差. 反应堆中微子流强的计算是三个主要误差来源之一. 因此必须建立中微子预测的模型和确定预测能谱的误差. 大亚湾采用远近探测器进行测量, 能够消除大部分反应堆误差, 但是对流强误差分析提出了新的要求, 即需要考虑来自不同反应堆的流强误差关联.

此项研究的目的在于建立完整的反应堆流强计算方法, 估计流强计算误差, 并分析误差的关联性, 使之能够满足大亚湾物理分析的需求. 在整个物理分析阶段持续提供预期中微子能谱.

关键词: 中微子振荡, 大亚湾实验, 反应堆, 中微子流强

ABSTRACT

Neutrino physics is the frontier of particle physics, astrophysics and cosmology. Neutrino mixing is the only phenomena beyond the Standard Model, which may lead to the way to new physics. θ_{13} is among the six basic parameters in neutrino mixing theory, of which the size is very important to the future experiments and directly determines the extent of the CP violation. The aim of Daya Bay Reactor Neutrino Experiment is to precisely measure the mixing angle θ_{13} to the sensitivity of 0.01 or better in $\sin^2(2\theta_{13})$ at 90% confidence level. To achieve the goal, it is very important to reduce the systematic uncertainties as well as suppress backgrounds.

In reactor neutrino experiments, the neutrino energy spectrum and the neutrino flux are required to be predicted by considering the reactor runtime parameters and many other factors. In the reactor, almost all neutrinos are emitted by the β decay of the unstable fission fragments of the four key isotopes: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu . The four isotopes have different neutrino spectra in their fission. To predict the neutrino flux accurately, the changing of the four isotopes with time in the reactor must be tracked, which requires close cooperation with the Daya Bay power plant tech staffs to study the many physics quantities and many complicated uncertainties.

In Daya Bay Neutrino Experiment, the precision depends on the uncertainty from reactors, the detectors and the backgrounds. The uncertainty of neutrino flux prediction is one of the three important uncertainties. This requires a precise neutrino flux prediction model and in-deep study of flux uncertainty. Daya Bay experiment adopted a near-far design of measure scenario, which can effectively cancel the most part of the uncertainties from reactor, however, it requires extra analysis of uncertainty correlations between reactors.

The aim of the thesis is to establish a complete model of reactor neutrino flux prediction, estimate the uncertainties, analyze the uncertainty correlations, and provide the flux prediction to the collaboration in the phase of physics analysis.

Key words: neutrino mixing, Daya Bay Experiment, reactor, neutrino flux

目录

1	中微子物理	1
1.1	中微子物理	1
1.1.1	中微子发展简史	1
1.1.2	标准模型中的中微子	2
1.1.3	超出标准模型的中微子	3
1.2	中微子振荡理论与实验	5
1.2.1	中微子振荡理论与实验	5
1.2.2	太阳中微子实验	8
1.2.3	大气中微子实验	10
1.2.4	加速器中微子实验	10
1.2.5	反应堆中微子实验	11
1.3	论文立意以及结构	14
2	大亚湾反应堆中微子实验	17
2.1	大亚湾实验简介和实验目标	17
2.2	中微子实验站布局	18
2.3	远近相对测量	19
2.4	反应堆流强和误差	19
2.5	大亚湾实验探测器	21
2.6	数据集	22
2.7	刻度和能量重建	22

2.8	触发	22
2.9	IBD 事例选择	23
2.10	探测效率	23
2.11	本底	25
2.12	远近比例和中微子能谱	27
2.13	θ_{13} 的估计	29
2.14	大亚湾实验对反应堆流强计算的物理需求	30
3	反应堆裂变核素的裂变率	31
3.1	反应堆物理和核电站运行简介	31
3.1.1	大亚湾核电站简介	31
3.2	反应堆功率测量	35
3.2.1	堆芯中的能量形式转换	35
3.2.2	堆芯功率测量和测量系统	35
3.2.3	堆芯功率测量的误差	41
3.3	反应堆换料	41
3.4	燃料演化	42
3.4.1	能耗	42
3.4.2	堆芯演化的模拟	44
3.4.3	裂变份额同日期的对应	46
3.5	裂变释放能量	47
3.6	裂变率计算	48
4	从裂变率到中微子流强	51
4.1	裂变中微子能谱	51
4.1.1	β 衰变产生的中微子能谱	51
4.1.2	核素裂变产生的中微子能谱	52
4.2	ILL 实验和裂变中微子能谱, ^{238}U 裂变的中微子能谱	53
4.3	新的中微子能谱计算和惰性中微子	56
4.4	从裂变率到中微子能谱	58

5	从中微子流强到探测器预期能谱	61
5.1	反 β 衰变反应截面和探测器观测能谱	62
5.2	基线长度和堆芯点源模型	64
5.2.1	基线长度测量	64
5.2.2	反应堆重心和点源模型	65
5.2.3	基线误差	68
5.3	预测能谱	69
5.4	非平衡态长寿命同位素和核废料产生的中微子的修正	70
5.5	大亚湾实验反应堆数据处理流程	74
5.5.1	物理分析的需求和原始数据的提供	76
5.5.2	反应堆数据库表和插值策略	76
5.5.3	工作流程	78
6	误差分析	81
6.1	反应堆流强预测误差关联性分类	81
6.2	流强误差传递	82
6.2.1	一般的误差传递公式	82
6.2.2	流强计算中的误差传递	82
7	和反应堆中微子计算相关的其他物理, 总结和展望	87
7.1	和反应堆中微子计算相关的其他物理问题	87
7.2	总结和展望	92
7.2.1	论文总结	92
7.2.2	展望	93
	发表文章目录	101
	致谢	103

插图目录

1.1 标准太阳模型预言的太阳中微子能谱.	9
1.2 反应堆中微子能谱	12
1.3 历史上的反应堆中微子振荡实验	13
2.1 大亚湾实验布局	18
2.2 大亚湾探测器示意图.	24
2.3 测量事例率同预测能谱比较	26
2.4 远近点能谱比较和 θ_{13}	28
2.5 测量信号和预测无振荡信号比较	30
3.1 压水堆功率系统	32
3.2 压力容器格架示意	33
3.3 反应堆压力容器示意图	33
3.4 二回路蒸汽发生器示意图	37
3.5 堆芯中子通量重心坐标和功率的比较	40
3.6 堆芯同位素产生消耗示意	43
3.7 裂变份额随燃耗的演化	45
3.8 模拟结果中乏燃料核素含量同测量实验的偏差	46
3.9 裂变份额和日期对应示意图	47
4.1 ^{235}U 的裂变碎片的质量分布	52
4.2 裂变产生的中微子能谱(ILL)	55

4.3	Bugey3实验和不同的裂变中微子能谱模型的比较	56
4.4	Mueller的新的电子-中微子转换方法同ILL的电子能谱的比较	57
4.5	新的 ^{235}U 裂变电子能谱同ILL的电子能谱的比较	58
4.6	反应堆总能谱的示例(循环初期和末期)	59
5.1	在载钷液体闪烁体中的中微子探测	61
5.2	计算的反 β 衰变一阶反应截面	63
5.3	中微子能谱, IBD反应截面以及中微子事例率随时间变化	64
5.4	大亚湾实验站点几何勘测	65
5.5	点源模型和体元模型计算的探测器中的预期中微子能谱的直接比较	67
5.6	点源模型和体元模型计算的探测器中的预期中微子能谱的相对比较	68
5.7	预期的大亚湾近点探测器观测到的能谱, 在堆芯循环首末的对比	69
5.8	堆芯循环首末事例数的演化	70
5.9	核废料产生的中微子能谱	72
5.10	非平衡态长寿命贡献的部分相对于未修正的中微子事例率	73
5.11	图 5.10的检验: 求解微分方程的方法.	73
5.12	核废料的中微子相对于反应堆发射的总的中微子数目的贡献	75
5.13	Kopeikin的计算中核废料中微子占反应堆中微子事例率比例	75
5.14	中微子能谱插值策略和插值方法的比较	78
5.15	反应堆中微子流强预测的逻辑示意	79
5.16	流强预测工作的文件处理流程	79
6.1	^{238}U 裂变和 ^{239}Pu , ^{241}Pu 产生关系	83
7.1	利用中微子探测器解谱示意图	88
7.2	短基线中微子实验可能的中微子消失	91

表格目录

1.1	不同反应堆中微子实验的比较.	14
2.1	实验岩石覆盖	19
2.2	大亚湾中心探测器的物理性能要求	20
2.3	信号和本底总结. 本底和IBD 事例率被 $\epsilon_\mu \cdot \epsilon_m$ 效率所修正.	24
2.4	绝对效率, 关联和非关联系统误差汇总.	27
3.1	^{235}U 的裂变能量.	35
3.2	KME 系统与SAPEC系统对堆芯功率的计算结果比较(95%置信度)	39
3.3	裂变核素每次裂变释放的能量	48
5.1	可能对实验产生影响的非平衡态长寿命同位素.	71
5.2	非平衡态修正. 修正应用于ILL转换的能谱.	74
6.1	堆芯四种关键核素裂变份额关联系数.	84
6.2	裂变反应截面, 来自[66].	84
6.3	反应堆关联误差和非关联误差汇总.	85
7.1	输入到 χ^2 函数的项.	90
7.2	χ^2 拟合 σ_f 的测试结果.	90

第一章 中微子物理

本章简单介绍中微子物理基本知识, 发展历史以及中微子振荡理论, 回顾中微子振荡的测量方法和实验. 最后简单介绍本课题研究的意义以及论文的结构.

1.1 中微子物理

1.1.1 中微子发展简史

1914 年, 查德威克发现 β 衰变过程中产生的电子拥有连续的能谱, 当时认为 β 衰变是两体衰变, 这意味着能量的不守恒. 在1930年, 在写给在德国蒂宾根(Tübingen)召开的物理学会议的物理学家的信件中, 泡利(W.Pauli)提出了一个“令人绝望的补救办法”即存在一种新的电中性粒子带走了能量来解释在 β 衰变中明显的能量不守恒. 被泡利称之为“中子”. 在接下来的几年里, 科学家们细化了泡利的理论, 并且得出结论, 这种新粒子必须是有极微弱的相互作用, 并且是极轻的.

1933年费米(E.Fermi)把泡利提出的假设的粒子叫做“中微子”. 他提出了一种弱相互作用的量子理论, 并且中微子在其中作为整体的一部分出现在这个理论中.

1950年, 两个美国科学家, 莱恩斯(F.Reines)和考恩(C.Cowan)尝试用反 β 衰变来探测来自反应堆的中微子, 他们在反应堆旁边使用屏蔽良好的闪烁体来探测中微子. 他们在1956年首次直接地探测到了中微子, 此后中微子实验得到了很大发展. 1995年, 莱恩斯因此获得了诺贝尔奖.

1957年, 一个意大利物理学家, 庞蒂科夫(B. Pontecorvo), 当时住在苏联, 提出了中微子“振荡”的理论. 他的理论显示, 如果存在不同种类的中微子, 他们也许可以在不同种类之间变来变去.

1958年, 戈德哈伯(M. Goldhaber)等三人在布鲁克海文国家实验室证明中微子是左旋的.

1962年, 美国的莱德曼(L. Lederman), 舒瓦茨(M. Schwartz), 斯坦伯格(J. Steinberger)发现第二种中微子—缪中微子, 获1988年诺贝尔奖.

1968年, 戴维斯(R. Davis)及其同事在Homestake实验中使用放射化学手段探测太阳中微子, 并发现“太阳中微子失踪之谜”, 获得了2002年诺贝尔奖.

1985年, 日本神冈实验和美国IMB实验发现, 高能宇宙线在大气层散裂产生的中微子中, μ 中微子与电子中微子的比例与预期不符, 这被称为“大气中微子反常”.

1987年, 日本神冈实验和美国IMB实验观测到超新星1987A的中微子, 标记了中微子天文学的开始. 日本小柴昌俊因此获2002年诺贝尔奖.

1989年, 欧洲核子研究中心CERN的LEP实验证明存在且只存在三种中微子(ν_e , ν_μ , ν_τ).

1995年, 美国LSND实验发现可能存在第四种中微子—惰性中微子的迹象.

1998年, 在经过分析500多天的数据后, 日本的超级神冈实验(Super-Kamiokande)宣布发现中微子振荡, 即中微子存在质量. 几年之后这些结果被广泛接受, 他们的文章也成为了粒子物理实验中有史以来文章被引用次数最多的文章.

2000年, 美国费米实验室DONUT实验发现第三种中微子, 陶中微子.

2001年, 加拿大的SNO实验宣布观测到太阳中微子的中性流, 带电流以及弹性散射, 给出了中微子振荡是太阳中微子消失的原因的有力证据.

2002年, 日本KamLAND实验用反应堆证实太阳中微子振荡.

2003年, 日本K2K实验用加速器证实大气中微子振荡.

2006年, 美国MINOS实验进一步用加速器证实大气中微子振荡.

2007年, 美国费米实验室MiniBooNE实验否定了LSND实验的结果.

2012年3月, 经过8年的准备中国的大亚湾反应堆中微子实验首次公布测量结果, 以5.2倍标准偏差的精度测量中微子混合角 θ_{13} 的值为 $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.092 \pm 0.016(stat) \pm 0.005(syst)$.

1.1.2 标准模型中的中微子

在粒子物理的标准模型中, 构成物质世界的最基本的粒子是三代夸克和三代轻子,

共12种. 中微子在其中是 0 质量, 自旋 $1/2$ 的左旋狄拉克(Dirac)粒子, 只参与弱相互作用. 中微子按其在弱相互作用中的“味道”分为三代: e 中微子, μ 中微子以及 τ 中微子, 对应于三代带电轻子 e, μ, τ . 中微子与粒子交换 Z^0 的相互作用为中性流(NC)相互作用, 交换 $W^\pm$ 的相互作用为带电流(CC)相互作用.

1989 年CERN的LEP [1] 和SLD [2] 通过测量 Z^0 衰变的不可见产物分支比宽度, 得到参与弱相互作用质量小于 $M_Z/2$ (M_Z 为Z轻子质量)的参与弱相互作用中微子个数 $N_\nu = 2.984$, 证实了标准模型中的中微子代数为三代.

李政道与杨振宁等在1957 年提出描述中微子的理论, 认为中微子质量为零. 该理论随后为粒子物理的标准模型所继承, 中微子质量为零也成为标准模型的一部分. 自然界中只能观测到左旋中微子. 如果中微子质量不为 0, 则其速度不能达到光速, 选择合适的坐标系后, 应能观测到右旋中微子. 但是至今并还没有观测到右旋中微子.

1.1.3 超出标准模型的中微子

Pauli 提出中微子概念的同时就已经根据衰变能谱预言了中微子质量必须非常小. 基于这一事实以及后来在所有中微子实验中都没有发现右旋中微子和轻子数破坏, 使得人们相信中微子是无质量的粒子. 如果中微子有质量, 且其质量本征态不同于弱作用本征态, 由量子力学可推知中微子之间能够互相转换, 即由一种中微子转换为另一种中微子, 物理学称之为中微子混合, 或中微子振荡.

近几十年来的实验, 无论是自然界产生的太阳中微子和大气中微子, 还是人工制造的加速器和反应堆中微子, 大量实验取得了重大突破, 如 Super-K, SNO 与 KamLAND 实验先后发现了中微子振荡, 证实了中微子的振荡现象, 即存在一种味道的微子向另外一种中微子的转化, 表明中微子是有质量的, 超出了标准模型的预言.

中微子振荡说明中微子有质量且存在味道混合. 为解释中微子的质量起源, 人们提出了多种机制和模型, 其中最受欢迎的是 Seesaw 机制 [3]. 在 Seesaw 机制中, 引入了右旋中微子来扩展标准模型. 由于右旋中微子是 $SU(2)_L$ 的单态, 它的质量产生机制不受弱电规范对称性自发破缺的约束, 所以右旋中微子的质量可以远大于弱电对称性破缺能标. 左旋中微子质量被重的右旋中微子质量强烈压低, 所以质量很小. Seesaw 机制的另外一个优势是可以通过 Leptogenesis [4] 机制解释宇宙中物质与反物质的不对称, Leptogenesis 机制是当前宇宙学和粒子物理的前沿问题. 随着宇宙的演化, 右旋中微子偏离热平衡衰变

产生的 CP 不对称最终导致了轻子反轻子不对称, 从而最终转化成物质与反物质的不对称.

中微子物理需要解决的问题

中微子有非零质量打开了通向超出标准模型的新物理的大门. 中微子物理是一个活跃发展的领域, 也存在一系列需要解决的问题.

- 中微子是 Majorana 粒子还是 Dirac 粒子?

在标准模型中, 中微子是左旋的 Dirac 粒子, 如果中微子存在质量, 则应存在右旋的中微子, 到目前为止没有实验观测到右旋的中微子. 对此存在两种解释: 一种认为右旋中微子客观存在, 只是仍未被观测到. 另一种解释假设右旋中微子是反中微子, 称为 Majorana 中微子, 当观察者速度超过中微子时, 中微子就变成反中微子. 在实验上存在可以检验中微子到底是 Dirac 粒子还是 Majorana 粒子的办法, 那就是是零中微子双 β 衰变实验: $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^-$, 如果中微子是 Majorana 粒子, 就能够发生这种衰变 [5].

- 中微子的绝对质量大小是多少?

中微子的绝对质量不能由中微子振荡实验给出. 中微子振荡实验只能给出中微子的质量平方差. 能够精确测量绝对质量的办法有: 精确测量 β 衰变时的电子能谱; 上述的零中微子双 β 衰变, 也可测量中微子的等效 Majorana 质量.

- 是否存在 sterile 中微子?

sterile 中微子是 LSND 实验 [6] 所提出的一种不参与弱相互作用的中微子, 用来解释其对 $\nu_\mu^- \rightarrow \nu_e^-$ 振荡的观测数据. MiniBooNE 实验 [7] 对此进行检验, 但是给出的分析结果并不能令人信服. 2011年法国的 G. Mention 等人利用重新分析的 ILL 实验的计算的反应堆裂变中微子能谱, 给出了短基线中微子消失的结论, 并讨论了 sterile 中微子存在的可能性. 是否存在 sterile 中微子尚需实验的强力证明.

- 中微子混合角的精确值?

目前由太阳中微子、大气中微子、反应堆和加速器实验得出的中微子混合的有力证据已经为大家所接受. 振荡参数中已测得确切数值的有三个半: $\sin^2(2\theta_{12})$,

$\sin^2(2\theta_{23})$, Δm_{12}^2 , $|\Delta m_{32}^2|$; 未知的包括 $\sin^2(2\theta_{13})$, δ_{CP} , 和 Δm_{32}^2 的符号. 精确测量中微子混合矩阵中的混合角参数, 将完善中微子混合的图像. 特别是混合角 θ_{13} , 它对 CP 破缺和中微子质量等级测量都有重要意义.

- 中微子引起 CP 破缺项多大?

中微子混合矩阵中有一个 CP 破缺项. 夸克混合矩阵 (CKM) 也有类似的破缺项, 这种 CP 破缺与宇宙学中物质-反物质不对称有关, 但 CKM 矩阵的 CP 破缺项太小, 不足以解释宇宙中为什么不存在反物质. 中微子混合矩阵中的 CP 破缺则有希望解决这一难题.

1.2 中微子振荡理论与实验

1.2.1 中微子振荡理论与实验

如果带质量的中微子行为如同夸克那样, 那么存在一个确切质量的质量本征态就不必要同味道本征态耦合起来:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

在这种情况下, 味道本征态 $|\nu_l\rangle$ 就可以表达成质量本征态 $|\nu_i\rangle$ 的线性叠加:

$$|\nu_l\rangle = \sum_{i=1} U_{l,i} |\nu_i\rangle \quad (1.2)$$

这系数里 $U_{l,i}$ 来自于轻子混合矩阵. 如果我们假定只有三种中微子对(1.2)有贡献, 那么 U 就是一个 3×3 的幺正矩阵. 如果(1.2)式成立, 我们就得出了中微子振荡的现象. 一种初始处于 l 味道本征态的中微子能够同时地, 至少是部分地转变成另外一种味道本征态 l' . 中微子混合的想法最早由 Pontecorvo(1958, 1967) 和 Maki, Nakagawa, and Sakata (1962) 进行了讨论.

让我们来看看转变如何发生. 质量本征态 $|\nu_i\rangle$ 的传播由如下式子表示:

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle \simeq e^{-i(m_i^2/2E)L} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.3)$$

这里 L 是飞行距离, 并且假定中微子在实验室系的动量和能量远远大于其静止质量 m_i . 现在我们考虑一个在 $L = 0$ 处产生, 处于 $|\nu_l\rangle$ 味道本征态的中微子的传播. 在距离 L 处粒子状态可以表述为:

$$|\nu_l(L)\rangle \simeq \sum_i U_{l,i} e^{-i(m_i^2/2E)L} |\nu_i\rangle \simeq \sum_{l'} \sum_i U_{l,i} e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{l',i}^* |\nu_{l'}\rangle \quad (1.4)$$

这里我们用到了公式(1.2)的逆变换, 即把质量本征态转变回味道本征态. 这一步骤是必须的, 因为只有味道本征态能够通过弱相互作用探测到. 为了探测到中微子的味道, 我们必须用带电流弱相互作用, 通过探测其相应产生的带电轻子 $|l'\rangle$.

因此 l 味道的中微子包含了其它味道为 l' 的中微子的成分. 这纯粹是一种量子效应, 是公式(1.2)中叠加量子态相干涉的结果. 在距离 L 处“跃迁”的概率为:

$$\begin{aligned} P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) &= \left| \sum_i U_{l,i} U_{l',i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} \right|^2 \\ &= \sum_i |U_{l,i} U_{l',i}^*|^2 + \Re \sum_i \sum_{j \neq i} \\ &\quad \times U_{li} U_{l'i}^* U_{l'j}^* U_{lj} e^{i(|m_i^2 - m_j^2|L/2E)} \end{aligned} \quad (1.5)$$

这是一个关于距离 L 的振荡函数. 振荡的长度依赖于中微子质量差, $|m_i^2 - m_j^2|$, 振荡的幅度取决于混合矩阵 U .

存在中微子振荡的充分必要条件是 (a) 至少有一个非零的中微子质量 m_i ; (b) 混合矩阵 U 的非对角元素至少有一个具有非零值. 当这些条件得到满足时, 独立的轻子数(e , ν , τ)就不再守恒.

并没有更基本的理论能够允许我们得出描述混合矩阵 U 和质量等级 Δm_{ij}^2 的参数. 这些参数必须通过各种各样的中微子振荡实验得出. 经常用一种简化的方法来做这样的分析, 假设只有两种中微子混合, 比如 e 和 μ 混合. 那么混合矩阵就依赖于一个混合角 θ , 振荡公式(1.5)被简化成:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix},$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L) = \sin^2(2\theta) \sin^2(\Delta m^2 L / 4E) \quad (1.6)$$

这里 $\Delta m^2 \equiv m_1^2 - m_2^2$, 并且我们像以前那样假设中微子是极端相对论的. ν_e 仍然保持为 ν_e 的概率是:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e, L) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L). \quad (1.7)$$

在这种两种味道混合的情形下, 振荡的幅度为 $\sin^2(2\theta)$, 当 $\theta = 0$ 或 90° 时为 0, 在 $\theta = 45^\circ$ 时变得最大. 振荡的长度(单位:米)为:

$$L_{osc} = 2\pi \frac{2E_\nu}{\Delta m^2} = \frac{2.48 E_\nu (MeV)}{\Delta m^2 (eV^2)} m. \quad (1.8)$$

要检验中微子振荡, 我们既可以做‘中微子出现’的实验, 在这个实验里检验是否出现了新的味道中微子(也就是, $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L)$ 偏离 0 的大小); 也可以做‘中微子消失’的检验, 在这个实验里检查归一化的中微子流强的变化(也就是, $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L)$ 偏离归一化中微子流强的大小). 在这两种情况中, 在 $L \geq O(L_{osc})$ 的时候在 L 处的振荡只对 Δm^2 的值敏感. 换句话说, 中微子振荡只有在 $\Delta m^2 L/E \sim O(1)$ 才是可观测的.

到此为止我们还只考虑了在中微子在真空中的传播. 当中微子在物质中传播, 例如太阳的内部传播的时候, 中微子的振荡模式可能会改变. 这种情况的发生是因为电子中微子在同电子进行带电流相互作用的时候会被向前散射, 而其他味道中微子不能. 在恰当的条件下, 一种加强中微子振荡振幅的共振将可能发生, 这种效应被称作 Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) 效应 (Wolfenstein, 1979, 1980; Mikheyev, Smirnov, 1986a, 1986b). 类似的物质引起的中微子振荡现象可以检验假设的惰性中微子(sterile neutrino)是否存在, 惰性中微子同物质不发生弱相互作用, 而 ν_μ 或者 ν_τ 中微子的通过中性流相互作用和物质(电子和夸克)发生相互作用. 这两种情形都与反应堆中微子实验无关.

在研究中微子内禀属性时还有两个值得一提的问题. 一个是中微子在电荷共轭下的行为. 不像带电的轻子那样是明确是 Dirac 粒子而且具有同自身不同的反粒子, 中微子可能是 Dirac 粒子也可能是 Majorana 粒子. Majorana 中微子是真正中性的粒子, 并且中微子和反中微子是没有区别的, 甚至总的轻子数都是不守恒的. 为了来判断这两种可能性, 就必须寻找一种破坏总轻子数守恒的过程, 例如零中微子双 β 衰变. 其他的过程, 比如像 $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ 的振荡, 在运动学上会被压低, 在比较近的未来可以预见, 不可能靠这种过程得到结果. 中微子是否 Dirac 粒子或者 Majorana 粒子都不会影响到反应堆中微子振荡的研究.

另一个值得一提的问题是在中微子振荡中的 T 或者 CP 破坏(Cabibbo, 1978; Barger, Whisnant, and Phillips, 1980). 为了证明存在 T 或者 CP 破坏, 必须能够证明存在

$$P(\nu_{l'} \rightarrow \nu_l) \neq P(\bar{\nu}_{l'} \rightarrow \bar{\nu}_l) \quad (1.9)$$

例如, ν_μ 振荡到 ν_e 的几率同 $\bar{\nu}_\mu$ 振荡到 $\bar{\nu}_e$ 的几率不同.

在通常的三种味道中微子的情况下, 可以用参数对轻子混合矩阵进行参数化. 这些参数是: 三个混合角: $\theta_1 = \theta_{13}, \theta_2 = \theta_{23}$ 以及 $\theta_3 = \theta_{12}$ 以及 CP 破坏相角 δ :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 c_3 & c_1 s_3 & s_1 e^{-i\delta} \\ -c_2 s_3 - s_1 s_2 c_3 e^{i\delta} & c_2 c_3 - s_1 s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 \\ s_2 s_3 - s_1 c_2 c_3 e^{i\delta} & -s_2 c_3 - s_1 c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

这里 $c_1 = \cos \theta_1$, $s_1 = \sin \theta_1$, 依此类推.

下面的差别标志了 T 或者 CP 破坏的程度:

$$\begin{aligned} & P(\bar{\mu} \rightarrow \bar{e}) - P(\mu \rightarrow e) \\ &= -[P(\bar{\mu} \rightarrow \bar{\tau}) - P(\mu \rightarrow \tau)] \\ &= P(e \rightarrow \tau) - P(\bar{e} \rightarrow \bar{\tau}) \\ &= -4c_1^2 s_1 c_2 s_2 c_3 s_3 \sin \delta [\sin \Delta_{12} + \sin \Delta_{23} + \sin \Delta_{31}] \quad (1.11) \end{aligned}$$

这里 $\Delta_{ij} = (m_i^2 - m_j^2) \times L/2E$.

因此这种效应的大小对三个过程都是相同的, CP 破坏只有在三个质量都不同(非简并)和三个角度都非零的情况下才是可以观测的. 反应堆实验限制了角度 θ_{13} 很小($\sin^2(2\theta_{13})$). 如果混合角完全为零, 在轻子部分 CP 破坏就是不可观测的, 而与 CP 破坏相角 δ 的大小无关. 因此进一步改进 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的灵敏度是至关重要的.

1.2.2 太阳中微子实验

太阳产生的热量被认为是热核反应产生的. 这些反应是4个氢核聚变成一个氦核. 在此过程中, 能量以 γ 光子的形式被释放出来, 同时释放出来两个正电子和两个中微子:



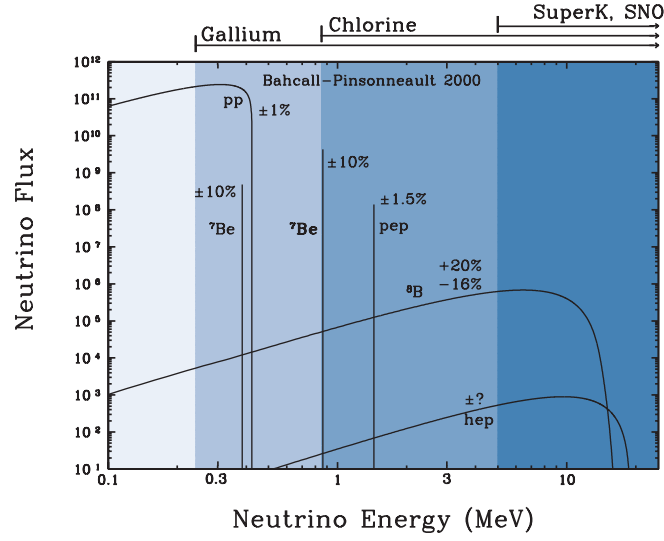


图 1.1: 标准太阳模型预言的太阳中微子能谱.

根据标准的太阳中微子模型(SSM), 存在聚变PP链式反应和CNO循环, 太阳内部的核聚变产生中微子主要有以下三个过程:

$$\begin{aligned}
 p + p &\rightarrow D + \nu_e + e^+ (E_\nu < 0.42 \text{ MeV}) \\
 {}^7\text{Be} + e^- &\rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e (E_\nu = 0.86 \text{ MeV}) \\
 {}^8\text{B} &\rightarrow {}^8\text{B}^* + e^+ + \nu_e
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

标准太阳模型预言的中微子通量如图 1.1. 不同曲线代表不同反应过程所产生的中微子能谱, 上方的标示: Gallium, Chlorine, SuperK, 则是代表不同实验的能量探测范围.

1968 年, Homestake 实验发现测量到的太阳中微子 ν_e 约为标准太阳模型预言值的三分之一. 随后类似的实验如意大利的 GALLEX 实验 [8] 和苏联的 SAGE 实验 [9] 均证实了该结果. 随后的 Kamiokande 实验 [10, 11] 也观测到类似结果. 这些实验证实了实际的太阳中微子比理论预测的要少, 但是不能确定是太阳模型有问题还是由于中微子振荡产生的. 2001 年, 加拿大的 SNO 太阳中微子实验 [12, 13, 14, 15, 16] 用 1000 吨纯净重水 (D_2O) 同时测量中微子的:

$$\text{带电流过程: } \nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$$

$$\text{中性流过程: } \nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n$$

弹性弹射过程: $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$

通过精确测量三种过程的中微子的通量, 获得了 ν_e 中微子消失, ν_μ, ν_τ 出现的证据, 证明太阳中微子发生了振荡, 测得的中微子总通量与标准太阳模型预言一致, 也验证了标准太阳模型. 2002 年, 日本 KamLAND 实验 [17] 也观察到了反应堆中微子振荡. 太阳中微子振荡的大角度混合解(LMA) 可以定量解释所有观测数据, 中微子振荡得到最终确认.

1.2.3 大气中微子实验

宇宙射线在穿越大气层时沿穿越路径发生强子簇射, 簇射中的介子衰变产生 μ 中微子. 电子中微子则主要来自于 μ 子衰变. 大气簇射中包含很多 K 介子和 π 介子:

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \quad (1.14)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (1.15)$$

$$(1.16)$$

产生的 μ 介子继续衰变:

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e, \mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.17)$$

如果没有中微子振荡, 应该满足 μ 中微子大约是电子中微子的两倍. 上个世纪七八十年代, 很多实验如日本的KamioKande 和美国的IMB 实验, 利用水切伦科夫探测器寻找质子衰变, 此时大气中微子成了他们实验的主要本底, 发现这个比例接近于1, 称为大气中微子反常. 随后的Super-KamioKande 采用了五万吨纯水, 测量中微子与水反应后产生的带电轻子, 带电轻子在水中产生的切伦科夫光被水四周的光电倍增管探测到, 可以通过切伦科夫光环的清晰程度判断是 ν_e 还是 ν_μ . 实验表明 ν_e 基本没有变化, 而 ν_μ 发生了振荡, 使得两者的比例接近于1. 消失的比例满足中微子振荡的规律.

1.2.4 加速器中微子实验

目前在建或运行的加速器中微子实验主要有: MiniBooNE、MINOS、T2K、NOvA、OPERA 等. 加速器中微子实验主要是 μ 中微子实验, 通过加速的质子打靶产生的次级介子衰变产生 μ 中微子. 介子经过聚焦后进入衰变管道衰变成中微子. 通过磁场选择介子的电荷还可以选择束流的中微子是中微子还是反中微子.

加速器既可以做中微子消失实验, 也可以做中微子出现实验. 中微子出现实验和 θ_{13} 质量等级以及 δ_{CP} 有关, 是主要的实验观测对象. 利用振荡公式可以得出结论, 利用加速器中微子实验观察 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 的振荡无法独立确定 θ_{13} 和 δ_{CP} . 只有当 θ_{13} 被精确测量, 质量等级和 CP 相角才有可能由加速器实验准确的出. 如果 θ_{13} 很小或为0, 加速器实验将无法测量这两个量.

1.2.5 反应堆中微子实验

反应堆中微子主要来源于堆芯内核素裂变的次级不稳定粒子发生 β 衰变. 反应堆中微子是电子中微子. 堆芯内的中微子主要是 ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu 四种核素裂变产生的. 反应堆中微子的经典探测方法是利用中微子与质子的反 β 衰变:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ n \quad (1.18)$$

一般是利用闪烁体探测反应堆中微子, 观测在时间上关联的 e^+ 湮灭信号和中子符合信号. 反 β 衰变的阈值是:

$$E_{thr} = \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2M_p} = 1.806 \text{ MeV} \quad (1.19)$$

可观测能量为:

$$E_{vis} \approx E_{\bar{\nu}_e} - 0.8 \text{ MeV} \quad (1.20)$$

反应堆中微子实验都是中微子消失实验.

反应堆中微子能谱如图 1.2. 反应堆中微子实验都是中微子消失实验, 测量反应堆产生的反电子中微子存活几率. 存活几率公式为:

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 & - \cos^4(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2(\Delta_{21}) \\ & - \cos^2(\theta_{12}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{31}) \\ & - \sin^2(\theta_{12}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{32}) \end{aligned} \quad (1.21)$$

其中, $\Delta_{ij} = 1.27 \Delta m_{ij}^2 L / E$ ($i, j = 1, 2, 3$), Δm_{ij}^2 表示中微子质量平方差, L 表示基线, E 表示中微子能量, 三者的单位分别是 eV^2 , km 和 GeV . 根据基线长度可分为两类: 短基线反应堆中微子实验和中等基线反应堆中微子实验. 对于短基线中微子实验, 由于

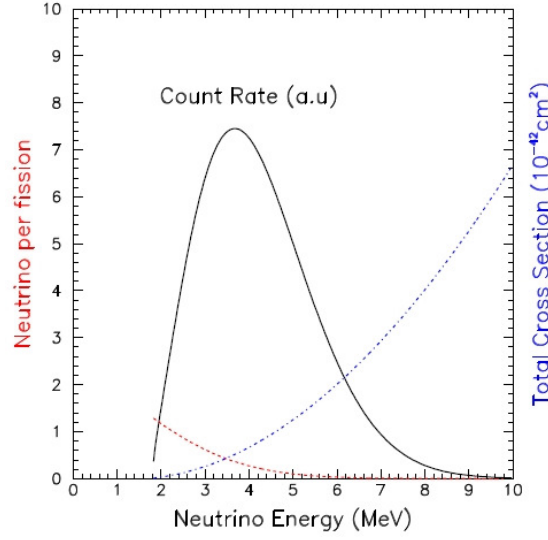


图 1.2: 反应堆中微子能谱. 虚线（红色）为反应堆放出的反电子中微子能谱，点划线（蓝色）为反 β 衰变的反应截面，实线（黑色）为中微子探测器观测到的反电子中微子能谱.

$\sin^2(\Delta_{21}) \rightarrow 0$ ，可以忽略 θ_{12} 的振荡，且近似有 $\Delta m_{32}^2 \sim \Delta m_{31}^2$ ，存活几率公式 1.21 可简写为：

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(1.27\Delta m_{32}^2 L/E) \quad (1.22)$$

优化基线使得 $1.27\Delta m_{32}^2 L/E \sim \pi/2$ ，能够精确的测量 θ_{13} 。反应堆中微子实验的最佳基线在 1.8 km 左右。

图 1.3 中标注了历史上的反应堆中微子振荡实验的测量结果，除 KamLAND 外，其余都是短基线反应堆中微子实验。下面对这些实验做简单介绍

Savannah River 实验 [18] 是 Reines 和 Cowan 在 Savannah 河边的反应堆附近的建立的一个实验。Savannah 实验首次成功观测到中微子。

ILL (Institut Laue-Langevin) 实验 [19, 20] 利用法国的 Grenoble 反应堆检测在反应堆中微子上是否也有丢失现象。ILL 首次应用理论计算的反应堆能谱 [21] 对探测器内的中微子事例数进行预测。最终没有看到明显振荡信号。

Bugey 实验 [22] 将探测器置于距反应堆 13.6 m 和 18.6 m 处，比较两个位置的事例数，似乎看到了振荡。但在后来的实验 [23] 中，升级后的探测器分别置于距同一个反应

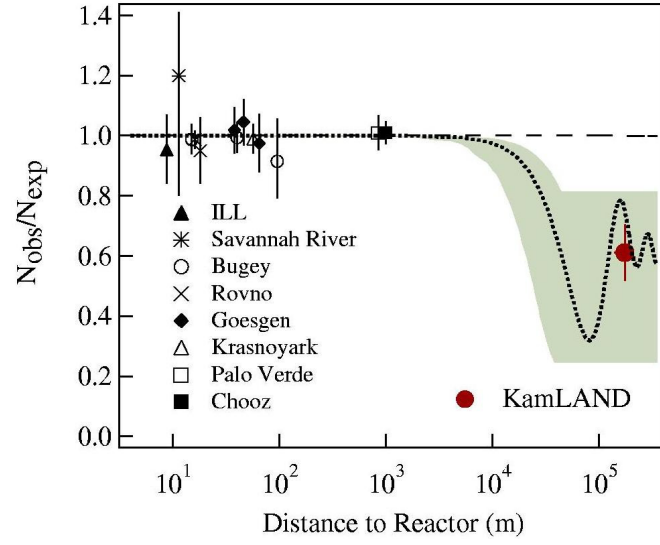


图 1.3: 历史上的反应堆中微子振荡实验

堆 15 m、40 m、95 m 处，在三个位置比较各自的中微子事例数观测值与理论预期值（假设无振荡）之比，没有发现中微子振荡。

ILL 实验之后，探测器升级后转移到瑞士的 Gösgen 反应堆，进行了 Gösgen 实验 [24]。探测器分别布置在位于距反应堆 37.9 m、45.9 m、64.7 m 处进行测量。三个位置的中微子测量事例数和能谱跟无振荡理论预期符合很好，没有发现中微子振荡。上述实验的基线都比很短，离反应堆不到 100m。法国的 CHOOZ 实验 [25] 在较长基线处（~1km）测量反应堆中微子振荡。Chooz 有两个反应堆，总功率 8.5GW，基线长度分别为 1115m 和 998 m。CHOOZ 实验由于液闪老化，只运行了一年多时间。其间反应堆关闭数次使得探测器有足够的时间测量本底。最后其观测到的中微子事例数与理论预期值（假设无振荡）之比为： $1.01 \pm 0.028 \text{ (stat.)} \pm 0.027 \text{ (syst.)}$ 。没有观测到振荡。

与 CHOOZ 几乎同时进行的反应堆中微子实验的是美国的 Palo Verde 实验 [26] 实验。利用在 Palo Verde 的三个反应堆测量反应堆中微子振荡。实验只有一个探测器，对三个反应堆的基线长度分别为 750 m、890m、890 m。最后其观测到的中微子事例数与无振荡假设下的理论预期值之比为： $1.01 \pm 0.024 \text{ (stat.)} \pm 0.053 \text{ (syst.)}$ 。没有观测到振荡。

日本的 KamLAND 实验在 180km 的平均基线上测量日本和韩国 51 个反应堆的中微子。KamLAND 在 2002 年发表的结果中观测到的中微子事例数与无振荡假设下的理论预

期值之比为 $0.611 \pm 0.085 \pm 0.041$, 确定中微子发生了振荡.

上述短基线中微子实验通过比较观测的和理论预期的中微子事例数来看是否存在振荡. 或者因为是采用单点探测器, 由于反应堆和探测器本身的误差难以消除而没有看到振荡, 或者具有多个探测器但是基线太短而没有看到信号. 因此后来建设的精确测量 θ_{13} 的反应堆中微子实验, 如 Double CHOOZ [27]、Daya Bay [28]、RENO [29] 等, 要求测量误差 $<1\%$, 都采用远近探测器相对测量方法.

目前正在建造运行的可精确测量中微子振荡参数 θ_{13} 的有三个实验组, 如表 1.1. 大亚湾以最快给出了 θ_{13} 不为0的证据(5.2σ), 大亚湾中微子实验还将给出最好的灵敏度.

表 1.1: 不同反应堆中微子实验的比较.

Experiments	Location	热功率 (GW)	距离 近/远(m)	山体高度 近/远(mwe)	靶质量 (tons)	sensitivity
Double Chooz	法国	8.5	400/1050	115/300	10/10	0.03
RENO	韩国	16.4	290/1380	120/450	16/16	0.02
Daya Bay	中国	11.6(17.4)	363(500) /1985(1615)	260/910	40 $\times$ 2/80	0.01

1.3 论文立意以及结构

本课题的研究依托于大亚湾反应堆中微子实验. 大亚湾实验将精确测量中微子混合角 θ_{13} 到0.01精度, 是国际上精度最高的. θ_{13} 的大小决定未来物理发展方向, 具有重要的科学意义. 反应堆流强是实验的三大误差来源之一, 是物理分析的一个关键. 本文的主要研究目标就是精确计算反应堆中微子流强, 分析其误差构成和关联关系, 支持实验的物理分析. 以下是本文的简单结构:

第一章为引言, 首先简单介绍了中微子物理的基本知识和需要解决的一些基本物理问题, 然后介绍了中微子振荡的理论, 以及测量中微子振荡参数的一些方法和实验结果. 介绍了研究的背景和研究的意义.

第二章对大亚湾实验进行了总体介绍, 包括实验的物理目标和意义、实验总体规

划、中心探测器和反符合探测器的设计、实验误差及初步结果.

后面四章为论文的主体部位, 介绍了论文四个方面的主要工作.

第三章介绍如何利用反应堆的功率数据和堆芯演化模拟数据来计算堆芯中关心的核素的裂变率随时间演化问题.

第四章介绍了如何在已有裂变率的情况下, 计算堆芯发射的中微子能谱和流强.

第五章讲述了如何利用堆芯发射的中微子能谱计算预期探测器内观测到的能谱. 以及如何处理核电站数据到可用于物理分析的数据的流程.

第六章计算大亚湾实验中关系到流强计算的各种误差以及的误差传递.

最后一章为和能谱相关的物理, 以及总结与展望

第二章 大亚湾反应堆中微子实验

本章简要介绍大亚湾反应堆中微子实验[30, 31].

2.1 大亚湾实验简介和实验目标

中微子振荡现象可以由PMNS矩阵中的三个角度(θ_{12} , θ_{23} , θ_{13})和质量平方差描述. 从反应堆发出的短基线电子反中微子 $\bar{\nu}_e$ 的存活几率是:

$$P_{sur} \approx 1 - \sin^2 \theta_{13} \sin^2(1.267 \Delta m_{31}^2 L/E) \quad (2.1)$$

这里 Δm_{31}^2 的单位是 eV^2 , E 是中微子能量, 单位是 MeV , L 是反应堆到探测器的距离. 大亚湾反应堆中微子实验被设计来在 90% 置信度以 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.01$ 的灵敏度测量混合角 θ_{13} . 大亚湾实验使用分布在大亚湾反应堆群附近 2000m 内的8个全同探测器来探测中微子.

大亚湾实验通过掺钆液体闪烁体中发生的反 β 衰变反应(IBD)探测中微子, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. 反 β 衰变产生的正电子电离和湮灭发出的闪光和中子被钆俘获的信号两者符合可用来确定中微子信号. 预期探测的中微子数目可以由下式确定:

$$N_{det} = \frac{N_p}{4\pi L^2} \int \epsilon \sigma P_{sur} S dE \quad (2.2)$$

这里 N_p 是探测器里面自由质子的数目, ϵ 是中微子探测的效率, σ 是总的 IBD 的反应截面, S 是中微子的微分能谱. 如果仅用一个有固定基线的中微子试验站, 我们就必须确定反应堆的绝对中微子流量, 绝对的反 β 衰变反应截面, 以及探测器效率和挑选条件来测量 $\sin^2 2\theta_{13}$. 在此情况下要把误差消除到1%以下量级, 特别是关于反应堆的误差, 是非常具有难度和挑战性的. Mikaelyan 和Sinev指出, 如果两个探测器放在优化之后的两个

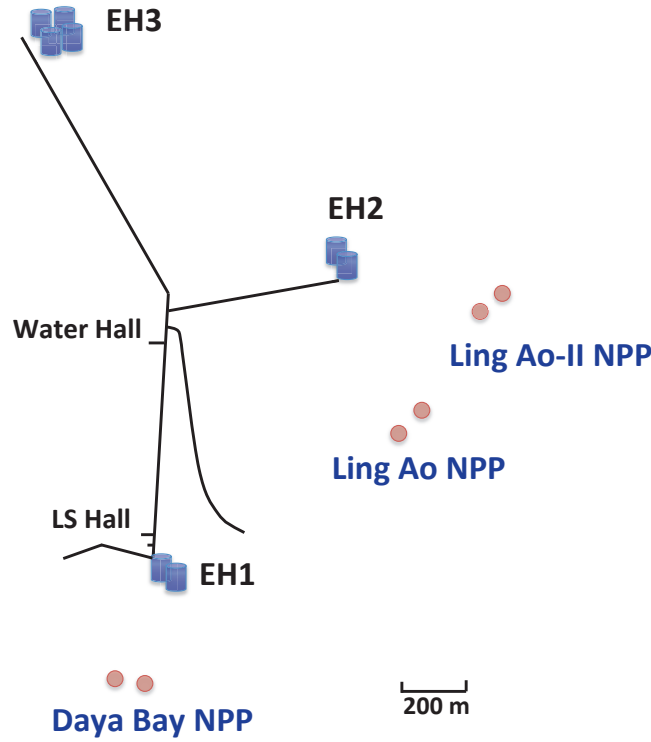


图 2.1: 大亚湾实验布局. 反应堆堆芯用红色圆点表示, 8个探测器被安装在3个实验大厅(EH1 ~ EH3)里面.

基线上, 实验的系统误差将会得到极大的压缩 [32], 离反应堆比较近的探测器用来测量中微子的流量和能谱. 这减轻了对反应堆细节的了解的要求. 在这种实验设置下, 可以通过比较远点和近点的中微子的流量和能谱来测量 $\sin^2(2\theta_{13})$.

2.2 中微子实验站布局

大亚湾反应堆坐落在中国南海岸, 位于香港东北55千米, 距深圳东部45千米. 反应堆堆群包括三对反应堆, 每一对被称为一个 NPP (nuclear power plant), 大亚湾堆芯(Daya Bay NPP), 岭澳堆芯(Ling Ao NPP)和岭澳二期堆芯(Ling Ao-II NPP). 如图 2.1所示. 反应堆堆群东南面面海, 西北毗邻高山.

每个NPP都包括一对反应堆, 这六个压水堆反应堆在设计上都是相同的, 堆芯功率

都是2.9 GW, 最后一个堆芯在2011年8月份投入商业运行. 大亚湾中微子实验站的设施包括地面设备, 三个地下实验大厅, 以及两个地下功能大厅—液闪大厅(LS Hall)和水净化大厅(Water Hall). 地面设施包括一个用来装配中心探测器的地面装配大厅(SAB), 一个办公楼以及一个通风设备. 三个地下实验大厅通过水平的隧道相连接. 在实验1号大厅(EH1)和实验2号大厅(EH2)各安装了一对中心探测器(AD), 在实验3号大厅(EH3)安装了四个中心探测器. 实验3号大厅被建设在中微子振荡极大的基线位置. 三个实验厅的岩石覆盖, 宇宙线 μ 子计数率以及到各个堆芯的平均距离如表 2.1所示.

表 2.1: 三个实验大厅的岩石覆盖(m.w.e), μ 子计数率 R_μ (Hz/m²), 平均的 μ 子能量 E_μ (GeV), 以及它们到大亚湾堆芯, 岭澳堆芯以及岭澳二期堆芯的平均距离(m).

	岩石覆盖	R_μ	E_μ	大亚湾	岭澳	岭澳二期
EH1	281	1.21	55	364	857	1307
EH2	299	0.90	58	1348	480	528
EH3	884	0.05	140	1912	1540	1548

2.3 远近相对测量

中心探测器的全同性至关重要. 在大亚湾取数之后, 利用2011年9月23日份到2011年12月23日之间实验1号大厅获取的数据对该大厅的一对中心探测器的全同性进行了详细深入的分析比较 [33]. 结果显示, 两者对中微子的探测效率的相对误差为0.2%. 如表 2.2.

远近相对测量的探测器设置—在近点设置近点探测器以及在远点设置远点探测器能够极小化 $\sin^2 \theta_{13}$ 的测量误差. 关联误差(对所有探测器和所有反应堆来源都相同的误差)能够被完全的消除, 反应堆相关的非关联误差能够被消除达20倍之多.

2.4 反应堆流强和误差

反应堆中的中微子来源于核素裂变产生的次级不稳定子核的 β 衰变. 反应堆中几

表 2.2: 大亚湾中心探测器的物理性能要求

误差来源	值
靶质量相对精度	0.03%
PMT闪光cut	0.01%
慢信号能量cut效率	0.12%
快信号能量cut效率	0.01%
多重度cut效率	< 0.01%
俘获时间cut效率	0.01%
H/Gd 比相对精度	< 0.1%
spill-in/out相对精度	0.02%
活时间精度	< 0.01%
总探测器相关精度	0.2%

乎所有的中微子都来源于 ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu 四种核素的裂变. ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu 的每次裂变中微子产额来自于ILL实验测量的电子能谱转换的中微子能谱 [34, 35, 36], ^{238}U 的裂变来自于理论计算 [37]. 这四种裂变能谱经过Bugey4的实验检验. 反 β 衰变反应截面采用Vogel的计算 [38], 但是采用了最新的 PDG 上最新的中子寿命 $\tau = 881.5\text{s}$. 连同 IBD 反应截面一起, 反应堆中微子通量的非关联误差估计为2.7%. 新的中微子产额计算 [39, 40]显示可能存在非常短的基线的振荡, 但是由于实验采用远近点相对测量, 这些计算在仅进行事例率分析的时候, 是与分析无关的. 前述的裂变中微子产额没有考虑到在测量期间未达到平衡的长寿命同位素及其子核发射的中微子的影响. 非平衡态中微子在分析中按照文献 [39]进行了修正. 存贮在反应堆附近的核废料也会贡献中微子. 此贡献并未被修正, 但是被当作非关联的中微子流强误差来处理. 核废料的贡献对六个反应堆平均而言约为 0.3% [41]. 每次裂变释放的热能采用了文献 [42]中的计算.

反应堆热功率由核电站提供, 其误差为 0.5%, 在反应堆之间是非关联的 [43, 44, 45]. 每个循环的核素的裂变份额随着燃耗演化, 也由核电站提供. 根据核电软件验证报告 [46, 47]其误差被估计为 5%. 在堆芯中进行3D模拟的裂变重心的变化范围约为2cm, 对基线的影响可以忽略. 通过 DRAGON 建立的模型预测的裂变份额同大亚湾提供的模拟

在 3% 范围内符合得很好. 使用 DRAGON 可以对四种核素的关联性进行研究, 得出的联系系数同在文献 [48] 中收集的数据相吻合. 裂变份额的模拟误差最终对中微子通量预测的误差贡献为 0.6% .

反应堆相关误差总结见表 2.4

2.5 大亚湾实验探测器

每个实验大厅的中心探测器都完全浸在高纯水中, 在每个方向上都有大于 2.5 米厚的高纯水, 这些水能够屏蔽四周各个方向的辐射. 近点和远点水池分别安装了 288 个和 384 个 8 英寸光电倍增管. 水池被分为内水池(IWS)和外水池(OWS)两个光学独立的区域. 水池被设计用来探测和跟踪附近穿过的 μ 子, 反符合散裂中子和中心探测器中其它的宇宙线本底. 四层的阻性板(RPC)安装在水池上方来进一步探测宇宙线辐射.

每个 AD 是分为 3 层的同心圆柱, 最内层装有 20 吨掺钆液体闪烁体. 每个 AD 最外层是一个圆柱形的 5m 直径的不锈钢罐(SSV), 里面安装有两个紫外透射的有机圆柱形罐子. 最内层是一个 3.1m 直径的内有机玻璃罐(IAV), 里面装有掺钆液闪. 中间层是一个直径 4m 的外有机玻璃罐(OAV), 装有 20 吨的液体闪烁体, 用来捕捉 γ 光子. 4m 罐和钢管中间装有 37 吨的矿物油作为缓冲层, 来屏蔽来自光电倍增管, 钢罐和其它来源的本底. 反 β 衰变产生的信号由 AD 内的 192 个 Hamamatsu R5912 光电倍增管探测. 光电倍增管背面装有涂有黑色涂层的锥形罩子, 可以吸收光电倍增管背面的杂散光, 探测器上下安装了基于 ESR 的反射板, 这些都增强了探测效率和探测器的均匀性. 在制备掺钆液闪和液闪的时候非常严格细致, 保证了所有的 AD 的全同性.

安装在钢罐盖子上的三个自动刻度装置(ACU), 能够远程控制一个 LED , 一个 ^{68}Ge 源, 以及一个 $^{241}\text{Am-C}$ 和 ^{60}Co 的混合源, 使它们沿着竖直方向(z 轴)移动进入掺钆液闪和液闪. 每周进行的刻度数据能精确的监测 AD 能量响应.

前端电子学对每一个电子学道记录电荷和时间信息, 以及记录在阈值条件之前 100ns 时间窗内的平均的 ADC 值. 在物理取数时采用基于过阈道数的多重性触发以及基于电荷求和的能量求和触发. 在探测器刻度和试运行采用刻度和触发子系统. 基于 VME 的数据获取系统(DAQ)基于 TimeSys 并在 BESIII 和 ATLAS 的模型基础上进行了修改.

2.6 数据集

此博士论文写作于大亚湾实验公布第一个物理结果之际, 所述的数据基于在2011年12月24日到2012年2月17日的数据. 由于每个探测器都是独立运行取数的, 为了移除反应堆流强造成的误差影响, 只采用所有探测器同时运行期间的数据.

2.7 刻度和能量重建

光电倍增管的增益, 也即每个光电子对应的ADC计数, 使用LED来进行刻度. AD的能量响应得到了仔细深入的研究. 每周都会使用刻度源对AD进行刻度, 这些刻度在竖直方向上不同位置, 用自动刻度装置控制沿着径向(r 方向)进行. 另外散裂中子, 以及从 ^{212}Po , ^{214}Po , ^{215}Po 衰变释放的 α 粒子也被用来刻度探测器以及持续地监测其稳定性.

AD中的能量重建基于一个事例的总电荷, 也就是所有192个光电倍增管的电荷之和. 所有AD的能量刻度常数 $\sim 170\text{PE/MeV}$, 是通过设定在AD中心位置的 ^{60}Co 放射源的峰值能量为2.506MeV来确定的. 顶点重建基于电荷中心法(center-of-charge), 定义为所有PMT的电荷重心的坐标位置. 电荷中心比较粗糙, 电荷中心到顶点的映射通过分析来进行修正, 此分析则是通过分析 $^{60}\text{Co}(r, z)$ 的数据确定的. 同样的. 对所有的AD进行了顶点依赖的能量修正, 来修正几何效应. 在整个掺钆液闪和液闪的体积内, 修正因子最大不超过10%. 另外对一个常数标度因子进行了修正, 这个因子是由于 ^{60}Co 和中子在钆(nGd)的俘获存在非线性差别造成, 这个因子是通过探测器中心的刻度源来确定的. 利用 nGd 能量峰值进行的独立能量刻度, 与来自于顶点重建的模拟事例的样本, 给出了一致的结果. 对于所有AD来说, 能量分辨率为 $(7.5/\sqrt{E(\text{MeV})} + 0.9)\%$.

2.8 触发

内水池和外水池的PMT的多重度大于12的触发被归类为“水池 μ 子候选” 或者 μ_{WS} . 每个AD的触发条件设定为多重度大于45或者PMT电荷之和大于 $\sim 65\text{PE}$ (相应于能量约 $\sim 0.4\text{MeV}$). 这将产生一个对每个AD $\sim 280\text{Hz}$ 的触发率以及对IBD事例来说可以忽略的效率丢失. 为了反符合的目的AD中信号大于20MeV(2500PE)的信号被识别为 μ 子事例 μ_{AD} , (簇射 μ 子, μ_{sh}). PMT自己的辐射光(称为flasher), 会带来一部分本底, 这部

分本底被有效的排除了.

2.9 IBD 事例选择

典型的IBD事例选择条件如下:

- 1) 正电子信号: $0.7 < E_p < 12.0 \text{ MeV}$
- 2) 中子俘获信号: $6.0 < E_d < 12.0 \text{ MeV}$
- 3) 正电子快信号与中子俘获慢信号时间窗: $1 < \Delta t < 200 \mu s$
- 4) μ veto: 如果 $t_d - t_{\mu_{WS}} < 600 \mu s, t_d - t_{\mu_{AD}} < 1000 \mu s$ 或者 $t_d - t_{\mu_{sh}} < 1000 \mu s$ 快慢符合信号将会被反符合掉.
- 5) 多重度cut: 多重度cut要求在快信号之前 $200 \mu s$ 以及慢信号之后 $200 \mu s$ 没有能量大于 0.7 MeV 的信号. 这里 E_p 是快信号能量, E_d 是慢信号能量, $\Delta t = t_d - t_p$ 是快慢信号之间的时间差. 另一个使用了不同 μ 反符合以及多重性cut的分析得到了类似的和具有一致性的结果.

2.10 探测效率

探测器的设计和事例选择条件都会对IBD探测效率产生影响如表 2.4. 没有必要确定绝对的效率, 在远近相对测量中, 关联误差会被完全消除, 而AD之间的非关联误差将会对 θ_{13} 产生影响. 靶体积被很好的定义(图 2.2). 由IBD产生的中子在钷上俘获的比例(0.860)通过模拟来得出. 观测到的中子俘获时间的晃动为 $0.2 \mu s$, 这限制了钷的相对含量为 0.1% . 在靶区外面的IBD事例增加了预期的事例数, 这是由于靶区外面的中子漂移到靶区内部(*spill-in* 效应)造成的, 通过模拟研究了此效应造成的影响. 与此相反的效应(*spill-out*)则通过散裂中子和Am-C源的真实数据以及蒙卡模拟中得出.

对于所有AD, IBD反应产生的中子在钷上的俘获的能量峰值被重建到 $8.05 \text{ MeV} \pm 0.5\%$. 在AD之间的相对能标是通过比较在液闪中IBD产生的中子在钷上俘获的能量峰, 散裂中子以及 α 能量沉积来比较的. 对所有AD两种能量重建方法都给出 0.5% 的非关联能标误差. 通过数据和蒙卡模拟, 由于慢信号 E_d 能量选择带来的相对效率误差估计为 0.12% .

μ 子反符合的效率丢失 $(1 - \epsilon_\mu)$ 通过对每个 μ 子的反符合的时间积分得到, 这其中

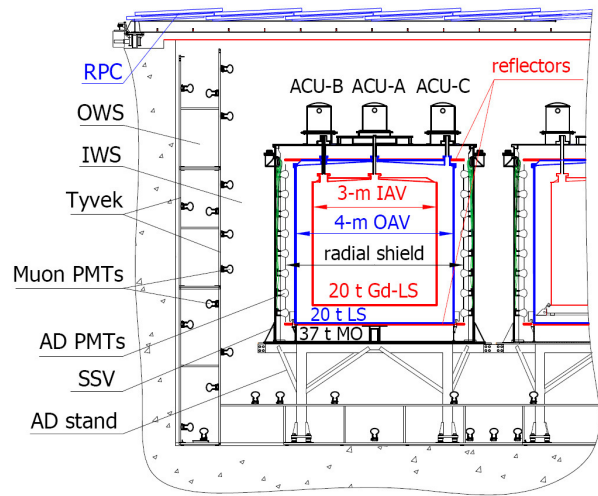


图 2.2: 大亚湾探测器示意图.

考虑了 μ 子事例之间的时间窗口重叠. 因为多重度选择条件造成的效率丢失 $(1 - \epsilon_m)$ 则通过考虑在IBD事例时间附近偶然出现的非关联信号的概率进行计算. 测量的非关联事例率($\sim 60Hz$)是在进行了 μ 子反符合以及对已知的时间关联信号进行了排除之后估计得到的. 在确定 ϵ_μ 和 ϵ_m 时考虑了在AD中 μ 子事例率和单事例率的和时间相关的晃动. 平均的 ϵ_μ 和 ϵ_m 值参见表2.3

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

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

2.11 本底

被考虑的本底有:

- 两个非关联信号的偶然符合.
- 在探测器中由于宇宙线 μ 子所引致的中子或者 $\beta - n$ 不稳定的同位素.
- 在探测器外部由 μ 子引致的活跃的快中子.
- $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反应.
- 由于 $^{241}\text{Am}-^{13}\text{C}$ 中子刻度源引起的关联本底.

对于穿过AD携带可见能量 $> 20\text{MeV}$ 的 μ 子, 内水池(外水池)的探测效率为99.7%($\sim 97\%$). 这些应该是下限估计, 因为AD中的高能事例有可能是其他物理过程而非 μ 子产生的. 外水池明显的效率丢失是因为 μ 子在内水池中衰变了. μ 探测器的高效性有效地排除了 μ 引发的本底.

偶然符合本底事例率通过测量“类 e^+ ”以及“类中子”的信号得出, 计算中需要估计这两种信号恰好落在满足IBD事例时间选择条件的 Δt 中的概率. 三个实验大厅的每天的偶然符合事例率分别为:10个/天, 8个/天和3个/天. 表2.3给出了在当前时间(作者论文时间)取数时的每个探测器的偶然符合总事例率. 测量的快慢信号之间的距离同这些测量是相一致的. 测量的偶然符合事例率的误差($\sim 1\%$)是通过“类中子”事例的统计误差得来的.

来自 $^9\text{Li}/^8\text{He}$ 的 $\beta - n$ 级联衰变的关联本底是通过最后的 μ 子进行时间拟合得到的, 拟合时用到了已知的这些同位素的衰变寿命. 表2.3给出来每个探测器经过 μ 子反符合之后的本底事例率.

从快中子来的本底是通过估计被 μ 子反符合条件 $E_p < 12\text{MeV}$ 排除的IBD候选事例得到的. 把 μ 子反符合去掉, 则会发现一个由于快中子引起的从0 MeV 到 20 MeV 的平的能量分布. 放松IBD快信号的选择条件, 能够观察到 $>12\text{MeV}$ 的一个平的能量分布, 这和上面所述是相一致的. 把所有这些高能快信号都归结于快中子, 并且假设所有被反符合掉的和未被反符合掉的中子能谱都是相同的, 那么在IBD信号区域的本底被估计为 $\sim 0.2\%$. 通过对真实数据和模拟数据的比较快中子产生和 μ 子径迹的关系, 可以得出与此估计相一致的估计. 对 μ 子的分布外延到 μ 反符合条件的外部则给出本底的预测值

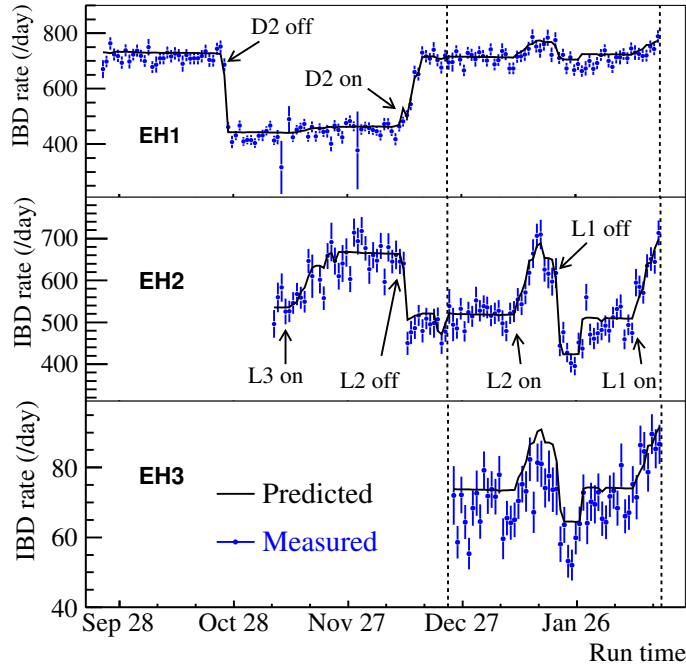


图 2.3: 在三个实验大厅中测量到的平均每天每个AD的IBD事例率是时间的函数, 图中把它和预测的非振荡的反应堆中微子预测流强进行了比较. 预测事例率按照最佳拟合值进行了归一化. 在竖直虚线之间的数据被用来作分析.

为 $\sim 0.25\%$.

在液闪中来自 ^{238}U , ^{232}Th , ^{227}Ac 以及 ^{210}Po 的放射性, 通过测量它们的级联衰变或者拟合其能量峰值得到; 来自 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反应的本底被探测器中 α 衰变所限制, 这个本底通过蒙卡模拟进行了估计.

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

在三个实验站点中, 经过效率修正以及减除本底后的IBD事例率和通过反应堆预测的中微子流强的比较如图 2.3所示.

表 2.4: 绝对效率, 关联和非关联系统误差汇总.

探测器			
	效率	关联	非关联
靶质子数		0.47%	0.03%
Flasher cut	99.98%	0.01%	0.01%
慢信号能量cut	90.9%	0.6%	0.12%
快信号能量cut	99.88%	0.10%	0.01%
多重度cut		0.02%	<0.01%
俘获时间cut	98.6%	0.12%	0.01%
钷俘获比例	83.8%	0.8%	<0.1%
Spill-in	105.0%	1.5%	0.02%
活时间	100.0%	0.002%	<0.01%
合计	78.8%	1.9%	0.2%
反应堆			
关联		非关联	
每次裂变释放能量	0.2%	功率	0.5%
每次裂变IBD反应截面	3%	裂变份额	0.6%
		核废料	0.3%
关联	3%	合计	0.8%

探测器相关的误差总结见表 2.4.

2.12 远近比例和中微子能谱

由于和反应堆中微子流强预测相独立, 可以用近点探测器测量中微子事例率来预测远点探测器的事例率. 在远点探测器观测到的中微子事例率 M_f 和使用近点探测器预测的无振荡的远点探测器事例率 $\bar{N}_f$ 的比值可以表达为:

$$R = \frac{M_f}{\bar{N}_f} = \frac{M_f}{\alpha M_a + \beta M_b}, \tag{2.3}$$

这里 M_a 和 M_b 分别是在实验1号大厅和实验2号大厅里测量的IBD事例率. 权重因子 α 和 β 的求解需要满足:

- 1) 归一化: 如果没有振荡, $R = 1$.

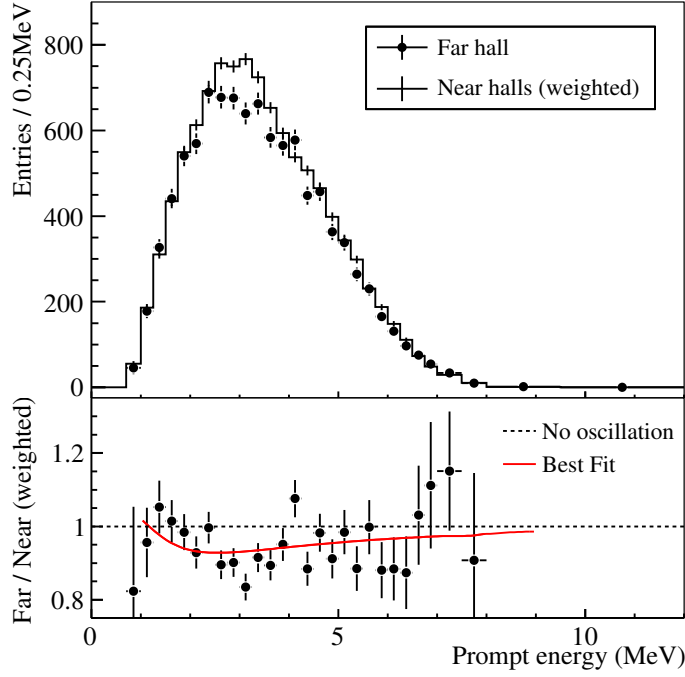


图 2.4: 上图: 远点实验厅测量的正电子能谱同由近点两个厅的数据预测的无振荡的能谱的比较.仅显示了统计误差.

下图: 测量能谱同无振荡预测能谱的比值. 显示了无振荡假设下的 $\chi^2/n.d.f$ 以及振荡的最佳拟合曲线(考虑了所有的系统误差).

2) 能够最大化的消除反应堆误差.

α 和 β 的值主要取决与基线, 对每个堆芯的流强积分依赖比较轻微. 对于在本论文中涉及的分析的数据集合, α 的值为0.01470, M_a 是AD1和AD2的IBD事例率之和, M_f 是AD4-6的IBD事例率之和. β 的值是0.09767. 反应堆误差的残差在 R 中为 σ_r , 而 σ_r 是一个堆芯的非关联误差, 经抵消后已经缩小了20倍.

我们观测到了中微子的减少:

$$R = 0.94 \pm 0.011(stat) \pm 0.004(syst) \quad (2.4)$$

观测到的远点中微子能谱和由近点预测的 $\alpha M_a + \beta M_b$ 的比较如图2.4所示.

2.13 θ_{13} 的估计

测量的六个探测器的IBD事例用来估计 θ_{13} . 基于探测到的和预测能谱的差别, 考虑到本底, 构建一个标准的带pull项的 χ^2 函数.

$$\chi^2 = \sum_{d=1}^6 \frac{[M_d - T_d(1 + \sum_r \omega_r^d \alpha_r + \varepsilon + \varepsilon_d) + \eta_d]^2}{T_d} + \sum_r \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2} + \sum_{d=1}^6 \left[\left(\frac{\varepsilon_d^A}{\sigma_d} \right)^2 + \frac{\eta_d^2}{\sigma_B^2} \right], \quad (2.5)$$

这里 M_d 是减除了本底的第 d 个AD测量的IBD事例, T_d 是从反应堆中微子流强和蒙卡中得出的预测值, ω_r^d 是根据从第 r 个反应堆到第 d 个AD的基线和流计算的IBD贡献比例. 误差列在了表格 2.4中. 反应堆的非关联误差 σ_r (0.8%), σ_d (0.2%)是非关联的探测误差, σ_B 是列在表 2.4中的本底误差. 相应的参数是 $(\alpha_r, \varepsilon, \eta_d)$. 我们估计了一个探测器和反应堆相关的联合误差. 但是没有在拟合中用到. 相应的归一化参数 ε 在 χ^2 函数中并没有被限制住.

偶然符合本底在AD之间是非关联的, Am-C和 (α, n) 本底在AD之间是关联的. 快中子本底和 ${}^9\text{Li}/{}^8\text{He}$ 本底是在站点之间都是关联的. 对于最坏的情况, 他们在同一个实验大厅是关联的而在不同的实验大厅是非关联的. 我们发现当系统误差增加0.001时最佳拟合没有发生变化.

图2.5显示了在每个探测器里测量的事例数相对于预期的无振荡事例数的比值. 3号实验厅相对于其他两个实验厅的 6.0% 的事例数缺损相当明显, 显示了非零 θ_{13} 的非常明确的证据. 振荡的存活几率的最好估计值由图中光滑的曲线给出. 右上角显示了 χ^2 函数和 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的关系图.

$$R = 0.94 \pm 0.011(stat) \pm 0.004(syst) \quad (2.6)$$

观测到的远点中微子能谱和由近点预测的 $\alpha M_a + \beta M_b$ 的比较如图2.5所示.

最佳拟合值为

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0.092 \pm 0.016(stat) \pm 0.005(syst) \quad (2.7)$$

χ^2/NDF 的值为4.26/5. 无振荡的假设被排除在5.2倍标准误差之外.

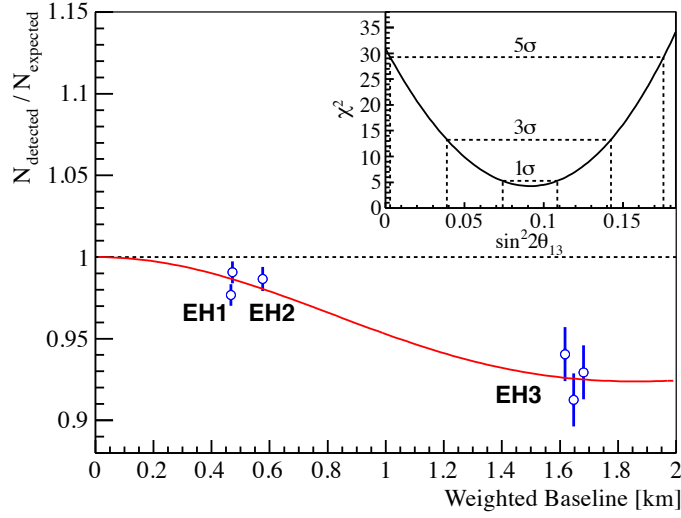


图 2.5: 每个探测器中测量信号和预期无振荡信号的比较. 反应堆和勘测数据用来计算权重的平均基线. 振荡存活几率经过了最佳拟合归一化参数的修正, 最佳拟合值由光滑曲线给出. 右上角给出了 χ^2 函数和 $\sin^2(2\theta_{13})$ 的关系图

2.14 大亚湾实验对反应堆流强计算的物理需求

在对 $\sin^2(2\theta_{13})$ 进行拟合时, 需要预测的反应堆中微子流强, 能谱, 及其误差作为输入. 大亚湾实验的设计目标是灵敏度小于0.01, 为此需要对各种误差进行控制, 反应堆误差是实验的三大误差来源之一, 需要专门研究, 反应堆引起的误差要控制在2%以内. 所有的反应堆引起的误差被分为关联误差和非关联误差两类. 关联的反应堆误差是指对所有反应堆来说都相同的误差, 非关联误差是指对不同的堆芯不相同的误差. 大亚湾实验是远近相对测量, 因此关联的误差会被完全抵消, 非关联误差将会有达20倍的抵消. 具体地说, 根据构造的 χ^2 函数式子 2.5, 在大亚湾实验进行分析时, 需要:

- 1) 预测的中微子流强和能谱
- 2) 反应堆引起的关联误差
- 3) 反应堆引起的非关联误差

第三章 反应堆裂变核素的裂变率

1938年O.Hahn 和F.Strassmann发现了裂变现象, 在中子轰击下, 重核通常可以裂变成质量差不多的两个裂变碎片. 裂变分为自发裂变和诱发裂变. 在反应堆中发生的是中子诱发的核裂变. 能够被中子诱发裂变核素称为易裂变核素(fissile isotope). 重核裂变通常会伴随发射几个中子, 如果裂变核素的体积和密度达到临界值以上, 就会发生自持的链式裂变反应.

反应堆是产生, 维持和控制链式核裂变反应的装置, 它以一定功率释放能量, 并由冷却剂导出, 再通过蒸汽发生器将堆芯产生的热量传递出去, 产生蒸汽并且驱动汽轮机发电.

在反应堆中, 中微子来自于几种关键核素的裂变, 堆芯释放中微子的数目同堆芯中核素的裂变数目是成正比的. 每发生一次裂变就平均放出6个中微子. 因此必须要弄清楚反应堆里这些关键核素随时间的演化, 尤其是裂变率的演化, 才能准确预测中微子能谱和流强随着时间的演化. 本章将从介绍基本的反应堆物理和运行开始, 详细解析计算核素裂变率需要的物理量和全部过程.

3.1 反应堆物理和核电站运行简介

3.1.1 大亚湾核电站简介

大亚湾核电站反应堆群位于中国广东深圳的大亚湾, 距离香港东北大约55千米, 距离深圳东部45千米.

核电站包括三个厂区, 大亚湾核电站, 岭澳核电站, 岭澳二期核电站(如图 2.1). 每个厂区都有两个一样的反应堆堆芯. 每个堆芯在正常稳态运行的时候都会产生2.9 GW 的

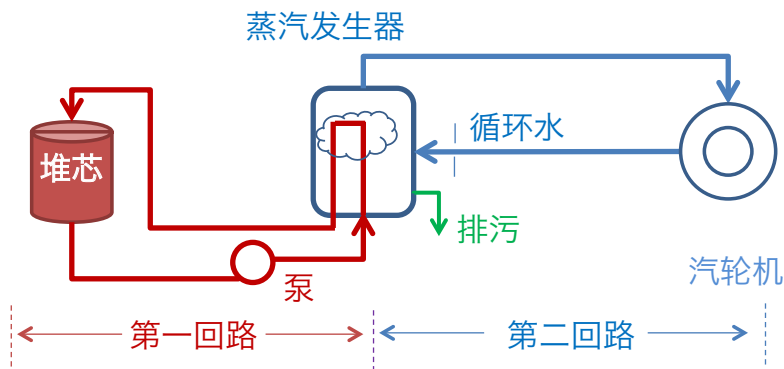


图 3.1: 压水堆功率系统

功率. 每个厂区内的两个堆芯的间距大约为88米. 岭澳堆芯大约在大亚湾堆芯以东1.1千米, 在岭澳二期以西400米. 岭澳二期在2011年七月达到满功率, 所有6个堆芯都投入商业运行.

大亚湾反应堆的堆型是压水反应堆, 用加压的轻水作为慢化剂和冷却剂, 位于安全壳的中央. 六个反应堆的设计都基于法国的法玛通(Framatome) M310 以及基于它的 CPR1000 的压水堆堆型. 压水堆的功率系统如图 3.1所示. 红色的部分表示第一循环, 蓝色的部分表示第二循环. 第一循环和第二循环是封闭和独立的. 第一回路的水由于被辐射活化或者燃料包壳破损, 具有一定的放射性, 一二回路的独立保证这些放射性不会外泄. 在大亚湾核电站, 每个压水堆的堆芯都连接三个相同的蒸汽发生器. 每个反应堆的堆芯都包含157个核燃料组件, 这些组件固定在反应堆的压力容器的格架里面, 如图 3.2和 3.3. 反应堆的压力容器里面装满了高压的水(一回路循环水). 这些水起到吸收热量的作用. 水吸收了由于核燃料裂变释放的热量, 之后温度和压力升高, 被送到三个蒸汽发生器的 U 形管中, 这三个蒸汽发生器彼此是独立的. 这些 U 形管浸泡在二回路循环水中, 里面的一回路循环水的热量被传递给二回路循环水, 并将其蒸发成饱和蒸汽, 这些饱和蒸汽将会流到汽轮机推动汽轮机发电. 而得到冷却的 U 形管里的二回路循环水则被水泵抽回到压力容器之中进入下一个循环.

一回路的循环水加入了少量的硼, 起到中子吸收剂的作用. 在整个燃料循环中, 硼的浓度将会逐渐降低, 这个降低将会补偿由于燃料消耗带来的功率下降, 有助于保持整个循环期间功率维持在一个固定的水平.

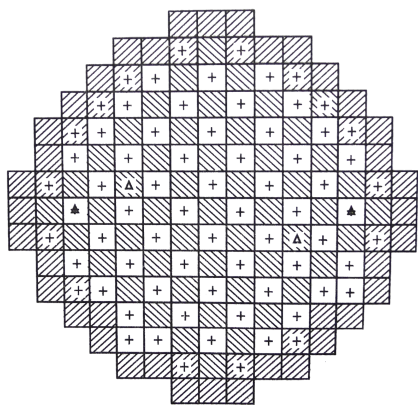


图 3.2: 压力容器格架示意图

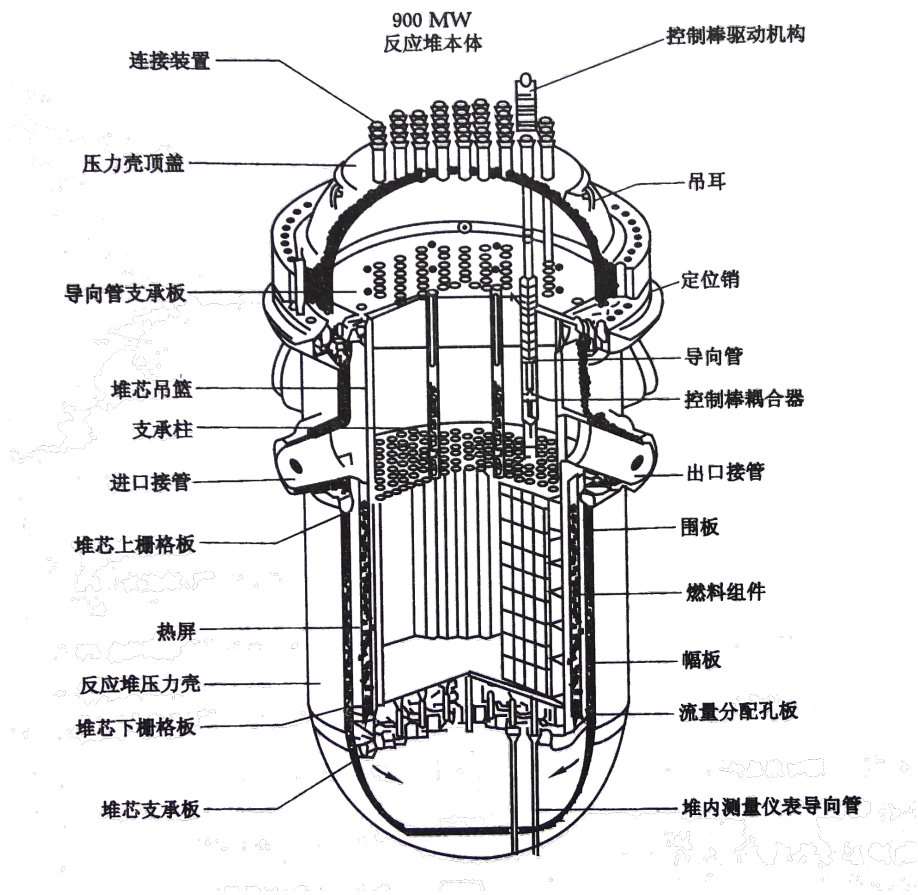


图 3.3: 反应堆压力容器示意图

博士论文：大亚湾中微子流强计算及对实验灵敏度的影响

3.2 反应堆功率测量

堆芯的功率正比于单位时间裂变次数的多少, 因此也决定中微子释放数量的多少, 在中微子预测的计算中是一个重要的参数.

3.2.1 堆芯中的能量形式转换

^{235}U 的典型裂变如下:

$$^{235}\text{U} + n \rightarrow ^{140}\text{Ba} + ^{94}\text{Kr} + 2n + E_f \tag{3.1}$$

^{235}U 的裂变能量大约为207MeV, 其能量分配如表 3.1所示.

表 3.1: ^{235}U 的裂变能量.

释放能量形式	释放能量/MeV
裂变碎片动能	168
裂变碎片 β 衰变	8
裂变碎片 γ 射线	7
中微子	12
瞬发 γ 射线	7
裂变中子动能	5
总能量	207

在表 3.1中可以看出, 绝大部分能量被裂变碎片的动能带走, 这部分能量几乎全部转化为热能. 裂变中子, β 射线和 γ 射线基本上都被堆芯内的材料吸收, 也最终转化为动能, 只有中微子的能量被带出堆芯外部.

3.2.2 堆芯功率测量和测量系统

反应堆堆芯热功率在核电站运行中是十分重要的参数, 如果测量值比实际值偏低, 则就会使堆芯功率过高造成危险引发事故; 如果偏高则会使反应堆运行没有达到额定条件, 释热以及发电量达不到设计指标, 造成不经济的运行.

堆芯功率的测量主要有核方法和热方法:

- 1) 核方法: 在反应堆外部周围布置中子探测模块测量泄漏到堆芯外部的中子通量, 并假

设中子通量和堆芯的功率成正比, 以此来测量堆芯功率.

2)热方法: 基于能量平衡原理, 压水堆存在两个循环水回路, 一回路工作介质吸收反应堆放热, 并通过热交换器把热量传给二回路的水, 二回路的水吸收热量后成为干度很高的饱和蒸汽, 推动汽轮机做功, 最终把热能变成发电机的电能. 热平衡法就是通过测量二回路工作介质获得的热量, 同时考虑内部热损失, 从而得到反应堆堆芯热功率. 堆芯释放能量除了中微子, 全部以热能的方式沉积在堆芯中, 并被工作介质带出来, 因此保证了测量原理的正确.

大亚湾核电站采用了核方法和热方法来进行功率监测. 一共有三套系统来测量功率: RPN系统, KME系统, KIT/KDO系统, 下面分别进行详细阐述.

- RPN 系统

RPN系统是基于核测量方法, 布置四个探测器在反应堆周围来检测中子通量并转化为功率. 可以快速的反映出反应堆的总体功率和大致的功率分布. 主要用来监测功率, 起到保护作用. 因为核燃料在堆芯中含量的变化, 整个循环期间中子的能谱发生变化, RPN的测量会产生偏差, 实测量的功率逐渐偏高. 为了保证测量的准确性, RPN系统每天会和更加精确的KIT/KDO系统进行核对, 一旦相对偏差超过1.5%的满功率数, 就要调整RPN系统的参数使之和KIT/KDO系统保持一致. 因为RPN系统的偏差比较大, 在大亚湾实验中, 我们不采用这个系统的功率测量数据.

- KME 系统

KME系统和KIT/KDO系统都是大亚湾基于热平衡原理的热方法测量系统. 不同的是, KME系统是布置在二回路的测量系统, KIT/KDO系统是布置在一回路的测量系统. KME系统具有三个系统中最佳的精度.

KME系统测量蒸汽发生器二回路的基本参数如: 给水流量, 二回路的水温, 压力等等, 并计算水通过蒸汽发生器时的焓升, 从而计算出一回路传给二回路的热量. 在如图 3.1所示的系统中, 一回路的泵等其他设备的热源贡献也都被考虑进来, 最后由能量平衡原理计算出堆芯热功率. 二回路的蒸汽发生器示意图如 3.4所示.

反应堆在稳态运行下, 可以得到如下的能量平衡方程:

$$W_R = \sum_{i=1}^3 W_{SG_i} - W_{\Delta Pr} \quad (3.2)$$

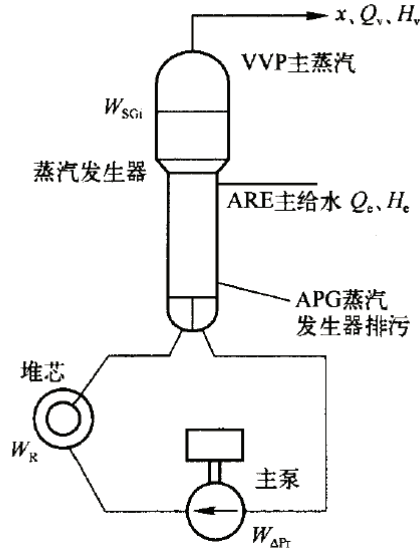


图 3.4: 二回路蒸汽发生器示意图

上式中 W_R 是总的堆芯热功率, W_{SG_i} 表示蒸汽发生器测量的热功率, 共有三个蒸汽发生器, $W_{\Delta Pr}$ 表示一回路其他设备的热量贡献。

某一个蒸汽发生器中的二回路工质获得的热量可以由下面的公式计算:

$$W_{SG} = (H_v - H_e)Q_e - (H_v - H_p)Q_p \quad (3.3)$$

式中式中 H_v, H_e, H_p 分别为蒸汽发生器二回路的蒸汽焓值、给水焓值和排污焓值, Q_e, Q_p 分别为蒸汽发生器二回路给水流量和排污流量。蒸汽焓 H_v 由测定的蒸汽发生器出口蒸汽的压力值确定, 并结合水和水蒸气的热力学性质计算得出。蒸汽发生器给水焓 H_e 是通过测量给水温度与绝对压力计算出来的。各个蒸汽发生器的排污水为饱和水, 其压力认为与蒸汽发生器的出口压力相同, 由此可以推算出蒸汽发生器排污的焓。详细的计算请参看文献[45]。

给水流量 Q_e 是通过测量设置在二回路的孔板流量计来测定。根据EPRI的研究报告[49], 对于基于法国的压水堆堆型, 其功率测量都遵循被叫做BILL100的在二回路进行的测量过程。在BILL100中, 功率计算的主导误差贡献来自于二回路的给水流量, 贡献的比例超过80%。大亚湾在二回路安装孔板流量计来测量给水流量。给水

流量的误差一般在0.72%左右, 在实验室测试的条件下可以改善到0.4% [49]. 基于二回路热平衡原理测量的功率误差一般在0.6% ~ 0.7%.

大亚湾孔板流量计测量的流量用下面的公式进行计算, 计算基于国际标准ISO5167-1. [45]

$$\begin{aligned} Q_e &= C \cdot E \cdot \epsilon \cdot \pi d^2 / 4 \cdot \sqrt{2\rho\Delta P} \\ &= \alpha \cdot \epsilon \cdot \pi d^2 / 4 \cdot \sqrt{2\rho\Delta P} \end{aligned} \quad (3.4)$$

式中: C 为流出系数(具体计算见[45]), E 为速度渐进系数, $E = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^4}}$, ΔP 为由差压变送器测量的流量孔板前后的差压, α 为流量系数, ϵ 为流量膨胀因子, d 是运行状态下的孔板直径, D 是运行状态下的管道圆截面的直径, β 为直径比, $\beta = d/D$, ρ 为上方流体密度.

其他设备的热量 $W_{\Delta Pr}$ 主要有在第一回路中的泵、稳压器等设备输入一回路的热量, 以及堆芯热屏蔽冷却水和管道等设备带来的系统热损失. 这两部分加起来构成了一回路的额外热量 $W_{\Delta Pr}$. 正常工况下 $W_{\Delta Pr}$ 变化不大, 根据法国核电站与大亚湾核电站的运行经验, 三个回路的总值为11MW, 可看作是常数. 在大亚湾的反应堆功率测量中, 这一部分的热量已经考虑进去.

大亚湾核电站和KME系统提供商共同对KME系统进行了误差研究, 根据各项输入误差进行误差传递并进行了实际测量, 并把测量结果同法国电力公司的SAPEC系统进行了比较. 比较结果如下[45]: SAPEC 系统是法国电力公司用来校验热功率测量系统的高精度校验系统. 在法国, 几乎所有的核电站在投入商业运行之前都必须经过SAPEC系统校验. 从表 3.2中看到, KME系统得到的堆芯热功率测量值与SAPEC 系统的测量值十分接近, 这是因为两者在大亚湾核电站的测量试验使用的给水流量系统是同一套系统, 从这一点上看, 也说明给水流量的测量误差占主导地位.

KME系统是离线系统, 不能满足大亚湾中微子实验的数据需求.

- KIT/KDO 系统 KIT/KDO系统是一个在线系统, 用来监视堆芯功率. KIT/KDO系统基于第一回路循环. 这个系统测量一回路的循环水温度, 压力等来计算功率. 在第一回路是不允许安装孔板流量计的, 所以KIT/KDO系统使用另一套系统测量

表 3.2: KME 系统与SAPEC系统对堆芯功率的计算结果比较(95%置信度)

反应堆功率测量/MW				
	实验一	实验二	实验三	实验四
KME系统	2897.1	2904.4	2908.9	2906.9
SAPEC系统	2896	2903	2907	2906
绝对误差	1.1	1.4	1.9	0.9
相对误差	0.04%	0.05%	0.07%	0.03%
KME系统	0.48%	0.48%	0.48%	0.48%
SAPEC系统	0.45%	0.45%	0.45%	0.45%
误差分析结果				
KME系统	0.48%	0.48%	0.48%	0.48%
SAPEC系统	0.45%	0.45%	0.45%	0.45%

给水流量. 相对KME的孔板流量计来说, KIT/KDO精度要低一些, 但是会每周都会刻度到KME系统. 刻度是通过调整一回路的给水流量来进行的. 刻度时每次采集20分钟内的平均值, 并与KME热功率进行比较. 当两者的偏差超过0.1%满功率时($> 0.1\%FP$), 就要进行调整, 但是一般两者的差别不会大于0.1%FP. 这意味着KIT/KDO系统的精度同KME系统的精度相差无几.

KIT/KDO系统是在线的测量系统, 能够读取每小时的数据. KIT/KDO系统的数据精度和频度都满足大亚湾实验的使用, 因此大亚湾实验的功率数据都来自于这个系统.

大亚湾核电站以excel电子表格的形式提供给合作组功率数据文件, 文件的内容是每一天KIT/KDO系统测量的功率数据.

• RIC系统

除了功率大小的测量系统外, 大亚湾还有一种堆芯内部的功率监测系统RIC系统, 这个系统的目的是监测堆芯内部的中子通量分布, 从而监测堆芯内的功率分布, 以保证反应堆的安全. 此外, 堆芯内部中子通量的分布决定燃料的消耗的分布, 是进行换料计算的必须输入.

RIC系统的探测装置是一些可以沿着设计好的竖直方向的通道深入到堆芯内部的

探头，一共有5个。这些探头是涂有高浓缩的 UO_2 的小裂变室。探头在电站整个寿期变化中，对中子敏感性变化不明显。

探头使用电机驱动。测量时，5个探头按照顺序两两插入同一管道进行相互刻度，之后对整个堆芯预先设计好的大范围分布的管道进行测量。测量时电机驱动探测器按照一定的步长逐节测量。在进行数据处理后就得到了整个堆芯内中子的三维通量图。

如图 3.5是利用堆芯中子通量图计算的中子通量的重心坐标随时间的变化和堆芯功率随时间变化的对比。在大范围升降功率的那些点，可以看到中子通量重心坐标竖直方向(Z)的变化和堆芯功率的变化有强烈的关联关系。这应当是竖直方向控制棒的操作。

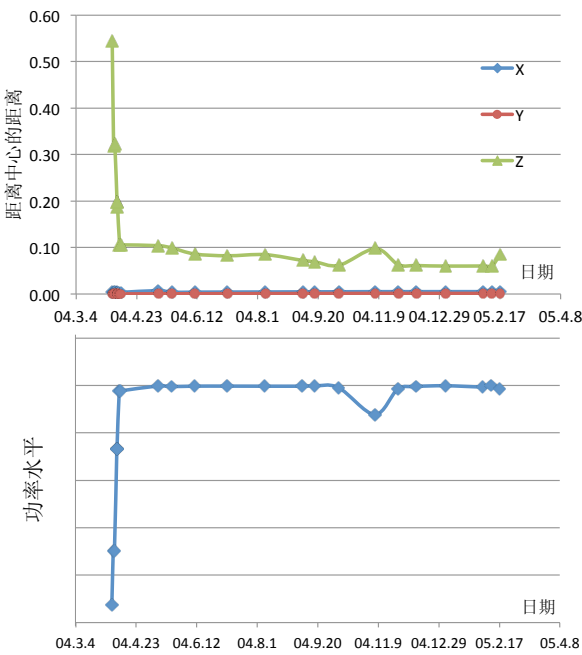


图 3.5: 堆芯中子通量重心坐标和功率的比较, 上图是利用堆芯中子通量图计算的中子通量的重心坐标, 下图是对应时间的功率变化。在大范围变化的那些点可以看到两者的强烈关联。

3.2.3 堆芯功率测量的误差

如上节所说, 我们采用KIT/KDO系统的功率数据. KIT/KDO系统刻度到最精确的KME系统的标准为 $|P_{KIT/KDO} - P_{KME}| < 0.1\%FP$, 因此功率测量的精度主要取决于KME系统的精度. 如表 3.2所示, KME系统的提供商北京和利时公司给出的KME的在95%置信度下的功率测量误差为0.4806%, 法国SAPEC系统在大亚湾核电站误差分析结果为0.45%.

在大亚湾核电站自己发表的技术文章中[50]以及北京和利时的技术文章中[45], 都比较详细的介绍了功率系统的误差传递. 如前面所述, 大亚湾的堆芯连接三个相同的蒸汽发生器, 事实上是一个连通的系统. 这两篇文章的误差传递中, 三个蒸汽发生器被看作是完全独立的. 实际上三者的关系可能存在比较复杂的关联, 并不容易弄清楚. 在这种情况下我们不能仅仅假设他们完全独立, 只能按照最坏的情形进行误差估计, 即三个蒸汽发生器是完全关联的, 这将使传递的误差最大.

假设大亚湾KME系统0.4806%的误差全部由蒸汽发生器产生, 并且每个蒸汽发生器的误差数值一样, 因为计算时没有考虑关联性, 所以:

$$\frac{\Delta W}{W} = \sqrt{3 \cdot \left(\frac{\Delta W_{SG}}{W} \right)^2} \quad (3.5)$$

现在假设三个蒸汽发生器完全关联:

$$\frac{\Delta W}{W} = 3 \cdot \left(\frac{\Delta W_{SG}}{W} \right) \quad (3.6)$$

误差为: $0.4806\% \times \sqrt{3} = 0.832\%$ (95% 置信度) 注意上述误差都是95%置信度的. 在核电行业普遍采用的是95%置信度的误差, 这一点在使用的时候要特别注意.

1σ 的误差为0.42%

KIT/KDO系统同KME系统的相对偏差为0.1%, 可以将KIT/KDO系统测量的功率误差估计为0.5%.

3.3 反应堆换料

大亚湾核电站的堆芯包含157个组件, 每个组件包含了264个 UO_2 的组件. 新投入运行的堆芯包含了三种不同富集度的燃料组件, 富集度为 1.8%, 2.4% 和 3.1%. 在堆芯中,

中央部分的中子通量要高于周边区域的中子通量。为了使堆芯功率在堆芯内部比较平均，高富集度的燃料组件被布置到堆芯的周围部分而富集度较低的燃料组件被布置到堆芯的中心区域。在循环末期，大约1/3的组件会成为核废料而被移除出反应堆外，新的燃料被布置进来，而原来在反应堆中的其他组件会根据计算优化的结果重新布置，燃耗低的组件将会被移动到高中子通量的区域以获得更高的燃烧程度。现在大亚湾的燃料的富集度已经升到4.45%，燃料循环的周期相应延长到18个月。换料的方案也相应的发生变化：在换料的时候，新的燃料被布置到堆芯的中央区域而老的燃料被布置到周围区域。这样变化的好处是能够提高燃料的燃耗，提高燃料利用效率，减少中子泄露以及增加反应性。缺点是造成了堆芯功率的径向分布不均匀以及功率峰因子的上升。为了减小这种影响，一部分组件安装了可燃的钆棒来吸收过剩的中子，这些钆棒通常被称为“可燃毒物棒”。在每个燃料循环，核电站的技术人员会根据堆芯内现有的燃料棒布置以及燃烧情况，利用成熟的堆芯计算商业软件来计算在下一个燃料循环中反应堆内燃料棒的布置。

当进行一个新的循环时，燃料棒组件在反应堆中被尽可能的安排为中心对称，减小堆芯内功率分布的不均性。这也使我们能够安全的将反应堆看作是一个点中微子发射源，见 5.2.3 的讨论。

在大亚湾站点的两个堆芯，换料的方案是1/3换料，即每次更换总量的1/3。换料的周期是18个月。这样每一批次的燃料在堆芯中的总时长大约是54个月。在岭澳站点和岭澳二期站点的四个堆芯目前采用的是1/4换料，换料的周期是12个月。所以每一批次的燃料在堆芯中的总时间长度大约是48个月。

3.4 燃料演化

核燃料在反应堆中的演化对于控制反应堆和计算堆芯的布置有重要作用，因此核电站都有专门的研究机构使用成熟的商业软件对每个燃耗循环进行详细计算。此外，由于不同的核素裂变所对应的中微子能谱不同，在大亚湾反应堆中微子实验中，燃料演化也是必须研究的重要内容。

3.4.1 燃耗

首先介绍燃耗的概念。

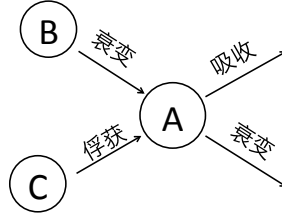


图 3.6: 堆芯同位素产生消耗示意图

燃料中重同位素的演化

在反应堆运行过程中, 核燃料的裂变同位素不断的消耗, 另一些同位素(如 ^{239}U , ^{232}Th), 在俘获中子后可以转变成易裂变核素. 核燃料中的各种同位素的核子密度将随着堆芯运行不断演化. 假设同位素A的产生和消失都有上述的两个途径, 如图 3.6, 就可以直接写出A的核子密度随时间的演化方程:

$$\frac{dN_A}{dt} = \lambda_B \cdot N_B + \sigma_{\gamma,C} \cdot N_C \cdot \Phi - \lambda_A \cdot N_A - \sigma_{a,A} \cdot N_A \cdot \Phi \quad (3.7)$$

式中第一项表示由于核素B衰变产生核素A的速率, 第二项表示因为核素C吸收中子产生核素A的速率, 第三项表示核素A自身衰变引起的核子密度减小速率, 最后一项表示核素A本身由于吸收中子而减少的速率. 根据重同位素链对每一个核素写出 3.7 的方程, 就可以得到一个方程组, 称为燃耗方程组, 解这个方程组就可以得到各种同位素核子密度随时间的演化.

燃耗深度和循环燃耗

单位质量的核燃料所发出的能量可以作为燃耗深度的度量. 燃耗深度的定义为:

$$B(t) = \frac{W \cdot D}{U_{mass}} \quad (3.8)$$

在这里 B 表示累积燃耗, W 表示燃料裂变释放的功率, D 表示从燃料开始裂变时到时间的 t 的天数, U_{mass} 表示铀的初始质量, 通常以吨为单位. 燃耗的单位常用 $\text{MW} \cdot \text{d}/\text{tU}$ 表示. 燃耗深度使燃料贫化的一种度量, 表示了反应堆的积分能量输出. 除了采用 $\text{MW} \cdot \text{d}/\text{tU}$ 的单位为度量外, 还常常使用有效满功率小时(EFPH)或者有效满功率天(EFPD)为单位.

一个满功率小时表示反应堆在100%功率下运行1h. 从堆芯中卸出的燃料所达到的燃耗深度称为卸料燃耗深度, 受堆芯和核燃料特性的影响.

在反应堆运行的管理中, 更为经常使用的是循环燃耗, 循环燃耗表示一个燃料循环过程中所有核燃料裂变的平均燃耗. 循环燃耗的定义表达式3.8和累积燃耗相同, 不同的是 W 表示整个堆芯的热功率, D 表示堆芯从新的循环启动开始到时间 t 的天数, U_{mass} 表示铀的初始装料质量, 对于固定的堆芯来说, 这个质量是固定不变的. 大亚湾反应堆的初始装料铀质量大约为72吨. 在大亚湾实验中, 核电站定期向合作组提供功率数据, 利用这些数据我们就可以计算循环燃耗.

3.4.2 堆芯演化的模拟

在反应堆中, 几乎所有的能量都来自于 ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 和 ^{241}Pu 的裂变. 而几乎所有的中微子也是来自于这四种核素的裂变, 其他的核素的裂变占的比例可以忽略不计. ^{238}U 的裂变主要由快中子引起, 而其他的三种核素的裂变主要由热中子的引发, 少部分由快中子引发. 首次入堆的新燃料可裂变核素只有 ^{235}U 和 ^{238}U , 随着反应堆的运行, Pu 逐渐产生. ^{238}U 裂变的碎片衰变链上进行一系列的 β 衰变以及中子俘获中间就会产生 Pu . 燃料在堆芯中的动态演化和很多复杂因素有关, 如燃耗深度, 硼浓度, 氙水平, 水的密度, 组件温度, 堆芯中子能谱, 燃料组件类型及其在堆芯中的位置以及其他因素.

为了控制反应堆运行和优化燃料布置, 核电站对堆芯每个循环的演化都做详细的计算和模拟. 这些计算和模拟都考虑了上述的各种影响因素. 这些模拟使用成熟的经过实验和实际运行验证的商业软件. 在大亚湾核电站, 进行堆芯模拟的软件是法国电力公司的SCIENCE软件包. SCIENCE软件包的主要组件包括:

- 1) 进行组件计算的APOLLO2-F. 组件计算是基础性的计算. 在SCIENCE V2中, APOLLO2-F使用的是CEA提供的99能量群的CEA93中子数据库, 该数据库基于JEF2.2数据库. APOLLO2-F利用中子的多群模型建立起在压水堆堆芯内的中子输运模型, 并计算出两群的中子反应截面.
- 2) 进行堆芯3D计算的节点计算工具SMART. SMART利用APOLLO2-F生成的两群中子截面以及复杂的截面和反馈模型, 求解三维的玻耳兹曼扩散方程来计算三维的结点模型.
- 3) 处理堆芯通量图的SQUALE.

大亚湾反应堆实验需要了解核素在反应堆堆芯中的演化. 核电站每次进行循环模拟之后会提供给大亚湾合作组一份模拟结果, 再由我们提取有用的信息进行下一步计算, 这些模拟和计算是由核电站的专门技术人员进行的, 结果以excel电子表格形式发布. 核电站模拟输出的信息非常多, 输出的演化结果是以循环燃耗为自变量进行的. 输出的信息主要有: 循环燃耗, 硼浓度, 相对功率, 轴向功率偏差, 各主要裂变核素核子密度, 核素质量, 核素产生与消耗, 快群通量, 热群通量, 快群、热群裂变份额, 快群、热群各核素裂变份额. 这里面合作组需要的信息是燃料循环中裂变份额随燃耗的变化关系. 所谓的某种核素的**裂变份额**是指: 单位时间内核素裂变次数占堆芯裂变总次数的比例. 图 3.7是某个燃料循环中裂变份额随燃耗演化的一个例子, 模拟是按照数十个燃耗步进行的离散结果. 裂变份额的和应当为1.

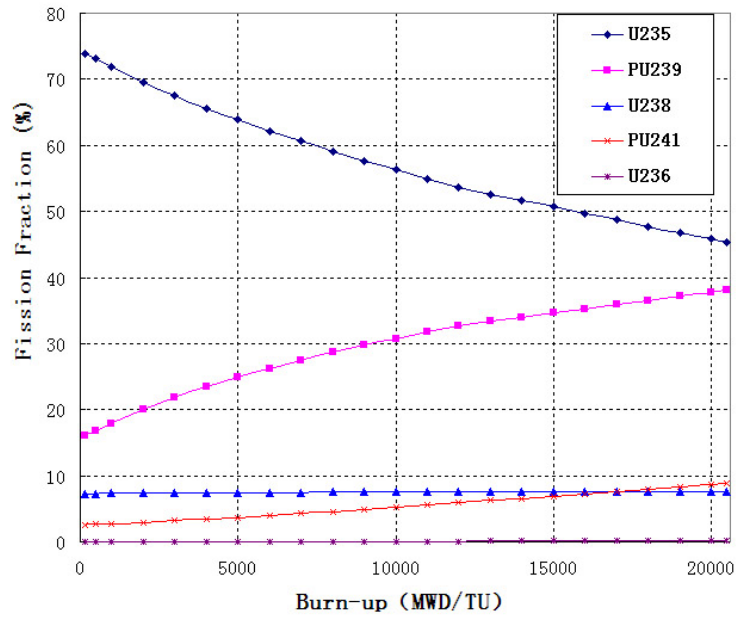


图 3.7: 裂变份额随燃耗的演化

根据大亚湾实验灵敏度计算的需求, 需要估计核电站模拟的裂变份额的误差. SCIENCE 软件包的核心组件APOLLO2经过了多种方法的验证, 包括在计算上同标准的参考计算作对比(使用相同的核数据库), 以及在实验上进行实际的测量比较[51]. 在实验上没有对裂变份额的实际测量, 但是有相当多的实验测量了乏燃料中核素的含量, 并同时

用APOLLO2软件包预测的结果进行对比. 在大亚湾核电站也有类似的测量. 根据软件验证的结果, 实验和软件模拟两者对乏燃料中核素含量的结果相差不到5%, 如图 3.8. 裂变份额在堆芯中是和裂变率几乎成正比, 假设裂变份额的误差同核素含量的误差成正比关系, 那么模拟的裂变份额的误差可以估计为5%.

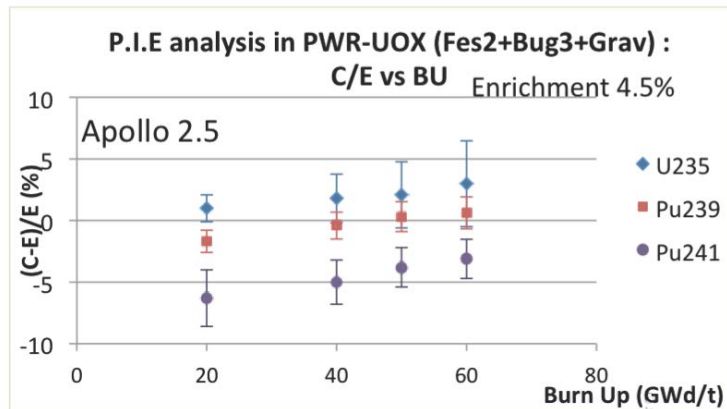


图 3.8: 模拟结果中乏燃料核素含量同测量实验的偏差

大亚湾的模拟一般是满功率的控制棒全提的模拟. 也可以进行基于真实功率历史进行模拟和考虑控制棒的模拟. 根据模拟样本的对比, 这三者之间的差别极小, 完全可以忽略不计, 故所用的模拟结果是满功率的控制棒全提的模拟. 裂变份额仅仅是燃料的函数, 和功率是无关的.

同时我们同华北电力大学进行合作对反应堆模拟进行研究. 利用DRGAON堆芯模拟软件进行的模拟和大亚湾的结果在3%以内符合. 此外还利用了DRAGON对四种核素裂变份额的关联进行了研究, 这将在后面误差传递的部分讲到.

3.4.3 裂变份额同日期的对应

在大亚湾实验中, 需要计算每一天的中微子能谱, 这就需把裂变份额的演化对应到日期上. 如上所述, 核电站提供的文件中核素演化是以循环燃料为自变量的. 因此需将两者对应起来.

根据循环燃料的定义, 两者的对应关系如图 3.9所示.

- 1) 首先大亚湾提供的功率数据是和日期相一一对应的.
- 2) 根据循环燃料的定义(公式 3.8), 可以由功率和堆芯自循环启动开始到目前的天数计算

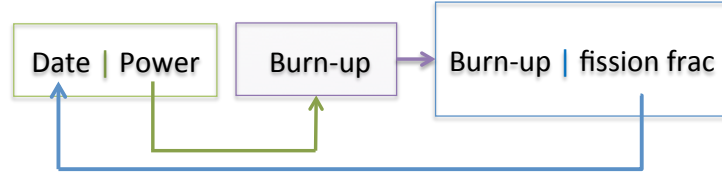


图 3.9: 裂变份额和日期对应示意图

出当前的循环燃耗。

3)将上一步计算出来的燃耗对大亚湾核电站提供的模拟数据表格进行插值, 得到对应的裂变率份额. 此裂变率份额就和当天的日期相对应起来.

4)重复步骤3), 可以得到一个循环的日期同裂变份额的一一对应的关系表格.

3.5 裂变释放能量

在铀核和钚核裂变过程中, 以及在其裂变碎片上发生的一系列衰变过程和伴随的中子反应, 都有能量释放出来, 其中绝大部分能量都沉积在反应堆中, 最终以热能的形式出现. 我们所要研究的对象正是转换成热能这一部分, 记作 E_f (MeV/fiss). 我们将把这部分能量简称为每裂变释放能量. E_f 可以写成四项的和的形式[42]:

$$E_f = E_{tot} - \langle E_\nu \rangle - \Delta E_{\beta\gamma} + E_{nc} \quad (3.9)$$

其中 E_{tot} 是在从引发裂变的中子被吸收的那一刻到裂变子核完成 β 衰变成为稳定中性核子的时间内所释放的总能量; $\langle E_\nu \rangle$ 是被中微子带走的能量, 每次裂变大约产生6个中微子; $\Delta E_{\beta\gamma}$ 是指在一个指定的时间之后才发生衰变的子核的电子和 γ 光子的能量; 最后 E_{nc} 是指堆芯中各种材料俘获中子所吸收的能量(不包括裂变). 在压水堆中, 这几个项目的大概比例为:

$$E_{tot} : \langle E_\nu \rangle : \Delta E_{\beta\gamma} : E_{nc} = 200 : 9 : 0.3 : 10. \quad (3.10)$$

需要注意的是 E_{nc} 是和随着堆芯的燃料的演化是随时间变化的, 并且不同的堆芯结构也会影响这个值的大小. 另外 $E_{\beta\gamma}$ 和 E_{nc} 都受到长寿命同位素的影响以及燃料所受到的辐照时间的影响. 对不同的堆芯, 不同的堆芯运行阶段, 会稍有不同, 但是影响较小. 每裂变释放的能量的具体计算见[42], 这里只列出计算的结果:

表 3.3: 裂变核素每次裂变释放的能量

同位素	E_{fi} , MeV/fiss
^{235}U	201.92 ± 0.46
^{238}U	205.52 ± 0.96
^{239}Pu	209.99 ± 0.60
^{241}Pu	213.60 ± 0.65

3.6 裂变率计算

在这一部分我们将建立核素的绝对裂变率随时间的演化的计算方法, 即某种核素每秒钟裂变的绝对次数随时间的演化.

在反应堆堆芯中, 释放中微子的数目同堆芯中核素的裂变数目是成正比的. 每发生一次裂变就平均放出6个中微子.

大亚湾核电站可以利用模拟软件来计算绝对的裂变率. 其方法是基于考虑每次裂变平均释放中子数目的方法. 这种方法由于没有考虑到实际的功率历史, 经过计算检验之后与实际的功率数就不符合, 存在较大误差, 因此并不能直接使用. 另一方面, 如上所述, SCIENCE软件包对裂变相对份额的模拟则是准确的, 可以达到 5% 的精度.

在大亚湾实验中, 我们采用基于能量守恒的方法来计算堆芯各个核素的绝对裂变率. 如上一节所述, 反应堆裂变释放能量, 除了中微子带走的能量, 几乎全部以热的形式沉积在堆芯内.

如果我们测量了某一时刻堆芯的功率, 并且知道堆芯中平均每次发生裂变的能量, 两者相除就是堆芯总的裂变次数.

堆芯中某种核素的裂变率可以由下式计算:

$$F_i(t) = \frac{W_{th}(t)}{\sum_i \alpha_i(t) \cdot e_i} \cdot \alpha_i(t) \quad (3.11)$$

其中 W_{th} 是实际测量的堆芯热功率, e_i 表示四种核素 ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 和 ^{241}Pu 每次裂变释放的热能, 其数值如上一节表3.3 所叙述, α_i 是堆芯中四种核素 ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu 和 ^{241}Pu 的裂变份额, 它们有这样的关系:

$$\sum_i \alpha_i = 1 \quad (3.12)$$

这种计算办法具有较高的准确性. 首先, 核素的裂变率相对比例(也即裂变份额)是由 α_i 决定的, α_i 来自于堆芯的模拟计算, 具有5%的精度. 最重要的, 裂变率的绝对值被归一化到了实际测量的功率上, 这不仅将裂变率的演化同实际的堆芯运行状态完全关联了起来, 并且由于实际测量的热功率具有较高的精度(0.5%)而使得裂变率的计算误差受到了极大的约束.

实际处理数据时, 根据每天的功率和运行历史计算当日的循环燃耗, 利用反应堆模拟的表格查询(插值)得出当日的裂变份额, 即可计算当日的裂变率. 每天计算则可得到裂变率在整个堆芯运行期间的演化.

至此, 我们已经完成了本章所要解决的重要问题, 即反应堆中关键裂变核素的裂变率随时间演化问题. 留下的问题是, 如何估计裂变率的误差? 这里面涉及到各个裂变核素裂变份额之间的关联和误差传递, 将在后面专门章节讨论各种误差来源及误差传递, 这里暂时不予讨论.

博士论文：大亚湾中微子流强计算及对实验灵敏度的影响

第四章 从裂变率到中微子流强

在上一章中, 我们计算了反应堆中裂变核素的裂变率, 最终的目的是要计算反应堆发射的中微子能谱和流强. 如果我们知道裂变核素每次裂变产生的中微子能谱, 将它们按照各自的裂变率比例求和, 就可以计算总的反应堆中微子能谱.

4.1 裂变中微子能谱

4.1.1 β 衰变产生的中微子能谱

在反应堆中, 中微子是通过裂变碎片的 β 衰变产生的. 对于某一种可发生 β 衰变的核素来说, 可能存在几个衰变分支. β 衰变是三体衰变:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4.1)$$

假设衰变释放的能量 E_0 , 由于衰变后剩余核的质量远大于电子质量, 其反冲能量可以完全忽略. 则能量在电子和中微子之间分配:

$$E_0 = E_e + E_\nu \quad (4.2)$$

某种核素 f 的 β 衰变的电子能谱可以如下计算[39]:

$$S_f(E) = \sum_b \left(K_f^b \cdot F(Z_f, A_f, E) \cdot pE(E - E_{0f}^b)^2 \cdot C_f^b(E) \cdot (1 + \delta_f^b(Z_f, A_f, E)) \right) \quad (4.3)$$

其中 b 表示该核素衰变的分支, K_f^b 表示归一化因子; $F(Z_f, A_f, E)$ 表示Fermi修正函数, 这一项修正了电子和核的库伦相互作用; $pE(E - E_{0f}^b)^2$ 是表示相空间的项,

$C_f^b(E)$ 是形状因子, 依赖于跃迁的禁戒类型, 在容许跃迁中这一项是常数. 对于更加精确的计算, 还要考虑 δ_f^b 所表示的修正项:

$$\delta_f^b(Z_f, A_f, E) = \delta_{QED}(E) + A_C(Z_{fp}, A_{fp}) \cdot E + A_W \cdot E \quad (4.4)$$

$\delta_{QED}(E)$ 是辐射修正项, 计算参见[52], A_C 是库仑修正项, A_W 是弱磁修正项, 都采用Vogel的计算[53]. 这里不准备详述各项的具体细节, β 衰变的具体计算见[54]和[55].

在上面式子中替换 $E_\nu = E_{0f}^b - E$ 就可以计算出核素 f 的 β 衰变中微子能谱.

4.1.2 核素裂变产生的中微子能谱

核素在裂变时产生裂变碎片, 这些碎片具有很大的动能, 有放射性, 并有发射瞬发和缓发中子的能力. 一个核可以通过若干种途径衰变. 在 ^{235}U 的裂变中, 可以探测到80种以上的不同裂变碎片. 这些裂变碎片大部分是不稳定的丰中子核, 会进行 β 衰变转变成别的核. 在这些放射性衰变链中可以辨认出约300种不同的碎片. 因此, 一般衰变链的长度大约是3~4节的长度. 在连续的 β 衰变中, 一个初始碎片的电荷可能变化4~6个单位. 如图4.1是 ^{235}U 裂变时的裂变碎片的质量分布, 呈现两个相对来说比较对称的分布.

由这个质量分布我们可以估计出来每次裂变释放的中微子数目约为6个. ^{235}U 的裂变可以由下式表示:

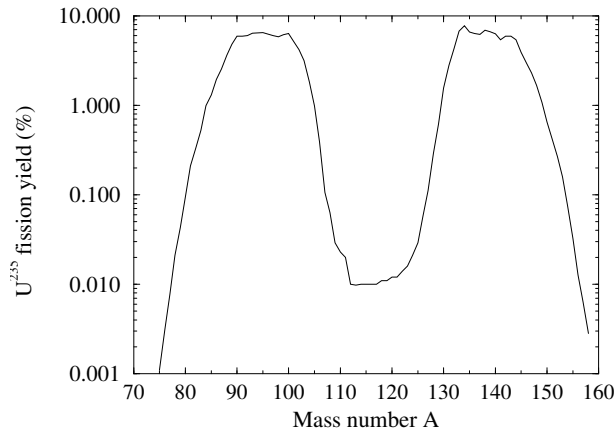


图 4.1: ^{235}U 的裂变碎片的质量分布

在图 4.1中可以看到, 裂变最可几的核素是 $^{94}_{40}\text{Zr}$ 和 $^{140}_{58}\text{Ce}$, 这两者的质子数的和为98个, 而中子数目为136个, 相对于 $^{235}_{92}\text{U}$ 来说, 中子多了6个, 这样平均来说, 就应该有6个中子衰变到质子上才能达到稳定, 这个过程就要发射6个中微子. 其他三种核素 ^{238}U 、 ^{239}Pu 和 ^{241}Pu 的裂变质量分布是类似的.

从图 4.1中, 我们得到了一个明确的信息: 核素裂变的质量分布是相对固定的. 对于每一个裂变碎片来说, 它的 β 衰变或者其子核的 β 衰变产生的中微子能谱是确定的. 如果我们知道了所有的裂变碎片, 原则上我们可以精确的计算出来 ^{235}U 裂变时发射的中微子能谱. 对于其他核素也是同样的.

将裂变核素 k 裂变产生的裂变碎片用下标 f 来标记, 由于核素 k 裂变所发射的中微子能谱可以表示为:

$$S_k = \sum_f A_f \cdot S_f \quad (4.6)$$

其中 A_f 表示核子 f 的放射强度, 原则上可以通过图 4.1 表示的分布以及核素 f 的半衰期计算出来; S_f 表示裂变碎片 f 进行 β 衰变所发射的中微子能谱.

上述方法在实际中是不可用的, 因为有非常多的裂变碎片寿命非常短, 是不能够探测到的, 从而使通过理论计算来确定核素裂变产生中微子的途径有相当大的系统误差. 比较准确的结果则来自于实验的测量. 这在下节将会讲到.

4.2 ILL 实验和裂变中微子能谱, ^{238}U 裂变的中微子能谱

在上世纪80年代开始, 法国的ILL在反应堆上做了一系列裂变核素产生的中微子能谱测量[56][57][58], 所测量的核素有 ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu 等热中子可以诱发裂变的核素. ^{238}U 主要是由快中子诱发裂变的.

ILL实验的原理是将裂变核素的样本置入到堆芯中进行裂变, 用电子谱仪测量裂变产生的电子能谱, 最后用拟合的办法将中微子能谱拟合出来.

ILL实验测量的是核素裂变产生的电子全谱, 也就是所有裂变碎片的贡献之和, 没有办法单独测量分支. ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu 被做成薄片状的样品作为靶被送入到反应堆堆芯中距离燃料组件中心80厘米的地方接受反应堆的高通量中子辐射. 样品裂变发射出来电子的一小部分可以沿着一个直的真空管道逃逸到堆芯外部并被布置在外面的高精度磁谱仪BILL[59]探测到. 电子的计数率在磁场中以50 keV 的步长被逐点测量, 会以很高的

精度(小于1%的系统误差)给出精细的电子能谱形状. 在上述的ILL发表的文章中, 电子能谱是以 250 keV 为步长给出来的. 除了在最高能量段的几个点具有很差的统计误差外, 主要的误差在于绝对的归一化误差, 文章中给出大约在3%左右, 并且有微弱的能量依赖. 在ILL试验中, 样品被辐照的时间是有限的(1~ 2天), 因此有些长寿命的裂变碎片未达到平衡, 这部分是需要进行专门修正的, 将在后面的小节中讲到.

中微子能谱不是直接被探测到的, 而是从测量到的整体的电子能谱中被转换过来的, 这个转换过程又带来了一些新的系统误差. 如前所述, 对某种裂变碎片来说, 其 β 衰变的模式是固定的, 产生的中微子是可以被很好的计算出来的, 在这里, 由于分不清楚到底测量到的电子是来自于何种核素的衰变, 所以只能采取一种拟合的办法. ILL的实验组使用了一种非常简洁有效的办法, 他们假设了30个虚拟的 β 衰变分支对实验数据进行拟合, 然后对拟合出来的 β 衰变分支能谱及其比例按照费米的 β 衰变理论转换出来对应的中微子能谱. 这些中微子能谱相加就得出了相应的样品在裂变时的总的中微子能谱. 具体的拟合策略如下: 先把测量到的电子能谱分成30个间隔, 从最高的能量间隔开始, 使用落在这个能量间隔内的几个数据点来拟合第一个虚拟分支的 β 衰变终点能量以及分支比. 然后, 这个拟合出来的分支的贡献(范围从重点能量 E_0 开始到0), 就从整个实验测量的电子能谱中被完全减除出去, 然后继续对下一个能量间隔按照这种过程进行处理. 之后我们就可以重建出来中微子的能谱了, 将每个拟合出来的虚拟的分支的 β 能谱转换成中微子能谱: 将电子能量 E_e 按照 $E_\nu = E_0 - E_e$ 的关系替换, 并且做辐射修正. 这样的过程被重复数次, 就有了不同的几组终点能量的集合描述的能谱. 由于少数虚拟的分支可能会引起电子能谱的形状有台阶, 通过对所有的能谱进行平均以及将50 keV 的间隔合并到250 keV 的能量间隔(正如ILL发表文章中的数据)使得能谱台阶被平滑掉. 虚拟的分支的电子能谱和 4.3的表达式是一样的, 除了 A_C 和 A_W 的表达式在末端被处理为一个对最终的中微子能谱进行的有效线性修正:

$$\Delta N_\nu^{WC}(E_\nu) \simeq 0.65(E_\nu - 1.00)\% \quad (4.7)$$

E_ν 单位是MeV.

此外, 在公式 4.3中的费米修正项需要用到核子的电荷数 Z , 在ILL的转换计算中, 使用了对核数据的拟合:

$$Z(E_0) = 49.5 - 0.7E_0 - 0.99E_0^2, Z \geq 34 \quad (4.8)$$

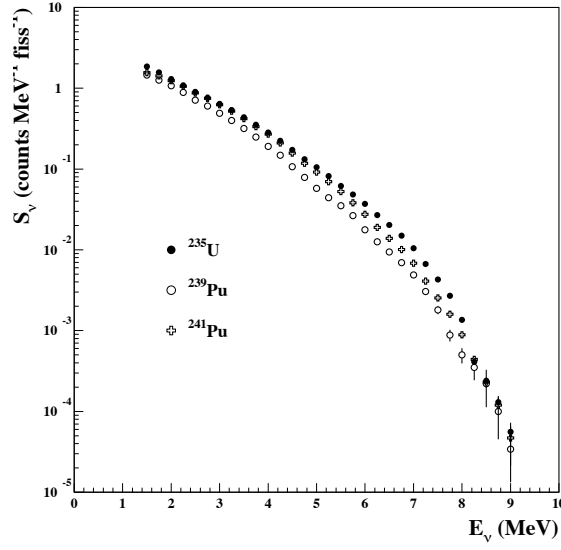


图 4.2: 裂变产生的中微子能谱(ILL)

最终转换的误差估计为3-4%. 整个能谱的误差还要和电子的测量能谱的刻度误差做平方和.

最终这三种核素的裂变中微子能谱被以表格形式发布在上述的三篇文章[56][57][58]中.

如图 4.2是ILL测量和转换的 ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu 裂变产生的中微子能谱及其相对误差.

^{238}U 主要由快中子诱发裂变, 如前所述, 其裂变的电子能谱在实验上难以实施测量. 在反应堆中微子实验中, ^{238}U 的裂变产生的中微子依赖于理论计算. 我们采用Vogel的计算[37]. 在堆芯中, ^{238}U 的裂变一般占 7% ~ 8%, 最后对中微子总的贡献大约在10%左右, 主要是 ^{238}U 的裂变中微子产额比其他的核素稍高一些. 因此即使通过理论计算得出的 ^{238}U 的裂变能谱精度比其他测量的核素稍差, 也不会对结果产生大的影响. 在Vogel的计算中, 还用同样的方法计算了 ^{235}U 和 ^{241}Pu 的裂变中微子能谱, 这两者的结果也同ILL的实验数据做了对比, 结果发现在10%的范围内符合. 因此, 10%就被当做理论计算的 ^{238}U 能谱的误差.

ILL的模型需要实验的检验. Bugey3实验组在距离反应堆15米和40米的地方测量了中微子能谱(实际是液体闪烁体中的正电子能谱). 他们比较了通过ILL的模型[56][57][58]预言的中微子能谱和他们的实验数据, 以及另外的一个核素裂变中微

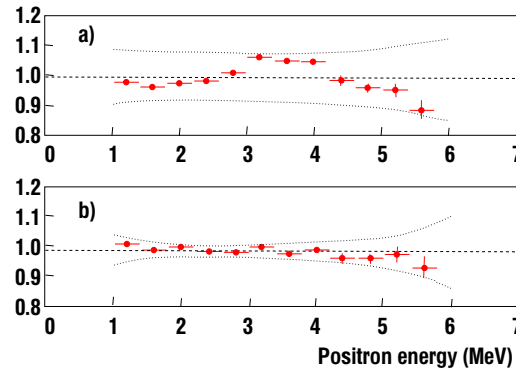


图 4.3: 不同的裂变中微子能谱模型的比较[60]. a)和以前的模型比较[61]

b)和ILL实验的模型预测结果的比较. (^{238}U 的裂变能谱采用理论计算结果.)

虚线的包络是整体系统误差的估计.

子能谱模型[61], 如图 4.3. 从图中可以看出数据和ILL的测量数据(b)吻合的很好, 而和上面(a)的模型吻合程度较差.

4.3 新的中微子能谱计算和惰性中微子

在2011年, Mueller等人对ILL实验的数据重新进行了计算[39], 得出了改进后的核素裂变中微子能谱. 他们的研究结果和另一项由Huber做的独立计算[40]相互符合.

如上所述, 在ILL的转换电子能谱到中微子能谱的过程中, 使用了30条虚拟的 β 衰变分支来拟合. 实际上裂变碎片的 β 衰变核素则可能多达上千种. 在Mueller等人新的转换方法中, 使用了一种混合的方法. 他们依然从ILL实验测量的电子能谱出发. 在对 β 分支进行拟合的时候, 使用了‘真实’的 β 衰变数据. 裂变产生的核子的 β 衰变的能谱形状从ENSDF数据库中查询获得, 然后总的裂变核素的 β 能谱则是各个裂变碎片的 β 能谱分支的按照其对应活度的加权和, 如公式 4.6所表示. 在计算 β 能谱时则按照式 4.3进行了费米函数的修正. 裂变碎片的放射强度则通过一个基于MCNP(Monte-Carlo N- Particle transport code)的模拟软件包MURE来计算的. MURE是一个精确的反应堆演化模拟软件. 尽管如此, 仍然有相当多的裂变碎片是未知的, 因此采用了上述被称作‘从头算’的步骤后, 同ILL测量的能谱相比较, 仍然有10%的电子能谱未被描述. 对于这10%的电子能谱Mueller等人采用了ILL的方法, 用5条虚拟的(或者说等效的) β 分支按照ILL的办法进

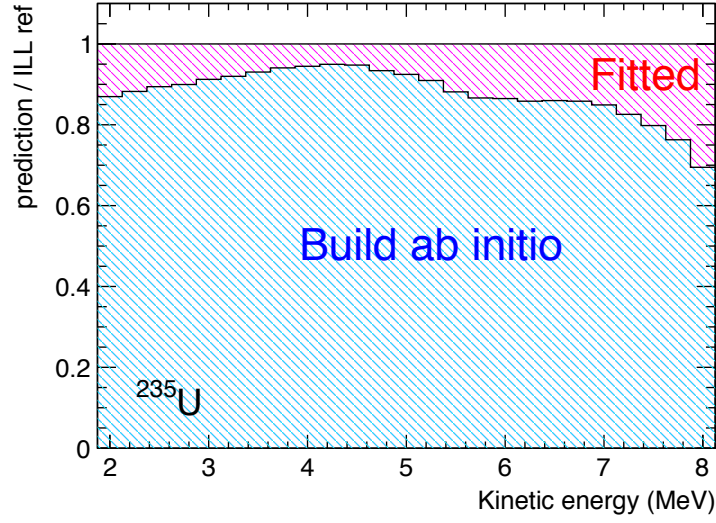


图 4.4: Mueller 的新的电子-中微子转换方法同 ILL 的电子能谱的比较[39]. 蓝色阴影部分表示用‘从头算’的方法计算出来的部分. 红色阴影表示剩余的 10% 部分, 使用了 5 条虚拟的 β 衰变分支的拟合出来.

行拟合. 由于‘真实’的已知的所有的 β 分支描述了 90% 的 ILL 测量的电子能谱, 因此这种混合的办法减小了模型对虚拟分支的依赖性. 这种策略同 ILL 的电子能谱的比较如图 4.4.

在进行了新的能谱转换之后, 所得到的新的中微子能谱的归一化值比原来 ILL 进行转化得到的中微子能谱的归一化值要大 3%, 并且结果对于所有的同位素 (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) 是类似的. 如图 4.5 是 ^{235}U 相对于原来 ILL 的能谱的比较.

文章[39]同样的利用数据库数据对 ^{238}U 做了计算, 得到新的中微子能谱.

以往的探测器距离堆芯小于 100 米的反应堆中微子实验观测得到的中微子能谱和利用 ILL 转换方法计算的预测中微子能谱的事例率比值为 0.976 ± 0.024 . 利用新的转换的能谱来计算, 这个比值变成 0.943 ± 0.023 , 以 98.6% 的置信度偏离归一化的值. 这意味着可能存在中微子过多的消失. 一个推断便是中微子振荡成了惰性中微子从而无法被探测到[62]. 利用大亚湾实验的近点探测器也有可能进行惰性中微子的研究.

至此我们讨论几种关键核素的裂变中微子能谱. 对于基于事例率的中微子振荡研究, 由于大亚湾实验采用远近点相对测量的策略, 使用原来 ILL 转换的旧的中微子能谱和使

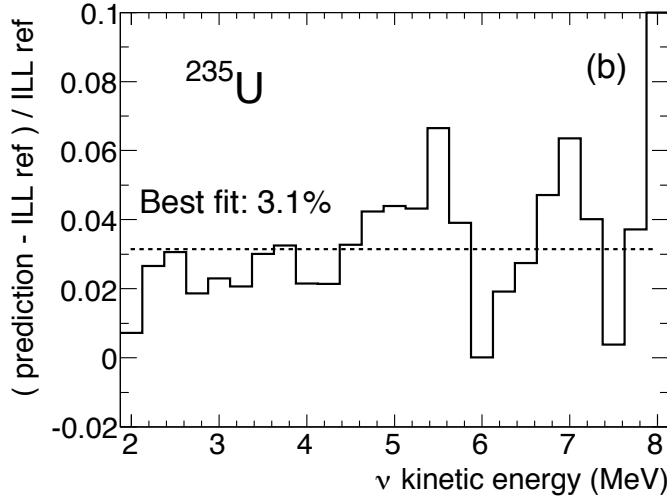


图 4.5: 新的 ^{235}U 裂变电子能谱同ILL的电子能谱的比较, 能谱整体归一化上移了3%.[39]

用Mueller以及Huber等人新转换的新的能谱, 并不会对分析产生影响. 在进行进一步的能谱形状分析的时候, 两者则可能会有一定程度的差别, 需要进一步在分析的时候进行比较.

一个比较合理的建议是, 在使用旧的ILL转换能谱的时候, ^{238}U 的能谱使用原来Vogel计算的能谱[37], 而在使用2011年新转换的中微子能谱的时候, ^{238}U 能谱则采用Mueller等人计算的能谱[39].

4.4 从裂变率到中微子能谱

在上一章我们论述了核素 ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu 和 ^{241}Pu 的裂变率随时间的变化. 设它们的裂变率用 $F_i(t)$ 表示, 它们每次裂变产生中微子能谱用 $S_i(E_\nu)$ 表示. 则一个堆芯每秒钟所发射的中微子总能谱如下计算:

$$S_r(t, E_\nu) = F_i(t) \cdot S_i(E_\nu) \quad (4.9)$$

代入式 3.11我们就得到了某一个时刻 t 反应堆中发射的中微子总能谱:

$$S_r(t, E_\nu) = \frac{W_{th}(t)}{\sum_i \alpha_i(t) \cdot e_i} \cdot \alpha_i(t) \cdot S_i(E_\nu) \quad (4.10)$$

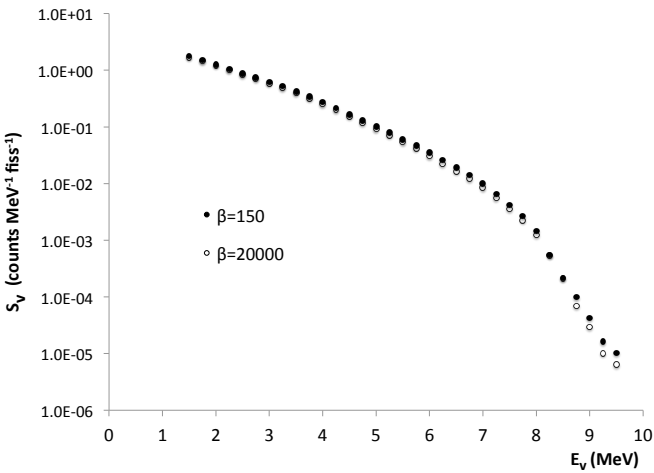


图 4.6: 反应堆总能谱的示例(循环初期和末期)

如图 4.6 是在反应堆运行初期(燃耗= 150 MW·天/tU)以及在运行末期(燃耗= 20000 MW·天/tU)的堆芯总能谱例子.

博士论文：大亚湾中微子流强计算及对实验灵敏度的影响

第五章 从中微子流强到探测器预期能谱

在大亚湾实验中，中微子探测器的探测物质是液体闪烁体，基本的探测原理是，中微子和探测物质中的氢核反应，发生反 β 衰变：

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (5.1)$$

这个反应在探测器中产生的信号如图 5.1所示。

在载钆液体闪烁体中，中微子和质子发生反 β 衰变反应，同时产生一个正电子和中子。正电子很快就和电子湮灭，放出平均能量为 2.2 MeV 的 γ 光子。中子则具有比较长的平均自由程，平均经过 $28 \mu s$ 的时间在钆核上被俘获，并放出平均能量为 8 MeV 的 γ 光子。这样就有了鉴别中微子事例的判选条件，一个是正电子和中子信号的时间和空间符合，一个是正电子和中子的信号的平均能量。

那么，如何得到中微子的能谱呢？

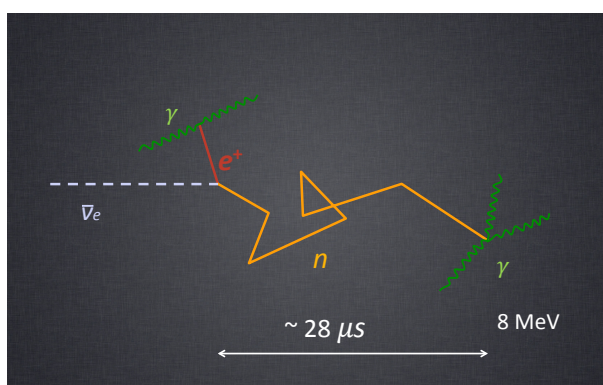


图 5.1: 在载钆液体闪烁体中的中微子探测

中微子能量和正电子有如下关系:

$$E_{\bar{\nu}} \cong T_{e^+} + \underbrace{T_n}_{10-40 \text{ keV}} + \underbrace{(M_n - M_p) + m_{e^+}}_{1.8 \text{ MeV:Threshold}} \quad (5.2)$$

由于中子反冲的动能 T_n 很小, 忽略不计. 我们实际上能探测到的电子动能 T_{e^+} 做一个平移就得到了中微子的能量.

要想预测探测器中的中微子能谱, 就要知道探测反应的反应截面, 此外还需要知道探测器中的靶核数目以及入射到探测器中的中微子能谱.

5.1 反 β 衰变反应截面和探测器观测能谱

在大亚湾实验中, 采用Vogel计算的反 β 衰变反应截面公式[38], 但是在其中, 电子, 质子和中子的质量以及中子寿命 ($\tau = 881.5 \mu s$) 则按照最新的PDG数据进行了更新.

正电子被定义到 $1/M$ 一阶的能量为:

$$E_e^{(1)} = E_e^{(0)} \left[1 - \frac{E_{\nu}}{M_p} (1 - V_e^{(0)} \cos \theta) \right] - \frac{y^2}{M_p} \quad (5.3)$$

这里:

$$\begin{aligned} E^{(0)} &= E_{\nu} - \Delta, \\ y^2 &= (\Delta^2 - m_e^2)/2, \\ p_e &= \sqrt{E_e^2 - m_e^2}, \\ V_e &= p_e/E_e, \\ \Delta &= M_n - M_p. \end{aligned} \quad (5.4)$$

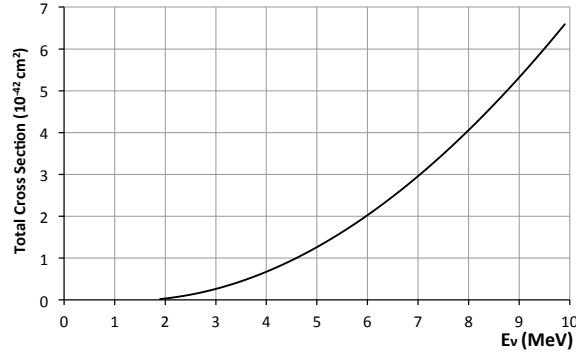
这里 p_e 是正电子的动量, V_e 是正电子的速度.

一阶的微分截面计算表达式是:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right)^{(1)} = \frac{\sigma_0}{2} [(f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)V_e^{(1)} \cos \theta] E_e^{(1)} p_e^{(1)} - \frac{\sigma_0}{2} \left[\frac{\Gamma}{M_p} \right] E_e^{(0)} p_e^{(0)} \quad (5.5)$$

这里 $f = 1$, $g = 1.2701$ (PDG 2010) 分别是矢量和轴矢耦合常数, 其中的 σ_0 为:

$$\sigma_0 = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{\pi} (1 + \Delta_{inner}^R) \quad (5.6)$$

图 5.2: 计算的反 β 衰变一阶反应截面

其中 $\Delta_{inner}^R \approx 0.024$ 是内辐射修正[63], Γ 的计算参见[38]. 这给出总的0阶截面的标准结果:

$$\begin{aligned}\sigma_{tot}^{(0)} &= \sigma_0(f^2 + 3g^2)E_e^{(0)}p_e^{(0)} \\ &= 0.0952 \left(\frac{E_e^{(0)}p_e^{(0)}}{1MeV^2} \right) \times 10^{-42} cm^2\end{aligned}\quad (5.7)$$

这个截面也可以写成:

$$\sigma_{tot}^{(0)} = \frac{2\pi^2/m_e^5}{f^R \cdot \tau_n} E_e^{(0)} p_e^{(0)} \quad (5.8)$$

这里 $\tau = 881.5\mu s$ 是中子寿命, $f^R = 1.71465$ 是相因子(PDG 2010).

对于某个能量 E_ν 来说, 总反应截面就是式 5.5 的角度积分.

图 5.2 显示了采用 Vogel 的计算公式并采用新的 PDG 数据的 IBD 反应截面随能量的变化.

反 β 衰变的反应截面误差取决于中子寿命的误差, 其误差为 0.2%.

一旦我们有了反 β 衰变的反应截面, 我们马上就可以计算探测器中的预测能谱: 设入射到探测器里的能谱为 $S_r(E_\nu)$, 那么预测的探测器观测到的能谱为:

$$S_d(E_\nu) = S_r(E_\nu) \cdot \sigma_{IBD} \quad (5.9)$$

图 5.3 是这种关系一个例子.

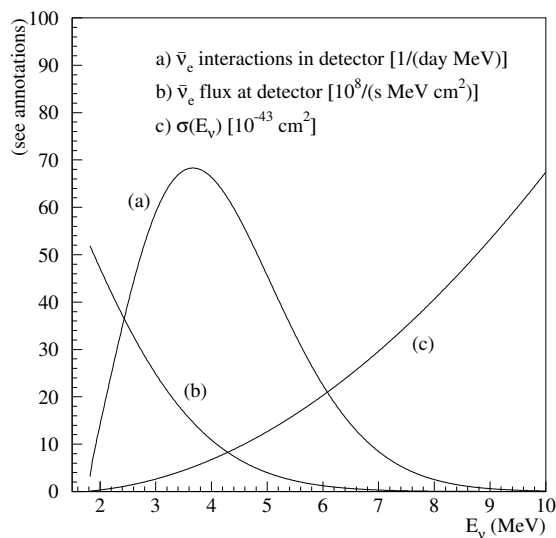


图 5.3: 中微子能谱, IBD反应截面以及中微子事例率随时间变化[64]. a)是探测器中的预期能谱, b)是入射的中微子能谱, c) 是IBD反应截面.

5.2 基线长度和堆芯点源模型

大亚湾实验共有三个实验站点和六个反应堆堆芯. 每个探测器会接收到来自六个反应堆的中微子. 在反应堆中, 中微子是不稳定的裂变碎片进行 β 衰变产生的, 因此堆芯发射的中微子是各向同性的. 假设中微子不发生振荡, 中微子的数目在其空间传播时是按照平方反比衰减的. 在预测在探测器中观测的中微子能谱的时候必须要精确知道反应堆堆芯到探测器的距离.

5.2.1 基线长度测量

在大亚湾实验中对探测器和反应堆的相对几何位置做了极为详尽的测量. 使用了几种方法进行测量, 包括全站线测量法, 激光追踪, 水平仪等.

如图 5.4是勘测方案的示意图. 灰色的线是使用全站线方法的测量线, 红色则是使用GPS基点进行的测量线. 绿色的圈是反应堆和探测器.

测量的数据同设计数据以及同核电站的坐标进行了对比. 在数据处理过程中使用了三种不同的独立的软件进行比较. 最终的基线误差为28 毫米.

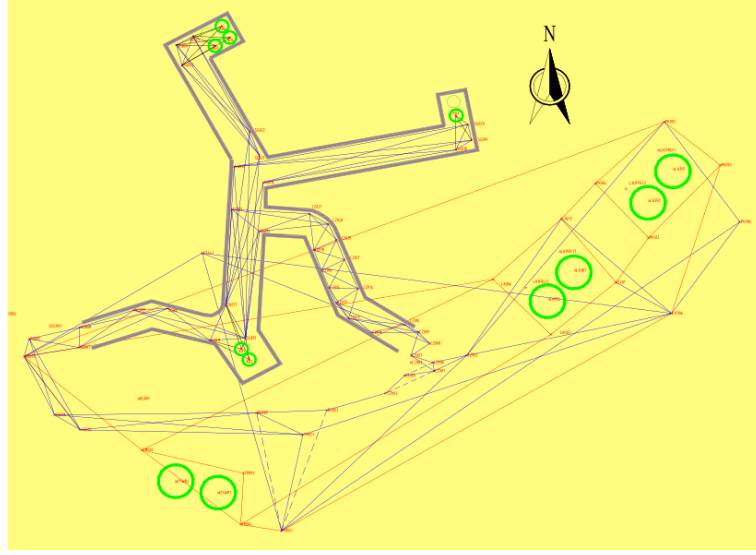


图 5.4: 大亚湾实验站点几何勘测

5.2.2 反应堆重心和点源模型

如前面章节所述, 反应堆的堆芯布置了不同的批次的组件, 这些组件由于燃烧历史的不同, 其中的核素组分不一样, 产生的中微子能谱也会有变化. 其次, 即使是相同一批的组件, 由于上下位于反应堆位置的不同, 燃烧程度也不一样. 因此有必要研究这些不同对实验的影响.

每个堆芯包含157个组件, 每个组件从上至下共有16节燃料原件. 我们假设每一份燃料元件的燃烧情况相同, 发射的中微子能谱也一样, 这个假设是合理的, 按照堆芯的集合尺寸计算, 每个这样的原件高度和宽度大约都是20 厘米左右.

大亚湾核电站有能力进行堆芯的三维模拟. 在三维模拟中, 既可以给出整个堆芯中某种核素在上述原件中的相对裂变率, 也可以给出整个堆芯的核素之间的裂变率相对值. 这样我们就能够计算每个元件中某种核素相对整个堆芯的裂变率份额, 我们把它记作 f_i^k , 这里 i 是表示核素的下标, k 是表示原件编号的上标. 则燃料元件 k 的中微子能谱为:

$$S^k(E_\nu) = \sum_i \frac{W_{th}}{\sum_i \alpha_i e_i} f_i^k S_i(E_\nu) \quad (5.10)$$

其中 W_{th} 为堆芯热功率, α_i 是第 i 种核素在整个堆芯中的裂变份额, 并且有 $\alpha_i = \sum_k f_i^k$. S_i 则表示核素 i 裂变时的中微子能谱.

我们先把探测器看作一个点 p ，设反应堆中的元件 k 到 p 点的距离是 L_k ，在探测器内靶核的数目为 N_p ，在 p 点观测到的来自于堆芯元件 k 中微子能谱是：

$$S_p^k(E_\nu) = \frac{1}{4\pi L_k^2} S^k(E_\nu) \cdot \sigma_{IBD}(E_\nu) \cdot N_p \quad (5.11)$$

在探测器 p 观测到的整个堆芯产生的中微子能谱为：

$$S_p(E_\nu) = \sum_k S_p^k(E_\nu) \quad (5.12)$$

原则上可以由核电站在整个实验期间对合作组提供详细的三维反应堆裂变模拟，然后按照元件求和计算中微子能谱。但这将大大增加数据处理的复杂程度。那么是否能够只进行整堆模拟而将反应堆看作一个点呢？

我们把将反应堆看作一个等效点，称之为点源模型，对应的用上述方法将每个堆芯单元看作独立的中微子源的方法称之为体元模型。利用核电站给出几个典型的样本数据，比较利用点源模型和体元模型计算的探测器中的预期中微子能谱，可以得出清晰的结论。

首先对堆芯抽象建立点源模型。我们用裂变的重心当作等效点。

核电站的三维模拟数据是按照核素提供的。反应堆在竖直方向被均匀划分为16个横断面。每个断面上有157个组件。这样就将反应堆划分为2512个堆芯元件，把每个元件按照三维坐标用 ijk 来标记。对一种核素 l 来说，每个元件有一个相对于整个堆芯的裂变份额 f_{ijk} 。设元件 ijk 在这个坐标系中的坐标是 $X_{ijk}, Y_{ijk}, Z_{ijk}$ ，则裂变核素 l 的裂变重心为：

$$\begin{aligned} X_l &= \frac{\sum_{ijk} X_{ijk} \cdot f_{ijk}}{\sum_{ijk} f_{ijk}}, \\ Y_l &= \frac{\sum_{ijk} Y_{ijk} \cdot f_{ijk}}{\sum_{ijk} f_{ijk}}, \\ Z_l &= \frac{\sum_{ijk} Z_{ijk} \cdot f_{ijk}}{\sum_{ijk} f_{ijk}} \end{aligned} \quad (5.13)$$

在三维模拟中，上述的裂变份额是针对某一种核素 l 的，并且是归一化的。并没有核素之间的比例关系。如第三章所述，核电站可以对整个堆芯计算核素之间的相对裂变份额 α_l ，最终，整个堆芯的裂变重心计算如下：

$$\begin{aligned}
X &= \frac{\sum_l X_l \cdot \alpha_l}{\sum_l \alpha_l}, \\
Y &= \frac{\sum_l Y_l \cdot \alpha_l}{\sum_l \alpha_l}, \\
Z &= \frac{\sum_l Z_l \cdot \alpha_l}{\sum_l \alpha_l}
\end{aligned} \tag{5.14}$$

有了裂变重心作为堆芯的等效点, 我们就可以计算出堆芯到探测器中点 p 的基线长度. 将反应堆看作等效点的中微子点源, 可以计算探测器中中微子的预测能谱.

图 5.5 显示了这两种模型计算结果在能谱上直接的差别. 图 5.6 则显示了两种模型的相对差别.

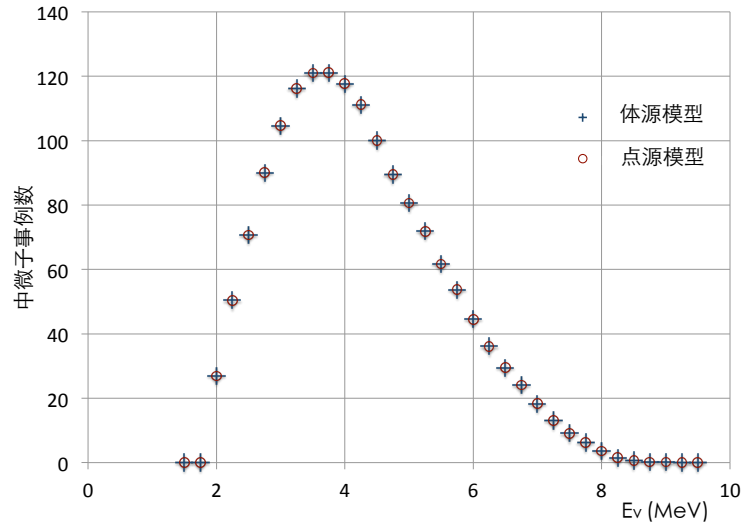


图 5.5: 点源模型和体元模型计算的探测器中的预期中微子能谱的直接比较.

由图 5.6 可以看出, 两者的相对差别最大不超过 0.001%. 因此, 把反应堆看作是一个中微子点源是安全的. 在大亚湾实验中, 所有反应堆将被处理做点源, 并利用上述方式计算其裂变重心位置.

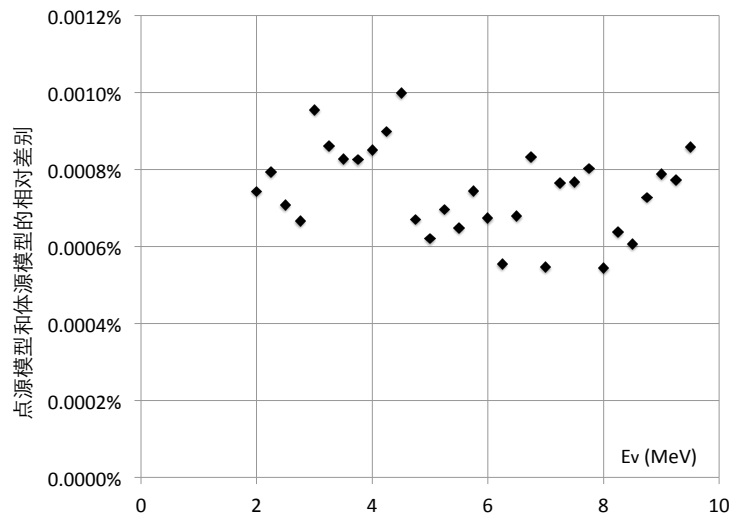


图 5.6: 点源模型和体元模型计算的探测器中的预期中微子能谱的相对比较

5.2.3 基线误差

在上一节的计算中, 我们阐述了如何计算堆芯的等效重心位置. 大亚湾提供几十个样本数据作为研究参考. 利用这些数据样本计算得到的中微子重心位置在水平方向上的距离堆芯几何中心的位置不超过2 厘米, 在竖直方向上的变化不超过20厘米. 主要原因是堆芯在水平方向上必须布置的比较对称均匀, 否则不利于堆芯的安全性, 另外在竖直方向上, 控制棒的变化非常少, 基本上是不动的, 在调节功率时通常采取其他方式进行调节, 只有在停开堆和紧急情况下才落下或提升控制棒. 竖直方向的变动对基线的影响体现在其在基线上的投影, 因此影响很小. 因此重心只在堆芯几何中心附近的变动范围在几个厘米范围.

前面所讲的站点的几何勘测, 测量的反应堆的点是安全壳顶的中心作为测量基准点, 在水平上相当于堆芯的几何中心. 因此基线长度是勘测基线加上堆芯裂变重心的修正.

基于勘测的误差和裂变重心的变动范围, 基线长度的误差被估计为35毫米. 基线长度误差会引起探测器预期能谱计算的误差, 进行误差传递之后, 此误差的影响小于0.02%. 是可以忽略的.

5.3 预测能谱

反应堆堆芯随时间演化使堆芯产生的中微子能谱发生变化, 可以预见探测器中的能谱也会相应变化. 探测器观测到的中微子来自于六个反应堆, 其预期能谱表示为:

$$S_d(E_\nu) = \sum_r \frac{1}{4\pi L_r^2} \cdot \frac{W_{th}^r}{\sum_i f_i^r \cdot e_i^r} \cdot \sum_i f_i^r \cdot S_i(E_\nu) \cdot \epsilon_d \cdot N_d \cdot \sigma(E_\nu) \quad (5.15)$$

其中 r 表示反应堆的标号, L_r 表示基线长度, W_{th} 表示堆芯热功率, f_i^r 表示核素 i 的裂变份额, S_i 表示核素 i 的裂变中微子能谱, ϵ_d 表示探测效率, N_d 表示探测器中质子靶核的数目, σ 表示IBD反应的截面.

图 5.7显示了在大亚湾近点1号探测器(AD1)中预期的一天中微子能谱示例. 所有六个反应堆配置为满功率. 对于实际情况, 则要跟踪每个堆芯每天的功率变化.

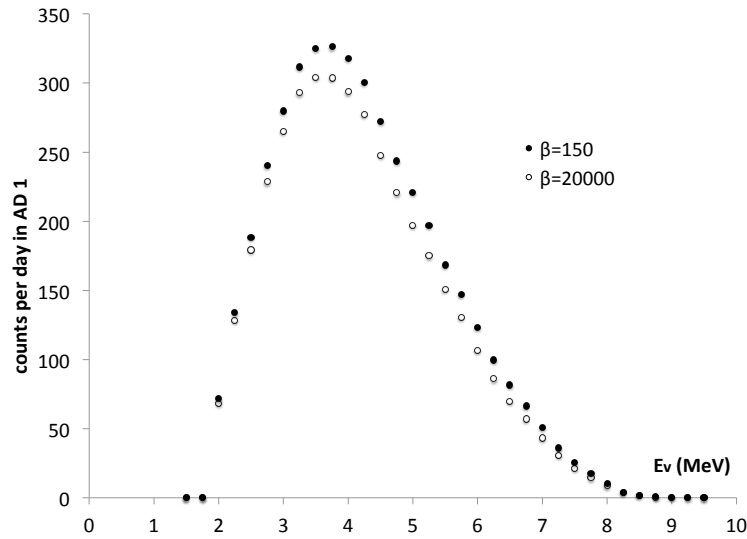


图 5.7: 预期的大亚湾近点探测器观测到的能谱, 在堆芯循环首末的对比. β 表示燃耗.

图 5.8显示了预期的反应堆堆芯循环首末探测器预期的中微子事例率的变化. 图中显示了各个裂变核素的贡献随时间的变化以及总事例率随时间的演化. 图中事例率的单位是: 在一公里处的事例个数/天/吨探测物质/GW堆芯功率. 从中可以清楚地看到, 在循环首末, 事例数的变化可达10%.

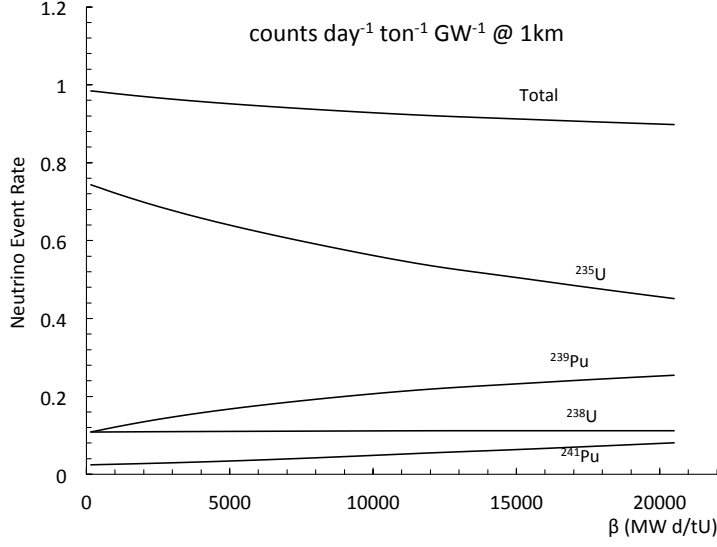


图 5.8: 堆芯循环首末事例数的演化

5.4 非平衡态长寿命同位素和核废料产生的中微子的修正

有了预期能谱的论述后, 我们可以来阐述堆芯产生的非平衡态长寿命同位素以及核废料对实验的影响和修正. 因为一切都应当以探测的能谱为依据来判断对实验的影响.

在前面第四章所讲述的ILL实验对裂变核素的能谱进行测量, 在其中, 裂变核素的样品被暴露在堆芯的中子环境中的时间是1~2天. 裂变核素产生的碎片绝大部分寿命很短, 可以立即衰变发射出来电子被磁谱仪探测到, 少部分寿命很长的同位素及其子核也会发生 β 衰变, 它们不会立即释放电子, 在测量期间也未达到平衡状态. 因此ILL实验的测量漏掉了这一部分核素的中微子的贡献.

非平衡态长寿命核素的累积可以用累积裂变产额来计算, 这是一个动态的过程. 需要建立微分方程来求解. 假设要研究的核素是 A , 它衰变的子核是 B , 堆芯中裂变核素 i (例如 ^{235}U) 裂变产生核素 A 的产额是 Y_A , 核素 B 的产额是 Y_B , 裂变核素 i 的裂变率是 $R_i(t)$, 则核素 A 和 B 的演化方程为:

$$\begin{cases} \frac{dN_A(t)}{dt} = R_i(t)Y_A - \lambda_A N_A(t) \\ \frac{dN_B(t)}{dt} = \lambda_A N_A(t) - \lambda_B N_B(t) \end{cases} \quad (5.16)$$

解这个方程就可以得到核素演化的函数. 注意上述方程中只考虑了裂变对核素产生额贡献, 实际上还有中子俘获产生同位素的过程, 但是贡献可以忽略不计, 故未列出.

中国原子能研究院在大亚湾合作组内, 他们选择了对实验可能产生影响的核素, 列在表 5.1 中. 这些核素的挑选条件是半衰期长于 10 小时, 并且其自身或者其子核发生 β 衰产生的电子能量大于 1.8 MeV.

表 5.1: 可能对实验产生影响的非平衡态长寿命同位素.

M	$T_{1/2}$	E_0/MeV	D	$T_{1/2}$	E_0/MeV
^{90}Sr	28.78a	0.546	Y	64.1h	2.282
^{91}Sr	9.63h	2.699	Y	58.51d	1.544
^{93}Y	10.18h	2.874	Zr	1.53e6a	0.091
^{97}Zr	16.9h	2.658	Nb	72.1m	1.934
^{106}Ru	373.6d	0.039	Rh	29.8s	3.541
^{112}Pd	21.03h	0.288	Ag	3.13h	3.956
^{125}Sn	9.64d	2.364	Sb	2.758a	0.767
^{131m}Te	30h	0.182	Te	25m	2.233
^{132}Te	3.204d	0.493	I	2.295h	3.577
^{159}Sm	9.4h	0.722	Eu	15.19d	2.451
^{140}Ba	12.75d	1.047	La	1.678d	3.762
^{144}Ce	284.9d	0.319	Pr	17.28m	2.997

燃料在堆芯内进行 3 或者 4 个循环后, 被移出反应堆. 这些核废料不会被马上运出核电站, 而是存储在堆芯附近的水池里进行冷却. 这些核废料中存在堆芯燃烧时累积的长寿命同位素, 这些同位素及其衰变子核会继续产生中微子并对实验产生持续影响. 核废料在堆芯附近存储的时间长达 10~15 年. 核废料刚刚卸出时的同位素含量实际是上述长寿命同位素演化方程 5.17 的解在周期末的特殊情形. 由此可以解出核废料中关心的核素的初始含量. 核废料中同位素的演化则要简单, 设母核和子核分别为 A 和 B:

$$\begin{cases} \frac{dN_A(t)}{dt} = -\lambda_A N_A(t) \\ \frac{dN_B(t)}{dt} = \lambda_A N_A(t) - \lambda_B N_B(t) \end{cases} \quad (5.17)$$

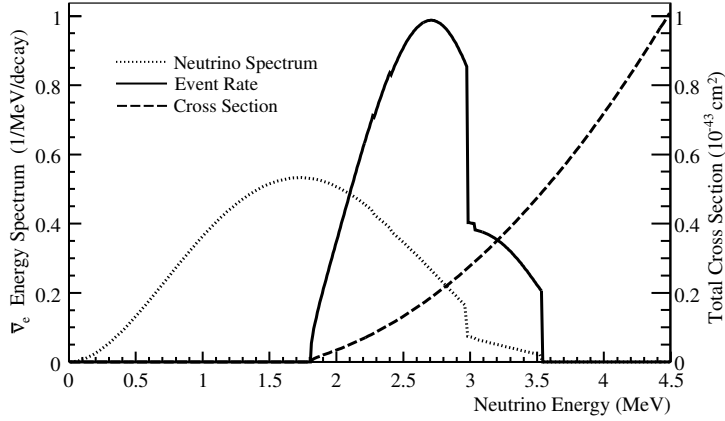


图 5.9: 核废料产生的中微子能谱[41]

如图 5.9 是一个典型的核废料产生的中微子能谱形状.

有了上述的堆芯内长寿命同位素和核废料长寿命同位素的含量, 我们就可以对中微子的预测能谱做一个修正:

$$S_{\nu} = S_{ILL} - S_{neq} + S_{long} + S_{SNF} \quad (5.18)$$

其中 S_{ν} 是总的中微子能谱, S_{ILL} 是基于 ILL 测量的转换的中微子能谱, S_{neq} 表示 S_{ILL} 未达到平衡的长寿命核素在 ILL 测量时间内的贡献, S_{long} 表示长寿命同位素的贡献, 它是时间的函数, S_{SNF} 表示核废料的贡献, 也是时间的函数. 因为缺少核废料的详细历史信息, 我们把核废料的贡献当作能谱预测的系统误差, 而对堆芯的非平衡态核素的贡献进行修正. 对于非平衡态长寿命同位素的修正. 我们使用文章[39]中的数据, 如表 5.2 对于一个典型的燃料循环, 非平衡态长寿命贡献的部分相对于未修正的中微子事例率如图 5.10 所示. 作为一个检验, 我们按照方程 5.17 求解长寿命同位素含量, 并考虑堆芯的演化过程, 结果显示两者符合的相当好.

对于核废料的计算, 我们有一个基于求解微分方程组的简单计算[41], 计算显示, 核废料中微子的贡献小于 0.3%.

我们请合作组成员 Patrick Huber 利用反应堆模拟软件 SCALE6 对一个典型的燃料循环做了计算, 计算了一批燃烧到 45 GWd/tU 的核废料的中微子. 这种配置和大亚湾实际的燃耗相差不多. 基于 Patrick Huber 的计算, 考虑了 15 批放置时间各不相同的核废料的中微子相对于 2.9GW 的反应堆发射的总的中微子数目的贡献. 如图 5.12 所示. 从中可以

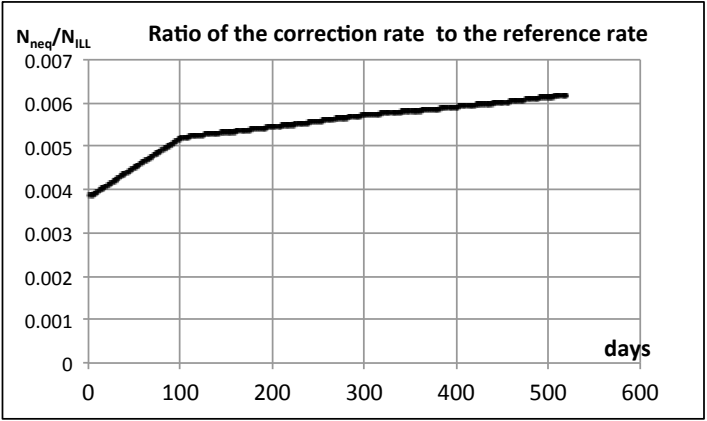


图 5.10: 一个燃料循环中非平衡态长寿命同位素贡献的中微子事例率相对于未修正的中微子事例率

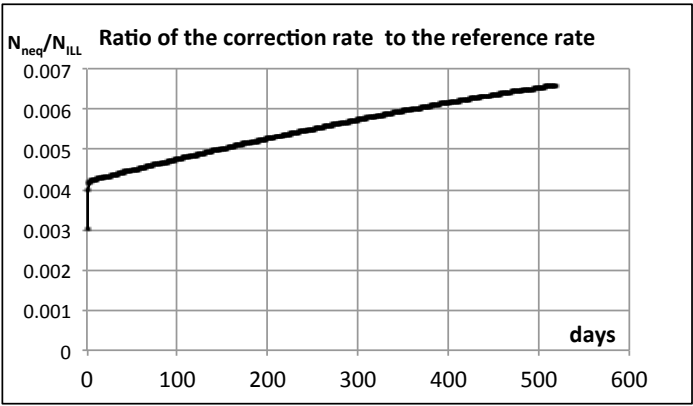


图 5.11: 图 5.10的检验: 求解微分方程的方法, 非平衡态长寿命同位素贡献的部分相对于未修正的中微子事例率

表 5.2: 非平衡态修正. 修正应用于ILL转换的能谱.

^{235}U					
	2.0 MeV	2.5 MeV	3.0 MeV	3.5 MeV	4.0 MeV
36 h	3.1	2.2	0.8	0.6	0.1
100 d	4.5	3.2	1.1	0.7	0.1
1E7 s	4.6	3.3	1.1	0.7	0.1
300 d	5.3	4	1.3	0.7	0.1
450 d	5.7	4.4	1.5	0.7	0.1
^{239}Pu					
	2.0 MeV	2.5 MeV	3.0 MeV	3.5 MeV	4.0 MeV
100 d	1.2	0.7	0.2	< 0.1	< 0.1
1E7 s	1.3	0.7	0.2	< 0.1	< 0.1
300 d	1.8	1.4	0.4	< 0.1	< 0.1
450 d	2.1	1.7	0.5	< 0.1	< 0.1
^{241}Pu					
	2.0 MeV	2.5 MeV	3.0 MeV	3.5 MeV	4.0 MeV
100 d	1	0.5	0.2	< 0.1	< 0.1
1E7 s	1	0.6	0.3	< 0.1	< 0.1
300 d	1.6	1.1	0.4	< 0.1	< 0.1
450 d	1.9	1.5	0.5	< 0.1	< 0.1

看出来, 核废料中微子的事例率贡献小于0.3%. 为了检验以上关于核废料的估计, 我们把Kopeikin关于核废料的计算[65]做了数字化处理, 见图 5.13. 基于数字化处理后的数据, 估计出Kopeikin关于核废料的计算中相对于反应堆, 核废料贡献中微子占大约0.27%的比例.

在以上三个关于核废料的计算估计, 核废料的中微子贡献都小于0.3%. 把核废料引起的中微子贡献看作是总的中微子流强的误差, 其值估计为0.3%是恰当的.

5.5 大亚湾实验反应堆数据处理流程

大亚湾反应堆数据大部分数据是由核电站提供的, 这些数据是根据物理分析需求提出要求的. 由于核电站数据具有保密的要求, 因此发布给合作组的数据有两个要求: 1)不

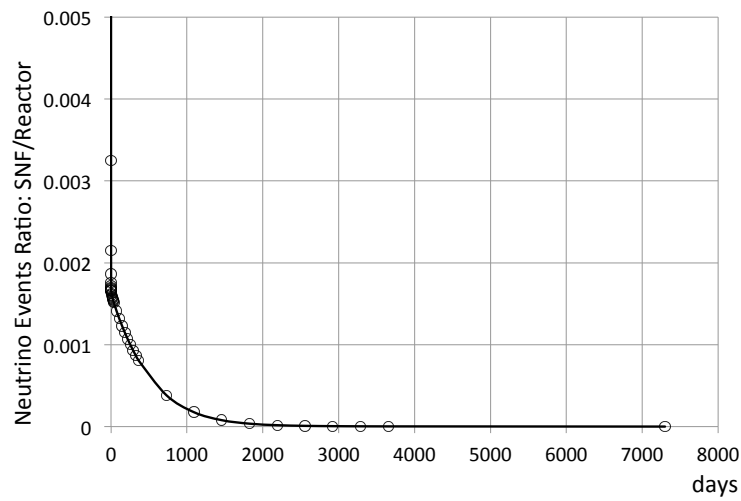


图 5.12: 核废料的中微子相对于反应堆发射的总的中微子数目的贡献

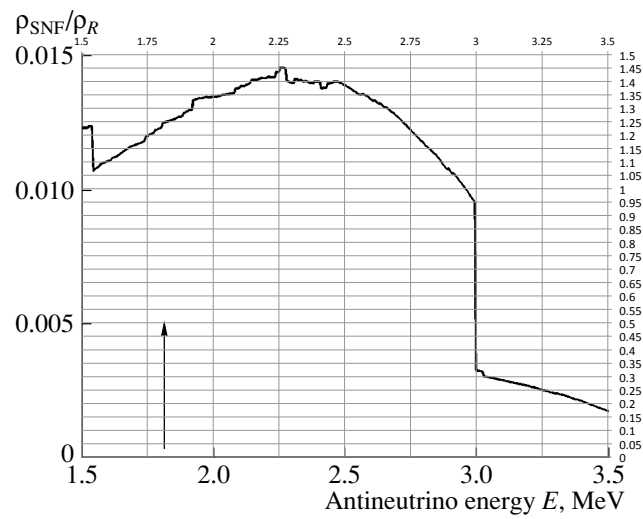


图 5.13: Kopeikin的计算中核废料中微子占反应堆中微子事例率比例, 数字化后进行积分的值大约占堆芯放出中微子的0.27%.

具有实时性; 2) 不能直接显示原始数据. 因此数据是先经过有权限接触数据的人进行处理, 然后将计算出来的中微子能谱和相关信息写入对合作组公开的数据库中. 包括本文在内的文章以及其他发表的文章都必须不能含有原始的保密数据. 在读取数据库时, 还需要建议用户使用何种方法进行插值等, 使分析在同一个基础上进行.

5.5.1 物理分析的需求和原始数据的提供

大亚湾实验的灵敏度分析需要反应堆流强的计算. 要求根据核电站提供的信息准确计算随时间变化的中微子的流强并填写到数据库里面. 出于保密的需要, 填写到数据库的中微子流强是每周一次的. 为了保留有用的信息, 每周的流强实际是一周中每天流强的平均值.

大亚湾核电站提供两类文件.

功率文件: 如前面章节所述, 实验使用功率数据来自于的KIT/KDO系统. 核电站定期提供功率数据. 基于物理需求, 功率数据包含的信息有:

- 1) 六个堆芯每天的热功率. 核电站可以记录每小时的功率. 出于保密需要, 核电站先将一天24小时的数据进行平均, 然后提供给合作组每天的功率.
- 2) 堆芯启动和停堆的时刻.
- 3) 每个堆芯每半个月的燃耗. 如前所述, 实验需要每天的堆芯燃耗值来使裂变率和日期对应起来. 合作组自己利用所得到的功率值可以计算燃耗值. 核电站提供的每半月的燃耗值则作为数据的锚点作为燃耗计算的修正参考点.

堆芯模拟文件: 可以根据需求进行模拟, 一般是每次燃料循环提供一个模拟的文件. 其中包含如下信息: 1) 六个堆芯中关键核素 ^{235}U , ^{238}U 、 ^{239}Pu 和 ^{241}Pu 裂变率的演化. 如前面章节所述, 裂变份额是随着燃耗变化的函数. 裂变份额大约每3周一组数据, 在实际使用的时候需要插值. 由于裂变份额误差相对较大(5%), 因此插值带来的误差可以忽略. 2) 裂变重心. 裂变重心是基线的起点. 合作组根据模拟的三维模拟样本文件提供计算重心的方法, 由核电站计算每种核素的裂变重心, 包含在模拟文件中提供给合作组.

5.5.2 反应堆数据库表和插值策略

填写到离线数据库的流强数据字段包括: 日期, 数据可用性, 中心坐标, 从1.5 MeV

开始到9.5 MeV 每0.25MeV 一个能量的堆芯发射的中微子总能谱, 这种分bin方式是和ILL实验分bin方式是一致的. 最后一个字段是能谱的简单求和.

在进行物理分析时需要连续的能谱, 因此需要对数据库读取的能谱进行插值计算. 采用不同的插值可能结果会差别比较大. 需要对插值的策略进行研究. 由于总的中微子能谱是四种核素 ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu 和 ^{241}Pu 裂变中微子能谱的线性叠加, 我们可以拿 ^{235}U 的能谱来研究插值方法. ^{238}U 的能谱形状类似于指数衰减, 直接在直角坐标系下插值, 插值的主要影响体现在前面一段(1 ~ 3 MeV), 但是在探测器中的能谱(如图 5.3)主要的部分在4 MeV 左右. 因此可以把坐标变换到对数坐标, 抬高后面的能谱然后进行插值. 因此就有两种插值策略:

- 1) 直接在直角坐标下插值;
- 2) 将坐标系变换到对数坐标, 进行插值, 再变换回来.

其次, 在每种策略下又有各种插值方法, 如线性插值, 样条插值, 拉格朗日插值, 以及阿克玛插值(Akima)等.

为了判定优劣, 我们比较两种策略下各种插值方法和样条插值的相对偏差, 观察其表现. 需要注意的是, 插值的时候是在入射中微子谱上插值, 在比较优劣时是在观测能谱上进行比较, 这是因为只有最终观测到的能谱才能起决定作用.

如图 5.14, 上图是在直角坐标下各种差值方法同样条插值的结果比较, 下图是在对数坐标下各种插值方法同样条插值结果的比较. 可以明显看出, 先取对数再插值比直接在直角坐标插值的表现要好很多, 各种插值方法之间的差别比较小. 因此, 可以得出结论, 先取对数后插值比较稳定, 是应当选的差值策略.

其次, 在各种插值方法之间应该如何选择则呢? 在进行电子到中微子能谱转换时存在残余的振荡, 采用低阶插值方法能够避免插值过程中出现的振荡. 线性插值具有简单, 稳定, 独立于边界条件以及不振荡的优点, 在没有特别的物理限制情况下, 采用线性插值较好.

因此在实验的数据处理中, 我们采用对从数据库中读取的能谱进行先取对数, 后线性插值, 最后再变换回到直角坐标的方法进行.

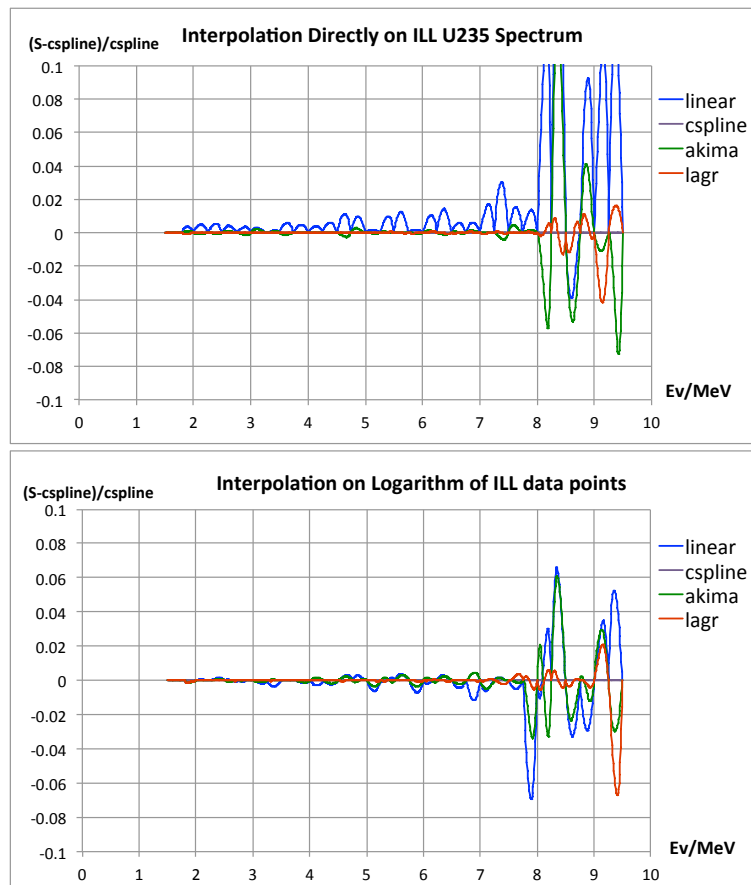


图 5.14: 中微子能谱插值策略和插值方法的比较

5.5.3 工作流程

此节对堆芯计算做一个简单总结. 如图 5.15是整个反应堆中微子流强预测的逻辑示意图. 图 5.16是流强预测工作的文件处理流程.

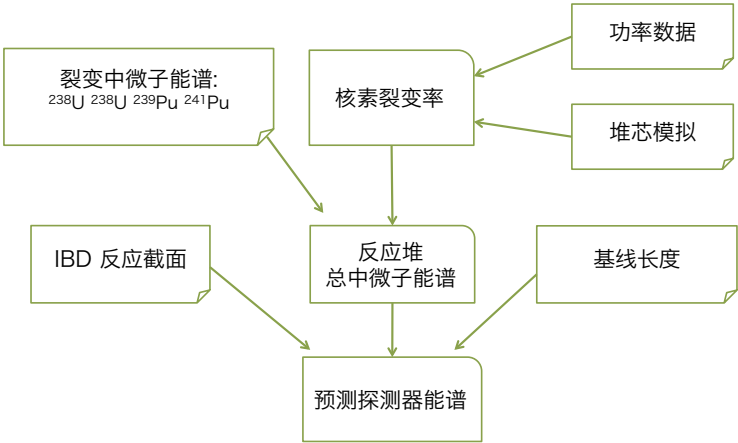


图 5.15: 反应堆中微子流强预测的逻辑示意

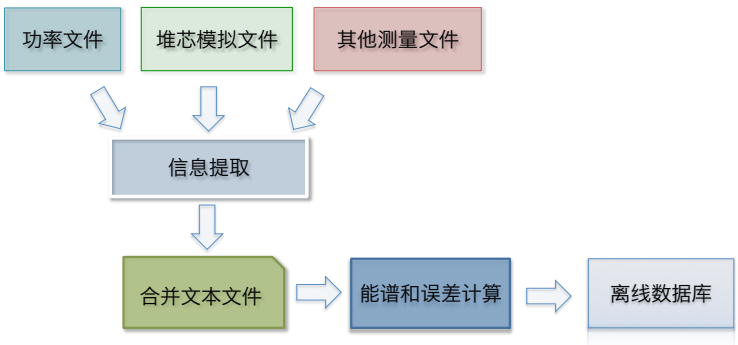


图 5.16: 流强预测工作的文件处理流程

博士论文：大亚湾中微子流强计算及对实验灵敏度的影响

第六章 误差分析

本章对和反应堆相关的误差进行综合叙述. 在进行灵敏度分析时, 构造 χ^2 函数 2.5, 在其中的反应堆相关的误差被分为两类. 一类是对所有反应堆都一样的误差, 称为关联误差; 另一类对各个反应堆不相同的误差称为非关联误差. 在有多探测器进行相对测量的反应堆中微子实验中, 根据关联误差的定义, 由于对所有反应堆都相同, 在不同的探测器看来, 增加或减小的程度是一样的, 当探测器之间进行相对比较时, 关联误差将会被完全消除; 对应的, 非关联误差不会完全抵消, 但仍然会得到极大的抵消. 在用 χ^2 函数进行灵敏度分析时, 误差抵消将会自动进行. 对反应堆能谱预测的误差分析要求是, 将各种误差按照关联性分类, 并计算各类误差对总中微子事例率的误差的贡献.

6.1 反应堆流强预测误差关联性分类

回顾预期能谱的计算公式 7.1, 对其积分, 我们得到事例率的时间函数.

$$R_d(E_\nu) = \sum_r \frac{1}{4\pi L_r^2} \cdot \frac{W_{th}^r}{\sum_i f_i^r \cdot e_i^r} \cdot \sum_i f_i^r \cdot \underbrace{\int S_i(E_\nu) \sigma(E_\nu) dE_\nu}_{\text{reaction cross section}} \cdot \epsilon_d \cdot N_d \quad (6.1)$$

其中的误差来源有: 基线长度 L_r , 堆芯热功率 W_{th}^r , 裂变份额 f_i^r , 每次裂变释放能量 e_i^r , 核素裂变中微子能谱 $S_i(E_\nu)$, IBD 反应截面 $\sigma(E_\nu)$. 我们不考虑探测器相关的靶核数目和探测效率 ϵ_d 的误差.

我们逐项考察关联性.

- 1) **基线误差**和堆芯无关. 5.2.3 节已经叙述过其带来的误差小于 0.02%, 忽略.
- 2) **热功率**对不同堆芯来说可能存在一定关联性, 因为这些堆芯的热功率测量系统都是 KME 或 KIT/KDO 系统. 另一方面, 各个堆芯独立运行, 给水系统也不同. 在可能存在

复杂关联性的情况下, 取最坏情况, 将热功率误差看作非关联误差.

3) 裂变份额对各个堆芯来说是不同的, 看作是非关联误差.

4) 每裂变释放能量, 使用Kopeikin的计算值 3.3, 由于中子俘获的贡献, 存在小部分非关联性, 由于贡献很小并且未被计算, 这一项的误差看作关联误差.

5) 核素裂变中微子能谱对所有堆芯一样, 是完全关联的

6) 反 β 衰变截面和反应堆无关. 对所有探测器是完全关联的.

在式子 6.1, 下括号所括起来的部分被称为‘裂变反应截面’:

$$\sigma_{fi} = \int S_i(E_\nu) \sigma(E_\nu) dE_\nu \quad (6.2)$$

其意义是核素 i 每次裂变在一个靶核上的反应几率. 裂变反应截面关于反应堆是关联的.

6.2 流强误差传递

6.2.1 一般的误差传递公式

设有待计算的物理量 F , $F = f(x_1, x_2, \dots, x_i)$. x_i 是可观测量, 其测量误差是 δx_i . 假设可观测量之间是独立的, 则 x 带来的误差为:

$$\frac{\delta F}{F} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2 \cdot \delta x_i^2} \quad (6.3)$$

假如可观测量 x_i 和 x_j 之间是相互关联的, 并具有关联系数 ρ_{ij} 那么 x 带来的误差为:

$$\frac{\delta F}{F} = \sqrt{\sum_{ij} \frac{\partial F}{\partial x_i} \frac{\partial F}{\partial x_j} \cdot \delta x_i \delta x_j \rho_{ij}} \quad (6.4)$$

6.2.2 流强计算中的误差传递

下面我们逐项讨论.

功率误差

如 3.2.3 节所述, 堆芯功率的相对误差估计为 0.5%. 由式 7.1, 功率引起的误差为:

$$\frac{\delta R}{R} \Big|_W = \frac{\delta W_{th}}{W_{th}} \quad (6.5)$$

可以看出, 0.5% 的堆芯功率误差引起的事例率误差也是 0.5%

裂变份额误差

如前面 3.4.2节所述, 四种关键核素在堆芯中的裂变份额的模拟的误差为5%. 裂变份额误差传递需要考虑核素之间的关联性. 如图 6.1显示了堆芯中Pu同位素的产生同 ^{238}U 之间强烈的依赖关系. 此外, 反应堆运行时利用各种控制条件使堆芯保持在满功率附

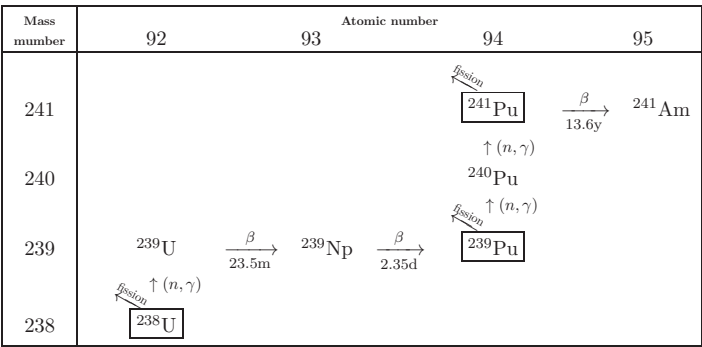


图 6.1: ^{238}U 裂变和 ^{239}Pu , ^{241}Pu 产生关系

近的恒定功率, 由于这个限制, ^{235}U 的演化在堆芯中同其他核素的裂变也产生了很强的关联关系. 那么如何得到这些关联关系呢? 大亚湾核电站使用的SCIENCE软件包是商业软件, 并不容易对这个问题进行研究. 华北电力大学是大亚湾合作组成员之一, 他们利用开源的DRAGON堆芯模拟软件对这个问题进行了研究. 模拟采用同大亚湾相似的堆芯配置. 为了验证DRAGON的可用性, 华北电力大学利用DRAGON输出四种关键核素的裂变份额, 并同大亚湾核电站用SCIENCE软件包输出的裂变份额进行了比较, 结果显示, 两者之间的差别小于3%. 因此DRAGON的模拟是可靠的. 计算的这几种核素的裂变份额关联关系如表 6.1. 有了上面几种核素的关系我们可以进行误差传递:

$$\left. \frac{\delta R}{R} \right|_{\alpha} = \sqrt{\sum_{ij} \frac{\partial R}{\partial \alpha_i} \frac{\partial R}{\partial \alpha_j} \cdot \delta \alpha_i \delta \alpha_j}, \quad i, j = 5, 8, 9, 1. \quad (6.6)$$

带入数值得到, 5%的裂变份额误差引起的事例率误差为0.6%.

每裂变释放能量

各个核素每裂变释放能量见表 3.3的Kopeikin的计算值. 某种核素每裂变释放能量与

表 6.1: 堆芯四种关键核素裂变份额关联系数.

	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
^{235}U	1.00	-0.22	-0.53	-0.18
^{238}U	-0.22	1.00	0.18	0.26
^{239}Pu	-0.53	0.18	1.00	0.49
^{241}Pu	-0.18	0.26	0.49	1.00

其他核素无关, 所以误差传递公式是:

$$\left. \frac{\delta R}{R} \right|_e = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial R}{\partial e_i} \right)^2 \cdot \delta e_i^2}, \quad i = 5, 8, 9, 1. \quad (6.7)$$

每裂变释放能量误差引起的事例率误差为: 0.2%.

裂变反应截面的误差

裂变反应截面的误差需要对ILL能谱每个bin的误差逐项处理. 我们直接引用以前的Bugey的实验的结果. 表 6.2显示了Bugey实验计算的ILL能谱的裂变反应截面及其误差. 由于计算裂变截面需要能够到的IBD反应截面更新了, 我们只取其误差, 中心值利用现在的数据进行计算. 四种裂变核素的裂变反应截面互不相关. 误差传递如下:

表 6.2: 裂变反应截面, 来自[66].

裂变核素	σ_{fi}
^{235}U	$6.39 \pm 1.9\%$
^{238}U	$4.18 \pm 2.4\%$
^{239}Pu	$8.88 \pm 10\%$
^{241}Pu	$5.76 \pm 2.1\%$

$$\left. \frac{\delta R}{R} \right|_{\sigma_f} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial R}{\partial \sigma_{fi}} \right)^2 \cdot \delta \sigma_{fi}^2}, \quad i = 5, 8, 9, 1. \quad (6.8)$$

裂变反应截面误差引起的事例率误差为: 3.0%.

此外我们在 5.4 节中计算过, 核废料当作系统误差处理. 核废料引起的误差显然是非关联的.

以上讨论的各个物理量之间是独立的. 将关联和非关联的误差分为两类. 每一类内部进行平方和相加, 可以得出每一类的总误差. 这些就作为灵敏度计算中输入到 χ^2 函数的关联误差和非关联误差部分. 误差传递的汇总结果见表 6.3.

表 6.3: 反应堆关联误差和非关联误差汇总.

关联误差		非关联误差	
每次裂变释放能量	0.2%	功率	0.5%
每次裂变IBD反应截面	3%	裂变份额	0.6%
		核废料	0.3%
关联	3%	合计	0.8%

博士论文：大亚湾中微子流强计算及对实验灵敏度的影响

第七章 和反应堆中微子计算相关的其他物理, 总结和展望

本章介绍和反应堆中微子计算相关的其他物理, 并对研究课题进行总结和展望.

7.1 和反应堆中微子计算相关的其他物理问题

中微子流强计算能除了提供给反应堆中微子实验必要的分析支持外, 还可以做一些有趣的物理课题.

反解反应堆中微子能谱

在前面 4.2 节中介绍了 ILL 实验测量的核素裂变中微子能谱. 有了这个能谱, 才能计算反应堆中微子能谱. 在反应堆中微子实验中, 是否能够利用近点探测器的数据来反解堆芯中某种核素的裂变中微子能谱呢? 最近的一些研究显示了这种可能性[67].

对大亚湾实验来说, 只要预测能谱的精度达到 2% 就可以满足物理要求, 经过远近相对探测的抵消, 可以减小到 $\sim 0.1\%$. 在 CHOOZ 实验和 Double CHOOZ 实验中, 他们将预测能谱归一化到 Bugey 实验测量的裂变反应截面上, 并使裂变截面的误差缩减到 1.4%. 我们也可以利用近点探测器测量(拟合)裂变能谱, 像 Bugey 一样, 给以后的实验提供一个可供参考的裂变中微子能谱的实验限制.

我们先用一个比较简单的情形, 即一个反应堆和一个探测器的情形. 假设探测器观测到的中微子能谱用 $S(E_\nu)$ 表示, 核素的裂变中微子能谱用 $S_i(E_\nu)$ 表示, 那么如前所述,

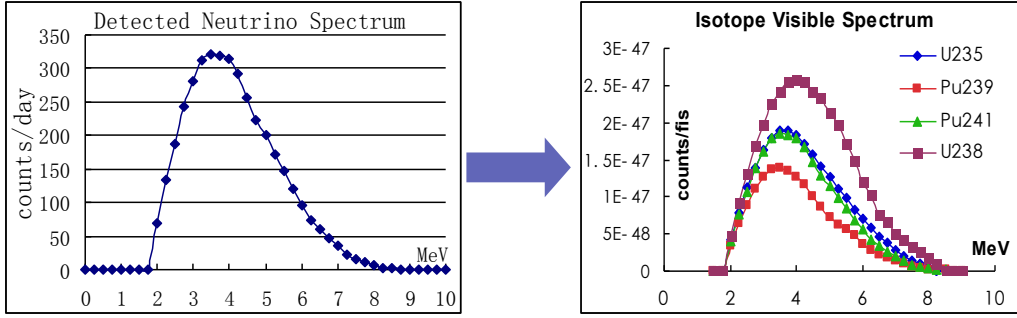


图 7.1: 利用中微子探测器解谱示意图

有如下关系:

$$S(E_\nu) = \frac{1}{4\pi L^2} \cdot \frac{W_{th}}{\sum_i f_i \cdot e_i} \cdot \sum_i f_i \cdot S_i(E_\nu) \cdot \sigma(E_\nu) \cdot \epsilon_d N_p \quad (7.1)$$

我们要求解的就是 $S_i(E_\nu) \cdot \sigma(E_\nu)$. 根据前面的定义, 其积分就是裂变反应截面:

$$\sigma_{fi} = \int S_i(E_\nu) \cdot \sigma(E_\nu) dE_\nu \quad (7.2)$$

如图 7.1是这个物理问题的直观说明. 左侧的图是近点探测器探测到的中微子能谱, 右边的图表示四种关键核素一次裂变在探测器中和一个靶核反应的能谱们也就是: $S_i(E_\nu) \cdot \sigma(E_\nu)$.

如前所述, 我们可以从核电站得到式子 7.2中的几项: 功率 W_{th} , 裂变份额 f_i . 那么其中唯一不知道的物理量就是4个 $S_i(E_\nu)$. 近点探测器只要测量多于4个不同能谱, 原则上就可以按照能量 E_ν 逐点把 $S_i(E_\nu)$ 解出来. 如前所述, 在堆芯运行过程中, 每天可以得到一组反应堆数据, 一个燃料循环就可以有500天左右能谱的数据集. 利用这些数据进行拟合可以得到最优的拟合值.

在这里, 我们演示一个求解裂变截面 σ_f 的例子.

用 i 表示第 i 天. 探测器中第 i 天的事例率可以如下表示, 这里我们改用 k 作为核素

的标记.

$$\mu_i = \frac{1}{4\pi L^2} \cdot \frac{W_i}{\sum_k \alpha_{ki} \cdot e_k} \cdot \sum_k \alpha_{ki} \cdot \sigma_{fk} N_p \cdot \epsilon_d \quad (7.3)$$

我们用这个式子来构造 χ^2 函数. 考虑所有关键的误差, χ^2 函数如下构造:

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \min_{\gamma} \sum_i \frac{\left(R_i - \frac{1}{4\pi L^2} \frac{W_i}{\sum_k \alpha_{ik}(1 + \delta\alpha_k) \cdot e_k(1 + \delta e_k)} \sum_k \alpha_{ik}(1 + \delta\alpha_k) S_k N_p \epsilon_d (1 + \delta wd) \right)^2}{R_i + R_i^2 \sigma_{\mu i}^2} \\ & + \sum_k \left(\frac{\delta\alpha_k}{\sigma_{\alpha_k}} \right)^2 + \sum_k \left(\frac{\delta e_k}{\sigma_{e_k}} \right)^2 + \left(\frac{\delta wd}{\sigma_{wd}} \right)^2 \end{aligned} \quad (7.4)$$

其中 R_i 表示测量的事例率, α_k 表示裂变份额, e_k 表示每裂变释放能量, wd 表示探测器和堆芯合并的项.

$$\sigma_{wd}^2 = \sigma_w^2 + \sigma_d^2 \quad (7.5)$$

其中 σ_w 表示热功率系统误差

σ_d 表示所有探测器的误差

$\sigma_{\mu i}$ 考虑了事例率的统计误差, 包含了功率的涨落. χ^2 函数会自动包含系统误差之间的关联关系.

构造好 χ^2 函数之后, 我们做一下检验. 测试的方法按如下的步骤进行.

- 1) 假设一组“真值”裂变反应截面 σ_{fk}
- 2) 给定一个裂变率随时间的演化曲线(一个燃料循环). 并假设一个反应堆功率.
- 3) 利用上面的1) 和2) 生成探测器中的中微子事例率随时间的演化(一个燃料循环).
- 4) 用上面的 χ^2 来拟合这些数据.

输入的误差如表 7.1 测试所得到的结果如表 7.2. 可以看到, 除了 ^{238}U 之外, 结果并不坏. 这只是一个恒定功率下的单反应堆单探测器的拟合. 在实际运行过程中, 有多个近点探测器, 有6个反应堆, 并且这6个堆有停开堆和起落功率的变化, 这些额外的变化将带来更多的信息, 非常有可能得到更加准确的拟合结果.

核燃料增殖监测

核反应堆是产生武器核燃料的一个途径. 当反应堆进行核燃料生产活动时, 其运行模式会发生变化, 堆芯内核素的核素的裂变份额会变的不一樣. 在民用的商业反应堆中, 例

表 7.1: 输入到 χ^2 函数的项.

误差项	值	χ^2 中的项	备注
裂变份额	5%	σ_{α_k}	
每次裂变释放能量	0.4%	σ_{e_k}	
热功率误差	0.6%	σ_{α_w}	
事例率的统计误差	0.5%	$\sigma_{\alpha_{\mu i}}$	包含了功率涨落等
探测器误差	1%	σ_{α_d}	包含各种探测器误差
能量标度			暂未考虑
基线长度			暂未考虑

表 7.2: χ^2 拟合 σ_f 的测试结果.

	真实值	拟合值	90%置信区间(相对拟合中心值)
^{235}U	6.14105	6.1409	-1.4%-1.5%
^{238}U	9.08017	9.0821	-17%-18%
^{239}Pu	4.1275	4.12731	-3.2%-2.9%
^{241}Pu	5.69136	5.6913	-4.9%-4.9%

如大亚湾核电站, 不会进行军用生产, 但是可以作为一个模型研究. 目前国际上主要是国际原子能机构比较关心这类研究, 有几个实验组在进行相关研究. 主要目标是用一个比较小的探测器布置在堆芯附近进行监测.

在大亚湾实验中, 近点探测器可以精确测量堆芯的中微子能谱. 在上一节中, 我们阐述了在已知核电站提供的堆芯核素裂变份额的情况下, 可以用极小化方法拟合出来核素的裂变能谱, 目标是得到更好的核素的裂变能谱. 在增殖监测中则是用已知核素的裂变能谱, 来反解核素在堆芯中裂变的相对比例, 一共有4个未知数. 在某一天或者几天内, 堆芯内核素的裂变份额是近似不变的, 用近点探测器可以用一个比较好的统计量测量到一个总的中微子能谱. 设核素 k 的裂变能谱是 $S_k(E_v)$, 探测器探测到的总中微子能谱为 $S(E_v)$, 核素 k 裂变比例为 α_k , 则有:

$$S(E_v) = C \cdot \sum_k \alpha_k \cdot S_k(E_v) \quad (7.6)$$

其中 C 表示其他相关项的归一化因子. 对能量进行逐点拟合, 应当可以以一个比较好的

精度拟合出来 α_k 的值. 当按照时间, 逐天或者每周做这样的拟合, 就可以得到一条完整的裂变份额随时间的曲线. 借助这条曲线就可以判断堆芯内裂变核素的相对比例是否处在一个正常的水平上, 从而为非增殖监测作参考.

惰性中微子

在2011年, Mueller等人对ILL实验的数据重新进行了计算[39], 得出了改进后的核素裂变中微子能谱, 并得出结论中微子能谱的归一化数值比原来ILL转化结果高出3%后, G. Mention等人利用新的能谱重新整理了历史上的短基线中微子实验[68], 如图 7.2

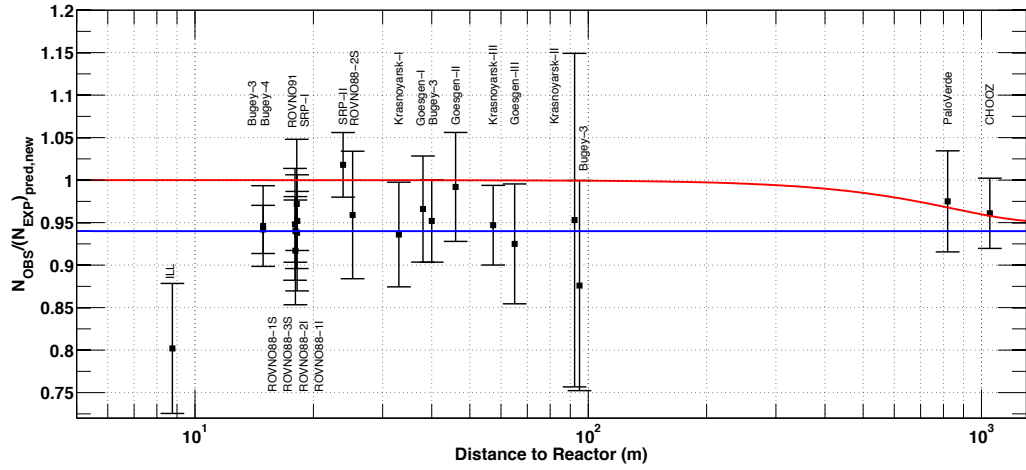


图 7.2: 短基线中微子实验可能的中微子消失[68]. 实验结果和预期无振荡中微子能谱的比较, 考虑了新的中微子流强, 新的中子寿命, 非平衡态修正等. 误差棒是用实验发布的误差和能谱误差的平方和计算出来的. 平均比例为: 0.943 ± 0.023 . 红线表示三种中微子混合的一个解, 其中假设 $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.06$. 蓝色曲线显示了一种四中微子混合的解, 包含了一个新的中微子质量 ($|\Delta m_{new,R}^2| \gg 1 \text{ eV}^2$), 以及 $\sin^2(2\theta_{new,R}) = 0.12$.

用新的能谱处理以前实验的结果显示, 他们考虑存在惰性中微子并发生振荡的情况:

$$P_{ee} = 1 - \cos^4 \theta_{new} \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_{\bar{\nu}_e}}\right) - \sin^2(2\theta_{new}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{new}^2 L}{4E_{\bar{\nu}_e}}\right) \quad (7.7)$$

观测事例率比预测事例率要低 $R = 0.943 \pm 0.023$, 他们认为可能存在中微子消失. 在大亚湾实验中, 我们将同时采用原来ILL的能谱和Mueller, Huber等人计算的新中微子能谱

进行分析. 近点探测器距离反应堆最近不到400米, θ_{13} 振荡起来的幅度较小, 因此可以作为此种研究的一个实验数据点的补充.

利用短基线中微子实验验证是否存在惰性中微子的可行性并不高. 无论是ILL实验转换的中微子能谱还是新计算的中微子裂变能谱, 都是基于模型建立起来的, 事实上不能作为一个判断的依据, 有可能它是错误的. 目前研究惰性中微子比较可行的方案是利用寿命比较长的 β 放射源来作为中微子源研究[69]. 如前面章节所述, 这些长寿命放射源大量存在于反应堆的核废料里. 经过核废料的提纯可以得到这些纯净的放射源作为实验研究之用.

7.2 总结和展望

7.2.1 论文总结

本论文的工作主要是在大亚湾实验中建立预测反应堆发射的中微子能谱和流强的方法, 并在实验中持续为合作组提供物理分析的数据支持.

论文包含以下几个方面:

第一部分是计算反应堆堆芯内四种关键核素 ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu 和 ^{241}Pu 的裂变率随时间的变化. 首先介绍了计算需要的几个关键要素: 1) 热功率的测量系统和测量方法, 估计了热功率的误差. 2) 堆芯内燃料的演化, 估计了裂变份额的误差. 3) 裂变核素每次裂变释放的能量及其误差. 有了这些计算的关键要素之后, 介绍了如何用这些数据计算最终堆芯中核素裂变率, 以及它们随时间的演化.

第二部分介绍在利用核电站数据计算出来核素裂变率之后, 如何得到堆芯发射的总中微子能谱和流强. 这与核素原子核裂变时发射的中微子能谱相关. 介绍了ILL实验对核素裂变中微子能谱的测量和计算, 并且介绍了新的基于ILL数据计算的中微子能谱及其对中微子实验的影响. 将核素各自的裂变能谱和其在堆芯中的裂变率相乘就得到这种核素的总中微子能谱, 对所有核素求和则可得到堆芯总能谱.

第三部分介绍在探测器中的预测中微子能谱和流强. 首先介绍中微子的探测原理: 中微子在探测器中发生 β 衰变释放具备特征的两个光信号, 符合这些特征的就是候选的中微子事例. 介绍反 β 衰变的反应截面的计算. 在实验中要准确预测探测器处的中微子流强需要知道探测器到堆芯的基线长度, 大亚湾使用了多种手段进行站点勘测. 文中验

证了整个堆芯可以看作一个点中微子源, 并且建立计算等效点的方法. 基于等效点的基线误差可以忽略. 在有了堆芯发射能谱, 反 β 截面以及基线的情况下, 可以预测在探测器中的中微子能谱. 其次计算了在堆芯中未达到平衡态的长寿命核素以及堆芯附近的核废料对中微子的额外贡献. 最后介绍了能谱预测的工作流程, 以及使用数据库中离散的预测中微子能谱时比较好的一种基于对数坐标系变换的插值计算方法.

第四部分集中介绍了计算过程中涉及的各类复杂因素的误差以及这些误差对能谱预测误差的贡献. 对这些误差按照物理分析需求分类为关联误差和非关联误差两部分. 最后对两类误差分别进行误差传递, 得到中微子能谱预测的误差估计.

最后, 讲述了和堆芯能谱计算相关的其他物理问题. 进行了总结和展望.

7.2.2 展望

大亚湾实验已经运行8个月, 并且发表了第一个物理结果. 在国际竞争激烈的环境下首先发现中微子混合角 θ_{13} 不为0的证据. 在整个实验正式开始取数之前, 相关的分析工具包括能谱预测的分析已经准备好.

大亚湾实验目前发表的结果是基于事例率的振荡分析. 在未来的2到3年内实验将继续取数, 使我们有足够的统计量进行能谱形状的振荡分析, 同时使我们能以世界最高的精度精确测量 θ_{13} . 堆芯能谱预测是实验必不可少的分析. 在实验未来的时间里将继续持续为实验提供物理分析的数据支持.

除了中微子振荡, 反应堆中微子能谱计算还有一些其他物理课题可以研究, 例如解析核素裂变中微子能谱, 监测堆芯核素的比例防止核扩散, 以及研究可能存在的惰性中微子等.

博士论文：大亚湾中微子流强计算及对实验灵敏度的影响

参考文献

- [1] D. Decamp *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **235**, 399 (1990).
- [2] H. Band *et al.*, Annals N. Y. Acad. Sci. **578**, 445 (1989).
- [3] P. Minkowski, Phys. Lett. B 67, 421 (1977); R.N Mohapatra and G. Senjanovic, Phys. Rev. Lett. 44, 912 (1980).
- [4] M. Fukugita and T. Yanagida, Phys. Lett. B 174, 45 (1986).
- [5] The physics of Majorana neutrinos and $0\nu\beta\beta$ are discussed in S. Bilenky and S. Petcov, Rev. Mod. Phys. 59, 671 (1987) [Erratum - ibid. 61, 169 (1987)]; B. Kayser, F. Gibrat-Debu, and F. Perrier, The Physics of Massive Neutrinos (World Scientific, Singapore, 1989); B. Kayser, Physica Scripta T121, 156 (2005).
- [6] A. Aguilar *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001)
- [7] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [The MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 231801 (2007)
- [8] W. Hampel *et al.* [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B **447**, 127 (1999).
- [9] J. N. Abdurashitov *et al.* [SAGE Collaboration], Phys. Rev. C **60**, 055801 (1999)
- [10] K. S. Hirata *et al.* Phys. Rev., D44:2241 - 2260, 1991.
- [11] Y. Fukuda *et al.* Phys. Rev. Lett., 77:1683 - 1686, 1996.
- [12] Q. R. Ahmad *et al.* Phys. Rev. Lett., 87:071301, 2001.

参考文献

- [13] Q. R. Ahmad et al. Phys. Rev. Lett., 89:011301, 2002.
- [14] Q. R. Ahmad et al. Phys. Rev. Lett., 89:011302, 2002.
- [15] S. N. Ahmed et al. Phys. Rev. Lett., 92:181301, 2004.
- [16] B. Aharmim et al. Phys. Rev., C72:055502, 2005.
- [17] Phys. Rev. Lett. 90:021802, 2003.
- [18] F. Reines, C. L. Cowan, F. B. Harrison, A. D. McGuire, and H. W. Kruse. Phys. Rev., 117:159 – 173, 1960.
- [19] F. Boehm et al., Phys. Lett. B, **97**(1980) 310
- [20] H.Kwon et al., Phys. Rev. D, **24** (1981) 1097
- [21] P. Vogel, Phys. Rev. C, **19** (1979) 2259
- [22] J.F. Cavaignac et al., Phys. Lett. B **148** (1984) 387
- [23] Y. Declais et al., Nucl. Phys., B434:503 – 534, 1995.
- [24] G. Zacek et al., Phys. Lett. B, **164** (1985) 193
- [25] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], Eur. Phys. J. C **27**, 331 (2003)
- [26] F. Boehm et al. Phys. Rev., D64:112001, 2001.
- [27] F. Ardellier *et al.* [Double Chooz Collaboration], arXiv:hep-ex/0606025.
- [28] Daya Bay Collaboration, arXiv:hep-ex/0701029
- [29] RENO Collaboration, arXiv:1003.1391 [hep-ex]
- [30] F.P. An et al., Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay, arXiv:1203.1669
- [31] X. H. Guo et al. (Daya Bay Collaboration), Proposal of the Daya Bay experiment, arXiv:hep-ex/0701029 (2007).

- [32] L. A. Mikaelyan and V.V. Sinev, Phys. Atomic Nucl. 63 (2000) 1002 [arXiv:hep-ex/9908047].
- [33] F. P. An et al., A side-by-side comparison of Daya Bay antineutrino detectors, arXiv:1202.6181
- [34] W. G. K. Schreckenbach, G. Colvin and F. von Feilitzsch, Phys. Lett. **B160**, 325 (1985).
- [35] A. F. von Feilitzsch and K. Schreckenbach, Phys. Lett. **B118**, 162 (1982).
- [36] A. A. Hahn *et al.*, Phys. Lett. **B218**, 365 (1989).
- [37] P. Vogel, G. K. Schenter, F. M. Mann, and R. E. Schenter, Phys. Rev. **C24**, 1543 (1981).
- [38] P. Vogel and J. F. Beacom Phys. Rev. D 60, 053003 (1999).
- [39] T. Mueller et al., Phys. Rev. **C83**, 054615 (2011).
- [40] P. Huber, Phys. Rev. **C84**, 024617 (2011).
- [41] F.P. An et al., Chinese Phys. **C33**, 711 (2009).
- [42] Kopeikin et al., Physics of Atomic Nuclei, Vol.67, No.10, 1892
- [43] J. Cao, proceeding of *Neutrino 2010*, to appear in Nucl. Phys. B Proc. Supp. [arXiv:1101.2266] (2011).
- [44] S. F. E. Tournu *et al.*, EPRI 2001.1001470, Palo Alto, CA (2001).
- [45] C. Xu *et al.*, Chin. J. Nucl. Sci. and Eng. **23**, 26 (2003).
- [46] S. Rauck, SCIENCE V2 nuclear code package - qualification report (Rev A), Fram-atome ANP Document NFPSD/DC/89, 14 (2004).
- [47] R. Sanchez *et al.*, Nucl. Eng. Tech. **42**, 474 (2010).
- [48] J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 36 (2009) 045002 (20pp)

参考文献

- [49] EPRI Tech Report 1003040: Application of Orifice Plates for Measurement of Feed-water Flow: EdF Plant Experience
- [50] C. Xu et al., Chinese Journal of Nuclear Science and Engineering 25, p271 (2005).
- [51] S. Rauck, SCIENCE V2 nuclear code package - qualification report (Rev A), Fram-atome ANP Document NFPSD/DC/89, 14 (2004). (2004).
- [52] A. Sirlin, Phys. Rev. 164, 1767 (1967).
- [53] P. Vogel, Phys. Rev. D29, 1918 (1984).
- [54] Th. A. Mueller et al., Phys. Rev. C 83, 054615 (2011).
- [55] D. Wilkinson, Nucl. Phys. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 290, 509 (1990).
- [56] W. G. K. Schreckenbach, G. Colvin and F. von Feilitzsch, Phys.Lett. B160, 325 (1985).
- [57] A. F. von Feilitzsch and K. Schreckenbach, Phys. Lett. B118,162(1982)
- [58] A. A. Hahn et al., Phys. Lett. B218, 365 (1989).
- [59] W. Mampe et al., Nucl. Instrum. Meth. 154, 127 (1978).
- [60] C. Bemporad et al., Rev. Mod. Phys. 74, 297 – 328 (2002)
- [61] H-V. Klapdor et al. Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 127;
H-V. Klapdor et al. Phys. Lett. B112 (1982) 22.
- [62] Phys. Rev. D 83, 073006 (2011).
- [63] D.H. Wilkinson, Z. Phys. A 348, 129 (1994); A. Sirlin, in Precision Tests of the Standard Model, edited by P. Langacker (World Scientific, Singapore, 1995); J.C. Hardy and I.S. Towner, nucl-th/9812036.
- [64] C. Bemporad et al., Rev. Mod. Phys. 74, 297 – 328 (2002)
- [65] V. I. Kopeikin et al., Physics of Atomic Nuclei, 2006, Vol. 69, No. 2, pp. 185 – 188.

- [66] Y. Declais et al., Physics Letters B 338 (1994) 383-389
- [67] V.V. Sinev arXiv:0902.3781, 2009.
- [68] G. Mention et al., Phys. Rev. D 83, 073006 (2011)
- [69] M. Cribier et al., Phys. Rev. Lett. 107, 201801 (2011)

参考文献

发表文章目录

1. **Systematic impact of spent nuclear fuel on θ_{13} sensitivity at reactor neutrino experiment**
F. P. An *et al.*, Chin. Phys. C33, 711 (2009)
2. **A study of antineutrino spectra from spent nuclear fuel at Daya Bay**
B. Zhou *et al.*, Chin. Phys. C36, 1 (2012).
3. **Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay**
F. P. An *et al.* [Daya Bay Collaboration]
accepted by PRL, [arXiv:1203.1669]
4. **A side-by-side comparison of Daya Bay antineutrino detectors**
F. P. An *et al.* [Daya Bay Collaboration]
submitted to NIM, [arXiv:1202.6181]

致谢

在论文完成之际, 借这个机会向多年来给我关心和帮助的老师, 同学, 朋友和家人表示感谢!

首先感谢我的导师曹俊研究员, 几年来给了我大量悉心的指导, 在研究的选题和每一阶段的工作上都倾注了大量心血. 曹老师的严谨的科研态度, 尤其是看待和处理问题的方法, 都让我受益匪浅. 曹老师学识的广度, 思考问题的深度, 思维的敏锐以及工作的勤奋都让我深深敬佩. 在此向曹老师表示特别的感谢!

感谢大亚湾实验组的各位师兄师姐: 田新春、占亮、温良剑、李小波, 在我刚刚来到高能所时帮助我领上路, 在几年的科研学习生活中给了我各种指导和建议以及讨论. 感谢师弟师妹: 陈晓苏、夏冬梅、章飞虹、赵庆旺、吴振忠、陈晓辉, 我们进行了很多有益和有趣的讨论.

感谢大亚湾实验组的老师对我生活和工作上的关心和帮助, 特别感谢王贻芳老师, 王萌老师, 邢志忠老师.

感谢合作组内从事反应堆流强预测相关研究的老师和同事对我的帮助和支持: 感谢原子能研究院的周祖英老师、阮熙超老师和聂阳波、周斌两位同学, 感谢华北电力大学的马续波老师, 感谢弗吉尼亚理工的Patrick Huber对核废料计算的支持.

感谢合作组内的同学和同事对我的帮助, 作者要感谢索仑、何苗、王为、曹国富、

致谢

邹家恒、路浩奇、关梦云、钟玮丽、刘金昌、丁雅韵、王志民、路浩奇、肖华林、马列华、王玲玉、蒋文奇、徐吉磊、张一纯、于泽源、刘颖彪对我的各种帮助和支持.

感谢我的几位挚友, 杜博, 尹虹, 孙健, 邱睿智, 尚向军. 多年来给了我莫大的精神支持和鼓励.

感谢我的父母和家人. 感谢父亲在人生前一段的陪伴, 感谢母亲对我的理解. 感谢我的姐姐.