从大亚湾到江门中微子实验

张永鹏^{1*}, 杨长根^{1,2*}

1. 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049;

2. 中国科学院大学, 北京 100049

*联系人, 张永鹏, E-mail: ypzhang1991@ihep.ac.cn; 杨长根, E-mail: yangcg@ihep.ac.cn

收稿日期: 2021-04-01; 接受日期: 2021-07-07; 网络出版日期: 2021-08-20

摘要 中微子振荡现象是当前粒子物理领域的研究热点. 中微子振荡的发现确认了中微子具有微小的质量, 这也成为探索超出标准模型新物理的重要途径. 大亚湾反应堆中微子实验是研究短基线反应堆中微子振荡的地下实验, 其利用远近点全同探测器对反应堆中微子事例率及能谱进行相对测量, 以降低探测器关联误差及反应堆中微子流强预期误差. 大亚湾反应堆中微子实验在2018年使用1958天的数据公布了中微子振荡参数 $\sin^2 2\theta_{13}$ 与 $|\Delta m_{32}^2|$ 的最新结果, 其中 $\sin^2 2\theta_{13}$ 参数为目前最高的测量精度, 达到了3.4%, $|\Delta m_{32}^2|$ 的精度为2.8%, 其与MINOS, NovA及T2K等基于加速器中微子的实验测量精度相当. θ_{13} 的精确测量将有利于下一代中微子实验确定中微子质量顺序以及测量CP破坏相角等未知的中微子振荡参数, 其中包括了我国正在建设的江门中微子实验. 它的主要科学目标是通过在中等基线下精确测量反应堆中微子能谱来确定中微子质量顺序. 探测器可以实现3%的超高能量分辨率和小于1%的能标误差, 从而在6年的取数时间内以3–4 σ 的置信度测量中微子质量顺序. 此外江门中微子实验也将精确测量中微子振荡参数, 同时将在超新星中微子、太阳中微子、大气中微子、地球中微子、核子衰变等物理研究领域做出重要的贡献.

关键词 大亚湾反应堆中微子实验, 江门中微子实验, 中微子振荡

PACS: 14.60.Lm, 14.60.Pq, 29.40.Mc

1 引言

自1998年Super-Kamiokande实验组确认发现大气中微子的振荡现象后^[1], 中微子振荡成为粒子物理领域中的热点. 中微子振荡是宏观量子相干的现象, 其发生是由于不同中微子存在不同的微小质量, 且中微子的质量本征态和味道本征态存在混合, 会导致某一味道中微子在飞行中周期性地转换成另一味道中微

子. 中微子振荡的发现给予了人们对超越标准模型新物理的研究途径. 这是因为在标准模型中, 弱相互作用里存在宇称不守恒的现象, 因此标准模型中并未引入右手中微子或左手反中微子, 导致中微子的质量只能为零.

在当前中微子振荡理论框架下, 三代中微子的味道本征态分别是电子中微子(ν_e)、缪子中微子(ν_μ)和陶子中微子(ν_τ), 其质量本征态可以表示成 ν_1, ν_2, ν_3 . 三

引用格式: 张永鹏, 杨长根. 从大亚湾到江门中微子实验. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 092002
Zhang Y P, Yang C G. From Daya Bay experiment to Jiangmen Underground Neutrino Observatory experiment (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 092002, doi: 10.1360/SSPMA-2021-0088

代中微子振荡可以由以下6个振荡参数描述: 中微子混合角 θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} 以及两个独立的质量平方差 $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$ 和 $\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$ (或 Δm_{31}^2)、电荷宇称破坏角(δ_{CP}). 在中微子振荡的研究中, 由太阳中微子实验和长基线反应堆中微子实验测量到了 θ_{12} 和 Δm_{21}^2 , 如SNO实验^[2]、Borexino实验^[3]、Super-Kamiokande实验^[4]、KamLAND实验^[5], 而由大气中微子实验和加速器中微子实验测量到了 θ_{23} 和 $|\Delta m_{32}^2|$, 如Super-Kamiokande实验^[6]、IceCube实验^[7]、MINOS实验^[8]、T2K实验^[9]、NovA实验^[10]. Δm_{32}^2 的符号表征着中微子质量顺序的正反, 若符号为+, 则质量顺序为正顺序, 若为-, 则质量顺序为反顺序. θ_{13} 相对于其他混合角小得多, 对实验测量的精度也提出了更高的要求. 虽然长基线加速器实验也可以测量 θ_{13} ^[11, 12], 但振荡几率同时也与 δ_{CP} 、物质效应有关, 并不能唯一测量 θ_{13} . 为此在国际上利用短基线反应堆中微子测量 θ_{13} 的方案被相继提出, 如中国的大亚湾反应堆中微子实验^[13]、韩国的RENO实验^[14]、法国的Double Chooz实验^[15]. 其中大亚湾实验凭借测量精度更高的探测器和全体合作成员的不懈努力, 于2012年3月8日率先以5.2倍的标准偏差公布了实验结果, $\sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.016(\text{stat.}) \pm 0.005(\text{syst.})$. θ_{13} 的精确测量对中微子领域的研究有着重要的物理意义, 表明了中微子质量顺序以及 δ_{CP} 在未来十几年内利用现有的探测技术就可以进行测量, 即为下一代中微子实验指明了方向. 因此, 国际上相继提出了多个以测量中微子质量顺序或者 δ_{CP} 为目标的实验, 包括中国的江门中微子实验^[16]、美国的NovA和DUNE实验^[17]、南极洲的PINGU实验^[18]、日本的Hyper-K实验^[19], 以及韩国的RENO-50实验^[20]、印度的INO实验^[21]和法国的ORCA实验^[22]等, 预计在未来十几年, 中微子研究领域会相继出现很多重大的结果. 本文将着重介绍中国的大亚湾实验和江门实验.

2 反应堆中微子探测原理

大亚湾实验和江门实验均是利用反应堆中微子源研究中微子振荡. 商业型压水核反应堆中的核燃料主要是 ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U 和 ^{241}Pu , 这些元素及其裂变产物经过 β 衰变后会放出大量的 $\bar{\nu}_e$, 其他元素对中微子通量的贡献小于0.3%. 一个热功率为1 GW_{th}的压水核反应堆, 每秒释放出 $\bar{\nu}_e$ 的数目约为 2×10^{20} ^[23].

大亚湾实验和江门实验都是利用液体闪烁体(液闪)作为灵敏介质去探测中微子, 其原理是通过测量 $\bar{\nu}_e$ 和质子(p)发生反 β 反应(IBD)产生的正电子和质子的方法来计算 $\bar{\nu}_e$ 的通量和能谱. 两个实验所用的液闪除溶质含量不一样外, 大亚湾实验所用液闪中掺入了钆(Gd)元素以压低本底信号. 在液闪中, 正电子会立即湮灭并形成快信号, 而中子则需要经过一定时间的慢化形成热中子, 然后被原子核俘获. 俘获中子后的原子核处于不稳定状态, 会释放多个 γ , 这些 γ 会形成慢信号. 快慢信号的时间符合测量可以极大降低实验本底. 图1显示的是反应堆实验中探测 $\bar{\nu}_e$ 的原理.

由于反应堆产生的纯 $\bar{\nu}_e$ 能量较小, 平均能量约2 MeV, 其转换成的 $\bar{\nu}_\mu$ 和 $\bar{\nu}_\tau$ 在液闪中发生带电流过程是禁戒的, 所以实验中观测的是 $\bar{\nu}_e$ 的消失现象. 在三代中微子振荡模型中, $\bar{\nu}_e$ 在真空中的存活几率 P_{sur} 满足:

$$\begin{aligned} P_{\text{sur}} &= 1 - P_{12} - P_{13} \\ &= 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{21} \\ &\quad - \sin^2 2\theta_{13} (\cos^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{31} + \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{32}), \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L / (4E) = 1.267 \Delta m_{ij}^2 (\text{eV}^2) L (\text{m}) / E (\text{MeV})$, $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. L 为反应堆到探测器的基线长度, E 为反中微子的能量, m_j 为第 j 种反中微子的质量. 图2所示为 $\bar{\nu}_e$ 存活几率 P_{sur} 随基线长度的变化. 其中第一个振荡极值由 P_{13} 主导, 且 P_{12} 影响很小, 因此大亚湾实验为了能精确测量 θ_{13} , 将远点探测器放置在第一个振荡极值

图1 (网络版彩图)液闪中利用IBD探测反应堆 $\bar{\nu}_e$ 的原理示意图

Figure 1 (Color online) Schematic diagram of the principle of using IBD reaction to detect $\bar{\nu}_e$ in LS.

图 2 (网络版彩图) $\bar{\nu}_e$ 存活几率随基线长度的变化

Figure 2 (Color online) The relationship between survival probability P_{sur} of $\bar{\nu}_e$ and baseline length.

的附近. 依照式(1), 考虑到 θ_{12} 和 Δm_{21}^2 的误差对短基线反应堆中微子振荡参数测量的影响可以忽略, 则由其他实验提供 θ_{12} 和 Δm_{21}^2 测量值时, 大亚湾实验可同时精确测量 $|\Delta m_{32}^2|$. 此外可以使用一个有效相位 Δ_{ee} ($\Delta m_{ee}^2 \approx \cos^2 \theta_{12} |\Delta m_{31}^2| + \sin^2 \theta_{12} |\Delta m_{32}^2|$) 将式子简化为^[23]

$$P_{\text{sur}} \approx 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{21} - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{ee}. \quad (2)$$

江门实验旨在测量中微子的质量顺序, 在中微子振荡幅度最大处, 不同质量顺序导致的振荡幅度差别最大, 因此将探测器放置在第二极大点附近.

3 大亚湾中微子实验

大亚湾实验探测器放置在大亚湾核电站附近, 核电站总共有6个核反应堆, 总功率为17.4 GW_{th}, 为世界上第二大核反应堆群, 确保了足够的中微子统计量. 大亚湾实验在离反应堆几百米处和1.8 km处总共放置8个全同探测器, 构成近点探测器和远点探测器. 在大亚湾近点(EH1)和岭澳近点实验厅(EH2)内各放置了2个探测器, 其余4个探测器放置在远点实验厅(EH3). 远近点相对测量可以减少反应堆中微子流强引起的误差, 这些探测器是全同探测器, 以降低探测器之间的相对误差, 其误差经实验测量小于0.2%. 探测器放在山体内, 通过山体屏蔽宇宙线muon引起的本底. 大亚湾近点、岭澳近点和远点对应的山体屏蔽水当量分别大约为250, 265和860 m.

3.1 大亚湾探测器系统

大亚湾实验探测器系统可以分为两部分, 其一一是用来探测反应堆中微子的反中微子探测器(AD), 其二是用于屏蔽环境放射性及宇宙线本底信号的反符合探测器, 包括水切伦科夫探测器和阻性板探测器(RPC).

图3所示为近点实验厅中探测器的结构布局图^[23]. 其中AD采用三层圆柱嵌套结构设计, 中心的透明有机玻璃罐灌满了20吨掺钆液闪(GdLS)作为反应堆中微子的探测靶物质. 实验中GdLS使用的是以线性烷基苯(LAB)为基底、PPO及bis-MSB为第一溶质和波长位移剂的液闪, 并被掺入0.1%质量的天然钆. 钆(Gd)的中子俘获截面大, 且退激发放出的几个光子(γ)的总能量大约为8.05 MeV, 而绝大部分天然放射性本底都集中在5 MeV以下, 使用GdLS可以极大地提高反中微子探测的信噪比. 第二层有机玻璃罐中灌满了22吨不掺钆的普通液闪, 这层液闪可以探测从内层GdLS跑到普通液闪中的 γ , 用于提高GdLS边界区域事例的 γ 收集效率, 减小边界事例的能量泄漏及由此带来的系统误差; 最外层是一个不锈钢罐, 在不锈钢罐和外层有机玻璃罐之间充满了白油, 192个8英寸的光电倍增管(PMT)浸泡在白油中. 白油可用于屏蔽PMT和不锈钢罐的本底. 由内到外三层圆柱罐体的直径大小分别为3, 4, 5 m, 高度分别为3, 4, 5 m. AD顶部有三个自动刻度单元(ACU-A, ACU-B, ACU-C), 里面放置着多个放射源, 如 ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{68}Ge , ^{54}Mn , ^{40}K , ^{241}Am - ^{13}C , Pu - ^{13}C , 可用于探测器的能标刻度, 非均匀性刻度等.

AD浸泡在由超纯水构成的水切伦科夫探测器中, 且每个AD与池壁的距离至少有2.5 m厚的水, 可使岩石天然放射性本底水平降低至百万分之一. 使用Tyvek(高密度聚乙烯)反射膜将水池分隔为内外水池(IWS, OWS), 其中外水池距离池壁约1 m. 内外水池内分别安装一定数量的PMT以构成双重水切伦科夫探测器, 从而提高主动标记muon的效率. 水池顶部覆盖了四层阻性板探测器(RPC)组成的探测器模块. 近点和远点实验厅内分别装有54个和81个RPC模块, 模块尺寸为2.17 m $\times$ 2.20 m $\times$ 0.08 m. 由于RPC特殊的信号读出条布局, RPC探测器可以在水平横截面上提供10 cm的位置分辨率^[24]. 在RPC探测器的上方2 m处安装了两个望远镜RPC模块, 其位置布局如图4所示^[25]. 利用望远镜RPC模块和底部的RPC探测器可精

确重建muon径迹, 以利于测量muon的角分布和宇生中子距离muon径迹的分布. 由内外水池及RPC探测器组成的反符合系统, 对muon的探测效率可以高达99.8%, 通过与muon的时间关联信息可以大大压低muon在岩石中产生的快中子本底以及在液闪中的宇生放射性核素引入的本底.

3.2 探测器性能

大亚湾实验最初以精确测量中微子振荡参数 $\sin^2 2\theta_{13}$ 为主要目标, 同时可精确测量振荡参数 $|\Delta m_{32}^2|$ 及反应堆中微子能谱、寻找惰性中微子及研究其他物理目标. 大亚湾实验使用远近点相对测量以抵消探测

器的关联误差, 因此对探测器能量响应的理解提出了很高的要求.

当中微子与液闪相互作用产生的正电子在沉积能量后, 液闪将产生大量光子, 这些光子经光学传播后击中PMT, 进而转化为电信号. 满足一定阈值的事例信号传输到服务器上形成原始数据, 后经重建成为供物理分析使用的重建数据. 探测器的刻度包含PMT的增益刻度及能量响应刻度, 后者又可以分为能标刻度、非均匀性刻度及非线性刻度. 其中PMT的增益刻度主要通过两种方式, 其一是每周一次使用LED弱光源; 其二是每天随机取PMT的暗噪声进行刻度. 能标刻度是使用每周一次的 ^{60}Co 刻度数据, 其可以确定探测器的光产额大小. 经长时间刻度测量, 探测器光产额每年约有1%的下降^[26], 可能是液闪光产额或衰减长度的变化导致. 探测器的非均匀性刻度是研究探测器内不同位置处能量响应的区别. 通过使用AD上方不同位置处的刻度单元里的 ^{60}Co 放射源对探测器内不同高度进行了刻度. 探测器内水平和竖直方向分别大约有17%和10%的空间非均匀性^[23]. 通过使用不同能量的各类放射源以及IBD反应后的中子俘获、 α 放射性等物理事例进行探测器刻度可以获得如图5所示的能量分辨率^[23]. 图5中模拟比实验数据的分辨率稍好的原因是实验数据中所使用的放射源的封装会导致光遮挡效应. 此外使用这些刻度数据可以给出不同AD间的能标误差小于0.2%, 远优于设计目标, 确保了远点、近点实验厅内不同AD间的全同性.

探测器的能量响应主要描述中微子真实能量和快信号重建能量间的关系, 其中最主要的影响是来自于探测器的非线性响应, 包括液闪非线性和电子学非线性. 其中液闪非线性是由于不同能量的带电粒子在液闪中的淬灭效应以及切伦科夫辐射的非线性贡献导致. 电子学非线性是由于探测器前端电子学读出系统(FEE)只考虑了液闪发光的快成分, 其积分时间窗口短于液闪发光慢成分的衰减时间, 这会给能量重建带来10%的非线性^[26]. 当使用放射源刻度探测器时, 并在FEE基础上研究探测器的非线性响应时, 由于电子学非线性和液闪非线性耦合在一起, 能量非线性模型的精度约为1%^[26]. 2015年大亚湾在近点实验厅中对其中一个AD安装了一套FADC读出系统, 并与FEE同时取数, 以直接测量电子学非线性^[27,28]. 同时大亚湾实验组使用了不同封装结构的 ^{60}Co 放射源研究了挡

图3 (网络版彩图)大亚湾近点实验厅探测器布局示意图^[23]
Figure 3 (Color online) Schematic diagram of detector layout in Daya Bay Near Hall [23].

图4 (网络版彩图)大亚湾近点实验厅内望远镜RPC模块与RPC探测器的位置布局图^[25]
Figure 4 (Color online) Photograph of EH1 showing the RPCs and telescope RPC system in position over the water pool [25].

光效应对能量重建时的影响. 此外利用宇生放射性核素 ^{12}B 的 β 能谱可以对能量模型进行约束. 经过上述研究, 图6所示为新的能量非线性模型^[26,27], 对于快信号能量大于2 MeV时其精度可以达到0.5%.

图7为通过望远镜RPC和RPC系统测量到的中子

图 5 (网络版彩图)利用各类刻度源以及IBD反应后的中子俘获、 α 放射性等物理事例测量得到探测器的能量分辨率. 其中蓝色标记点为实验数据, 红色标记点为模拟数据, 红、蓝线是由能量分辨率模型函数分别拟合模拟数据和实验数据得到^[23]

Figure 5 (Color online) Energy resolutions of the detector measured for calibration sources, neutron captures following inverse beta decay, and natural α radioactivity within the scintillator (open blue markers). The resolutions were consistent with Monte-Carlo simulation (solid red markers). The blue and red lines are obtained by fitting experimental data and simulation data respectively with the energy resolution function^[23].

图 6 (网络版彩图)探测器的能量非线性响应^[26,27]. 其中作为对比将以往的能量模型^[23]同时画出, 阴影区域对应于68%的置信区域

Figure 6 (Color online) Energy nonlinear response of the detector^[26,27]. The previous model^[23] is shown for comparison. The gray shaded band corresponds to the range of the 68% confidence interval.

图 7 (网络版彩图)大亚湾近点实验厅内中子俘获位置与muon径迹的垂直距离分布^[25]

Figure 7 (Color online) The distribution of the perpendicular distance between neutron capture position and the muon track for EH1 data^[25].

俘获位置距离muon径迹的分布^[25]. 图7中红色线为用线性函数对实验数据拟合得到的最佳拟合线, 而绿色和蓝色线分别是通过调整模拟参数得到的上下限. 由实验和模拟的对比能够更好地理解muon散裂形成的高能中子在探测器中传播的情形.

3.3 物理分析结果

IBD反应过程提供了快慢信号时间关联的特征. 通过此特征并对快慢信号能区进行限制可以很干净地挑选出IBD事例. 根据此信号特征可以将探测器内的本底分为两类: 单事例偶然符合构成的非关联本底; muon产生的 $^8\text{He}/^9\text{Li}$ 本底、快中子本底、ACU中的AmC源构成的本底、天然放射性U和Th衰变链中构成的 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 本底, 这些本底构成关联本底. 在大亚湾实验的GdLS中IBD反应产生的自由中子绝大部分会被Gd和H俘获, 俘获比例分别是84%和16%. 中子的俘获时间常数约为28 μs . 针对中子被Gd俘获后并作为慢信号的IBD事例挑选, 大亚湾实验自2011年12月24日开始取数, 至2017年8月30日总共1958天内, 三个实验厅总共挑选出 3.9×10^6 个IBD候选事例, 且本底事例贡献小于2%^[26]. 使用IBD事例率和能谱信息并构造带pull项的 χ^2 函数可以拟合得到 $\sin^2 2\theta_{13}$ 和 $|\Delta m_{32}^2|$. pull项由系统误差构成, 其中包含反应堆流强及谱形误差、本底事例率及谱形误差、探测器探测效率的非关联误差, 如相对能标误差、非线性误差、Gd俘获中子的比例误差等. 通过使用远近点

相对测量的方法来拟合得到振荡参数,可消除探测器关联误差以及减少反应堆误差.

2018年大亚湾实验公布了最新的测量结果,其中 $\sin^2 2\theta_{13}=0.0856 \pm 0.0029$,当假定中微子质量顺序为正顺序时 $\Delta m_{32}^2=(2.471^{+0.068}_{-0.070}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$,而当为反顺序时, $\Delta m_{32}^2=-(2.575^{+0.068}_{-0.070}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. $\sin^2 2\theta_{13}$ 和 $|\Delta m_{32}^2|$ 的测量精度分别达到了3.4%和2.8%. θ_{13} 的系统误差主要是探测器探测效率的非关联误差以及反应堆流强误差. $|\Delta m_{32}^2|$ 的系统误差主要是非关联的相对能标误差. 若按式(2)的存活几率去分析,则可以拟合得到有效质量平方差 $\Delta m_{ee}^2=(2.522^{+0.068}_{-0.070}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. 图8所示为拟合得到的对应不同置信区间的参数范围及 χ^2 分布^[26].

通过挑选被H俘获中子的IBD候选事例,可以提供一个独立的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 分析结果^[29]. 与Gd俘获中子的IBD分析结果相比,由于其具有更大的系统误差以及本底水平,精度相对较差,但联合两者结果,可以进一步提高 $\sin^2 2\theta_{13}$ 精度.

大亚湾除了可以对振荡参数进行精确测量外,也通过核燃料的演化对反应堆的中微子流强和核燃料各

组分的中微子能谱进行了精确测量^[30,31]. 此外反应堆能谱的精确测量可以进一步限制四代中微子模型假设下惰性中微子存在的参数区域^[32].

大亚湾实验已于2020年12月正式结束运行,其测量到世界上最精确的 $\sin^2 2\theta_{13}$,未来将利用更多的数据进行分析,预期 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的精度可以达到2.7%. 因其对于中微子振荡研究的突出贡献,被授予2016年国家自然科学一等奖和2016年基础物理的重大突破奖.

4 江门中微子实验

2008年中国科学院高能物理研究所团队提议通过测量中等基线的大亚湾反应堆中微子能谱来确定中微子质量顺序,即大亚湾二期实验^[33,34]. 为提高测量质量顺序灵敏度,除需要使反应堆中微子振荡几率极大以外,还需要使各个反应堆距离实验探测器的基线一致以避免不同基线距离造成振荡中的干涉效应相互抵消. 但由于大亚湾核电站附近区域未来不清晰的核电站布局,2012年实验地址更改为广东省江门市,项目名称更改为江门中微子实验. 江门中微子实验将利用基线距离约为53 km的阳江和台山核电站作为反应堆中微子源. 这两个反应堆群的总热功率为26.6 GW_{th}. 自大亚湾实验以及Double Chooz, RENO实验相继测得较大的 θ_{13} 后,2013年正式批准江门中微子实验. 2015年江门中微子实验开始建设,预计2022年建设完成并在2023年开始取数.

江门中微子实验是一个多物理目标的实验,主要目标是确定中微子质量顺序,也将对中微子的振荡参数进行精确测量,此外江门实验也将在其他多个物理方面做出贡献,如超新星中微子监测、太阳中微子、大气中微子、地球中微子、超新星中微子扩散背景、核子衰变等.

为能观测到反应堆中微子能谱由于质量顺序的不同导致的能谱畸变,江门实验除需要满足各反应堆至探测器的基线距离差小于0.5 km外,探测器的能量分辨率需要小于 $3\%/\sqrt{E} \text{ (MeV)}$ 且能标误差小于1%^[16,35-37]. 为提高信噪比,需要减少探测器的muon事例率,江门实验将探测器置于700 m的岩石覆盖下, muon事例率降低至0.004 Hz/m². 此外还需要对muon径迹进行精确重建,以增大muon反符合后的有效灵敏体积.

图 8 (网络版彩图)三个椭圆由内而外依次展示了 Δm_{ee}^2 与 $\sin^2 2\theta_{13}$ 对应的68.3%, 95.5%, 99.7%置信区间的允许范围. 黑色十字为两个参数的最佳拟合值及一维误差. Δm_{ee}^2 与 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的一维 χ^2 分布分别如右面板和上面板所示^[26]

Figure 8 (Color online) The three ellipses show the allowed ranges of the 68.3%, 95.5%, and 99.7% confidence intervals in the Δm_{ee}^2 - $\sin^2 2\theta_{13}$ plane. The black cross is the best fit value and one-dimensional error of the two parameters. The one-dimensional χ^2 distributions of Δm_{ee}^2 and $\sin^2 2\theta_{13}$ are shown in the right and upper panels, respectively^[26].

由大亚湾实验及其他各类短基线反应堆中微子实验发现反应堆能谱的理论预期模型与实验测量的数据有很大的差异, 为此2018年提出建设能精确测量反应堆中微子能谱的实验——台山中微子实验(TAO)^[38]. TAO通过利用SiPM来增大光覆盖面积和量子效率, 以达到 $2\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ 的高精度能量分辨率. TAO探测器被放置在离反应堆堆芯30 m处. TAO将为江门实验提供精确的反应堆能谱, 同时也可对核数据库提供一些高精度的测量.

4.1 江门探测器系统

江门探测器系统主要包含中心探测器和反符合探测器, 其中反符合探测器由水切伦科夫探测器与顶部径迹探测器构成. 图9所示为江门探测器系统的结构布局示意图^[39,40]. 中心探测器是一个装有2万吨液闪的有机玻璃球. 有机玻璃球厚度为12 cm, 内直径为35.4 m, 并通过球形不锈钢网架支撑结构进行固定. 为降低液闪自身放射性水平, 江门实验所使用的液闪配方类似于大亚湾实验, 但并未掺入Gd络合物. 整个中心探测器被浸泡在一个圆柱形的水池中, 以屏蔽周围岩石的天然放射性进入液闪中. 水池直径43.5 m, 高44 m, 内部填充3万吨超纯水. 在网架结构上安装Tyvek反射膜, 其将水池分隔成内外两部分以提高光收集效率, 并形成光隔离. 其中网架结构上放置17612个20英寸的PMT和25600个3英寸的PMT, 并面向内水池以收集液闪发出的光信号. 这两种PMT的光覆盖面分别是75.2%和2.7%, 平均光探测效率分别是29.1%和24%. 有机玻璃球表面至PMT玻璃面有1.4 m, 因此其间的水可以屏蔽PMT玻璃及网架结构带来的天然放射性. 由于尺寸较大的PMT的光电子探测效率易受地磁场影响, 在网结构上安装有地磁屏蔽线圈以屏蔽地磁场. 在中心探测器顶部, 通过一根直径80 cm的有机玻璃管(“脖子”)将刻度系统与中心探测器相连.

在网架上同时安装有2400个20英寸PMT, 并面向外水池, 从而形成探测muon的水切伦科夫探测器. 为降低光子在水传播中的损失, 用超纯水循环系统对水池内水进行循环净化以确保水质. 考虑到探测器内不同材料的热膨胀系数不一致, 特别是有机玻璃与不锈钢材料的接触处, 需要确保有机玻璃附近的水温稳定在 $(21 \pm 1)^\circ\text{C}$. 通过大量的模拟优化计算, 利用布水器

在水池底部及顶部中心处入水, 从中心探测器赤道处出水, 并控制流速以及减少湍流等来确保温度的稳定性. 考虑到天然放射性元素氡气易溶于水, 水池壁贴有5 mm厚的HDPE膜以阻挡岩石表面析出的氡气和高氡浓度的地下水渗透. 整个水池顶部使用黑色橡胶布做成密封盖子进行密封, 并在水面与盖子中间充入正压的高纯氮气以隔绝空气中氡气的影响.

江门探测器的反符合系统除水切伦科夫探测器以外, 在水池上方覆盖了由OPERA实验中塑料闪烁体组成的顶部径迹探测器(TT). TT总共由62个模块组成, 每个模块灵敏面积为 $6.7\text{ m} \times 6.7\text{ m}$. 为降低周围环境的天然放射性对TT的影响, 将模块分为多层并平行间隔放置, 同时多层模块之间进行符合以探测muon. 经模拟计算muon径迹的重建角度分辨率可以达到 0.2° . 更高的muon径迹重建精度可以更好地测量中子或宇生同位素与muon的距离或时间分布, 利于扣除中微子数据分析中的muon引入的本底.

为满足测量质量顺序的物理需求, 江门实验里液闪中放射性U/Th含量需要小于 10^{-15} g/g , 而针对太阳中微子测量, 放射性U/Th含量需要小于 10^{-17} g/g . 为此在LAB中混入PPO, Bis-MSB制备液闪前, 需要先利用氧化铝及蒸馏塔对LAB纯化, 以去除放射性杂质并提高透明度. 混合好的液闪将通过水萃取装置、气体剥离塔以进一步脱除放射性杂质和放射性气体. 在液闪罐装探测器前, 将利用在实验现场搭建的在线液

图9 (网络版彩图)江门探测器系统示意图^[39,40]

Figure 9 (Color online) Schematic diagram of Jiangmen detector system^[39,40].

闪放射性监测探测器(OSIRIS)对液闪中的放射性含量进行测量. OSIRIS探测器结构类似于大亚湾AD, 有机玻璃内可装载17吨液闪. 通过测量液闪中 ^{214}Bi - ^{214}Po (164 μs) 和 ^{212}Bi - ^{212}Po (0.43 μs) 的级联衰变信号, 以确定U/Th含量是否满足物理需求. 此外中心探测器的其他部件也需要利用低本底材料构建, 如低本底不锈钢、低本底有机玻璃等.

4.2 探测器性能

针对探测器能标刻度、非均匀性刻度、非线性刻度, 江门实验刻度系统使用4套独立的装置分别对整个探测器进行多种放射源的刻度^[41], 分别是: (1) ACU (Automatic Calibration Unit), 沿着中心探测器轴线进行扫描刻度; (2) CLS (Cable Loop System), 通过调节连接放射源的绳索长度以对中心探测器某一竖直平面进行二维扫描刻度; (3) GTCS (Guide Tube Calibration System), 通过移动有机玻璃球外部安装的管道内的放射源位置, 从而刻度中心探测器边缘处的非均匀性; (4) ROV (Remotely Operated under-LS Vehicle), 利用放置在液闪中的“小潜艇”, 可以远程遥控对整个探测器进行扫描刻度.

此外, 还将利用一个波长为266 nm的紫外激光源对PMT的时间响应进行刻度. 使用多种放射源刻度并尽可能扫描整个探测器, 以确保中心探测器能量分辨率达到 $3\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$, 且能量非线性精度小于1%, 满足江门实验测量质量顺序的物理需求. 图10所示为在文献[41]所描述的江门刻度策略下, 经过考虑非均匀性修正、重建顶点分辨率、PMT量子效率变化等因素后, 探测器的能量分辨在1 MeV处为3.02%, 且能标误差小于1%.

Muon及其宇生同位素、快中子是物理分析中的重要本底. 探测器在岩石覆盖的基础下, Muon在江门实验大厅的流强降低至0.004 Hz/m². 依托于水切伦科夫探测器及TT对muon的探测, 可以有效地降低这部分本底. 基于模拟计算水切伦科夫探测器探测muon的效率可以达到99.5%, 来自muon散裂产生的快中子本底预计每天只有0.1个. 由于TT并未全部覆盖整个水池顶部, 穿过中心探测器内的muon约有1/3会被探测到. 基于TT探测器自身结构特性, muon径迹重建精度很高, 其muon径迹重建效率约为93%且角度分辨率为0.2°.

图10 (网络版彩图) (a) 为利用探测器内均匀分布的IBD事例得到能量分辨率, 并利用能量分辨率函数进行了拟合; (b) 为正电子的重建动能与真实动能的偏差随真实能量的变化, 其表征了重建能标的误差变化, 阴影部分为 1σ 对应的误差分布^[41]

Figure 10 (Color online) (a) The detector energy resolution is obtained by using uniformly distributed IBDs and the fit of the energy resolution is performed. (b) The deviation in the reconstructed positron kinetic energy as a function of true energy is shown, which characterizes the energy scale error. The band represents the uncertainties in the calibration procedure [41].

基于模拟整个探测器各种材料的天然放射性在江门实验感兴趣的能区内造成的偶然符合本底, 从而评估及筛选、控制材料的天然放射性水平. 对材料或装置的生产、清洁、存储、装配等过程需要仔细操作, 以免杂质污染材料表面, 如有机玻璃表面贴有1 μm 厚的尼龙膜以防止灰尘沾染到表面. 基于各种材料天然放射性含量的全探测器模拟显示, 在液闪全体积内大于0.7 MeV的计数率约为59 Hz. 若是进行半径17.2 m的有效体积判选, 则由各材料的天然放射性在液闪中造成的计数率约为7.1 Hz^[40], 满足实验物理需求.

4.3 物理目标

由图2可知, 基线距离为53 km附近时, 振荡幅度最大, 这样更有利于测量式(1)中的各项振荡参数. 按照IBD反应截面及中微子流强等信息, 由江门实验6年的数据统计量可以预期所测量的中微子能谱如图11所示^[16]. 图11中也同时画出了无振荡时和正反质量顺序时的能谱, 可以明显观察到4个振荡参数对能谱形状的影响区别. 江门实验通过精确测量反应堆中微子能谱, 可以同时测量这些参数, 即由 Δm_{21}^2 驱动及 $\sin^2 2\theta_{12}$ 调制幅度的低频振荡和由 Δm_{32}^2 驱动及 $\sin^2 2\theta_{13}$ 调制幅度的高频振荡. 其中 $\sin \theta_{13}$ 的测量精度主要由短基线反应堆中微子实验决定, 而江门实验对其他3个参数的测量精度预期好于0.6%, 将远超现有中微子振荡实验对此三个参数的测量精度^[16]. 这些振荡参数的精确测量对未来验证PMNS矩阵的么正性起到重要作用.

在图11中可以看出, 由 Δm_{32}^2 驱动的高频振荡能谱峰位变化就可以决定中微子的质量顺序. 因此江门实验通过精确测量反应堆中微子能谱就可以很干净地确定质量顺序, 将区别于依赖 δ_{CP} 和 θ_{23} 八分圆问题的加速器或大气中微子质量顺序实验. 基于全探测器的模拟计算, 并进行有效体积判选、快慢信号符合、muon反符合等条件后, IBD事例率约为每天60个, 同样挑选条件下约有6%的本底水平. 在假设正或反质量顺序的情况下, 使用带有pull项的 χ^2 函数并由理论预期能谱去拟合测量能谱, 分别计算出 $\chi_{\min}^2(\text{IO})$, $\chi_{\min}^2(\text{NO})$. 这两个极

小值的差别定义为质量顺序灵敏度, 即

$$\chi^2(\text{MO}) = |\chi_{\min}^2(\text{NO}) - \chi_{\min}^2(\text{IO})|. \quad (3)$$

基于上文所描述探测器配置下, 经过6年取数后, 质量顺序灵敏度可以达到 3σ 置信水平. 由于江门实验测量质量顺序方式的独特性, 其未来可以与通过物质效应来确定质量顺序的加速器或大气中微子实验的结果联合分析, 以增加质量顺序灵敏度, 如JUNO+PINGU+ORCA的联合分析^[42]或JUNO+T2K+NovA的联合分析.

中微子在超新星的核坍缩和爆炸的动力学演化过程中扮演重要的角色. 江门实验可以通过IBD、中微子与电子的弹性散射、中微子与质子的弹性散射、中微子与 ^{12}C 的带电流及中性流作用等过程对所有味道的超新星中微子进行探测. 江门实验拥有巨大的探测介质和极低的能量阈值, 可以提供不同味道中微子的含量、亮度、能谱、时间等信息^[43]. 这些信息有助于理解超新星爆发和恒星演化, 同时对理解不同的超新星理论模型有重要的意义. 由于中微子比光子离开超新星的时间更早, 超新星中微子更早到达地球, 所以对超新星中微子的探测可以预警超新星爆发. 为此江门实验专门建立了多信使触发系统, 这将会对下一代超新星预警系统(SNEWS2.0)起到重要作用^[44].

在可观测的宇宙内, 过去所有超新星爆发产生的中微子流强累积会形成超新星遗迹中微子(DSNB), 通过测量DSNB可以提供恒星形成速率、超新星爆发形成黑洞的比例、平均超新星中微子能谱等信息. DSNB中能量大于10 MeV以上的主要是反中微子流强, 可通过IBD反应来探测. 受益于江门实验中使用液闪中发生的IBD反应来探测DSNB, 其信号特征可以有效地压低本底水平, 且利用粒子鉴别能力也可以有效减少大气中微子的中性流本底. 对于 $\langle E_\nu \rangle \geq 15 \text{ MeV}$ 的信号, 江门实验预期在10年的数据量上以 3σ 置信度证明DSNB信号的存在^[45]. 此灵敏度与未来Super-Kamiokande实验掺Gd后进而探测DSNB的灵敏度可比拟.

江门实验同样可以对太阳中微子进行测量. 受益于江门实验具有很高的能量分辨率及低能量阈值, 利用电子弹性散射测量 ^8B 中微子时, 经过扣除宇生放射性元素、液闪及材料放射性等产生的本底后, 预期10年的取数时间后将能探测到60000个信号和30000个本

图 11 (网络版彩图)假定6年的取数时间时预期的反应堆中微子能谱^[40]

Figure 11 (Color online) The expected reactor neutrino energy spectrum assuming 6 years of data-taking [40].

底信号^[46]. 由此测量的太阳中微子参数可以与反应堆中微子测量的参数相互印证.

此外大气中微子在穿过地球时发生的物质效应在质量顺序不同时, 中微子振荡几率不一样. 因此江门实验也可以通过测量大气中微子来确定质量顺序. 这将会是对江门实验利用反应堆中微子来确定质量顺序灵敏度的有力补充. 江门实验也将测量地球中微子, 可为地壳演化、地球中U/Th比例、地幔模型等提供有力信息. 由于江门实验液闪中含有大量的质子, 因而针对质子衰变的测量, 江门实验预期在10年数据量上对质子寿命可以达到 8.34×10^{33} 年的限制^[40].

基于江门实验探测器独特的高能量分辨率、超低的本底水平、巨大的灵敏体积和低能量阈值等特点也可以探索粒子物理、核物理或天文物理中一些有待解决的物理问题.

5 展望

中微子振荡物理研究在过去及未来近几十年蓬勃

发展, 在三代中微子框架下, 描述中微子的振荡参数均被反应堆中微子实验、太阳中微子实验、加速器中微子实验、大气中微子实验等各类实验所测量. 其中大亚湾实验预期对 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的测量精度可以达到2.7%, 而江门中微子实验对 $\sin^2 2\theta_{12}$, Δm_{21}^2 和 Δm_{32}^2 的测量精度将优于0.6%. 此外江门中微子实验预期在6年的统计量上以3–4 σ 的置信度确定中微子质量顺序. 未来十几年内大气中微子实验及加速器中微子实验也将对 δ_{CP} 和 $\sin \theta_{23}$ 的八分圆问题进行精确测量. 虽然中微子振荡现象的发现证实了中微子存在微小质量, 但各代中微子的绝对质量仍然未知. 未来或许将通过测量 β 衰变能谱、无中微子双 β 衰变或宇宙学测量三种方法来对绝对质量进行研究. 与中微子性质相关的遗留问题, 还有中微子是狄拉克粒子还是马约拉纳粒子, 以及是否存在惰性中微子, 这些中微子问题将会是未来中微子领域的研究热点. 随着各类中微子实验项目的建设, 未来几十年中微子也将将在天文学、宇宙学、地球物理等方面有着较大的进展.

致谢 本文内容是基于已公布的大亚湾实验及江门实验进展结果, 作者向大亚湾合作组和江门合作组所有成员致以诚挚的感谢.

参考文献

- 1 Fukuda Y, Hayakawa T, Ichihara E, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 1562–1567
- 2 Bellerive A, Klein J R, McDonald A B, et al. The sudbury neutrino observatory. *Nucl Phys B*, 2016, 908: 30–51
- 3 Bellini G. The impact of Borexino on the solar and neutrino physics. *Nucl Phys B*, 2016, 908: 178–198
- 4 Abe K, Haga Y, Hayato Y, et al. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-IV. *Phys Rev D*, 2016, 94: 052010
- 5 Abe S, Ebihara T, Enomoto S, et al. Precision measurement of neutrino oscillation parameters with KamLAND. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 221803
- 6 Jiang M, Abe K, Bronner C, et al. Atmospheric neutrino oscillation analysis with improved event reconstruction in Super-Kamiokande IV. *Prog Theor Exp Phys*, 2019, 2019(5): 053F01
- 7 Aartsen M G, Ackermann M, Adams J, et al. Measurement of atmospheric neutrino oscillations at 6–56 GeV with IceCube DeepCore. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 071801
- 8 Adamson P, Anghel I, Aurisano A, et al. Combined analysis of $\nu\mu$ disappearance and $\nu\mu \rightarrow \nu e$ appearance in MINOS using accelerator and atmospheric neutrinos. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 191801
- 9 Abe K, Adam J, Aihara H, et al. Measurement of neutrino oscillation parameters from muon neutrino disappearance with an off-axis beam. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 211803
- 10 Kolupaeva L. Recent three-flavor neutrino oscillation results from the NOvA experiment. *J Phys-Confer Ser*, 2020, 1690: 012172
- 11 Adamson P, Auty D J, Ayres D S, et al. Improved search for muon-neutrino to electron-neutrino oscillations in MINOS. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 181802
- 12 Abe K, Adam J, Aihara H, et al. Observation of electron neutrino appearance in a muon neutrino beam. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 061802
- 13 An F P, Bai J Z, Balantekin A B, et al. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 171803
- 14 Ahn J K, Chebotaryov S, Choi J H, et al. Observation of reactor electron antineutrinos disappearance in the RENO experiment. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 191802
- 15 Abe Y, dos Anjos J C, Barriere J C, et al. Background-independent measurement of θ_{13} in Double Chooz. *Phys Lett B*, 2014, 735: 51–56

- 16 An F, An G, An Q, et al. Neutrino physics with JUNO. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2016, 43: 030401
- 17 Adams C, Adams D, Akiri T, et al. The long-baseline neutrino experiment: Exploring fundamental symmetries of the universe. *arXiv:1307.7335*
- 18 Aartsen M G, Abraham K, Ackermann M, et al. PINGU: A vision for neutrino and particle physics at the South Pole. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2017, 44: 054006
- 19 Abe K, Abe T, Aihara H, et al. Letter of intent: The hyper-kamiokande experiment—detector design and physics potential. *arXiv: 1109.3262*
- 20 Djurcic Z. Review of reactor antineutrino experiments. *J Phys-Conf Ser*, 2013, 408: 012008
- 21 Datar V M, Mondal N K. India-based neutrino observatory. *Curr Sci*, 2017, 113: 701–706
- 22 Adrián-Martínez S, Ageron M, Aharonian F, et al. Letter of intent for KM3NeT 2.0. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2016, 43: 084001
- 23 An F P, Balantekin A B, Band H R, et al. Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the Daya Bay experiment. *Phys Rev D*, 2017, 95: 072006
- 24 An F P, Bai J Z, Balantekin A B, et al. The detector system of the Daya Bay reactor neutrino experiment. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2016, 811: 133–161
- 25 An F P, Balantekin A B, Band H R, et al. Cosmogenic neutron production at Daya Bay. *Phys Rev D*, 2018, 97: 052009
- 26 Adey D, An F P, Balantekin A B, et al. Measurement of the electron antineutrino oscillation with 1958 days of operation at Daya Bay. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 241805
- 27 Adey D, An F P, Balantekin A B, et al. A high precision calibration of the nonlinear energy response at Daya Bay. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2019, 940: 230–242
- 28 Huang Y, Chang J, Cheng Y, et al. The Flash ADC system and PMT waveform reconstruction for the Daya Bay experiment. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2018, 895: 48–55
- 29 An F P, Balantekin A B, Band H R, et al. New measurement of θ_{13} via neutron capture on hydrogen at Daya Bay. *Phys Rev D*, 2016, 93: 072011
- 30 An F P, Balantekin A B, Band H R, et al. Evolution of the reactor antineutrino flux and spectrum at Daya Bay. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 251801
- 31 Adey D, An F P, Balantekin A B, et al. Extraction of the U235 and Pu239 antineutrino spectra at Daya Bay. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 111801
- 32 Adamson P, An F P, Anghel I, et al. Improved constraints on sterile neutrino mixing from disappearance searches in the MINOS, MINOS+, Daya Bay, and Bugey-3 experiments. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 071801
- 33 Zhan L, Wang Y, Cao J, et al. Determination of the neutrino mass hierarchy at an intermediate baseline. *Phys Rev D*, 2008, 78: 111103
- 34 Zhan L, Wang Y, Cao J, et al. Experimental requirements to determine the neutrino mass hierarchy using reactor neutrinos. *Phys Rev D*, 2009, 79: 073007
- 35 Li Y F, Cao J, Wang Y, et al. Unambiguous determination of the neutrino mass hierarchy using reactor neutrinos. *Phys Rev D*, 2013, 88: 013008
- 36 Qian X, Tan A, Wang W, et al. Statistical evaluation of experimental determinations of neutrino mass hierarchy. *Phys Rev D*, 2012, 86: 113011
- 37 Qian X, Dwyer D A, McKeown R D, et al. Mass hierarchy resolution in reactor anti-neutrino experiments: Parameter degeneracies and detector energy response. *Phys Rev D*, 2013, 87: 033005
- 38 Abusleme A, Adam T, Ahmad S, et al. TAO conceptual design report: A precision measurement of the reactor antineutrino spectrum with sub-percent energy resolution. *arXiv: 2005.08745*
- 39 Djurcic Z, Guarino V, Cabrera A, et al. JUNO conceptual design report. *arXiv: 1508.07166*
- 40 Abusleme A, Adam T, Ahmad S, et al. JUNO physics and detector. *arXiv: 2104.02565*
- 41 Abusleme A, Adam T, Ahmad S, et al. Calibration strategy of the JUNO experiment. *J High Energ Phys*, 2021, 2021(3): 4
- 42 Aartsen M G, Ackermann M, Adams J, et al. Combined sensitivity to the neutrino mass ordering with JUNO, the IceCube Upgrade, and PINGU. *Phys Rev D*, 2020, 101: 032006
- 43 Li H L, Li Y F, Wen L J, et al. Prospects for pre-supernova neutrino observation in future large liquid-scintillator detectors. *J Cosmol Astropart Phys*, 2020, 2020(05): 049
- 44 Al Kharusi S, BenZvi S Y, Bobowski J S, et al. SNEWS 2.0: A next-generation supernova early warning system for multi-messenger astronomy. *New J Phys*, 2021, 23: 031201
- 45 Cheng J, Li Y F, Lu H Q, et al. Neutral-current background induced by atmospheric neutrinos at large liquid-scintillator detectors. II. Methodology for *in situ* measurements. *Phys Rev D*, 2021, 103: 053002
- 46 Abusleme A, Adam T, Ahmad S, et al. Feasibility and physics potential of detecting ^8B solar neutrinos at JUNO. *Chin Phys C*, 2021, 45: 023004

From Daya Bay experiment to Jiangmen Underground Neutrino Observatory experiment

ZHANG YongPeng^{1*} & YANG ChangGen^{1,2*}

¹*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

²*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

Currently, the neutrino oscillation phenomenon is of research interest in particle physics. The discovery of the neutrino oscillation phenomenon confirmed that neutrinos have a minute mass, which is an important way to explore new physics beyond the standard model. The Daya Bay reactor neutrino experiment is an underground experiment that studies short-baseline reactor neutrino oscillations. It uses the far and near-identical detectors to reduce the detector uncertainty and the reactor neutrino expected flux uncertainty to measure the anti-neutrino rate and energy spectrum. The Daya Bay experiment released the latest neutrino oscillation parameters $\sin^2 2\theta_{13}$ and $|\Delta m_{32}^2|$ in 2018, which used 1958 days of data. The $\sin^2 2\theta_{13}$ had the highest measurement precision to date, which reached 3.4%, and the precision of $|\Delta m_{32}^2|$ was 2.8%, which was comparable with that of the accelerator-based experiments, such as MINOS, NovA and T2K. The accurate measurement of θ_{13} will be helpful to the next-generation of neutrino experiments that will determine the neutrino mass ordering and measure the CP-violating phase. Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO) is a multipurpose neutrino experiment that is under construction. The main scientific aim of JUNO is to determine the neutrino mass ordering by measuring the neutrino energy spectrum with a resolution of 3% at 1 MeV and a $\geq 1\%$ energy linearity. The neutrino mass ordering can be measured with a significance $3-4\sigma$ based on six years of data that has been collected. In addition, JUNO will make a significant contribution to the precise measurement of neutrino oscillation parameters and the study of supernova neutrinos, solar neutrinos, atmospheric neutrinos, geoneutrinos, and nucleon decay.

Daya Bay Reactor Neutrino Experiment, JUNO experiment, neutrino oscillation

PACS: 14.60.Lm, 14.60.Pq, 29.40.Mc

doi: 10.1360/SSPMA-2021-0088