



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2015–5

В.И. Гаркуша, Ф.Н. Новоскольцев, А.А. Соколов

**Исследование осцилляций нейтрино с использованием
нейтринных пучков Ускорительного комплекса У-70**

Направлено в журнал
*“Ядерная физика
и инжиниринг”*

Протвино 2015

Аннотация

Гаркуша В.И., Новоскольцев Ф.Н., Соколов А.А. Исследование осцилляций нейтрино с использованием нейтринных пучков Ускорительного комплекса У-70: Препринт ИФВЭ 2015–5. – Протвино, 2015. – 39 с., 16 рис., 3 табл., библиогр.: 51.

В работе рассмотрена феноменология нейтринных осцилляций в рамках стандартной схемы смешивания трёх поколений нейтрино. Представлены результаты экспериментального измерения параметров нейтринных осцилляций. Дано описание нейтринных экспериментов на ускорителях; приведены требования к ускорительным экспериментам с длинной базой, необходимые для измерения параметров нейтринных осцилляций с новым уровнем точности. Рассмотрены схемы формирования нейтринного пучка в различных направлениях на ускорителе У-70, модернизированном в рамках проекта ОМЕГА, произведены расчеты энергетических спектров нейтрино. Дано сравнение выходов нейтринных событий в различных действующих и планируемых ускорительных экспериментах с длинной базой. Приведено сравнение чувствительности различных экспериментов к определению иерархии масс нейтрино и к обнаружению CP нарушения в лептонном секторе. Рассмотрена возможность изучения "LSND аномалии" в эксперименте на ускорителе У-70, модернизированном в рамках проекта ОМЕГА.

Abstract

Garkusha V.I., Novoskoltsev F.N., Sokolov A.A. Study of Neutrino Oscillations with the U-70 Accelerator Complex: IHEP Preprint 2015–5. – Protvino, 2015. – p. 39, figs. 16, tables 3, refs.: 51.

The phenomenology of neutrino oscillations in the framework of the standard mixing scheme with three neutrino generations is considered. The results of experimental measurements of neutrino oscillation parameters are presented. A description of accelerator neutrino experiments are presented; the requirements for long baseline neutrino experiments needed to measure neutrino oscillation parameters with a new level of precision are considered. We consider the schemes of neutrino beam formation in different directions at the U-70 accelerator, modernized within the OMEGA project; calculations of the neutrino energy spectra are done. A comparison of neutrino events yields in the various existing and planned long baseline neutrino accelerator experiments is shown. The comparison of the sensitivity of different experiments to the neutrino mass hierarchy determination and to the detection of the CP violation in the lepton sector is presented. The possibility of the "LSND anomaly" study at the experiment at the U-70, modernized within the OMEGA project is considered.

Введение

Нейтрино - одна из наиболее распространенных частиц во Вселенной, изучение свойств и взаимодействий которой продолжается более полувека. Но, несмотря на интенсивность работ в этой области и значительный прогресс экспериментальной техники, исследования свойств нейтрино и сегодня остаются наиболее востребованными и актуальными. Центральные проблемы связаны с выяснением природы нейтрино, которые могут быть дираковскими или майорановскими фермионами; с определением значений и иерархии масс нейтрино; с прецизионными измерениями свойств нейтрино в процессе их распространения в вакууме и веществе.

Наблюдение осцилляций нейтрино явилось наиболее важным открытием последних десятилетий в области физики частиц. В настоящее время в физике нейтрино происходит переход от наблюдения отдельных экспериментальных аномалий в область точных исследований с прочным теоретическим обоснованием. Для феноменологического описания осцилляций используется схема с тремя активными нейтрино (ν_e , ν_μ и ν_τ), связанными с массовыми состояниями (ν_1 , ν_2 и ν_3) через 3×3 матрицу смешивания Понтекорво - Маки - Накагава - Саката (ПМНС). Структура матрицы ПМНС определяется тремя углами смешивания θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} и фазой, отражающей несохранение комбинированной четности (нарушение CP-инвариантности) у лептонов.

Дальнейшие исследования свойств нейтрино открывают новые возможности изучения явлений, которые необходимы для построения более фундаментальной теории субатомной материи. Другой важнейший аспект этих исследований связан с решением фундаментальных проблем астрофизики и космологии, с пониманием роли нейтрино на ранних стадиях эволюции Вселенной, вкладом нейтрино в формирование наблюдаемой барионной асимметрии, возможной связи этой асимметрии с предполагаемым CP нарушением в лептонном секторе.

Попытки решения этих проблем будут в значительной степени определять и формировать основные направления развития физики элементарных частиц в ближайшие десятилетия.

К настоящему времени большинство параметров нейтринных осцилляций, а именно углы смешивания матрицы ПМНС, уже измерено, хотя и с ограниченной точностью. Тот факт, что все три угла смешивания нейтрино не равны нулю, указывает на возможную комплексную структуру матрицы смешивания, аналогично смешиванию между кварками и, следовательно, на возможность наличия CP нечетной фазы. Недавно в нескольких независимых экспериментах удалось измерить угол смешивания θ_{13} - ключевой элемент матрицы ПМНС, который определяет возможность экспериментального наблюдения нарушения CP-симметрии в нейтринных экспериментах. Большая величина угла смешивания $\theta_{13} \sim 9^\circ$, найденная в экспериментах T2K, MINOS, Double Chooz, Daya Bay и RENO в 2011-2012 гг., кардинально изменила планы исследований осцилляций нейтрино.

Сложилась уникальная ситуация для определения иерархии масс нейтрино и поиска нарушения CP-инвариантности в нейтринных осцилляционных экспериментах с “длинной” базой, ~ 1000 км и более, с использованием интенсивных пучков нейтрино от протонных ускорителей в широком диапазоне энергий. Полученная величина угла θ_{13} позволяет с большой определенностью планировать эксперименты, которые будут обладать высокой чувствительностью к измерению CP нечетной фазы.

Использование большой пролетной базы приводит к необходимости максимально возможного увеличения интенсивности нейтринного пучка и создания новых детекторов большой массы для получения достаточной статистики нейтринных событий. Таким образом, реализация программы исследований в этом направлении возможна лишь при условии модернизации существующих ускорительных комплексов и создания нейтринных детекторов нового поколения на основе самых передовых технологий. Следует подчеркнуть, что новые крупномасштабные нейтринные детекторы предполагается одновременно использовать для фундаментальных и междисциплинарных исследований в области нейтринной астрофизики, поисков распада протона, изучения гео-нейтрино и др.

Данная работа посвящена исследованию осцилляций нейтрино с использованием нейтринных пучков Ускорительного комплекса У-70 ГНЦ ИФВЭ, сравнению с возможностями других нейтринных экспериментов на ускорителях. В первой части работы рассмотрена феноменология нейтринных осцилляций в рамках стандартной схемы

смешивания 3-х поколений нейтрино. В частности, рассмотрены осцилляции нейтрино в вакууме и веществе, возможности экспериментального наблюдения нарушения CP-четности в лептонном секторе. Представлены результаты экспериментального измерения параметров нейтринных осцилляций. В следующей части дано описание нейтринных экспериментов на ускорителях; приведены требования к ускорительным экспериментам с длинной базой, необходимые для измерения параметров нейтринных осцилляций с новым уровнем точности. Рассмотрены схемы формирования нейтринного пучка в различных направлениях на ускорителе У-70, модернизированного в рамках проекта ОМЕГА (мощность 460 кВт), произведены расчеты энергетических спектров нейтрино. Дано сравнение выходов нейтринных событий в различных действующих и планируемых ускорительных экспериментах с длинной базой. Приведено сравнение чувствительности различных экспериментов к определению иерархии масс нейтрино и к обнаружению CP нарушения в лептонном секторе. Рассмотрена возможность изучения “LSND аномалии” в эксперименте на ускорителе У-70, модернизированного в рамках проекта ОМЕГА.

Феноменология нейтринных осцилляций

Осцилляции нейтрино в вакууме

Совокупность данных по измерению потоков солнечных (ν_e), атмосферных (ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$), реакторных нейтрино ($\bar{\nu}_e$), а также нейтрино, образованных на ускорителях (ν_μ), хорошо описывается в рамках гипотезы о существовании нейтринных осцилляций. На возможность существования нейтринных осцилляций $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ впервые указал Понтекорво [1,2]. Несколько позже, когда были экспериментально обнаружены два типа нейтрино, в работах Маки и др. [3] и Понтекорво [4] эта гипотеза была обобщена на случай осцилляций нейтрино различных ароматов. (См. также обзоры [5, 6].) В стандартной схеме смешивания 3-х поколений нейтрино состояния нейтрино определенных ароматов ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) являются смесью состояний с определенными массами ν_i ($i=1,2,3$)

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad . \quad (1)$$

Здесь U - унитарная матрица смешивания нейтрино (ПМНС матрица), используемая для описания осцилляций, в простейшем случае может быть параметризована тремя углами и дираковской фазой CP нарушения в лептонном секторе. Эта матрица обычно записывается в виде

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & \tilde{s}_{13}^* \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}\tilde{s}_{13}s_{23} & c_{12}c_{23} - s_{12}\tilde{s}_{13}s_{23} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}\tilde{s}_{13}c_{23} & -c_{12}s_{23} - s_{12}\tilde{s}_{13}c_{23} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ и $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, где $\theta_{ij} \in [0, \pi/2]$ углы смешивания состояний нейтрино с определенными массами, $\tilde{s}_{13} = s_{13}e^{i\delta_{CP}}$, $\delta_{CP} \in [0, 2\pi]$ фаза CP нарушения в лептонном секторе.

Для удобства описания экспериментов различных типов, в которых измеряются параметры осцилляций, матрица смешивания иногда записывается в виде

$$U = V_{23}W_{13}V_{12},$$

где

$$V_{12} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad W_{13} = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix}, \quad V_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}.$$

В экспериментах с солнечными нейтрино, измеряются элементы матрицы V_{12} , в экспериментах с атмосферными нейтрино - элементы матрицы V_{23} , в ускорительных/реакторных экспериментах возможно измерение элементов матрицы W_{13} .

Смешивание (1) приводит к тому, что в пучке нейтрино определенного аромата, которые образовались в какой-либо реакции слабого взаимодействия, с течением времени появляется примесь нейтрино других ароматов.

Действительно, нейтрино определенного аромата (типа) α , образовавшееся в реакции слабого взаимодействия, является смесью нейтрино с определенными массами m_i (см. (1)). Массовые состояния нейтрино имеют фиксированную энергию и их пространственно-временная зависимость может быть описана плоской волной $e^{i(\vec{p}\vec{x} - Et)}$. Мы полагаем, что импульс образованного нейтрино p имеет фиксированное значение.

Тогда, если $p \gg m_i$ для всех i , то энергия массового состояния записывается как $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + m_i^2 / 2p$. Состояние (1) эволюционирует во времени как

$$|v_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^3 e^{-im_i^2 t/2p} U_{\alpha i}^* |v_i\rangle. \quad (3)$$

Вероятность перехода нейтрино различных ароматов $|v_\alpha\rangle \rightarrow |v_\beta\rangle$ выражается в виде

$$P(v_\alpha \rightarrow v_\beta) = \left| \langle v_\alpha | v_\beta(t) \rangle \right|^2 = \sum_{i,j} U_{\beta i} U_{\alpha i}^* U_{\beta j}^* U_{\alpha j} e^{-i(m_i^2 - m_j^2)t/2p}$$

или

$$P(v_\alpha \rightarrow v_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\beta i} U_{\alpha i}^* U_{\beta j}^* U_{\alpha j}) \cdot \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \pm 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\beta i} U_{\alpha i}^* U_{\beta j}^* U_{\alpha j}) \cdot \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right). \quad (4)$$

Здесь $L(=t)$ дистанция, которую прошло нейтрино, $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Знак \pm в третьем члене формулы (4) отвечает за эффект CP нарушения, $+$ относится к осцилляциям нейтрино, $-$ к антинейтрино. Из уравнения (4) видно что, если матрица U комплексна, то вероятности $P(v_\alpha \rightarrow v_\beta)$ и $P(\bar{v}_\alpha \rightarrow \bar{v}_\beta)$ различны. Так как результатом CP преобразования перехода $v_\alpha \rightarrow v_\beta$ является переход $\bar{v}_\alpha \rightarrow \bar{v}_\beta$, то различие $P(v_\alpha \rightarrow v_\beta)$ и $P(\bar{v}_\alpha \rightarrow \bar{v}_\beta)$ означает нарушение CP-инвариантности.

Формула (4), используемая для описания процесса осцилляций нейтрино, зависит от шести параметров – от 3-х углов смешивания θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} , от фазы CP нарушения в лептонном секторе δ_{CP} , а также от 2-х значений разности квадратов масс Δm_{12}^2 , Δm_{23}^2 ($\Delta m_{31}^2 = -\Delta m_{12}^2 - \Delta m_{23}^2$).

Формула для вероятности осцилляций нейтрино (4) содержит синусоидальные функции, зависящие от L/E . Выражение (4) может быть упрощено, так как $|\Delta m_{31}^2| \approx |\Delta m_{23}^2|$, а также для большинства проводимых нейтринных экспериментов $\Delta m_{12}^2 L / 2E \ll 1$

$$P(v_\alpha \rightarrow v_\beta) \approx \delta_{\alpha\beta} - 4 \left(\delta_{\alpha\beta} |U_{\alpha 3}|^2 - |U_{\beta 3}|^2 \cdot |U_{\alpha 3}|^2 \right) \cdot \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \right). \quad (5)$$

Отметим, что это выражение не содержит фазу δ_{CP} и, следовательно, CP нарушение отсутствует в этом приближении. Выражение (5) одинаково верно как для нейтрино, так и антинейтрино. Здесь вероятности осцилляций зависят только от двух углов смешивания θ_{13} , θ_{23} .

Отметим, что приближенное выражение для вероятности осцилляций нейтрино (5) инвариантно относительно перестановки $\Delta m^2 \leftrightarrow -\Delta m^2$. Поэтому в экспериментах, где не учитываются эффекты взаимодействия нейтрино с материей (см. ниже) и не учитывается эффект “длинных” осцилляций (приближение $\Delta m_{12}^2 L / 2E \simeq 0$), измеряется только абсолютное значение разности квадратов масс нейтрино $|\Delta m^2|$, то есть здесь не определяется иерархия масс нейтрино.

Развернутое выражения для вероятности перехода нейтрино различных типов в приближении $\Delta m_{12}^2 L / 2E \ll 1$ можно записать так

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23} \cdot \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 \frac{L}{E}), \quad (6)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 \frac{L}{E}) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e), \quad (7)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{13} \cdot \cos^2 \theta_{23} \cdot \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 \frac{L}{E}), \quad (8)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 \frac{L}{E}). \quad (9)$$

(Здесь мы перешли от натуральных единиц к “экспериментальным” $\Delta m_{23}^2 L / 4E = \Delta m_{23}^2 c^4 L / 4E\hbar c = 1.27\Delta m_{23}^2 (\text{эВ}^2) L(\text{км}) / E(\text{ГэВ})$).

Если определить эффективные углы смешивания как $\sin^2 2\theta_{\mu e} \equiv \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23}$, $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} \equiv \sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13} + \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23}$, то выражения (6), (7) сводятся к приближению осцилляций двух поколений нейтрино

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{\mu e} \cdot \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 \frac{L}{E}), \quad (10)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \cdot \sin^2(1.27\Delta m_{23}^2 \frac{L}{E}). \quad (11)$$

Вероятности осцилляций различных типов нейтрино в зависимости от параметра L/E представлены на Рис. 1. Эти вероятности рассчитаны в приближении двух поколений нейтрино с использованием измеренных значений параметров [7]. Первый максимум осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\tau}$ ($1.27\Delta m_{23}^2 L/E = \pi/2$) наблюдается при $L/E \sim 533$ км/ГэВ.

Влияние значения δ_{CP} фазы на изменение вероятности осцилляций $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ показано на Рис. 2. Соответствующие расчеты необходимо проводить в рамках модели с 3-мя поколениями нейтрино, когда значение фазы δ_{CP} не равно тождественно 0. В районе 1-го и 2-го максимума значения $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ значительно различаются для $\delta_{CP} = 90^\circ$ (кривая с малой амплитудой) и для $\delta_{CP} = 270^\circ$ (кривая с наибольшей амплитудой). Однако сложнее различить кривые с $\delta_{CP} = 0^\circ$ и $\delta_{CP} = 180^\circ$, которые имеют одинаковую амплитуду осцилляций, хотя положения их максимумов немного различаются.

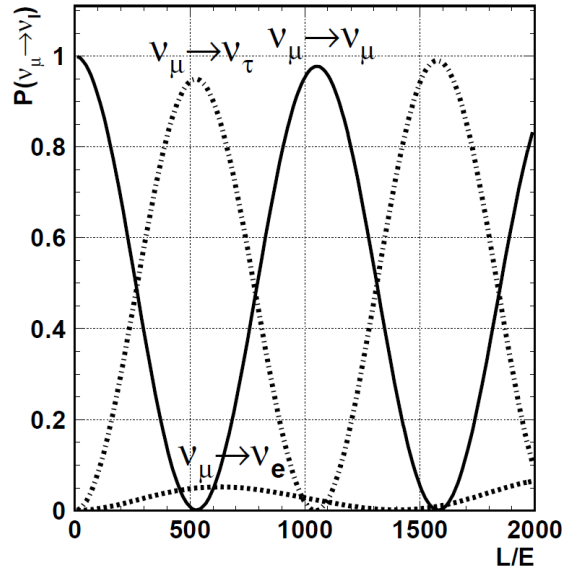


Рис. 1. Вероятность $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций как функция L/E . Осцилляционные вероятности рассчитаны с использованием измеренных значений параметров [7] в приближении $\Delta m_{12}^2 L/2E \ll 1$. Первый максимум осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\tau}$ ($1.27\Delta m_{23}^2 L/E = \pi/2$) наблюдается при $L/E \sim 533$ км/ГэВ.

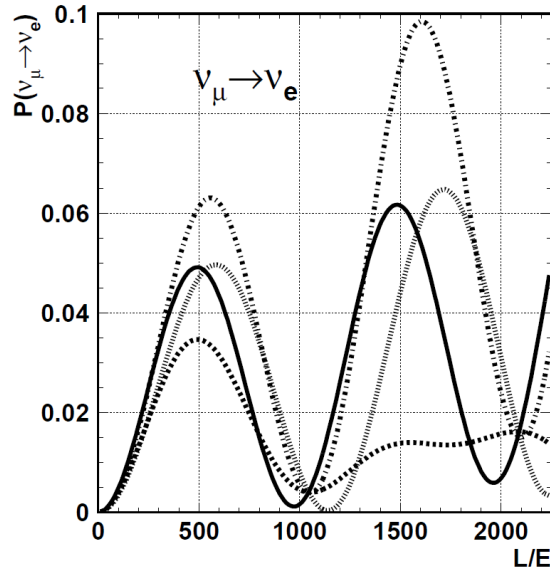


Рис. 2. Вероятность осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ как функция L/E для различных значений фазы δ_{CP} ($\delta_{CP} = 0^\circ$ - сплошная линия, $\delta_{CP} = 90^\circ$ - пунктирная линия, $\delta_{CP} = 180^\circ$ - точечная линия, $\delta_{CP} = 270^\circ$ - штрихпунктирная линия). Осцилляционные вероятности были рассчитаны с использованием измеренных значений параметров [7].

Осцилляции нейтрино в веществе

При прохождении нейтрино через вещество возможно значительное изменение параметров осцилляций. Действительно, в этом случае происходит взаимодействие нейтрино с веществом. При этом все три типа нейтрино ν_e , ν_μ , ν_τ одинаково взаимодействуют с электронами и нуклонами вещества через нейтральный слабый ток. Электронные нейтрино ν_e дополнительно взаимодействует с электронами вещества через заряженный слабый ток $\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e$. Возможно значительное изменение сечений взаимодействия нейтрино каждого типа из-за интерференции амплитуд рассеянных вперед и нерассеянных нейтрино. Эта интерференция будет различной для ν_μ , ν_τ нейтрино и для электронных нейтрино. В результате осцилляционные процессы могут изменяться. Детальное обсуждение эффектов влияния материи на процессы осцилляций нейтрино для случая трех поколений дано в работах [8, 9]. Для двух поколений нейтрино описать данное явление можно вводя дополнительный эффективный потенциал взаимодействия ν_e ($\bar{\nu}_e$) с материей [10]

$$A = \pm 2\sqrt{2}G_F N_e E.$$

Здесь G_F константа Ферми, N_e плотность электронов в материи, E энергия нейтрино. Знак $+(-)$ относится к нейтрино (антинейтрино). При прохождении нейтрино через вещество вакуумные параметры осцилляций Δm^2 и θ для случая двух поколений нейтрино преобразуются к новым значениям

$$(\Delta m^2)^m = \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - A)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}, \quad \sin 2\theta^m = \sin 2\theta \cdot \Delta m^2 / (\Delta m^2)^m.$$

При значении плотности N_e и энергии нейтрино E , для которых $\Delta m^2 \cos 2\theta = A$, модифицированный угол смешивания будет максимальным $\sin 2\theta^m = 1$. То есть смешивание нейтрино в веществе в этом случае будет максимальным вне зависимости от значения вакуумного угла смешивания (резонанс Михеева-Смирнова-Вольфенштейна (MSW) [10, 11]).

MSW эффект важен для объяснение осцилляций солнечных нейтрино и для измерения знака Δm_{21}^2 . Действительно эти осцилляции могут быть объяснены только с использованием MSW эффекта, примененного к нейтрино, проходящим в среде с уменьшающейся электронной плотностью. Это соответствует условиям прохождения нейтрино в Солнце. В этом случае для плотности электронов в веществе существует критическое значение, при котором вероятность перехода ν_e в состояние с другим ароматом становится максимальной и большой. Причем это возможно только при $\Delta m_{21}^2 > 0$. Так как это резонансное условие необходимо для объяснения наблюдаемой величины потока солнечных нейтрино на Земле, делается вывод о положительности Δm_{21}^2 [7].

Аналогичным образом MSW эффект может быть использован для определения знака Δm_{32}^2 . Это измерение, в совокупности со знанием знака Δm_{21}^2 , позволит определить массовую иерархию нейтрино. Иерархия масс нейтрино может быть как нормальной (NH) ($m_1 < m_2 < m_3$ при $\Delta m_{32}^2 > 0$), так и обратной (IH) ($m_3 < m_1 < m_2$ при $\Delta m_{32}^2 < 0$).

О наблюдении нарушения CP-четности

Если CP-четность в лептонном секторе не сохраняется, то вероятности осцилляций нейтрино и антинейтрино различаются. Величина эффекта CP нарушения, а, следовательно, и разность осцилляций нейтрино и антинейтрино будет пропорциональна

функции всех трех углов смешивания и фазы δ_{CP} [7], известной как *Jarlskog* инвариант J_{CP} . Например, для осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ имеем

$$J_{CP} = \text{Im}(U_{\mu 3} U_{e 3}^* U_{e 2} U_{\mu 2}^*) = \frac{1}{8} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin \delta_{CP}. \quad (12)$$

Из выражения (12) видно, что эффект CP нарушения будет отличен от 0, только если все углы смешивания и фаза δ_{CP} не равны 0.

Для текущих значений углов смешивания [7]

$$J_{CP} = 0.035 \sin \delta_{CP}.$$

Большие значения углов смешивания в лептонном секторе подразумевают, что потенциально здесь могут существовать большие эффекты CP нарушения, которые зависят также от пока неизвестного значения фазы δ_{CP} . Это сильно отличается от ситуации в кварковом секторе, где углы смешивания являются малыми, однако значение δ_{CP}^{CKM} велико [7]

$$J_{CP}^{CKM} \approx (2.96 \pm 0.20) \times 10^{-5}.$$

Из-за малости CP нарушение в кварковом секторе не может объяснить барионную асимметрию Вселенной. Однако потенциально большое значение CP нарушения в нейтринном секторе может сильно влиять на ее образование.

Для измерения CP нарушения в эксперименте может использоваться CP-асимметрия, которая определяется как

$$\Delta P_{\alpha\beta} \equiv P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta; L). \quad (13)$$

В модели с тремя поколениями нейтрино асимметрия вычисляется как

$$\Delta P_{e\mu} = \Delta P_{\mu\tau} = \Delta P_{\tau e} = 4J_{CP} \times \left[\sin\left(\frac{\Delta m_{21}^2}{2E} L\right) + \sin\left(\frac{\Delta m_{32}^2}{2E} L\right) + \sin\left(\frac{\Delta m_{13}^2}{2E} L\right) \right].$$

Для случая трех поколений нейтрино, помимо подлинного CP нарушения, определяемого фазой δ_{CP} , возможна также отличная от нуля асимметрия осцилляций нейтрино и антинейтрино, вызванная их взаимодействием с веществом и имитирующая CP нарушение. Эта дополнительная асимметрия может затруднить измерение значения фазы δ_{CP} .

Измерение параметров нейтринных осцилляций

Интенсивные потоки нейтрино постоянно испускаются Солнцем; нейтрино также возникают в распадах адронов, образующихся при столкновениях космических лучей с ядрами в верхних слоях атмосферы, при работе ядерных реакторов; возможно образование нейтрино на ускорителях. Эти источники использовались в течение последних десятилетий для изучения свойств нейтрино, для измерения параметров их осцилляций.

Первые указания на изменение аромата (типа) нейтрино были получены из наблюдения аномалии в потоке солнечных электронных нейтрино. В 1970 году в эксперименте Homestake [12] наблюдался дефицит электронных нейтрино по сравнению с предсказаниями, сделанными в рамках стандартной солнечной модели (SSM) [13]. Эта аномалия позднее была подтверждена в экспериментах SAGE [14] и GALLEX [15].

Эксперимент в нейтринной обсерватории Sudbury (SNO) дал прямое подтверждение существования изменения нейтринного аромата [16]. С использованием реакции заряженного тока (CC) $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ здесь был подтвержден дефицит солнечных электронных нейтрино 8B цикла. Одновременное изучение реакции нейтрального тока (NC) $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$ которая одинаково чувствительна ко всем активным типам нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ), дало возможность показать сохранение полного потока солнечных нейтрино 8B цикла, согласующееся с предсказанием SSM. Тем самым было доказано, что некоторые из электронных нейтрино при прохождении их от точки образования на Солнце до точки их регистрации на Земле изменяют свой тип.

Эти измерения позволили получить оценки параметров Δm_{21}^2 и $\sin^2 2\theta_{12}$, которые управляют осцилляциями $\nu_e \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$). Причем учет резонансного эффекта из-за взаимодействия нейтрино с веществом Солнца позволил измерить не только абсолютное значение, но и определить знак разности квадратов масс нейтрино $\Delta m_{21}^2 = (m_2^2 - m_1^2)$.

В дополнение к экспериментам с солнечными нейтрино параметры Δm_{21}^2 , $\sin^2 2\theta_{12}$ с хорошей точностью были измерены также при изучении вариации потоков $\bar{\nu}_e$ от реакторов в зависимости от L/E в эксперименте KamLAND [17].

Измерение потоков атмосферных нейтрино (ν_μ) в эксперименте SuperKamio-
okande [18], а также ускорительные эксперименты, в которых используются большие
пролетные базы, K2K [19], а также MINOS [20] и T2K [21] позволили измерить значе-
ния $|\Delta m_{32}^2|$ и $\sin^2 2\theta_{23}$, которые управляют осцилляциями $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$.

До недавнего времени был известен только верхний предел на значение угла θ_{13} .
Лучшее ограничение было получено из измерения потоков антинейтрино $\bar{\nu}_e$ в реактор-
ном эксперименте CHOOZ [22]. В 2012 году значение угла смешивания θ_{13} было изме-
рено в реакторных экспериментах нового поколения Daya Bay [23], RENO [24], Double
Chooz [25]. Ускорительные эксперименты, в которых изучаются осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$,
 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, зависящие от параметров $|\Delta m_{32}^2| \simeq |\Delta m_{31}^2|$ и θ_{13} , также могут измерять угол θ_{13} .
Осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ наблюдались в экспериментах T2K [26], MINOS [27]. Значимость
наблюдения этих осцилляций состоит в том, что если они существуют, то угол θ_{13} не
равен нулю (см. (6)). Значение этого угла может быть извлечено из измеренных пара-
метров $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций. Ненулевое значение угла θ_{13} дает возможность измерить
оставшиеся пока неизвестными параметры: CP-нарушающую фазу δ_{CP} и знак Δm_{31}^2 , ко-
торый фиксирует иерархию масс нейтрино. Наиболее точное значение θ_{13} получено из
глобального фита результатов реакторных экспериментов Daya Bay [23], RENO [24],
Double Chooz [25] и ускорительных экспериментов T2K [26] и MINOS [27]. Измерен-
ное значение $\theta_{13} \sim 9^\circ$ достаточно велико, что открывает хорошие перспективы для из-
мерения неизвестных пока значений параметров осцилляций.

В настоящее время измеренные параметры нейтринных осцилляций определены
в экспериментах с точностью на уровне нескольких процентов [7]. Глобальный фит
данных по измерению потоков нейтрино в проведенных экспериментах дает следующие
значения для данных параметров:

$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0.846 \pm 0.021, \quad \Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \quad \sin^2(2\theta_{23}) = 0.999_{-0.018}^{+0.001} \text{ (NH)},$$

$$\Delta m_{32}^2 = (2.44 \pm 0.06) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ (NH)}, \quad \sin^2(2\theta_{13}) = (9.3 \pm 0.8) \times 10^{-2}.$$

В настоящее время изучение нейтринных осцилляций продолжается, в частности, в ускорительных экспериментах. Так, изучение нейтринных осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ является основной целью экспериментов T2K (Tokai to Kamioka) [28] (стартовал в 2010 г.), MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) [29] (продолжит набор статистики в 2015 г.), NOvA (NuMI Off-Axis ν_e Appearance Experiment) [30] (стартовал в 2014 г.), а также подготавливаемого эксперимента LBNE (Long-Baseline Neutrino Experiment) [31], планируемого эксперимента T2HK [32]. (См. также проект LAGUNA-LBNO [33]). Реализация данных экспериментов даст возможность определить иерархию масс нейтрино, а также начать поиск CP нарушения в лептонном секторе и, возможно, оценить или измерить значение фазы δ_{CP} .

Долгосрочная цель нейтринных экспериментов следующего поколения будет заключаться в определении матрицы смешивания нейтрино, по крайней мере, с тем же уровнем “избыточности” и точности, что и матрицы смешивания кварков.

Измерение параметров нейтринных осцилляций в ускорительных экспериментах

Нейтринные эксперименты на ускорителях

В экспериментах на ускорителях нейтрино образуются при взаимодействии пучка протонов с мишенью, что обеспечивает образование заряженных π и K мезонов, которые затем отбираются по знаку заряда и импульсу, фокусируются и направляются в вакуумный канал, в котором распадаются, образуя нейтрино. Фокусируя мезоны определенного импульса, а также изменяя длину распадного канала, можно отбирать нейтрино различных энергий и, соответственно, изменять энергию полученного нейтринного пучка. Основные моды распада мезонов с образованием нейтрино это $\pi, K \rightarrow \mu \nu_\mu$. Таким образом, пучки нейтрино, сформированные на ускорителях в основном состоят из мюонных нейтрино $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$, в которых имеется также небольшая примесь ($\sim 0.5 - 1\%$) электронных нейтрино $\nu_e, \bar{\nu}_e$ от распадов $\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$, $K \rightarrow \pi^0 e \bar{\nu}_e$. Энергетический спектр нейтринных пучков зависит от параметров нейтринного канала и может быть как широкополосным, т.е. покрывающим большой диапазон энергии, так и узкополосным, содержащим нейтрино в небольшой области энергии.

Нейтринный поток на детекторе $\Phi(E_\nu, L)$ определяется энергией нейтрино E_ν , расстоянием от нейтринного канала до детектора L , числом протонов, сброшенных на мишень N_p , $\Phi(E_\nu, L) \sim E_\nu / L^2 \cdot N_p$.

Существует два типа экспериментов по изучению нейтринных осцилляций на ускорителях. Это эксперименты по измерению уменьшения первоначального потока нейтрино исходного типа – эксперименты “на исчезновение” (*disappearance experiment*), в которых изучаются осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$). В другом типе экспериментов в исходном пучке нейтрино (ν_μ) измеряется появление нейтрино другого типа (ν_e, ν_τ) – эксперименты “на появление” (*appearance experiment*).

Нужно отметить, что CP нарушение не может наблюдаться в экспериментах “на исчезновение”. Действительно, если в уравнении (4), дающем вероятность переходов нейтрино различных типов $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$, $\alpha \neq \beta$, то матрицы смешивания $U_{\alpha i} U_{\alpha i}^*$ будут действительны и мнимая часть (4), отвечающая за CP нарушение, будет равна нулю $\text{Im}(U_{\alpha i} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\alpha j}^*) = 0$.

Убывание потока ν_μ в ускорительных экспериментах “на исчезновение” в приближении осцилляций двух поколений нейтрино описывается уравнением (7). Главные члены данного приближения управляются параметрами Δm_{23}^2 , θ_{23} и соответствующая вероятность имеет вид

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2(1.27 \Delta m_{23}^2 \frac{L}{E}).$$

Таким образом, основной задачей экспериментов “на исчезновение” на настоящем этапе является точное измерение параметров Δm_{23}^2 и θ_{23} .

CP нарушение может наблюдаться только в экспериментах, где происходит переход одного типа нейтрино в другой. Измерение осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ предоставляет наилучшую возможность для наблюдения CP нарушения в лептонном секторе. Действительно, вклад CP сохраняющих членов в выражение для вероятностей данных осцилляций подавлен из-за малости $\sin 2\theta_{13}$ и $\alpha (\equiv \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2)$ (см. формулу ниже) и поэтому вклад CP нарушающей компоненты является значительным.

Вероятность появления нейтрино ν_e в исходном пучке ν_μ (эксперименты “на появление”) с учетом влияния эффектов материи определяется выражением [34] (с учетом членов до 2-го порядка малости по $\sin 2\theta_{13} \approx 0.31$ и $\alpha \approx 0.031$)

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 2\theta_{13} \cdot T_1 + \alpha \cdot \sin 2\theta_{13} \cdot (-T_2 + T_3) + \alpha^2 \cdot T_4. \quad (14)$$

Здесь

$$T_1 = \sin^2 \theta_{23} \cdot \frac{\sin^2 \left[(1 - \tilde{A}) \cdot \Delta \right]}{(1 - \tilde{A})^2} \equiv \sin^2 \theta_{23} \cdot \tilde{T}_1, \quad (15)$$

$$T_2 = \sin \delta_{CP} \cdot \cos \theta_{13} \cdot \sin 2\theta_{12} \cdot \sin 2\theta_{23} \cdot \sin \Delta \cdot \frac{\sin(\tilde{A}\Delta)}{\tilde{A}} \cdot \frac{\sin \left[(1 - \tilde{A})\Delta \right]}{(1 - \tilde{A})} \equiv \sin \delta_{CP} \cdot \tilde{T}_2, \quad (16)$$

$$T_3 = \cos \delta_{CP} \cdot \cos \theta_{13} \cdot \sin 2\theta_{12} \cdot \sin 2\theta_{23} \cdot \cos \Delta \cdot \frac{\sin(\tilde{A}\Delta)}{\tilde{A}} \cdot \frac{\sin \left[(1 - \tilde{A})\Delta \right]}{(1 - \tilde{A})} \equiv \cos \delta_{CP} \cdot \tilde{T}_3, \quad (17)$$

$$T_4 = \cos^2 \theta_{23} \cdot \sin^2 2\theta_{12} \cdot \frac{\sin^2(\tilde{A}\Delta)}{\tilde{A}^2}, \quad (18)$$

где $\Delta \equiv \frac{1.27 \Delta m_{31}^2 L}{E}$, $\tilde{A} = \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E}{\Delta m_{31}^2} \approx \text{sgn}(\Delta m_{31}^2) \cdot 0.0857 \cdot E$ (ГэВ).

Из этих формул видно, что изучая вероятность появления ν_e ($\bar{\nu}_e$) в исходном пучке ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$), можно измерить угол смешивания θ_{13} , фазу CP нарушения δ_{CP} , определить знак Δm_{31}^2 , а также исследовать влияние эффектов в материи на осцилляции нейтрино. То есть подобные эксперименты являются очень информативными.

Если рассмотреть ускорительный эксперимент, для которого параметр $\Delta = \pi/2$, то вероятность осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ можно записать в виде $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx 0.05 \cdot \tilde{T}_1 + 0.005 \cdot \sin \delta_{CP} \cdot \tilde{T}_2$. Так как $\tilde{T}_1 \approx \tilde{T}_2 \approx 1$ при $E \sim 1$ ГэВ, то доля переходов $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ составляет $\sim 5\%$ от полного числа ν_μ (см. также Рис. 1). Вклад CP нарушения в осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ составляет в этом случае $\sim 0.005 \cdot \sin \delta_{CP} / 0.05 < 10\%$. Для экспериментального обнаружения данного вклада необходимо иметь возможность измерять распределения нейтринных событий с точностью $< 0.5\%$.

Требования к эксперименту

В рамках эксперимента с “длинной” базой, $L \sim 1000$ км и более, использующего нейтринный пучок от ускорителя большой мощности ~ 1 МВт и детектор(ы) нового поколения с большой массой возможно будет проводить широкомасштабные исследования осцилляций нейтрино, которые чувствительны ко всем параметрам смешивания. В таком эксперименте возможно провести:

1. прецизионные измерения параметров, которые управляют $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) осцилляциями, измерение фазы CP нарушения δ_{CP} , определение иерархии масс нейтрино (измерение знака Δm_{32}^2);
2. в $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ канале прецизионное измерение $|\Delta m_{32}^2|$ и определение октанта, в котором лежит угол θ_{23} , что важно для измерения иерархии масс нейтрино;
3. поиск нестандартной физики, которая может проявляться в наблюдении отклонений от ожидаемого поведения потоков ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ в высокоточных измерениях.

Для проведения подобных исследований в эксперименте необходимо знать тип начального, то есть образовавшегося нейтрино. Для этого начальный пучок нейтрино должен иметь малую примесь нейтрино других типов. Также необходимо иметь возможность определять тип нейтрино, провзаимодействовавшего в нейтринном детекторе. Поскольку мечение провзаимодействовавшего нейтрино производится с помощью идентификации лептона в реакциях заряженного тока $\nu_\mu(\nu_e)N \rightarrow \mu(e)X$, необходимо иметь возможность производить такую идентификацию в экспериментальной установке.

Для наблюдения CP нарушения необходимо, чтобы интерференционный член T_2 , отвечающий за вклад в осцилляции CP нарушения и зависящий от настраиваемого параметра L/E , имел максимальное значение (см. 16)). (Здесь мы рассматриваем только CP-нечетный член, который может быть определен при измерении асимметрии $\Delta P_{\mu e}$). Максимальное значение T_2 достигается при $L/E \approx \pi/2/(1.27 \cdot |\Delta m_{31}^2|) = 516$ км/ГэВ. Это требование определяет геометрию нейтринного эксперимента и параметры нейтринного пучка. Например, при базе нейтринного эксперимента $L \sim 1000$ км средняя энергия нейтринного пучка должна быть ~ 2 ГэВ.

Поскольку измеряемые эффекты CP нарушения зависят от нескольких параметров матрицы смешивания, то для определения точного значения фазы δ_{CP} необходимо иметь прецизионное измерение остальных параметров.

Наиболее простым способом изучения CP нарушения является измерение асимметрии $\Delta P_{\mu e} = P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e)$. Поэтому эксперимент должен иметь возможность исследовать осцилляции как нейтрино, так и антинейтрино, то есть здесь должен измеряться знак заряда лептона.

Массовая иерархия нейтрино в настоящее время не определена. Измерение в эксперименте величины вероятности $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e)$, которая в основном порядке определяется членом T_1 (см. формулу (15)), даст возможность измерить знак Δm_{31}^2 . Можно показать, что относительная разность величин $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e)$ при противоположных знаках Δm_{31}^2 мала для небольших расстояний L . Для таких экспериментов определение знака Δm_{31}^2 затруднено. Если база эксперимента превышает 1000 км, эта величина становится значительной (>50%).

Таким образом, следующий этап изучения нейтринных осцилляций в ускорительных экспериментах требует использования нейтринных детекторов большой массы (10-100 килотонн), расположенных на расстоянии > 1000 км от источника нейтрино. Большая масса детектора в сочетании с интенсивным широкополосным нейтринным пучком и длительным временем облучения требуется, чтобы зарегистрировать большое количество нейтринных взаимодействий - $O(1000)$. Это даст возможность производить измерения параметров, которые управляют поведением $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ осцилляций, с высоким уровнем точности.

Мощные пучки нейтрино можно получить с помощью ускорителя У-70 ГНЦ ИФВЭ, модернизированного в рамках проекта ОМЕГА [35].

Инфраструктура для создания нейтринного пучка на У-70

Разрабатываемый в ГНЦ ИФВЭ проект ОМЕГА ускорительного комплекса интенсивных адронных пучков [35] помимо существующего протонного ускорителя У-70 включает в себя линейный ускоритель ионов Н⁺ на энергию 400 МэВ (LU400) и быст-

роциклирующий протонный синхротрон на энергию 3.5 ГэВ (У-3.5) со средней мощностью выведенного на внешнюю мишень пучка ~1 МВт (см. Рис. 3). При использовании ускорителя У-3.5 в качестве инжектора в У-70 там будет достигнута интенсивность $\sim 2 \times 10^{14}$ протонов в цикле, что при энергии протонного пучка 70 ГэВ и длительности цикла 5.2 с эквивалентно средней мощности протонного пучка ~460 кВт. Высокая средняя мощность ускоренных протонных пучков открывает возможность сооружения высокоинтенсивного нейтринного канала на основе входящих в проектируемый комплекс ускорителей.

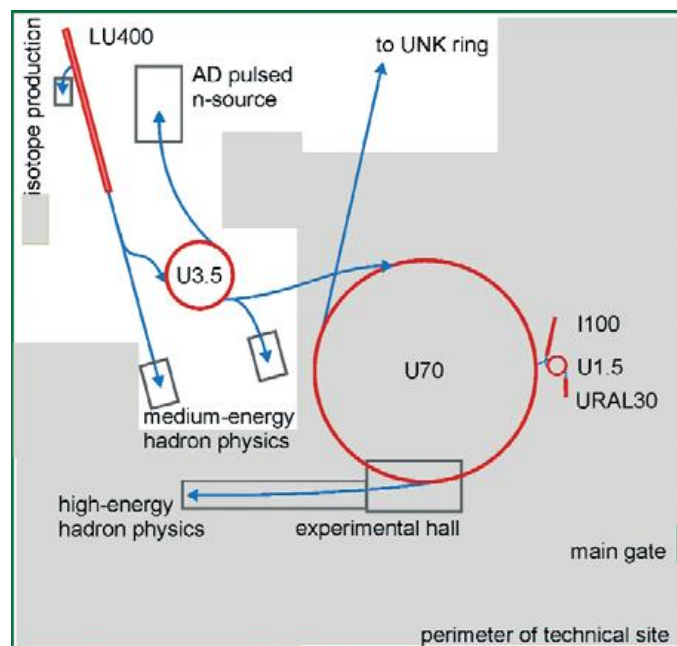


Рис. 3. Схема ускорительного комплекса У-70, модернизированного в рамках проекта ОМЕГА.

Нейтринный пучок на ускорителе У-70

Особенности конструкции ускорителя У-70 и инфраструктуры технической площадки ГНЦ ИФВЭ позволяют создать нейтринный канал в направлении одной из нескольких подземных лабораторий, находящихся в списке проекта LAGUNA-LBNO [33]. Это, в первую очередь, лаборатории в Boulby (Великобритания) и Sieroszowice (Польша). При организации новой системы вывода ускоренного протонного пучка из 46-го прямолинейного промежутка магнитной структуры У-70 нейтринный канал может быть создан в направлении лаборатории, находящейся в Ruhäsalmi (Финляндия).

Создание нейтринного канала в направлении Баксанской нейтринной обсерватории (БНО) в России [36] требует перевода выведенного из У-70 пучка в туннель ускорительно-накопительного комплекса (УНК)¹ [37], транспортировки его через прямолинейный промежуток СПП1 и затем разворота на значительный угол ($\sim 71^\circ$) в горизонтальной плоскости (Рис. 4).

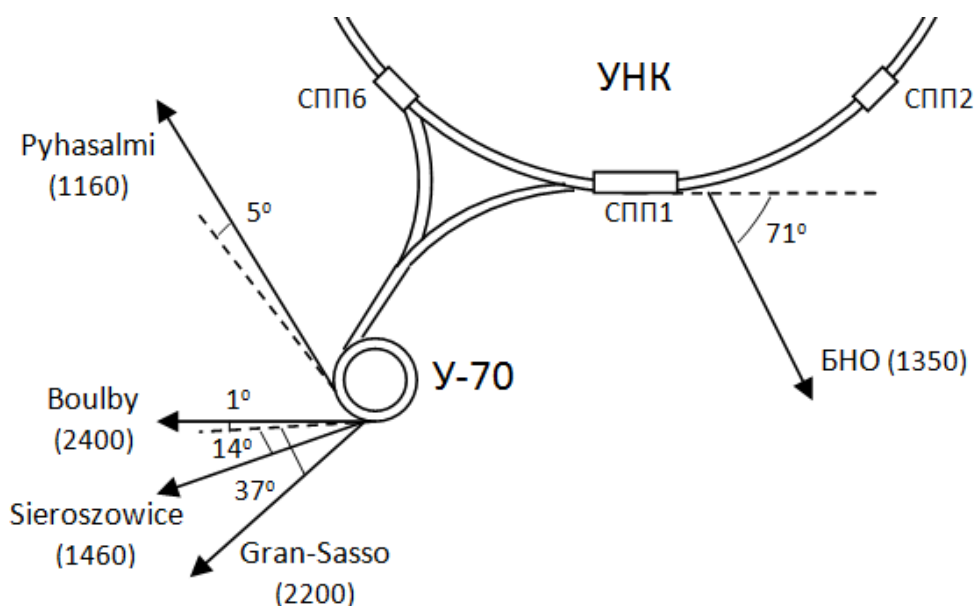


Рис. 4. Варианты вывода ускоренного протонного пучка из ускорителя У-70 в направлении некоторых подземных нейтринных лабораторий. Цифрами на рисунке указаны расстояния до нейтринных лабораторий в км и углы поворота пучка в горизонтальной плоскости относительно направления вывода пучка из ускорителя (требуют уточнения).

Возможно создать нейтринные каналы в направлении лабораторий, расположенных в южной части Европы. Например, возможность создания нейтринного канала в направлении Gran-Sasso (Италия) рассматривалась ранее при использовании протонного пучка с энергией 600 ГэВ, выведенного из прямолинейного промежутка СПП5 первой ступени УНК [39].

В табл. 1 приведены координаты, а также расстояния от У-70 до упоминаемых выше нейтринных лабораторий с указанием угла наклона нейтринного канала в вертикальной плоскости. Во всех случаях координаты начальной точки принимались равными официальным координатам города Протвино, т.е. 57.88^0 с.ш. и 37.22^0 в.д.

¹ Канал перевода протонного пучка из У-70 до СПП1 туннеля УНК длиной 3 км был введен в действие в 1994 году [38].

Таблица 1. Параметры подземных нейтринных лабораторий, рассматриваемых в качестве направлений для нейтринного пучка на базе ускорительного комплекса У-70.

Лаборатория	Координаты лаборатории, град	Расстояние от У-70, км	Угол наклона канала в вертикальной плоскости, град
Boulby, Великобритания	54.56 с.ш. 0.81 з.д.	2400	10.9
Sieroszowice, Польша	51.22 с.ш. 16.16 в.д.	1460	6.6
Puhasalmi, Финляндия	63.68 с.ш. 25.98 в.д.	1160	5.2
Gran-Sacco, Италия	42.37 с.ш. 13.44 в.д.	2200	10.0
БНО, Россия	43.29 с.ш. 42.70 в.д.	1350	6.1

Расчет приведенных ниже нейтринных спектров проводился с использованием модифицированного варианта программы HALO, изначально созданной в CERN для расчета мюонного гало в пучках вторичных частиц [40]. Помимо нового фокусирующего элемента – горна, в программу были введены основные распады вторичных частиц и мюонов, учтено поглощение и рассеяние частиц в материале мишени и горнов. Для ускорения расчетов использовался метод взвешивания нейтрино, попадающих в аксептанс детектора, когда вес нейтрино рассчитывался для ряда точек на траектории частиц – родителей нейтрино. Высокая скорость вычислений, достигнутая на основе такого подхода, позволяет эффективно проводить оптимизацию основных параметров фокусирующей системы и нейтринного канала в целом.

Для получения нейтринных пучков на расстоянии 1160–2400 км от У-70 (Табл. 1) может быть использована фокусирующая система, состоящая из двух магнитных горнов, подобных тем, которые используются для получения нейтринного пучка на 120 ГэВ-ном ускорителе Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (Рис. 5). Длина каждого из горнов с параболической формой внутреннего проводника составляет 3 м, а диаметр наружного проводника 320 мм и 760 мм соответственно. Расстояние между горнами равно 7 м.

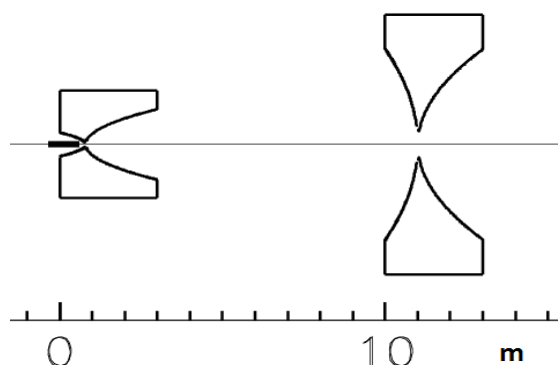


Рис. 5. Фокусирующая система нейтринного пучка низких энергий NuMI-LE, оптимизированная для получения нейтринного пучка со средней энергией ~ 3.5 ГэВ [41].

Энергетические спектры нейтринных событий для детекторов, расположенных на расстояниях 1160 км (Pyhäsalmi, Финляндия) и 2200 км (Gran-Sasso, Италия), приведены на Рис. 6а (для данных расстояний энергия первого осцилляционного максимума равна приблизительно 2.2 ГэВ и 4.2 ГэВ соответственно). При используемой геометрии фокусирующей системы, приведенные спектры соответствуют токам в горнах 200 кА и 260 кА. В обоих случаях при расчетах в качестве мишени использовался графитовый (плотность 1.74 г/см^3) стержень диаметром 10 мм и длиной 940 мм, вдвинутый на 600 мм внутрь первого горна². Способ охлаждения мишени и ее конструктивные особенности при этом не рассматривались. Принятые в данных расчетах величины общей длины канала от мишени до поглотителя адронов, равной 250 м, и радиуса вакуумированного распадного участка, равного 1 м, могут быть оптимизированы с учетом зависимостей, приведенных на Рис. 6б.

Рассмотрена также возможность применения фокусирующей системы, аналогичной фокусирующей системе нейтринного канала T2K на 30 ГэВ-ном протонном ускорителе J-PARC (Япония). Эта система состоит из трех горнов общей длиной 6 м с током 320 кА [42]. Поперечные размеры горнов (диаметр наружного проводника) равны соответственно 0.4, 1.0 и 1.4 м. Предлагаемая фокусирующая система дает возможность сформировать нейтринные пучки с более низкой энергией (см. Рис. 6а). Такие пучки могут быть использованы, в частности, для изучения “LSND аномалии” [43].

² Средняя энергия формируемого нейтринного пучка может быть несколько увеличена без изменения взаимного положения горнов и токов в них путем выдвижения мишени из горна навстречу налетающему протонному пучку.

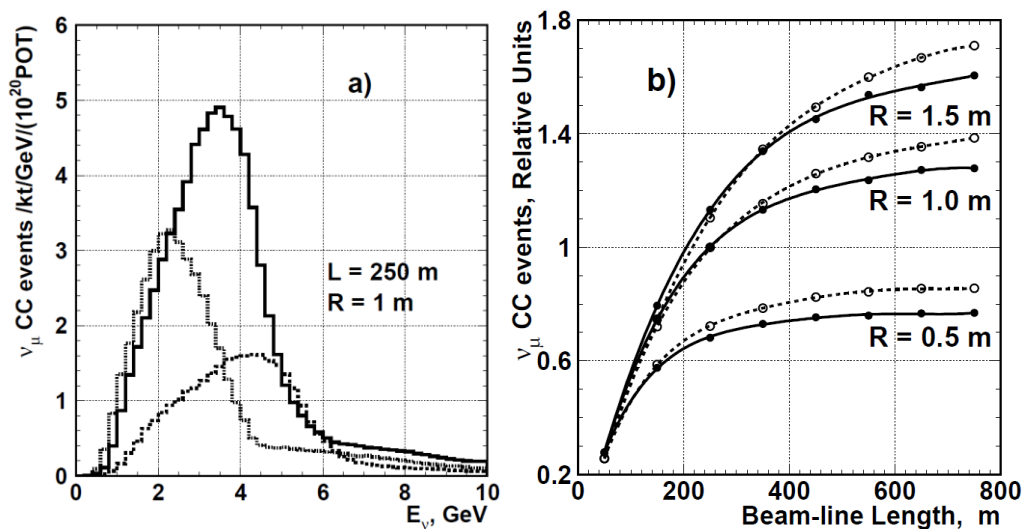


Рис. 6. Зависимости полного числа нейтринных событий от энергии (а) и от длины канала при различных радиусах распадного участка (b) для детекторов, расположенных на расстоянии 1160 км (сплошные линии) и 2200 км (штриховые линии) от ускорителя У-70. Точечная линия на Рис. 6а показывает энергетический спектр нейтринных событий для пучка, сформированного фокусирующей системой с тремя горнами. Импульс первичного протонного пучка – 70 ГэВ/с.

Нейтринный пучок на ускорителе У-3.5 в проекте ОМЕГА

Ввиду планируемой высокой средней мощности пучка (до 1 МВт на внешней мишени) рассмотрена также возможность создания нейтринного пучка более низких энергий на основе протонного пучка, выведенного из ускорителя У-3.5 в проекте ОМЕГА. При расчете спектров предполагалось, что фокусирующая система канала включает в себя два магнитных горна с параболической формой внутреннего проводника, расположенные на расстоянии 4 м друг от друга. Длина каждого горна составляет 2.5 м, диаметр наружного проводника 400 мм и 1200 мм соответственно, ток 260 кА. В качестве мишени в расчетах использовался графитовый (плотность 1.74 г/см³) стержень диаметром 10 мм и длиной 940 мм, находящийся целиком внутри первого горна, а общая длина канала и радиус вакуумированного распадного участка без проведения детальной оптимизации были выбраны равными 70 м и 1.5 м, соответственно.

Энергетические спектры нейтрино на детекторе, расположенном на расстоянии 330 м от мишени (260 м от конца распадного участка) приведены на Рис. 7. При интенсивности выведенного из ускорителя У-3.5 пучка, равной 1.5×10^{15} протонов за секунду, что соответствует средней мощности пучка 1 МВт, интегральная плотность потока

мюонных нейтрино через детектор составит $\sim 3.7 \times 10^9 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ и $\sim 1.8 \times 10^9 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ при фокусировке положительно и отрицательно заряженных частиц соответственно.

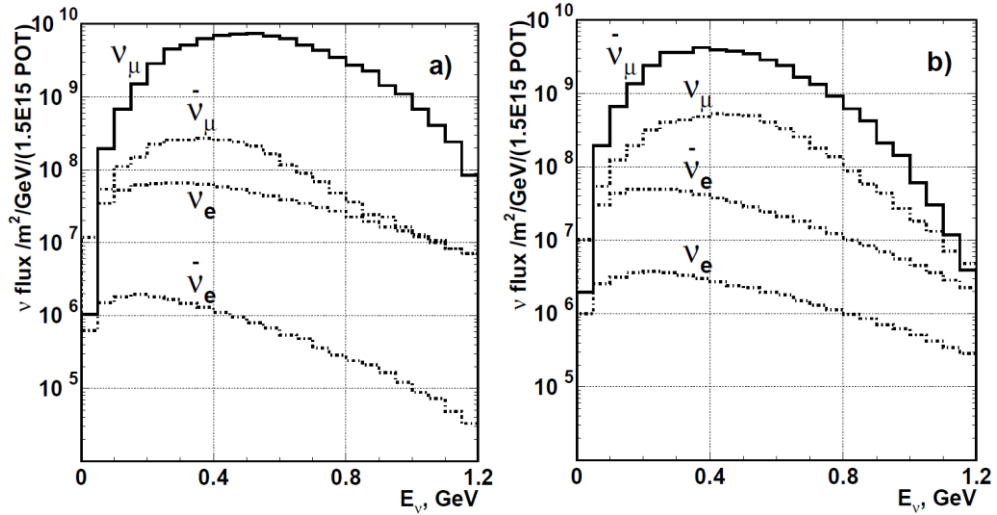


Рис. 7. Энергетические спектры нейтрино на детекторе, находящемся на расстоянии 330 м от мишени, в случае фокусировки положительно заряженных (а) и отрицательно заряженных (б) частиц. Импульс первичного протонного пучка – 4.34 ГэВ/с.

Требования, предъявляемые к ускорительным нейтринным экспериментам

В начале данного раздела представим требования, предъявляемые к рассматриваемым экспериментам с нейтринными спектрами от ускорителя У-70 на различных базах. Энергетические спектры нейтрино различных типов для нейтринной экспозиции от ускорителя У-70 на базах 1160 км (Puhäsalmi) и 2200 км (Gran-Sasso) представлены на Рис. 8. Аналогичные спектры для базы 1350 км (БНО) пересчитываются из спектров для Puhäsalmi введением множителя $(1160/1350)^2 \approx 0.74$.

Энергетический спектр ν_μ событий от данного пучка без учета осцилляций в детекторе на базе 1160 км представлен на Рис. 9 (высокая заштрихованная гистограмма). На рисунке также представлены вероятности осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ для различных значений фазы δ_{CP} (кривые различного типа) и энергетические спектры ν_e событий, появившихся в результате $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций при различных значениях δ_{CP} (заштри-

хованные гистограммы). Таким образом, процесс $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ в эксперименте с базой в 1160 км дает различные числа и распределения ν_e событий при различных значениях фазы δ_{CP} , т.е. подобный эксперимент чувствителен, хотя и слабо, к значению фазы CP нарушения.

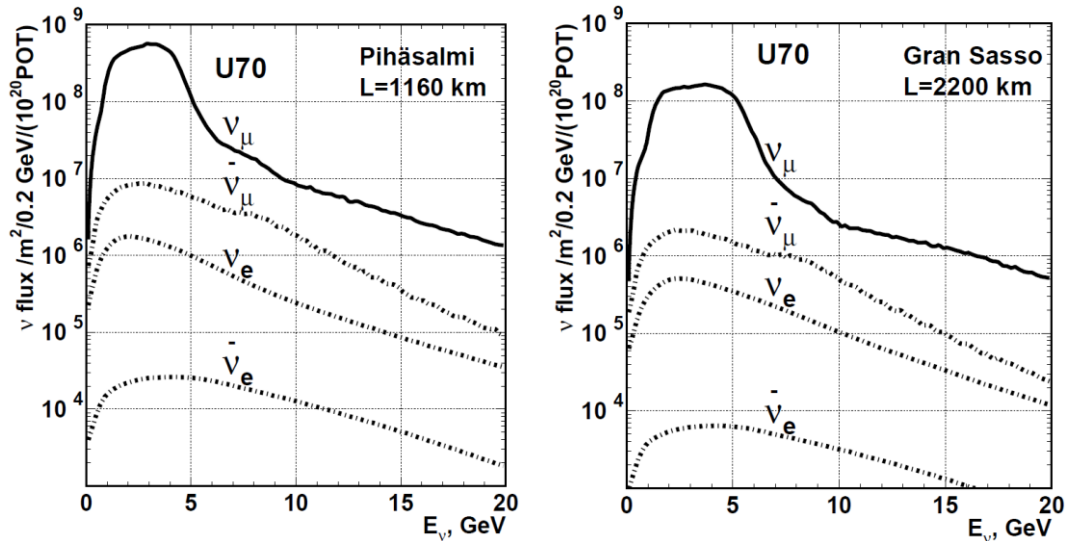


Рис. 8. Энергетические спектры нейтрино различных типов в нейтринном пучке ускорителя U-70 для детекторов, расположенных на расстоянии 1160 км (слева) и 2200 км (справа). Импульс первичного протонного пучка – 70 ГэВ/с.

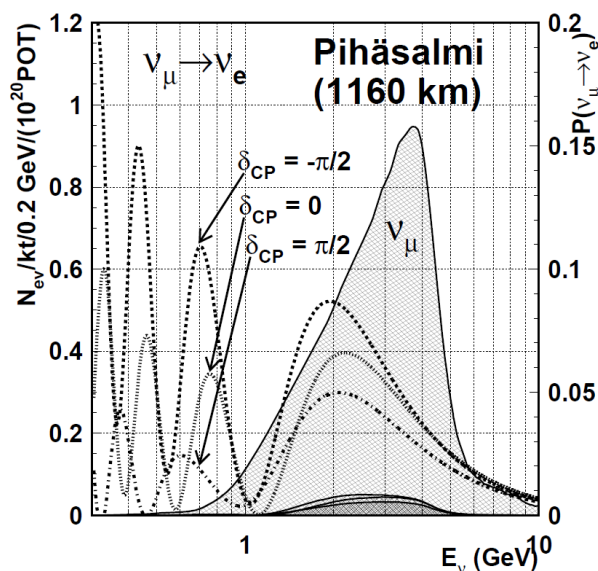


Рис.9. Энергетические спектры ν_μ , ν_e событий в детекторе на базе 1160 км при различных значениях фазы δ_{CP} (см. текст).

В таблице 2 представлены числа ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) взаимодействий заряженного тока (СС взаимодействий) без учета осцилляций в детекторе с массой 25 кТ на различных базах при его экспозиции на нейтринном пучке в течение 2 лет (50 кТ-год). Для сравнения в таблице даны также числа событий для текущих и планируемых осцилляционных экспериментов таких как T2K [28], MINOS [29], NOvA [30], LBNE [31], LBNO [33] для той же интегральной экспозиции (50 кТ-год).

На Рис. 10 представлены используемые в данной работе модельные энергетические спектры потоков мюонных нейтрино без учета осцилляций на детекторах для экспериментов, представленных в таблице 2. Эти спектры рассчитывались при разработке предложений соответствующих экспериментов. Все потоки нормированы на число протонов сброшенных на мишень за 1 год для данного эксперимента (см. Табл.2). Отметим, что для всех экспериментов используется одинаковый рабочий цикл 1.8×10^7 сек./год, принятый в FNAL. Исключение составляет эксперимент T2K, где для расчетов используется рабочий цикл 1.1232×10^7 сек./год, принятый в J-PARC. Представленные спектры используются в дальнейшем для оценки чувствительности экспериментов к исследованию CP нарушения и определению иерархии масс нейтрино.

Таблица 2. Числа нейтринных СС событий без учета осцилляций от пучка У-70 в детекторах с различными базами в различных энергетических интервалах E_ν для интегральной экспозиции 50 кТ-год. Использованные значения сечения СС взаимодействия взяты из [44]. Эффекты детектора не учитываются. Для сравнения здесь представлен числа событий для других (текущих и предлагаемых) нейтринных экспериментов. Для экспериментов T2K и NOvA числа событий вычисляются для интервалов $E_\nu = 0.4-1.2$ ГэВ и $1.0-3.5$ ГэВ, соответственно. Предполагается рабочий цикл 1.8×10^7 сек/год (для T2K – 1.1232×10^7 сек/год). Представлены также параметры соответствующих ускорителей в экспериментах - их мощности (P) и число протонов, сброшенных на мишень за год (POT/y).

50 кТ-год	E_ν , ГэВ	У-70 0.46 МВт, $7.8 \cdot 10^{20}$ POT/y			T2K 0.75 МВт $10 \cdot 10^{20}$ POT/y	NOvA 0.70 МВт $6 \cdot 10^{20}$ POT/y	LBNE 0.70 МВт $6 \cdot 10^{20}$ POT/y	LBNO 0.75 МВт $2.1 \cdot 10^{20}$ POT/y
		1160 км	1350 км	2200 км	295 км 0.4-1.2 ГэВ	812 км 1.-3.5 ГэВ	1300 км	2300 км
ν_μ	0.5-4.	4140	3057	1194	4411	5740	4273	1427
	0.5-10.	6181	4565	2459			5895	5370
$\bar{\nu}_\mu$	0.5-4.	1484	1096	425	1315	2393	1908	609
	0.5-10.	2086	1541	806			2644	2497

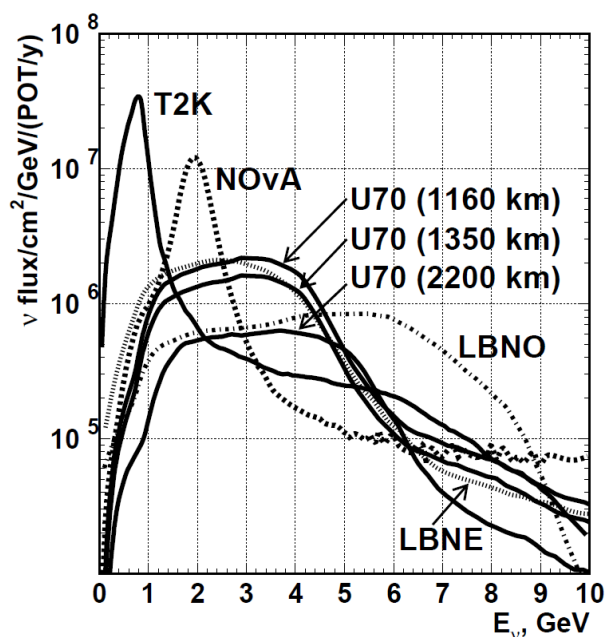


Рис. 10. Энергетические спектры потоков мюонных нейтрино без учета осцилляций на детекторах для различных экспериментов. О нормировке потоков см. текст.

Моделирование детектора с помощью пакета GLoBES

В данном исследовании для планируемых экспериментов LBNE, LBNO, а также для экспериментов с пучками от ускорителя У-70 рассматривается использование детектора на жидком аргоне (LAr-TPC детектор) с эффективной массой 20 кт. Эксперименты T2K и NOvA имеют детекторы другого типа с отличающимися параметрами [45, 30].

Для исследований чувствительности экспериментов к измерению параметров осцилляций был использован пакет GLoBES [46-48]. При этом использовались параметры отклика LAr-TPC детектора, представленные в [49]. Здесь значения разрешения по энергии и эффективности детектора получены на основе результатов детектора ICARUS [50] и с использованием результатов моделирования. Значения параметров отклика детекторов в экспериментах T2K и NOvA взяты из работы [49] и являются модельными. Они могут несколько отличаться от значений параметров в реальном эксперименте. Значения параметров отклика детекторов в экспериментах, используемые в GLoBES, представлены в таблице 3.

Таблица 3. Значения рабочих параметров LAR-TPC детектора и детекторов в экспериментах T2K и NOvA.

Параметр	Значение для Lar-TPC детектора	Значение для T2K H ₂ O детектора	Значение для NOvA детектора
ν_e CC реакции			
Эффективность регистрации ν_e CC событий	80%	50%	24% (37% $\bar{\nu}_e$)
Фон от ν_μ NC событий	1%	0.5%	0.15%
Фон от ν_μ CC событий	1%	0.03%	0.04%
Ошибка нормировки сигнала	5%	5%	5%
Ошибка нормировки фона	10%	5%	5%
ν_μ CC реакции			
Эффективность регистрации ν_μ CC событий	85%	90%	80%
Фон от ν_μ NC событий	0.5%	0.5%	0.15%
Ошибка нормировки сигнала	10%	2.5%	5%
Ошибка нормировки фона	15%	20%	5%
ν NC реакции			
Эффективность регистрации NC реакций	90%	-	-
Фон от ν_μ CC реакций	10%	-	-
Фон от ν_e CC реакций	10%	-	-
Разрешение по энергии нейтрино			
Разрешение для ν_e CC событий	$15\% / \sqrt{E(\text{ГэВ})}$	8.5%	$5\% / \sqrt{E(\text{ГэВ})}$
Разрешение для ν_μ CC событий	$20\% / \sqrt{E(\text{ГэВ})}$	8.5%	$10\% / \sqrt{E(\text{ГэВ})}$
Неопределенность шкалы E_{ν_μ}	2%	-	-

Измерение иерархии масс и фазы CP нарушения

Изучение $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций предоставляет возможность для наблюдения CP нарушения в лептонном секторе в ускорительных экспериментах.

Зная потоки нейтрино на детекторе, параметры детектора, сечения взаимодействия нейтрино с веществом можно рассчитать количество и спектры нейтринных событий различного типа, которые должны быть зарегистрированы в соответствующем эксперименте. Результаты данных расчетов зависят от значений параметров матрицы смешивания нейтрино (см., например, формулы (14)-(18)). Из фита экспериментально наблюдаемых распределений, фиксируя известные параметры матрицы смешивания ней-

трино, можно получить значения параметров, которые измеряются, например, фазу CP нарушения. В данной работе применялась процедура генерации и фита “экспериментальных” распределений в нейтринных экспериментах, использованная в пакете GLoBES [46-47]. Методы и детали процедуры генерации и фита распределений с учетом систематических ошибок различного типа можно найти в подробном описании пакета GLoBES [48]. Здесь для проведения фита формируется функция χ^2 , определяющая уровень отклонения распределений, рассчитанных для “правильных” и для тестовых значений параметров смешивания нейтрино.

Чувствительность эксперимента к обнаружению CP нарушения определяется величиной $\Delta\chi^2 = \chi^2(\delta_{CP}) - \chi_0^2$. При вычислении $\chi_0^2(\chi^2(\delta_{CP}))$ в качестве “правильных” используются измеренные значения параметров ПМНС матрицы [7] при нормальной иерархии масс и $\delta_{CP} = 0$ (δ_{CP}). $\chi^2(\delta_{CP})$, χ_0^2 находятся как минимальные значения χ^2 при варьировании тестовых значений осцилляционных параметров и параметров систематических неопределенностей с учетом их ошибок [51] при фиксированных δ_{CP} , $\delta_{CP} = 0$, соответственно. Величина $\sigma = \sqrt{\Delta\chi^2}$ дает количество вычисленных стандартных отклонений распределений, рассчитанных при фиксированном значении δ_{CP} и при значении $\delta_{CP} = 0$ (отсутствие CP нарушения). Эта величина определяет чувствительность эксперимента к обнаружению CP нарушения.

Для определения иерархии масс нейтрино можно использовать изучение процесса $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, вероятность которого, благодаря эффекту влияния материи, зависит от знака Δm_{31}^2 (см. формулы (14)-(18)). Для нахождения чувствительности эксперимента к определению нормальной (обратной) иерархии масс нейтрино, используется величина $\Delta\chi_{MH}^2 = \chi^2(\delta_{CP}, IH(NH)) - \chi_0^2(NH(IH))$. Здесь $\chi^2(\delta_{CP}, IH(NH))$ минимальное значение функции χ^2 при варьировании тестовых значений параметров систематических неопределенностей и осцилляционных параметров с учетом их ошибок [51] при фиксированном значении δ_{CP} ; при этом используется отрицательный (положительный) знак Δm_{31}^2 . $\chi_0^2(NH(IH))$ вычисляется при положительном (отрицательном) значении Δm_{31}^2 .

Отметим, что при формировании функции χ^2 учитывается также процесс $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ осцилляций, рассмотрение которого позволяет получить дополнительную информацию об осцилляционных параметрах нейтрино.

На Рис. 11 представлена чувствительность эксперимента к определению иерархии масс в зависимости от значения δ_{CP} для 10 лет работы в нейтринном пучке У-70 (5 лет (ν_μ) + 5 лет ($\bar{\nu}_\mu$)) детектора с массой 20 кт на различных базах ($L=1160$ км и 2200 км).

Для сравнения на Рис. 12 представлена чувствительность различных экспериментов к определению иерархии масс в зависимости от значения δ_{CP} после 10 лет работы детектора с массой 20 кт в соответствующем нейтринном пучке. Здесь и далее эффективные массы детекторов в экспериментах Т2К - 22.5 кт, NOvA-25 кт. Для расчета чувствительности данных экспериментов использовались спектры, параметры детекторов, а также методика, описанные выше.

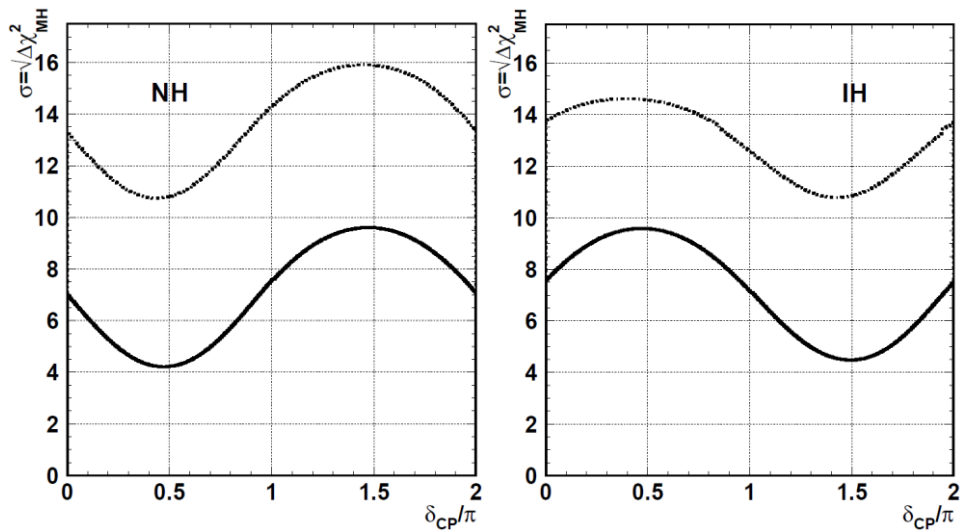


Рис. 11. Значимость $\sigma = \sqrt{\Delta\chi_{MH}^2}$ определения иерархии масс в зависимости от величины δ_{CP} для экспериментов на пучках У-70 с базой $L=1160$ км (сплошная линия) и $L=2200$ км (точечная линия). Эффективная масса детектора 20 кт. Экспозиция 5 лет (ν_μ) + 5 лет ($\bar{\nu}_\mu$). Рисунок слева для нормальной иерархии масс (NH), справа – для обратной иерархии масс (IH).

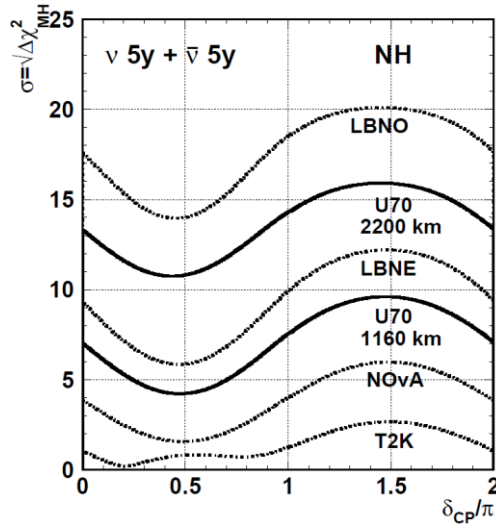


Рис. 12. Значимость $\sigma = \sqrt{\Delta\chi^2_{MH}}$ определения иерархии масс в зависимости от величины δ_{CP} для различных экспериментов. Экспозиция 5 лет (ν_μ) + 5 лет ($\bar{\nu}_\mu$). Предполагается нормальная иерархия масс.

Далее рассмотрим чувствительность экспериментов к обнаружению CP нарушения. На Рис. 13 представлена чувствительность к обнаружению CP нарушения в зависимости от значения δ_{CP} после 10 лет работы детектора с массой 20 кт в нейтринном пучке U-70 (5 лет (ν_μ) + 5 лет ($\bar{\nu}_\mu$)) на различных базах ($L=1160$ км и 2200 км). Отметим, что здесь $\Delta\chi^2(180^\circ) = \chi^2(\delta_{CP} = 180^\circ) - \chi^2_0 \neq 0$. Действительно, вычисленные вероятности переходов нейтрино различных типов при учете членов 2-го порядка малости отличаются для $\delta_{CP} = 180^\circ$ и $\delta_{CP} = 0^\circ$ (см., например, Рис. 2, формулу (14)).

На Рис. 14 представлена чувствительность различных экспериментов к обнаружению CP нарушения в зависимости от значения δ_{CP} после 10 лет работы детектора с массой 20 кт. Здесь также представлена чувствительность к обнаружению CP нарушения в зависимости от значения δ_{CP} , определенная с использованием суммарных данных описанных выше экспериментов: LBNE, LBNO, T2K, NOvA, U-70 на базе 1160 км.

На Рис. 15 представлена значимость, с которой может быть определена иерархия масс и CP нарушение в зависимости от интегральной экспозиции в эксперименте с пучком U-70 на базе 1160 км (50% ν_μ + 50% $\bar{\nu}_\mu$). Интегральная экспозиция I определя-

ется как произведение массы детектора (кт) \times мощности протонного пучка (МВт) \times времени экспозиции (год).

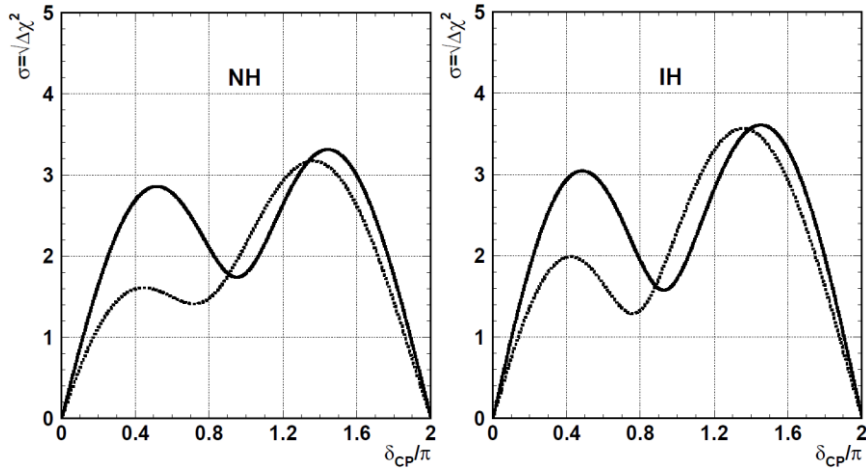


Рис. 13. Значимость $\sigma = \sqrt{\Delta\chi^2}$ обнаружения CP нарушения в зависимости от величины δ_{CP} для экспериментов на пучках У-70 с базой $L=1160$ км (сплошная линия) и $L=2200$ км (точечная линия). Эффективная масса детектора 20 кт. Экспозиция 5 лет (ν_μ) + 5 лет ($\bar{\nu}_\mu$). Рисунок слева для нормальной иерархии масс (NH), справа – для обратной иерархии масс (IH).

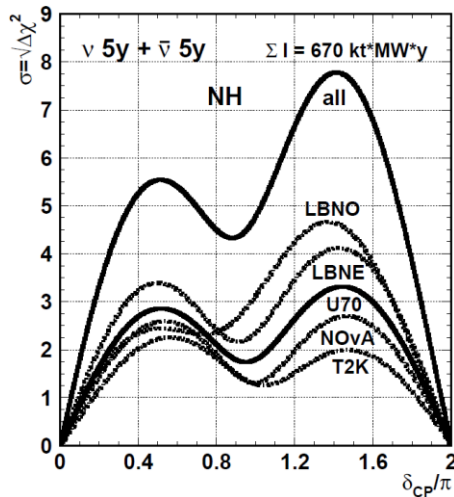


Рис. 14. Значимость $\sigma = \sqrt{\Delta\chi^2}$ обнаружения CP нарушения в зависимости от величины δ_{CP} для различных экспериментов (база для эксперимента на У-70 - 1160 км). Экспозиция 5 лет (ν_μ) + 5 лет ($\bar{\nu}_\mu$), нормальная иерархия масс. Приведена также зависимость σ от величины δ_{CP} , определенная с использованием суммарных данных экспериментов LBNE, LBNO, T2K, NOvA, У-70 с базой 1160 км (суммарная интегральная экспозиция этих экспериментов ~ 670 кт·МВт·год).

Определение иерархии масс в эксперименте с использованием пучка У-70 (база 1160 км) требует сравнительно небольшой экспозиции. Это возможно из-за большого эффекта влияния материи на осцилляции нейтрино на рассматриваемой базе и большой величины угла θ_{13} . Иерархия масс может быть определена со значимостью $\sigma > 5$ на 50%-м интервале δ_{CP} при использовании интегральной экспозиции ~ 50 - 60 кт·МВт·год. Для обнаружения CP нарушения на таком же уровне достоверности потребуется примерно в 10 раз большая интегральная экспозиция. CP нарушение в данном эксперименте может быть обнаружено со значимостью $\sigma > 5$ на 50%-м интервале δ_{CP} при использовании интегральной экспозиции около ~ 600 - 800 кт·МВт·год.

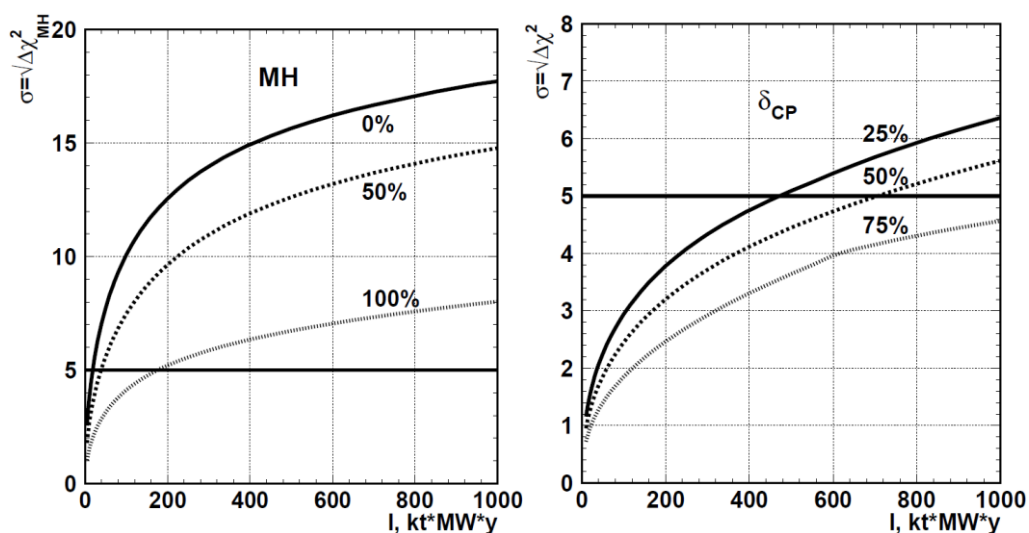


Рис. 15. Значимость σ определения иерархии масс при нормальной иерархии масс (слева) и обнаружения CP нарушения (справа) в зависимости от интегральной экспозиции I в эксперименте с нейтринным пучком У-70 на базе 1160 км. Цифрами возле кривых обозначены доли области значений δ_{CP} , для которых достигается соответствующая значимость.

Значимость обнаружения CP нарушения для суммарных данных всех рассмотренных экспериментов, которая представлена на Рис. 14, соответствует суммарной интегральной экспозиции ~ 670 кт·МВт·год. При этом нужно учитывать, что рассмотренные эксперименты имеют различные базы от 295 км (T2K) до 2300 км (LBNO).

Это исследование показывает, что современные нейтринные эксперименты (текущие и планируемые) дадут возможность определить иерархию масс нейтрино в среднесрочной перспективе. Обнаружить CP нарушение в этих экспериментах можно будет только при удачном стечении обстоятельств. Точно измерить значения фазы CP нарушения возможно будет только в экспериментах следующего поколения.

Проверка “LSND аномалии”

Нейтринный пучок высокой интенсивности, который возможно создать в ГНЦ ИФВЭ, может быть использован для изучения нейтринных взаимодействий в “ближнем” детекторе, расположенном в нескольких сотнях метров от мишени. Одна из проблем, которая может изучаться в таком эксперименте, это проверка “LSND аномалии” [43]. В LSND эксперименте наблюдался сигнал от появления $\bar{\nu}_e$ в пучке $\bar{\nu}_\mu$ на 3.8σ выше уровня фона. Этот эффект может рассматриваться как указание на существование осцилляций антинейтрино $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ с параметрами $\Delta m^2 \simeq 0.1-10 \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\theta > 10^{-3}$. Объяснение появления осцилляций с такими параметрами может потребовать введения схемы с одним или несколькими стерильными нейтрино.

При изучении осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) с использованием “ближнего” детектора можно исследовать данный эффект. Для изучения осцилляций в области $\Delta m^2 \simeq 0.1-10 \text{ эВ}^2$ необходимо иметь эксперимент с отношением $\langle L \rangle / \langle E \rangle \sim 0.1-10$ (км/ГэВ). Здесь $\langle E \rangle$ средняя энергия нейтрино в пучке, $\langle L \rangle$ среднее расстояние от точки образования нейтрино до точки взаимодействия в детекторе. Для пучка с энергией $\langle E \rangle \approx 1 \text{ ГэВ}$ для получения нужного отношения $\langle L \rangle / \langle E \rangle$ расстояние $\langle L \rangle$ должно быть $\leq 1 \text{ км}$, т. е. детектор должен располагаться на расстоянии нескольких сотен метров от мишени.

Возможно рассмотреть эксперимент по изучению $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций на “ближнем” детекторе с использованием пучка ν_μ , сформированного в направлении Рухäсалми с помощью фокусирующей системы с тремя горнами (см. Рис. 6а, точечная линия). Здесь предполагается, что эффективная масса детектора равна 100 т, используемый интервал энергий нейтрино 0.5 – 1.5 ГэВ, $\langle L \rangle \sim 650 \text{ м}$, сброс на мишень состав-

ляет $\sim 4.3 \cdot 10^{20}$ протонов (это потребует около 100 суток работы ускорителя У-70, модернизированного в рамках проекта ОМЕГА).

Область чувствительности данного эксперимента (95% CL) представлена на Рис. 16а (область $\sin^2 2\theta$, Δm^2 правее сплошной линии). Для сравнения на Рис. 16а также представлена область “LSND аномалии” (заштрихованная область, 99% CL). Из этого рисунка видно, что рассматриваемый эксперимент на ближнем детекторе с интенсивным пучком нейтрино может изучать осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ в области $\sin^2 2\theta$, Δm^2 , характерных для LSND эксперимента.

LSND эффект также может изучаться с использованием нейтринного пучка (см. Рис. 7), полученного с помощью пучка протонов, выведенных из ускорителя У-3.5 проекта ОМЕГА. Область чувствительности эксперимента (95% CL) на детекторе с эффективной массой 100 т при времени экспозиции в 100 дней при различных базах эксперимента представлена на Рис. 16б.

Таким образом, “LSND аномалия” может быть изучена за короткое время с помощью нейтринных пучков, созданных в рамках проекта ОМЕГА с использованием “ближнего” детектора, расположенного на территории ГНЦ ИФВЭ.

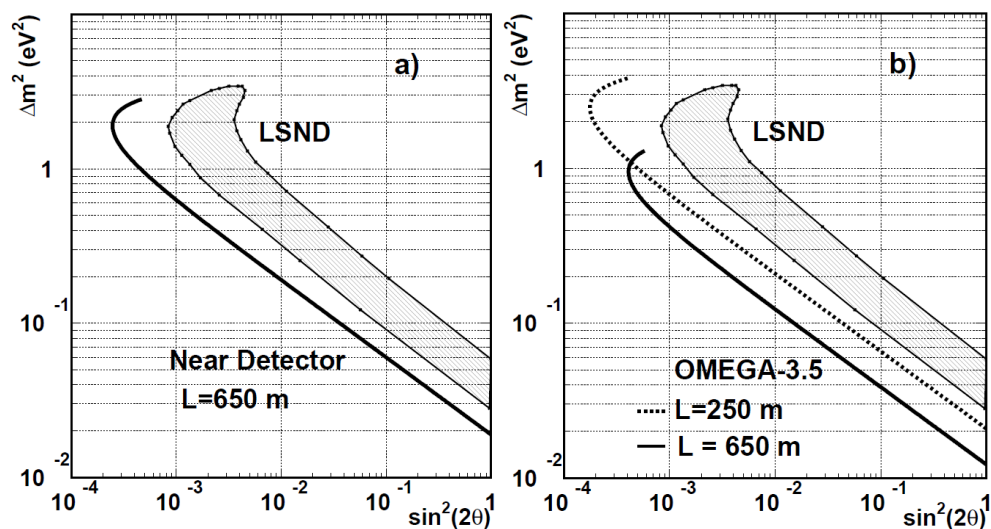


Рис.16. Область чувствительности (95% CL) к изучению $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций на плоскости $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ экспериментов на ближнем детекторе с использованием нейтринного пучка а) от У-70, сформированного в направлении Pyhäsalmi, б) от ускорителя У-3.5 проекта ОМЕГА.

Заключение

Наблюдение осцилляций нейтрино явилось одним из наиболее важных открытий последних десятилетий в области физики частиц. К настоящему времени большинство параметров нейтринных осцилляций уже измерено, хотя и с ограниченной точностью. Недавно удалось измерить угол θ_{13} - ключевой элемент матрицы смешивания нейтрино, определяющий возможность экспериментального наблюдения нарушения CP-симметрии в лептонном секторе. Измеренная величина угла θ_{13} позволила с большой определенностью планировать эксперименты, которые будут обладать высокой чувствительностью к определению иерархии масс нейтрино, а также к наблюдению CP нарушения. К таким экспериментам относятся нейтринные эксперименты с “длинной” базой, ~ 1000 км и более, с использованием интенсивных пучков нейтрино от протонных ускорителей высокой мощности.

В этой работе произведена оценка физического потенциала подобного эксперимента с использованием нейтринных пучков от Ускорительного комплекса У-70 ГНЦ ИФВЭ (проект ОМЕГА) мощностью 460 кВт для определения иерархии масс и обнаружения CP-нарушения. В данном эксперименте предполагается использование детектора на жидком аргоне (LAr-TPC детектор) с эффективной массой 20 кт. Иерархия масс в эксперименте с использованием пучка У-70 (база 1160 км) может быть определена со значимостью больше 5σ на 50%-м интервале δ_{CP} при использовании интегральной экспозиции $\sim 50-60$ кт·МВт·год. Для обнаружения CP нарушения на таком же уровне достоверности требуется примерно в 10 раз большая интегральная экспозиция. CP нарушение в данном эксперименте может быть обнаружено со значимостью больше 5σ на 50%-м интервале δ_{CP} при использовании интегральной экспозиции около $\sim 600-800$ кт·МВт·год.

В работе произведено сравнение с чувствительностью других текущих, готовящихся и планируемых экспериментов.

Рассмотрена возможность изучения “LSND аномалии” в эксперименте на ускорителе У-70 (проект ОМЕГА). “LSND аномалия” может быть изучена за короткое время (~ 100 суток работы ускорителя) с помощью нейтринных пучков, созданных в рам-

ках проекта ОМЕГА с использованием “ближнего” детектора (масса 100 т), расположенного на территории ГНЦ ИФВЭ.

Авторы выражают глубокую признательность Н.Е. Тюрину, С.С. Герштейну за внимание к работе. Мы благодарны А.М. Зайцеву, Ю.Г. Куденко за полезные советы и постоянный интерес к работе. Считаем приятным долгом поблагодарить С.В. Иванова, О.П. Лебедева за ценные замечания и полезную информацию, предоставленную для этого обзора. Авторы признательны А.С. Вовенко за многочисленные плодотворные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-12122 офи_м.

Список литературы

- [1] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ, **33**, 549 (1957).
- [2] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ, **34**, 247 (1958).
- [3] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [4] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ, **53**, 1717 (1967).
- [5] С.С. Герштейн, Е.П. Кузнецов, В.А. Рябов, УФН, **167**, 811 (1997).
- [6] Ю.Г. Куденко, УФН, **181**, 569 (2011).
- [7] K.A. Olive et al., (Particle Data Group), Chin. Phys. C, **38**, 090001 (2014).
- [8] V. Barger et al., Phys. Rev. D**22**, 2718 (1980).
- [9] E.K. Akhmedov et al., JHEP **078**, 1 (2004).
- [10] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D**17**, 2369 (1978).
- [11] S. Mikheev et al., Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 913 (1985).
- [12] Jr. Davis, Raymond, Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman, Phys. Rev. Lett., **20**, 1205 (1968).
- [13] J.N. Bahcall et al., Rev. Mod. Phys. **54**, 767 (1982);
J.N. Bahcall, R.N. Ulrich, Rev. Mod. Phys. **60**, 297 (1988);
J.N. Bahcall, M.N. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. **64**, 885 (1992).
- [14] J. N. Abdurashitov et al., J. Exp. Theor. Phys., **95**, 181 (2002).

- [15] W. Hampel et al., Phys. Lett., **B447**, 127 (1999).
- [16] Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett., **89**, 011301 (2002).
- [17] S. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 221803 (2008);
A. Gando et al. (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. **D83**, 052002 (2011).
- [18] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett., **81**, 1562 (1998);
Y. Ashie et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 101801 (2004);
Y. Ashie et al., Phys. Rev. **D71**, 112005 (2005).
- [19] M. H. Ahn et al., Phys. Rev., **D74**, 072003 (2006).
- [20] D. G. Michael et al., Phys. Rev. Lett., **97**, 191801 (2006);
P. Adamson et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 181801 (2011).
- [21] K. Abe et al., Phys. Rev. **D85**, 031103 (2012).
- [22] M. Apollonio et al. (CHOOZ Collaboration), Eur.Phys.J., **C27**, 331 (2003).
- [23] F.P. An et al., (Daya Bay Collab.), Phys. Rev. Lett. **108**, 171803 (2012);
F.P. An et al., (Daya Bay Collab.), Chinese Phys. **C37**, 011001 (2013).
- [24] J.K. Ahn et al., (RENO Collab.), Phys. Rev. Lett. **108**, 191802 (2012);
S.-H. Seo, talk at the XV International Workshop on Neutrino Telescopes, March 11-15, 2013, Venice.
- [25] Y. Abe et al., (Double Chooz Collab.), Phys. Rev. Lett. **108**, 131801 (2012);
Y. Abe et al., (Double Chooz Collab.), Phys. Rev. **D86**, 052008 (2012).
- [26] K. Abe et al., (T2K Collab.), Phys. Rev. **D88**, 032002 (2013).
- [27] P. Adamson et al., (MINOS Collab.), Phys. Rev. Lett. **110**, 171801 (2013).
- [28] Y. Hayato, A. K. Ichikawa, T. Ishida, et al., Letter of Intent: Neutrino Oscillation Experiment at JHF, [loi.v2.030528.pdf](http://lois.v2.030528.pdf).
- [29] G. Tzanakos M. Bishai, M. Diwan, et al., MINOS+
A Proposal to FNAL to run MINOS with the medium energy NuMI beam. DocDB-7923
May 13, 2011.
- [30] M. Messier. Extending the NOvA Physics Program. Technical report, January 2013;
<http://if-neutrino.fnal.gov/whitepapers/messier-nova.pdf>.
- [31] M. Bishai, M. Diwan, S. Kettell, J. Stewart, B. Viren, et al. Precision Neutrino Oscillation Measurements using Simultaneous High-Power, Low-Energy Project-X Beams. 2013.

- [32] K. Abe, H. Aihara, C. Andreopoulos et al. A Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Using J-PARC Neutrino Beam and Hyper-Kamiokande. arXiv:1412.4673v1 [physics.ins-det] (2014).
- [33] A. Rubbia. The LAGUNA Design Study. Workshop on Next generation Nucleon decay and Neutrino detectors (NNN09). Estes Park (USA), October 7-10, 2009;
- S.K. Agarwalla et al. The mass-hierarchy and CP-violation discovery reach of the LBNO long-baseline neutrino experiment. arXiv: 1312.6520v3 [hep-ph] (2014).
- [34] A. Cervera et al., Nucl. Phys. **B579**, 17 (2000);
M. Freund, P. Huber, and M. Lindner, Nucl. Phys. **B615**, 331 (2001).
- [35] Ускорительный комплекс интенсивных адронных пучков. Новости и проблемы фундаментальной физики № 2(9), Протвино, 2010.
- [36] <http://www.inr.ru/rus/structura/obno.html> .
- [37] Ускорительно-накопительный комплекс на энергию 3000 ГэВ (Физическое обоснование). Препринт ИФВЭ 93-27. Протвино 1993.
- [38] A. Ageev, Yu. Fedotov, G. Gurov et al. Commissioning of the Beam Transfer Line to UNK. Proceedings of the EPAC94, London, England, June 27 – July 1, 1994.
- [39] Yu.S. Fedotov, V.I. Garkusha, S.S. Gershtein et al. On Possibility to Study Neutrino Oscillations by Detectors Located at Gran-Sasso (Italy) using Beams from 600 GeV UNK-1 Machine. IHEP Preprint 94-34, ЯФ, **58**, 2210 (1995).
- [40] Ch. Iselin. A Computer Program to Calculate Muon Halo. Preprint CERN 74-17, 1974.
- [41] A.G. Abramov, N.A. Galyaev, V.I. Garkusha et al. Beam Optics and Target Conceptual Designs for the NuMI Project. IHEP Preprint 2001-2, NIM, **A485**, 209 (2002).
- [42] K. Abe et al., (T2K Collab.), Phys. Rev. **D87**, 012001 (2013).
- [43] A. Aguilar-Areval et al. (LSND Collaboration), Phys. Rev. **D64**, 112007 (2001).
- [44] M.D. Messier, Evidence for neutrino mass from observations of atmospheric neutrinos with Super-Kamiokande, Ph.D. Thesis, Boston University, UMI-99-23965, (1999);
E.A. Paschos and J.Y. Yu, Phys. Rev. **D65**, 033002 (2002).

- [45] K. Abe et al., (T2K Collab.), Nucl. Instrum. Methods **A659**, 106 (2011).
- [46] P. Huber, M. Lindner, and W. Winter, Comput. Phys. Commun., **167**, 195 (2005).
- [47] P. Huber, J. Kopp, M. Lindner, M. Rolinec, and W. Winter, Comput. Phys. Commun., **177**, 432 (2007).
- [48] <http://www.mpi-hd.mpg.de/personalhomes/globes/documentation.html> .
- [49] LBNE Project Management Team. LBNE Conceptual Design Report, Volume 1: The LBNE Project. Technical report, 2012. LBNE:DocDB 5235.
- [50] S. Amerio et al., (ICARUS Collab.), Nucl. Instrum. Methods **A627**, 329 (2004).
- [51] P. Huber, M. Lindner, and W. Winter, Nucl. Phys. **B645**, 3 (2002);
G.L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone et al, Phys. Rev. **D66**, 053010 (2002).

Рукопись поступила 31 марта 2015 г.

В.И. Гаркуша, Ф.Н. Новоскольцев, А.А. Соколов

Исследование осцилляций нейтрино с использованием нейтринных пучков Ускорительного комплекса У-70.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати 17.04.2015. Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.

Печ.л. 2,62. Уч.– изд.л. 3,84. Тираж 100. Заказ 7. Индекс 3649.

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт»

142281, Московская область, город Протвино, площадь Науки, дом 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 2015-5,
ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт», 2015
