

## Разработка оболочки для расчёта чувствительности ускорительных экспериментов в GNA на основе эксперимента DUNE

А. В. Степанова<sup>1,2,\*</sup>, Л. Д. Колупаева<sup>2†</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра физики элементарных частиц  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований,  
Лаборатория ядерных проблем имени В. П. Джелепова  
Россия, 141980, Московская область, г. Дубна, ул. Жолио Кюри, д. 6  
(Поступила в редакцию 19.05.2022; подписана в печать 20.09.2022)

Настоящая работа посвящена моделированию нейтринных ускорительных экспериментов в программном обеспечении GNA с целью изучения их чувствительности к параметрам осцилляций нейтрино. Создана универсальная оболочка, которая на основе конфигурационного файла с входными данными эксперимента создаёт ожидаемые спектры чисел событий с учётом осцилляций нейтрино и рассчитывает на их основе чувствительности к иерархии масс нейтрино, к значению фазы комбинированной чётности  $\delta_{CP}$  и к величине угла  $\theta_{23}$ . Для расчёта чувствительности выбран эксперимент NOvA, проводящий регистрацию нейтрино с 2014 года, и планируемый крупномасштабный эксперимент DUNE. Проведено сравнение полученных в GNA чисел событий с официальным Монте-Карло моделированием коллабораций NOvA и DUNE. Из расчёта чувствительностей определено, что NOvA на уровне значимости больше, чем  $5\sigma$  сможет отклонить гипотезу об обратной иерархии масс нейтрино при максимальном нарушении комбинированной чётности ( $\delta_{CP} = -\pi/2$ ) при экспозиции  $36 \times 10^{20}$  POT в режиме нейтрино и  $36 \times 10^{20}$  POT в режиме антинейтрино. Показано, что DUNE для любого возможного значения фазы  $\delta_{CP}$  на уровне значимости  $5\sigma$  сможет определить иерархию масс нейтрино с воздействием  $1.1 \times 10^{21}$  POT/год при поэтапном плане после 2–3 лет экспозиции. Чувствительность DUNE на уровне значимости в  $3\sigma$  в рамках гипотезы о сохранении CP-чётности достигается для 50% значений из диапазона  $\delta_{CP}$  через 7 лет набора данных. Также при анализе данных Азимова получена чувствительность NOvA и DUNE к отклонению гипотезы о максимальном смешивании для угла  $\theta_{23}$ .

PACS: 14.60.Lm; 14.60.Pq.

УДК: 539.1.

Ключевые слова: нейтрино, осцилляции нейтрино, параметры осцилляций, иерархия масс, нарушение CP-инвариантности в лептонном секторе, эксперименты с ускорительными нейтрино.

### ВВЕДЕНИЕ

Нейтральные лептоны Стандартной модели — нейтрино — обладают качествами, не свойственными другим элементарным частицам. Наличие у нейтрино массы и её малость часто трактуется как свидетельство о физике за пределами Стандартной модели. Сечение взаимодействия нейтрино с веществом так мало, что эксперименты по их регистрации известны огромными

размерами. И главная особенность нейтрино заключается в том, что они могут изменять свой аромат, проходя сквозь вакуум или вещество. Это явление, называемое осцилляциями нейтрино, исследуется в экспериментах по всему миру.

Вероятность обнаружить нейтрино определенного аромата после прохождения им какого-либо расстояния зависит от параметров матрицы Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаты [1], которая в вакууме имеет вид (Майорановские фазы опущены):

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & e^{-i\delta_{CP}} s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta_{CP}} s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $s_{\alpha\beta} = \sin\theta_{\alpha\beta}$ ,  $c_{\alpha\beta} = \cos\theta_{\alpha\beta}$ ,  $\alpha, \beta = \overline{1,3}$ . Эта матрица связывает состояния нейтрино с определённым ароматом  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  с массовыми состояниями  $\nu_1, \nu_2,$

$\nu_3$ , которым соответствуют массы  $m_1, m_2, m_3$ . Вероятность осцилляций зависит от расщепления квадратов этих масс, для которых выполняется соотношение:  $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2$ . Известны только верхние ограничения на значения масс [2], но установлено, что  $m_1 < m_2$  [3], а знак  $\Delta m_{32}^2$ , указывающий на расположение  $m_3$  относительно других, не опреде-

\* as592454@gmail.com

† ldkolupaeva@yandex.ru

лен. Возможны два случая: нормальная иерархия (НИ) при положительном знаке  $\Delta m_{32}^2$  и обратная (ОИ) — при отрицательном. В процессах с заряженными или нейтральными токами, в которых участвует нейтрино, в соответствии с лагранжианом Стандартной модели, может нарушаться комбинированная симметрия, включающая зарядовое сопряжение и пространственную чётность. Если значение  $\delta_{CP}$  равно 0 или  $\pm\pi$ , то нарушения симметрии данного типа нет для лептонов. Если значение  $\delta_{CP} = \pi n/2$ , где  $n = 2k + 1$ ,  $k \in \mathbf{Z}$ , то нарушение достигает максимального значения.

Таким образом, вероятность осцилляций в веществе в предположении трёх состояний нейтрино с определенным ароматом определяется параметрами смешивания: тремя углами  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$ ,  $\theta_{23}$ , расщеплениями квадратов масс  $\Delta m_{21}^2$ ,  $\Delta m_{32}^2$ , знаком  $\Delta m_{32}^2$  и фазой комбинированной чётности  $\delta_{CP}$ . Энергия нейтрино, расстояние, которое нейтрино проходит от рождения до регистрации, и эффект вещества, возникающий из-за когерентного упругого рассеяния вперед нейтрино на электронах в веществе Земли, существенно влияют на вероятность осцилляций. Для антинейтрино в вероятности осцилляций изменяется знак у фазы  $\delta_{CP}$  и у эффекта вещества.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТЫ NOVA и DUNE

В физике нейтринных осцилляций в экспериментах с солнечными и реакторными нейтрино прецизионно измерены следующие параметры [4]:

$$\begin{aligned}\sin^2 \theta_{12} &= 0.307 \pm 0.013, \\ \sin^2 \theta_{13} &= (2.20 \pm 0.07) \times 10^{-2}, \\ \Delta m_{21}^2 &= (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \\ \Delta m_{32}^2 &= (2.453 \pm 0.033) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ (НИ)}, \\ \Delta m_{32}^2 &= (-2.536 \pm 0.034) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ (ОИ)},\end{aligned}$$

Большой класс экспериментов, направленных на измерение оставшихся параметров, таких как иерархия масс нейтрино, фаза  $\delta_{CP}$  и угол  $\theta_{23}$ , использует нейтрино от ускорителей. В него входят эксперименты прошлого поколения MINOS/MINOS+ [5], K2K [6], OPERA [7], работающие в настоящее время эксперименты NOvA [8] и T2K [9], а также планируемые эксперименты DUNE [10], Hyper-Kamiokande [11] и ESSnuSB [12].

В настоящей работе рассматриваются эксперименты NOvA и DUNE. В каждом из них протоны, созданные в ускорительном комплексе Национальной ускорительной лаборатории имени Э. Ферми (Фермилаб), направляются на мишень для получения заряженных мезонов  $\pi^\pm$  и  $K^\pm$ . Магнитные горны, входящие в состав экспериментов, фокусируют мезоны положительного знака, распадающиеся в основном на мюонные нейтрино (режим FHC (forward horn current)), или мезоны отрицательного знака, из которых рождаются мюонные антинейтрино (режим RHC (reverse horn current)). Электронные нейтрино и антинейтрино в пучке появляются

от распадов мюонов. Ближний детектор (БД) используется для определения спектров нейтрино и антинейтрино до осцилляций и ограничивает вклад систематических неопределенностей от потока и от модели взаимодействия. Дальний детекторный комплекс (ДД) каждого эксперимента предназначен для регистрации нейтрино после осцилляций и получения спектров, которые используются при проведении осцилляционного анализа для оценки значений параметров осцилляций и исследования других свойств нейтрино. NOvA и DUNE имеют различия в массе детекторов и составе вещества, заполняющего их, а также в длине базы осцилляций и диапазоне наблюдаемых энергий нейтрино. Характеристики экспериментов NOvA и DUNE описаны в табл. 1. Они влияют на количество набранной статистики нейтринных событий и на уровень значимости, с которым возможно измерить интересующие параметры осцилляций.

За время работы с 2014 г. эксперимент NOvA на момент последнего опубликованного результата накопил статистику, соответствующую  $13.6 \times 10^{20}$  POT (протонов на мишень) в режиме нейтрино и  $12.5 \times 10^{20}$  POT в режиме антинейтрино. Ожидается, что к 2026 году эти значения достигнут  $36 \times 10^{20}$  POT в каждом режиме. В DUNE есть планируемый поэтапный план работы, в котором начальная мощность ускорителя 1.2 МВт, соответствующая  $1.1 \times 10^{21}$  POT/год, а четыре модуля дальнего детектора подключаются последовательно: при запуске — 2 модуля, после одного года — 3 модуля, после трёх лет — 4 модуля, после 6 лет воздействия — планируется увеличение мощности ускорителя до 2.4 МВт. Эта особенность учтена при моделировании в GNA.

В обоих экспериментах поток полученных нейтрино, проходя расстояние между детекторами сквозь Земную кору, осциллирует и регистрируется в дальнем детекторе по вторичным частицам, получившимся от взаимодействия нейтрино с веществом детектора через заряженные или нейтральные токи. Энергия нейтрино восстанавливается по сумме энергии мюона и адронного ливня для мюонного нейтрино, а для электронных нейтрино — по сумме электромагнитного и адронного ливней. Спектры разделяются на моды в зависимости от сигнального канала: мода появления  $\nu_e$  и мода исчезновения  $\nu_\mu$  в режиме FHC; мода появления  $\bar{\nu}_e$  и мода исчезновения  $\bar{\nu}_\mu$  в режиме RHC. В эксперименте NOvA моды исчезновения  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  разделяются по квартилям в зависимости от вклада адронной энергии в общую энергию нейтрино, а моды появления  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  разделяются по результату прохождения классификатора нейтринных взаимодействий CVN [13]. Моделирование такой цепочки явлений и сравнение с данными, полученными в эксперименте, позволяет изучить механизм осцилляций нейтрино.

Таблица 1. Характеристики экспериментов NOvA и DUNE

Характеристики	NOvA	DUNE
Мощность ускорителя	0.7 МВт	1.2 МВт → 2.4 МВт
Энергетический диапазон	0.5 – 4.5 ГэВ	0.5 – 8 ГэВ
База осцилляций	810 км	1300 км
Расположение БД	~ 1000 м	574 м
Рабочая масса	14 кт	40 кт
Расположение ДД	0.0146 рад вне оси	на оси
Вещество детектора	минеральное масло	жидкий аргон

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ В GNA

Программное обеспечение для проведения статистического анализа данных GNA (Global Neutrino Analysis) [14] разработано в Лаборатории ядерных проблем имени В. П. Джелепова Объединенного Института Ядерных Исследований (ОИЯИ), г. Дубна. Платформа GNA представляет собой набор классов и утилит, реализованных на языке C++, Python и использующих методы пакета ROOT [15], с помощью которых создаётся модель эксперимента, состоящая из независимых блоков, объединенных в вычислительный граф. Блоки графа — функции-трансформации, осуществляющие необходимые вычисления. Такая структура модели позволяет изменять одни её части, не пересчитывая другие, что обеспечивает быстроту работы и полный контроль за моделью.

В настоящее время в GNA реализованы модели реакторных экспериментов Daya Bay и JUNO для расчёта чувствительности к параметрам осцилляций, а целью настоящей работы является создание универсальной оболочки для моделирования нейтринных ускорительных экспериментов с длинной базой осцилляций, которая создаёт спектры чисел событий по модам и использует их для проверки различных статистических гипотез о значениях параметров осцилляций. Результаты оценки чувствительности экспериментов NOvA и DUNE с помощью такой оболочки приведены ниже.

Предсказания чисел событий в дальнем детекторе NOvA и DUNE в GNA создаются путём комбинации потоков нейтрино, полученных в Монте-Карло моделировании [16, 17], с сечениями взаимодействия нейтрино с веществом детектора, извлеченных из генератора нейтринных взаимодействий GENIE [18], а также с эффективностями отбора событий и матрицами размытия, которые показывают зависимость реконструированной энергии нейтрино от истинной для каждого события с конкретным конечным ароматом нейтрино. Зависимость от параметров осцилляций включается в процесс через осцилляционные кривые, отражающие вероятности осцилляций нейтрино с начальным ароматом из пучка в аромат, зарегистрированный в дальнем детекторе. Спектры строятся в рабочем диа-

пазоне энергий эксперимента и разделяются по модам, включающим сигнальные и фоновые события с нейтрино каждого из трёх ароматов.

Расчётная формула такого процесса для конкретного канала  $i \in [1, D]$  ( $D$  — число каналов) для бина  $j \in [1, B]$  ( $B$  — число бинов) для события с заряженным током (CC) имеет вид:

$$N_{j, \text{CC}}^i = K \cdot f(E_{\text{ист.}})_j \cdot P(E_{\text{ист.}})(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)_j \cdot \sigma(E_{\text{ист.}})_j \times \sum_{k=0}^n R(E_{\text{ист.}}, E_{\text{рек.}})_{jk} \cdot \varepsilon(E_{\text{рек.}})_k \quad (2)$$

и с нейтральным током (NC):

$$N_{j, \text{NC}}^i = K \cdot f(E_{\text{ист.}})_j \cdot \sigma(E_{\text{ист.}})_j \times \sum_{k=0}^n R(E_{\text{ист.}}, E_{\text{рек.}})_{jk} \cdot \varepsilon(E_{\text{рек.}})_k, \quad (3)$$

где  $K$  — коэффициент, включающий количество POT, время экспозиции и число нуклонов в объеме детектора;  $f(E_{\text{ист.}})_j$  — поток нейтрино начального аромата  $\nu_\alpha$ ;  $P(E_{\text{ист.}})(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)_j$  — вероятность осцилляций из  $\nu_\alpha$  в  $\nu_\beta$  ( $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ );  $\sigma(E_{\text{ист.}})_j$  — сечение взаимодействия нейтрино конечного аромата  $\nu_\beta$  с веществом;  $R(E_{\text{ист.}}, E_{\text{рек.}})_{jk}$  — матрица размытия между реконструированной  $E_{\text{рек.}}$  и истинной энергией  $E_{\text{ист.}}$ ;  $\varepsilon(E_{\text{рек.}})_j$  — эффективность отбора событий.

Число событий в моде  $m \in [1, M]$  ( $M$  — число мод) для бина  $j$  есть сумма чисел событий в этом бине по всем каналам:

$$N_m^j = \sum_{i=0}^D N_{i,m}^j \quad (4)$$

Для каждого эксперимента в конфигурационном файле формата YAML описываются характеристики эксперимента, энергетический диапазон, указываются файлы с входными данными и задаются каналы по модам с определением начального и конечного аромата нейтрино, режима работы эксперимента, типа события и т.д. Затем такой файл подаётся на вход разработанной оболочки и на основе формул (2) — (4) строятся гистограммы чисел событий по модам и создается

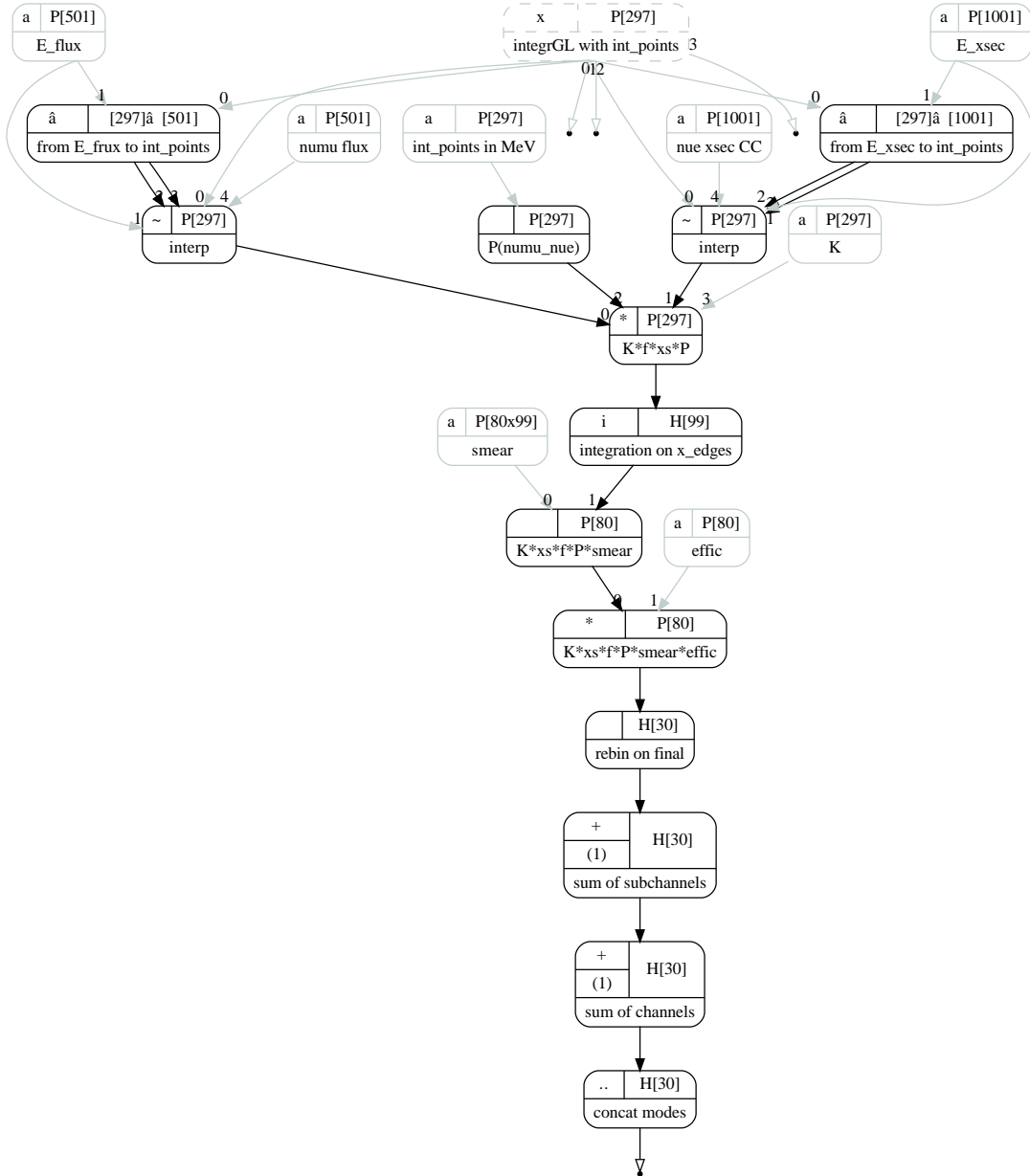


Рис. 1. Фрагмент вычислительного графа модели DUNE в GNA

вычислительный граф модели. На рис. 1 показан фрагмент графа для сигнального CC канала  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  в режиме FHC для модели эксперимента DUNE. Универсальность оболочки заключается в том, что для того, чтобы получить смоделированные спектры чисел событий в дальнем детекторе нейтринного ускорительного эксперимента и начать расчёт чувствительностей достаточно описать параметры эксперимента по общей структуре в yaml-файле и подать его на вход в оболочку.

Рис. 2 и рис. 3 демонстрируют гистограммы чисел событий в режиме FHC (*a*) и режиме RHC (*b*) в модели DUNE в GNA. На нижней части показано отноше-

ние чисел событий официального Монте-Карло моделирования DUNE, описанного в [10] и оцифрованного для настоящей работы, к числам событий, полученным в GNA. На этих гистограммах фаза  $\delta_{CP} = 0$ , остальные параметры осцилляций установлены в соответствии с NuFIT 4.0 [19].

В модели NOvA в режиме появления  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  полученные спектры разделены по результату классификатора нейтринных взаимодействий CVN. Спектры показаны на рис. 4. Числа событий в режиме исчезновения  $\nu_\mu$ , разделенные на квартили по вкладу адронной энергии в общую реконструированную энергию нейтрино, показаны на рис. 5.

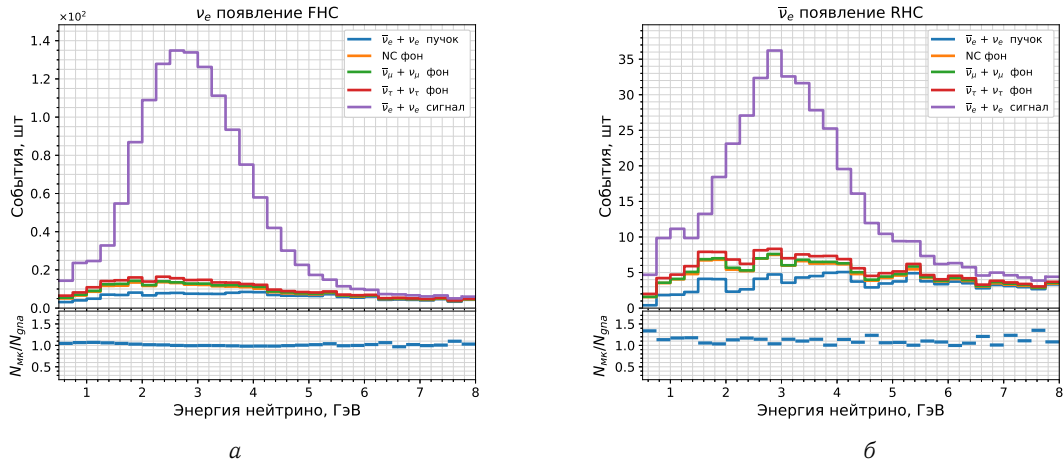


Рис. 2. Числа событий в GNA модели DUNE: *a* — мода появления  $\nu_e$  в режиме FNC, *б* — мода появления  $\bar{\nu}_e$  в режиме RNC. На нижней части показано отношение чисел событий официального Монте-Карло моделирования DUNE, описанного в [10] и оцифрованного для настоящей работы, к числам событий, полученным в GNA

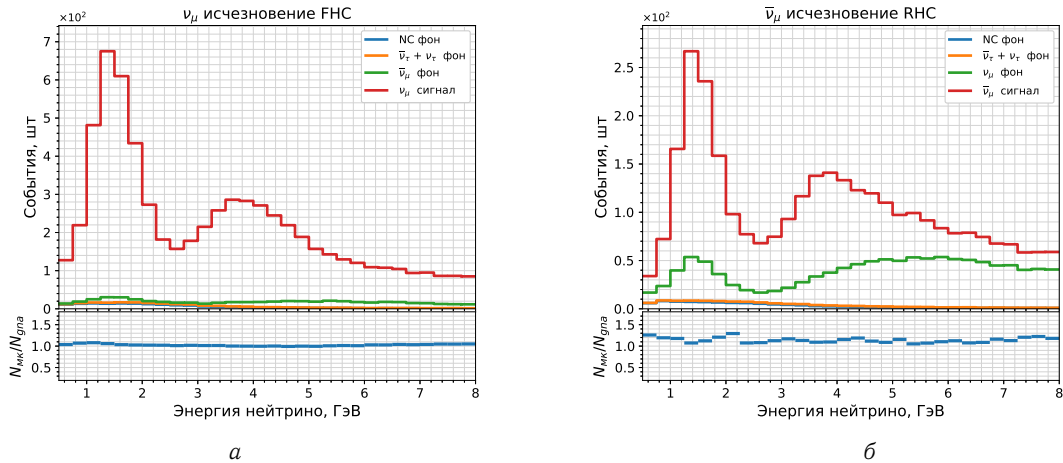


Рис. 3. Числа событий в GNA модели DUNE: *a* — мода исчезновения  $\nu_\mu$  в режиме FNC, *б* — мода исчезновения  $\bar{\nu}_\mu$  в режиме RNC. На нижней части показано отношение чисел событий официального Монте-Карло моделирования DUNE, описанного в [10] и оцифрованного для настоящей работы, к числам событий, полученным в GNA

Ожидаемые отличия смоделированных в GNA спектров чисел событий от Монте-Карло моделирования NOvA обусловлено отсутствием в модели:

- коррекции теоретических потоков и сечений, как это сделано в NOvA [20], [21];
- экстраполяции предсказаний из ближнего детектора в дальний после поправок в соответствии со сделанными измерениями;
- учёта предотбора событий в Монте-Карло и др.

Подобные улучшения влияют на чувствительности,

но характерные медианные чувствительности воспроизводятся с хорошей точностью.

Чувствительности к неизвестным параметрам осцилляций строились на данных Азимова на основе метода статистических гипотез. При таком анализе за данные принимается модель с номинальными значениями осцилляционных параметров, а в тестируемой модели параметры устанавливаются на пробные значения. В качестве статистики использовалась стандартная логарифмическая Пуассоновская функция правдоподобия, суммированная по бинам и модам, с учётом гауссовых штрафных членов на прецизионно измеренные осцилляционные параметры:

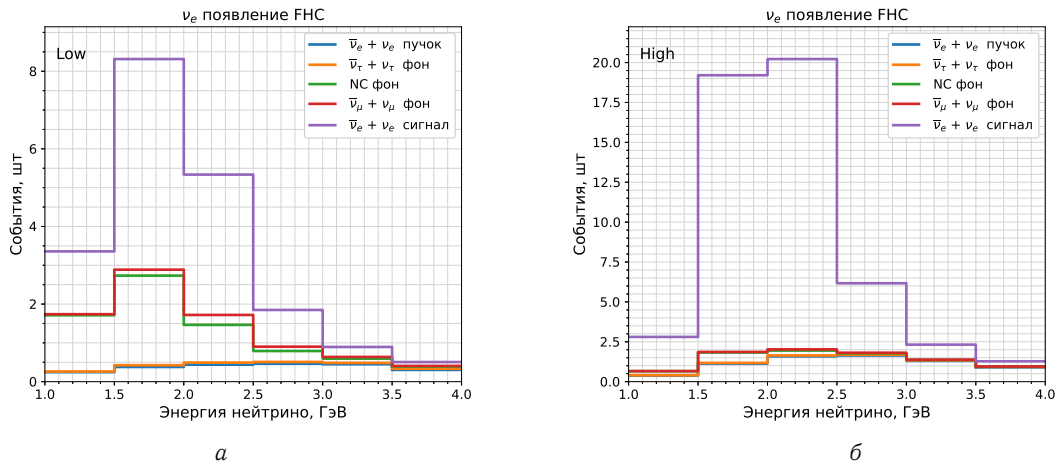


Рис. 4. Числа событий в режиме появления  $\nu_e$  в режиме FHC модели NO $\nu$ A в GNA: *a* — для малых значений классификатора, *б* — для больших значений классификатора

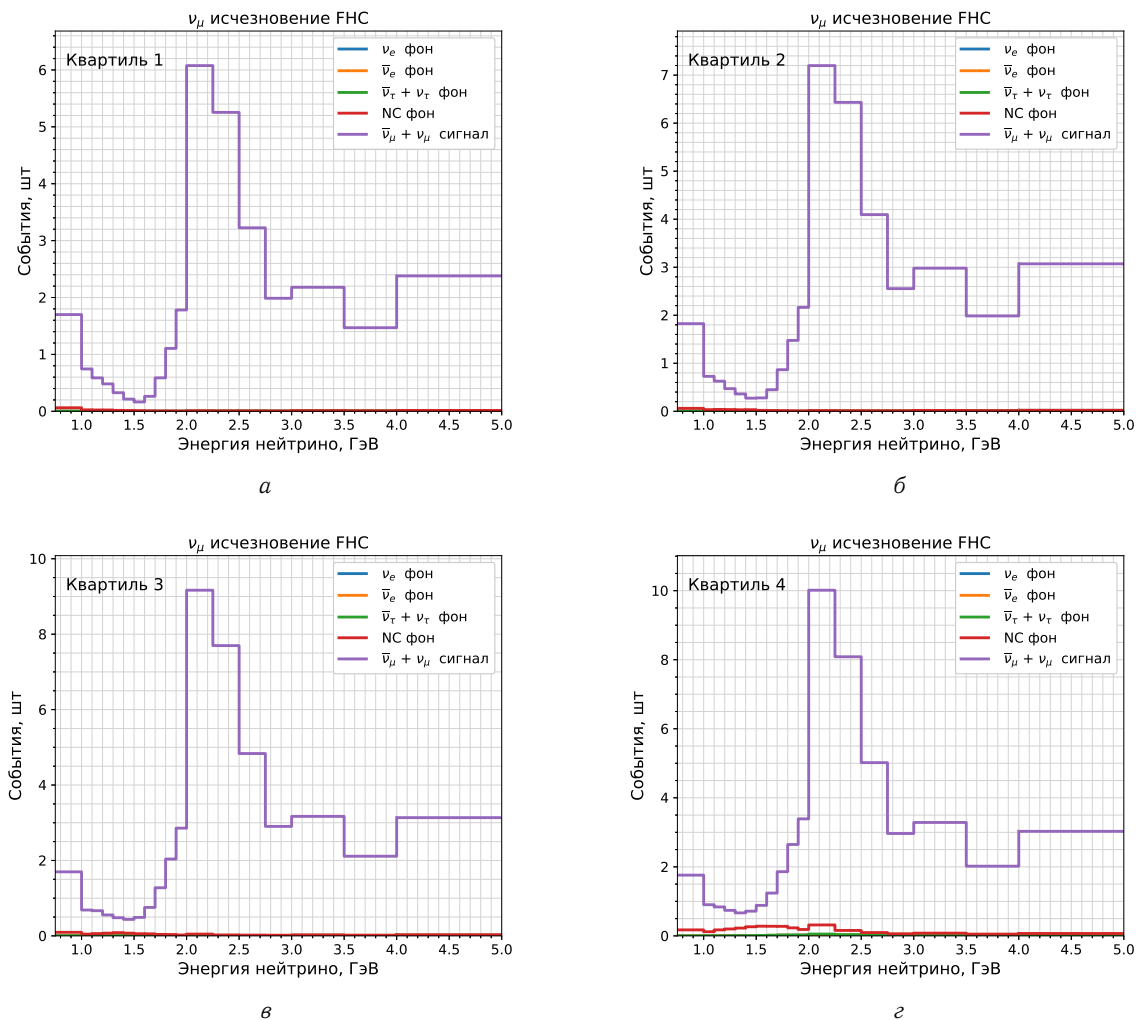


Рис. 5. Числа событий в режиме исчезновения  $\nu_\mu$  в режиме FHC модели NO $\nu$ A в GNA для четырех квартилей, отличающихся вкладом адронной энергии в общую реконструированную энергию нейтрино: *a* — квартиль 1, *б* — квартиль 2, *в* — квартиль 3, *г* — квартиль 4

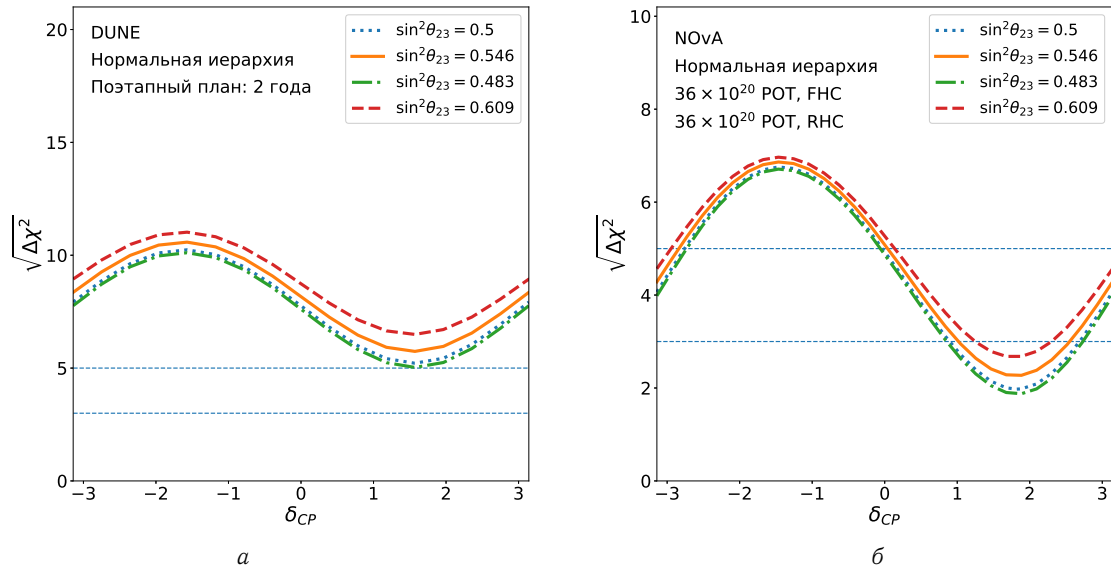


Рис. 6. Чувствительность к иерархии масс в GNA *a* — для модели DUNE, *б* — для модели NOvA. Кривые построены при различных значениях  $\sin^2 \theta_{23}$ , включающих лучшее значение  $\sin^2 \theta_{23} = 0.546$  из [4]

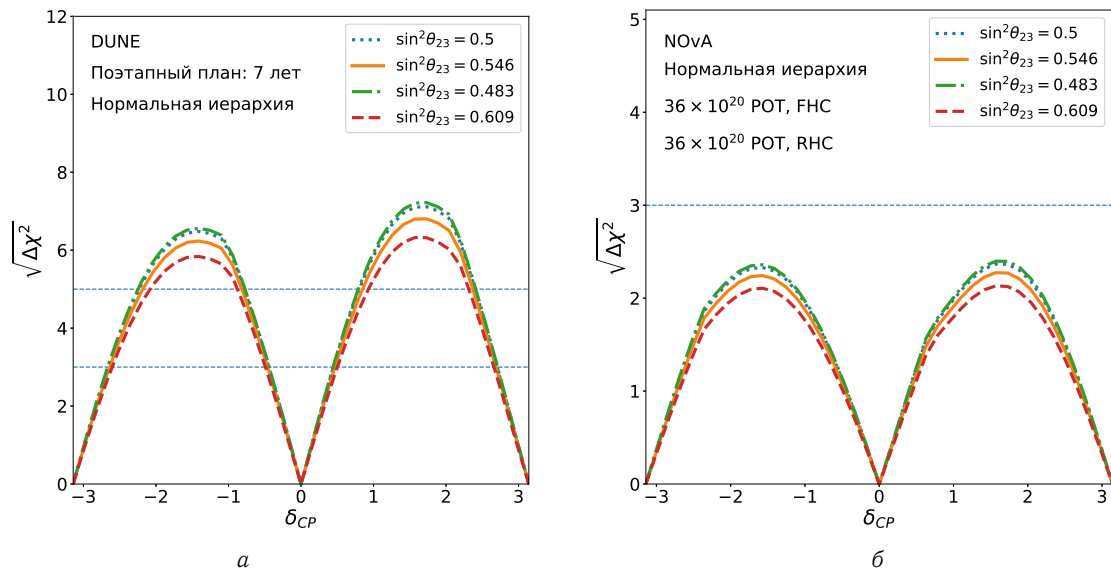


Рис. 7. Чувствительность к фазе  $\delta_{CP}$  в GNA *a* — для модели DUNE, *б* — для модели NOvA. Кривые построены при различных значениях  $\sin^2 \theta_{23}$ , включающих лучшее значение  $\sin^2 \theta_{23} = 0.546$  из [4]

$$\chi^2 = -2 \sum_{m=1}^M \ln L(N^{\text{мод.}} | N^{\text{дан.}}) + \frac{(x - \mu)^2}{\sigma^2} =$$

$$= 2 \sum_{m=1}^M \sum_{j=1}^n (N_{j,m}^{\text{мод.}} \ln N_{j,m}^{\text{дан.}} - N_{j,m}^{\text{дан.}} - N_{j,m}^{\text{мод.}} \ln N_{j,m}^{\text{мод.}}) + \frac{(x - \mu)^2}{\sigma^2}, \tag{5}$$

где  $N_{j,m}^{\text{дан.}}$  — данные Азимова,  $N_{j,m}^{\text{мод.}}$  — модель с тестируемыми значениями параметров,  $x$  — параметр со средним  $\mu$  и среднеквадратичным отклонением  $\sigma$  (для

NOvA —  $x = \theta_{13}$ ; для DUNE —  $x \in \{\Delta m_{21}^2, \theta_{12}, \theta_{13}, \rho\}$ , где  $\rho$  — плотность вещества Земли). Параметры  $\Delta m_{32}^2, \theta_{23}, \delta_{CP}$  варьировались свободно. Значения  $\theta_{23}$  для

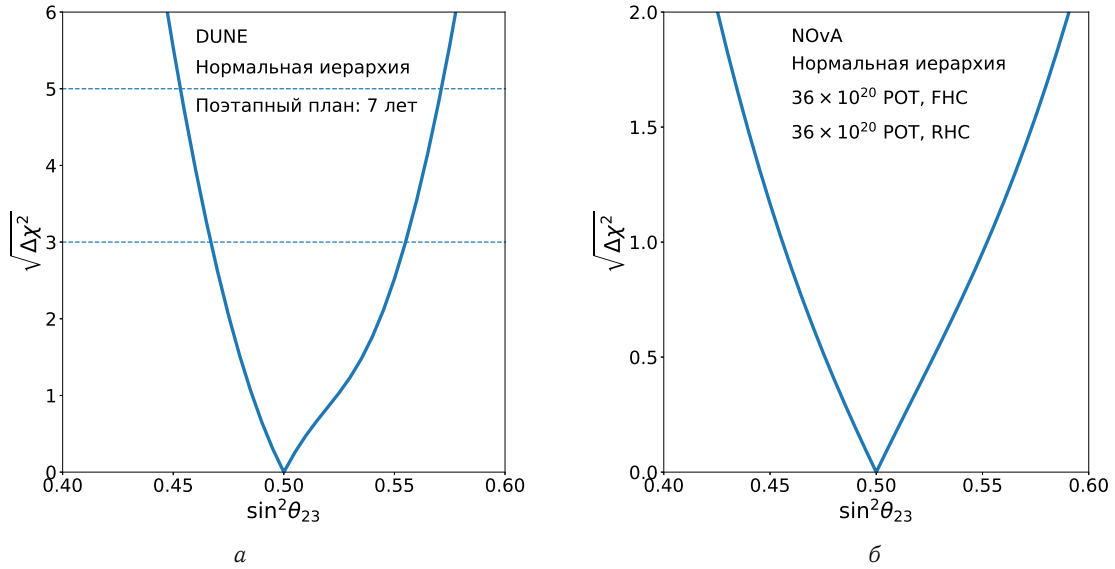


Рис. 8. Чувствительность к отклонению максимального угла смешивания  $\theta_{23}$  в GNA *a* — для модели DUNE, *б* — для модели NOvA

расчёта чувствительностей к иерархии масс нейтрино и сохранению CP-инвариантности выбирались из нижнего ( $\sin^2 \theta_{23} = 0.483$ ), верхнего ( $\sin^2 \theta_{23} = 0.609$ ) октантов, а также значение максимального смешивания ( $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ ) и точка лучшего фита ( $\sin^2 \theta_{23} = 0.546$ ) из [4]. Корень из разности  $\chi^2$  есть уровень значимости, на котором отклоняется тестируемая гипотеза.

Чувствительность к иерархии масс нейтрино строится путём сравнения гипотезы нормальной иерархии масс нейтрино с гипотезой об обратной иерархии:

$$\sqrt{\Delta\chi_{\text{иер.}}^2} = \sqrt{\chi_{\text{ОИ}}^2 - \chi_{\text{НИ}}^2} \quad (6)$$

Полученные зависимости показаны на рис. 6 для эксперимента DUNE (а) и эксперимента NOvA (б). Таким образом, при воздействии в  $36 \times 10^{20}$  POT в каждом из режимов NOvA на уровне значимости более  $5\sigma$  сможет отклонить гипотезу об обратной иерархии масс нейтрино при максимальном нарушении CP-инвариантности  $\delta_{CP} = -\pi/2$ .

При расчёте чувствительности к сохранению или нарушению комбинированной чётности сравнивались значения фазы  $\delta_{CP}$  в точках с сохранением CP-инвариантности:  $\delta_{CP} = 0, \pm\pi$  со всеми возможными значениями CP-фазы из диапазона  $[-\pi, \pi]$  (рис. 7):

$$\sqrt{\Delta\chi_{\delta_{CP}}^2} = \sqrt{\min(\chi_{\delta_{CP}=0}^2, \chi_{\delta_{CP}=\pm\pi}^2) - \chi_{\delta_{CP}}^{\text{ист.}}} \quad (7)$$

Видно, что кривые имеют 2 минимума в точках  $\delta_{CP} = 0, \pm\pi$ , где данные Азимова совпадают с тестируемой моделью.

Чувствительности к отклонению максимального значения угла смешивания  $\theta_{23}$  показаны на рис. 8 для DUNE (а), NOvA (б) и соответствует выражению:

$$\sqrt{\Delta\chi_{\theta_{23}}^2} = \sqrt{\chi_{\sin^2 \theta_{23}=0.5}^2 - \chi_{\sin^2 \theta_{23}}^{\text{ист.}}} \quad (8)$$

В полученные чувствительности может быть включен учёт систематических ошибок различного происхождения, поправок, вносимых методом Фейдмана–Казинса [22] и др.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные возможности моделирования нейтринных ускорительных экспериментов с помощью универсальной оболочки в GNA позволят использовать её для проведения совместного анализа данных нейтрино, полученных из различных экспериментов данного типа и определять доверительные интервалы неизвестных параметров осцилляций, а именно иерархию масс нейтрино, CP-фазу и угол смешивания  $\theta_{23}$ .

Из проведенного анализа видно, что DUNE, эксперимент следующего поколения, будет иметь значительно более высокую чувствительность к параметрам осцилляций нейтрино относительно существующих экспериментов. Ожидается, что его новаторская технология регистрации нейтрино, огромные размеры и большая длина базы осцилляций позволит учёным приблизиться к завершению построения Стандартной модели физики элементарных частиц в рамках парадигмы трёх состояний нейтрино с определенным ароматом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда № 22-22-00389.



- [1] *Bilenky S.* // Lect. Notes Phys. **817**. Springer, Berlin Heidelberg, 2010.
- [2] *Formaggio J.A., de Gouvêa A.L.C., Robertson R.G.H.* // Phys. Rept. 2021. **914**. P. 1.
- [3] *Maltoni M., Smirnov A.Y.* // Eur. Phys. J. A. 2016. **52**, N 4. P. 87.
- [4] *Zyla P.A.* et al. // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. **2020**. 083C01.
- [5] *Adamson P.* et al. [MINOS] // Phys. Rev. Lett. 2014. **112**. 191801.
- [6] *Ahn M. H.* et al. [K2K] // Phys. Rev. D. 2006. **74**. 072003.
- [7] *Pessard H.* [OPERA] // PoS EPS-HEP2009 2009. 280.
- [8] *Acero M.A.* et al. [NOvA] // An Improved Measurement of Neutrino Oscillation Parameters by the NOvA Experiment.
- [9] *Abe K.* et al. [T2K] // Phys. Rev. D. 2021. **103**, N 11. 112008.
- [10] *Abi B.* et al. [DUNE] // Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), Far Detector Technical Design Report, Volume II: DUNE Physics.
- [11] *Abe K.* et al. [Hyper-Kamiokande] // Hyper-Kamiokande Design Report.
- [12] *Aleku A.* et al. [ESSnuSB] // Eur. Phys. J. C. 2021. **81**, N 12. P. 1130.
- [13] *Aurisano A., Radovic A., Rocco D., Himmel A., Messier M.D., Niner E., Pawloski G., Psihas F., Sousa A., Vahle P.* // JINST. 2016. **11**. N 09. P09001.
- [14] GNA. Global neutrino analysis. gna.pages.jinr.ru.
- [15] *Brun R., Rademakers F.* // ROOT: An object oriented data analysis framework. Nucl. Instrum. Meth. A.
- [16] *Acero M. A.* et al. [NOvA] // Phys. Rev. D 2018. **98**. 032012.
- [17] Потоки DUNE. home.fnal.gov/lji26/DUNEFluxes.
- [18] *Andreopoulos C., Barry C., Dytman S., Gallagher H.* et al. // The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator: Physics and User Manual.
- [19] *Esteban I., Gonzalez-Garcia M.C., Hernandez-Cabezudo A., Maltoni M., Schwetz T.* // JHEP. 2019. **01**. P. 106.
- [20] *Aliaga L.* et al. [MINERvA] // Phys. Rev. D. 2016. **94**, N 9. 092005.
- [21] *Acero M. A.* et al. [NOvA] // Eur. Phys. J. C. 2020. **80**, N 12. P. 1119.
- [22] *Feldman G.J., Cousins R.D.* // Phys. Rev. D. 1998. **57**. P. 3873.

## Development of a shell for calculating the sensitivity of accelerator experiments in GNA based on the DUNE experiment

A. V. Stepanova<sup>1,a</sup>, L. D. Kolupaeva<sup>2,b</sup>

<sup>1</sup>*Department of Elementary Particle Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia*

<sup>2</sup>*Joint Institute for Nuclear Research, Dzhelapov Laboratory of Nuclear Problems, Dubna, Moscow Region, 141980, Russia  
E-mail: <sup>a</sup>as592454@gmail.com, <sup>b</sup>ldkolupaeva@yandex.ru*

The current paper is dedicated to the modeling of accelerator neutrino oscillation experiments using GNA software for investigating the sensitivities to the neutrino oscillation parameters. A unified shell based on an input configuration file was created. It can produce expected event rate spectra after neutrino oscillations and can calculate sensitivities to neutrino mass hierarchy, CP-phase and  $\theta_{23}$  value. The NOvA experiment collected data since 2014 and a planned widescale experiment DUNE were chosen for sensitivity calculations. Event rates obtained in GNA were compared to official Monte-Carlo modeling of NOvA and DUNE collaborations. It was shown based on the sensitivities that NOvA rejects the inverted mass hierarchy for maximal CP-violation ( $\delta_{CP} = -\pi/2$ ) at a significance level above  $5\sigma$  with  $36 \times 10^{20}$  POT for the neutrino regime and  $36 \times 10^{20}$  POT for the antineutrino regime exposure. It is shown that DUNE can determine the neutrino mass hierarchy for any possible  $\delta_{CP}$  phase values at  $5\sigma$  significance level with an exposure of  $1.1 \times 10^{21}$  POT/year for 2–3 years according the running staged plan. The DUNE sensitivity at  $3\sigma$  for the CP-violation hypothesis is achieved for 50% of the values from a  $\delta_{CP}$  range for 7 years of exposure. Based on the analysis of the Asimov data, the sensitivity of NOvA and DUNE to the rejection of the maximum value of mixing angle  $\theta_{23}$  was obtained.

PACS: 14.60.Lm; 14.60.Pq.

*Keywords:* neutrino, neutrino oscillations, neutrino hierarchy, CP violation in the lepton sector, accelerator neutrino experiments.

*Received 19 May 2022.*

### Сведения об авторах

1. Степанова Анна Вячеславовна — студент, старший лаборант; e-mail: as592454@gmail.com.

2. Колупаева Людмила Дмитриевна — канд. физ.-мат. наук; e-mail: ldkolupaeva@yandex.ru.