

РАССМОТРЕНИЕ НЕЙТРИННОГО КАНАЛА НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70 С ОТКЛОНЕНИЕМ ПУЧКА РОДИТЕЛЬСКИХ ЧАСТИЦ

© 2024 г. Ф. Н. Новоскольцев¹⁾, Р. Ю. Синюков¹⁾, А. А. Соколов^{1)*}

Поступила в редакцию 11.02.2024 г.; после доработки 04.04.2024 г.; принята к публикации 04.04.2024 г.

Рассмотрена оптическая схема канала на основе квадрупольных линз для формирования нейтринного пучка на ускорительном комплексе У-70. Для выделения требуемого импульсного интервала π -мезонов предлагается использовать двухмагнитную систему с полевой линзой и полной компенсацией дисперсии. В данной оптической схеме распадная часть канала повернута относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень. Обсуждаются основные расчетные характеристики пучков нейтрино на дальнем детекторе в эксперименте P2O, расположенном на расстоянии 2595 км от конца распадного участка канала, при энергии первичного протонного пучка 60 ГэВ.

DOI: 10.31857/S0044002724050063, EDN: JFOUXQ

1. ВВЕДЕНИЕ

В эксперименте P2O (Protvino-to-ORCA) планируется направить нейтринный пучок от протонного ускорителя У-70 (Протвино, Россия) в Средиземное море для регистрации нейтрино создаваемым вблизи побережья Франции глубоководным детектором ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) для проведения экспериментов по определению иерархии масс нейтрино и поиска нарушения СР-инвариантности в лептонном секторе [1]. Расстояние от ускорителя У-70 до детектора составляет 2595 км, что идеально для рассматриваемого нейтринного эксперимента.

Пучки мюонных нейтрино (антинейтрино) на протонных ускорителях получают от распадов $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$, а сам нейтринный канал состоит из фокусирующей системы, формирующей пучок π -, K -мезонов в нужном импульсном и угловом интервалах, и свободного распадного участка, заканчивающегося адронным и мюонным поглотителями.

Для формирования нейтринных пучков широко применяются фокусирующие системы, состоящие из магнитных горнов, т.е. токовых аксиально-симметричных оболочек. Для достижения необходимых для фокусировки полей требуются токи в сотни кА, которые могут обеспечиваться только в импульсном режиме. Поэтому работа фокусирующей системы основана на быстром выводе из ускорителя протонного пучка. Например, на ускорительном комплексе У-70 продолжительность быстрого вывода составляет 5 мкс, что делает практически невозможным использование здесь системы мечения нейтрино [2].

Идея пучка меченых нейтрино состоит в том, что одновременно с регистрацией нейтринного взаимодействия в детекторе при помощи специальной станции мечения измеряются характеристики остальных частиц, образовавшихся в распаде родительского $\pi(K)$ -мезона. По этим данным и известному импульсу родительской частицы оказывается возможным с хорошей точностью восстановить энергию, траекторию и точку образования нейтрино. Основная проблема, возникающая при создании пучка меченых нейтрино, заключается в том, как связать нейтринное взаимодействие в детекторе с соответствующим ему распадом. Использование данного метода позволяет определять тип, направление и энергию каждого “меченого” нейтрино с большой точностью, что значительно улучшит энергетическое разрешение и калибровку энергетической шкалы.

Систему мечения возможно применять при медленном выводе первичного протонного пучка из ускорителя, а в качестве фокусирующих элементов нейтринного канала использовать квадрупольные линзы. Например, в работах [3–6] были рассмотрены фокусирующие системы, состоящие из одного или двух объективов квадрупольных линз. Для выделения родительских $\pi^\pm$ -, $K^\pm$ -мезонов в нужном интервале импульсов и очистки пучка от частиц другого знака заряда предполагалось использовать бездисперсные четырехмагнитные системы, расположенные после первого объектива. Фактически, это прямой нейтринный канал, так как направление наведения первичного протонного пучка на мишень совпадает с осью распадного участка.

В прямых каналах есть определенные трудности с прохождением через возможную систему мечения непрореагировавших в мишени протонов.

¹⁾ НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия

* E-mail: sokolov_a@ihep.ru

А из-за того, что направление наведения первичного протонного пучка на мишень совпадает с осью распадного участка канала, в спектре нейтринных взаимодействий наблюдается значительный хвост в сторону высоких энергий.

Оптическая схема канала может содержать дипольные магниты, отклоняющие пучок π^- , K -мезонов в одну сторону. В работе [7] описывается канал для одновременного получения пучков мюонов и дихроматических нейтрино при энергии протонного пучка 600 ГэВ. В качестве фокусирующей системы предлагается использовать двухобъективную оптику из квадрупольных линз, а для выделения нужного интервала импульсов — двухмагнитную систему с полевой линзой для компенсации дисперсии.

В настоящей работе рассматривается нейтринный канал на основе квадрупольных линз и бездисперсной системы с двумя дипольными магнитами и полевой линзой, причем магниты также отклоняют пучок родительских частиц в одну сторону. Оптическая схема канала оптимизирована для формирования нейтринного пучка на детекторе в эксперименте Р2О, расположенном на расстоянии ~ 2595 км от мишени, при энергии первичного протонного пучка 60 ГэВ. Для организации канала предполагается использовать медленно выведенный из ускорителя У-70 пучок протонов с интенсивностью до 10^{13} частиц за цикл (продолжительность вывода от 0.5 до 1 с, стандартная длительность цикла около 9 с). Соответственно, результаты расчетов приведены для 10^{13} первичных протонов на мишени.

Распадный участок такого нейтринного канала повернут относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень, что позволяет в значительной мере избежать вышеупомянутых проблем, присущих прямым нейтринным каналам. В то же время канал с бездисперсной четырехмагнитной системой [5] при прочих равных условиях обладает более “светосильной” оптикой.

2. ГОЛОВНАЯ ЧАСТЬ КАНАЛА

Расстановка магнитооптического оборудования начальной части нейтринного канала приведена на рис. 1. Расстояние от мишени до распадной трубы составляет ~ 32 м.

Медленно выведенный из ускорителя пучок первичных протонов с поперечными размерами $\sigma_x = \sigma_y = 1.5$ мм сбрасывается на мишень из алюминия длиной 60 см и радиусом 5 мм. Из образовавшихся в мишени вторичных адронов с помощью двух объективов квадрупольных линз (триплет Q_1 – Q_3 и дублет Q_5 – Q_6) формируется узкорасходящийся пучок положительно (или отрицательно) заряженных частиц.

Анализ частиц по импульсам выполняется бездисперсной системой, состоящей из двух горизонтальных дипольных магнитов M_1 и M_2 и квадрупольной

линзы Q_4 (так называемая полевая линза, режим которой выбирается из условия компенсации линейной и угловой дисперсии в пучке). Магниты отклоняют пучок частиц нужного знака заряда в одну сторону на суммарный угол 2×90 мрад относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень, а коллиматор K_1 обеспечивает выделение частиц в нужном интервале импульсов.

Около магнита M_2 можно разместить часть детекторов системы мечения. За вторым объективом Q_5 – Q_6 начинается распадный участок, представляющий собой вакуумированную трубу длиной 150 м и радиусом 750 мм. Горизонтальный магнит-корректор МС позволяет минимизировать угловое смещение оси пучка в горизонтальной плоскости в начале распадного участка канала.

Непровзаимодействовавшие в мишени протоны направляются на поглотитель, который расположен рядом с началом распадной трубы. Так как эмиттанс первичного пучка довольно мал ($\epsilon_x \simeq 1.3$ мм мрад и $\epsilon_y \simeq 1.2$ мм мрад), то угловая расходимость не взаимодействовавшего пучка после мишени в основном будет определяться многократным кулоновским рассеянием протонов в мишени. Полный размер протонного пучка на поглотителе не будет превышать 120–130 мм в диаметре.

Характеристики квадрупольных линз и дипольных магнитов, а также их габаритные размеры близки к соответствующим параметрам магнитооптического оборудования, используемого в ИФВЭ. При этом диаметр апертуры всех линз равен 200 мм, а полный размер рабочей области магнитов $H \times V$ составляет 500×200 мм². Режимы квадрупольных линз и отклоняющих магнитов выбирались из условия формирования на дальнем детекторе пучка мюонных нейтрино в интервале энергий 3–6 ГэВ, что хорошо согласуется с первым осцилляционным максимумом $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e \sim 4.5$ ГэВ при расстоянии до детектора ~ 2595 км.

При моделировании спектров нейтрино использовался сравнительно простой компьютерный код, созданный одним из авторов данной работы. Программа имеет следующие отличительные особенности. Выходы пионов и каонов из алюминиевой мишени рассчитывались на основании параметризации инклюзивных инвариантных сечений выходов вторичных частиц, измеренных в p – Ве -взаимодействиях, и экстраполяции этих данных для других материалов мишеней [8]. При транспортировке каждой родительской частицы, в том числе и при прохождении через вещество, вдоль траектории последовательно генерируются ее распады, а спектры нейтрино на дальнем детекторе вычисляются с учетом углового распределения нейтрино при распаде адрона. При прохождении частиц через вещество учитывается потеря энергии, многократное кулоновское рассеяние и ядерное поглощение без генерации третичных частиц. Корректность работы программы была проверена в рамках

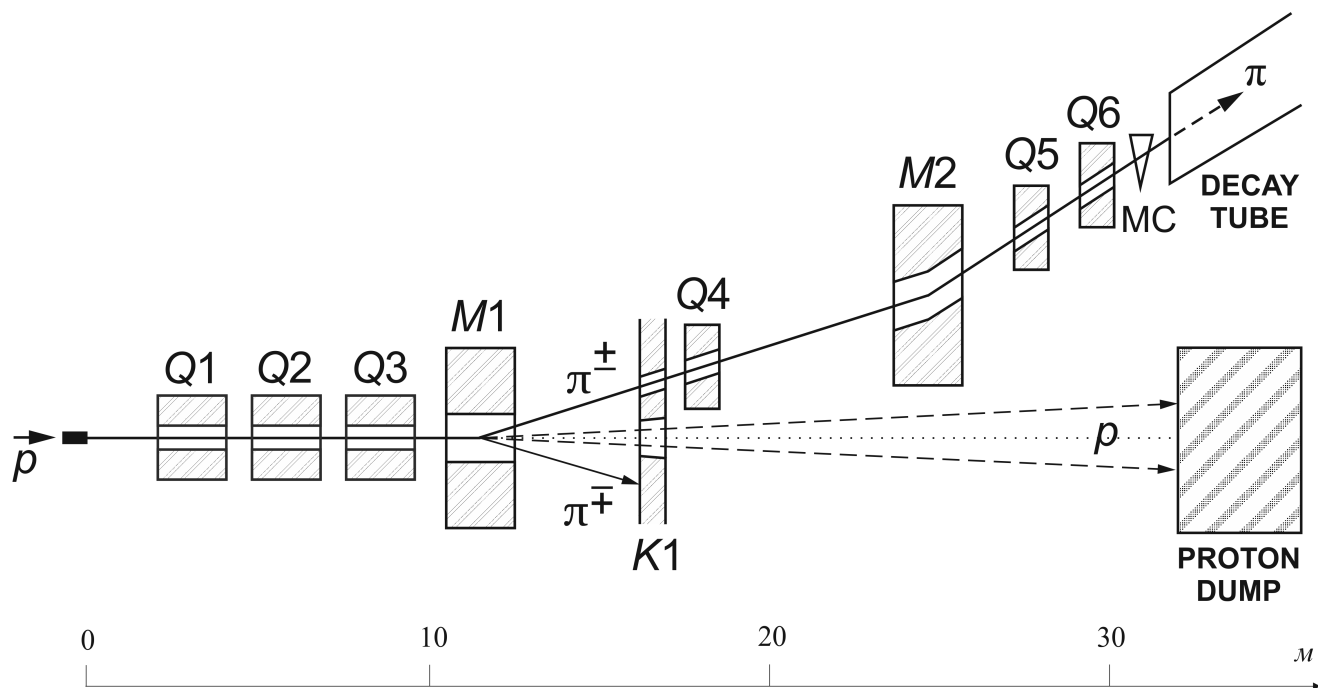


Рис. 1. Схематический план начальной части канала. Направлению движения до поглотителя непрореагировавших в мишени протонов в случае формирования пучка π^+ -мезонов соответствует верхняя, а π^- -мезонов — нижняя штриховая линия.

работ по разработке оптики нейтринных пучков для проекта NuMI [9].

В настоящей работе в расчетах параметров нейтринного пучка использовалась упрощенная схема, при которой источниками мюонных нейтрино и антинейтрино являются только распады $\pi^\pm$ -мезонов, причем все пионы, попадающие при транспортировке по каналу в вещество, выбывают из рассмотрения.

На рис. 2 представлено распределение пионов по импульсам в начале распадной трубы; общее количество π^+ -мезонов составляет 3.27×10^{10} частиц за цикл, π^- -мезонов — 1.92×10^{10} частиц за цикл. В начале распадного участка канала формируется узкорасходящийся ($\text{rms}[x'] \simeq 2.4$ мрад в горизонтальной и $\text{rms}[y'] \simeq 1.0$ мрад в вертикальной плоскостях) пучок π -мезонов в интервале импульсов 8–13 ГэВ/с с максимумом распределения при ~ 10.9 ГэВ/с. Отношение пиковой энергии ~ 4.7 ГэВ в спектре нейтрино на дальнем детекторе (рис. 3) к этому значению ~ 10.9 ГэВ/с с хорошей точностью равно 0.43, что согласно кинематике двухчастичного распада $\pi \rightarrow \mu \nu$ соответствует максимально возможной энергии нейтрино в лабораторной системе координат.

3. СПЕКТР НЕЙТРИНО НА ДАЛЬНОМ ДЕТЕКТОРЕ

Число нейтринных (антинейтринных) взаимодействий в детекторе $N_{E\nu}$ зависит от его массы m , потока

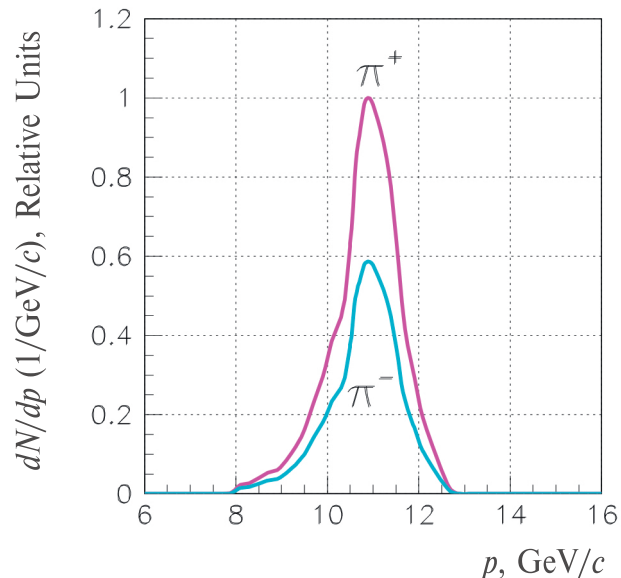


Рис. 2. Распределение π -мезонов по импульсам в начале распадного участка канала.

нейтрино через детектор Φ и их энергии E :

$$N_{E\nu} \sim m \cdot \Phi \cdot f(E),$$

причем функциональная зависимость $f(E)$ отличается для разных типов нейтрино.

Поток нейтрино, их энергию и, следовательно, распределение по энергиям $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N$ взаимодействий

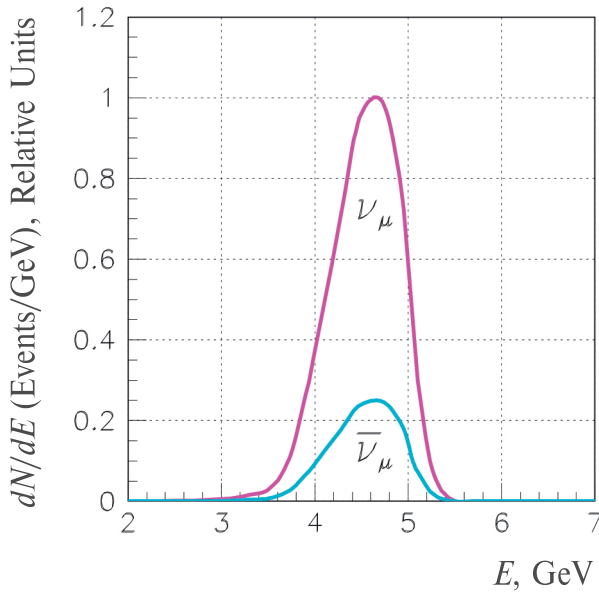


Рис. 3. Распределение по энергиям $\nu_\mu N$ - и $\bar{\nu}_\mu N$ -взаимодействий в дальнем детекторе.

(спектр взаимодействий $dN_{E\nu}/dE$ принято нормировать на массу детектора в 1 кТ) наиболее эффективно можно рассчитать в случае дальнего детектора, имеющего малый угловой размер.

Действительно, угловая расходимость пучка π -мезонов в начале распадного участка нейтринного канала равна $\text{rms}[\theta_\pi] \simeq 2.6$ мрад ($\theta_\pi \simeq \sqrt{x'^2 + y'^2}$), что значительно больше углового размера дальнего детектора $\theta_d \simeq 3.85 \times 10^{-2}$ мрад при характерном радиусе детектора 100 м и расстоянии до него $z \simeq 2595$ км. Неравенство $\theta_d \ll \text{rms}[\theta_\pi]$ является условием использования упрощенной схемы расчета нейтринных спектров.

При столь небольших значениях углового размера дальнего детектора плотность углового распределения нейтрино при распаде π -мезона

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (1)$$

практически постоянна в пределах углового размера детектора (здесь β и γ — скорость и гамма-фактор распадающегося π -мезона, θ — угол вылета нейтрино относительно направления движения π -мезона в лабораторной системе координат).

Поэтому поток нейтрино Φ через детектор с поперечной площадью S будет равен:

$$\Phi = \frac{N}{S} = \frac{1}{S} \int \frac{dN}{d\Omega} d\Omega \simeq \frac{1}{S} \frac{dN}{d\Omega} \Delta\Omega \simeq \frac{1}{S} \frac{dN}{d\Omega} \frac{S}{z^2} = \frac{1}{z^2} \frac{dN}{d\Omega} \quad (2)$$

и не зависит от площади детектора. При этом для вычисления значения $\cos \theta$ достаточно полагать, что все нейтрино всегда попадают в центр детектора, что поз-

воляет однозначно определить их энергию E (E^* — энергия нейтрино в с.ц.м.):

$$E = \frac{E^*}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (3)$$

На рис. 3 представлены распределения нейтринных взаимодействий по энергиям в дальнем детекторе. При этом общее количество $\nu_\mu N$ -взаимодействий равно 4.37×10^{-9} , а $\bar{\nu}_\mu N$ -взаимодействий — 1.09×10^{-9} событий за цикл на 1 кТ массы детектора.

4. ПРОДОЛЬНЫЙ И ПОПЕРЕЧНЫЙ РАЗМЕРЫ РАСПАДНОЙ ТРУБЫ

При разработке нейтринного канала всегда возникает вопрос оптимизации параметров распадного участка для получения максимального количества нейтринных взаимодействий в детекторе и минимизации как продольных, так и поперечных размеров распадной трубы. На рис. 4 показано число взаимодействий мюонных нейтрино в дальнем детекторе в интервале энергий от 3 до 6 ГэВ как функция длины распадной трубы при ее различных сечениях.

Наблюдается слабая зависимость числа взаимодействий от размера поперечного сечения распадной трубы. Так, при длине распадной трубы 150 м и ее радиусе 300 мм число взаимодействий в дальнем детекторе (кривая 4) всего лишь на $\sim 17.4\%$ меньше максимального возможного (кривая 1). Очевидно, что можно ис-

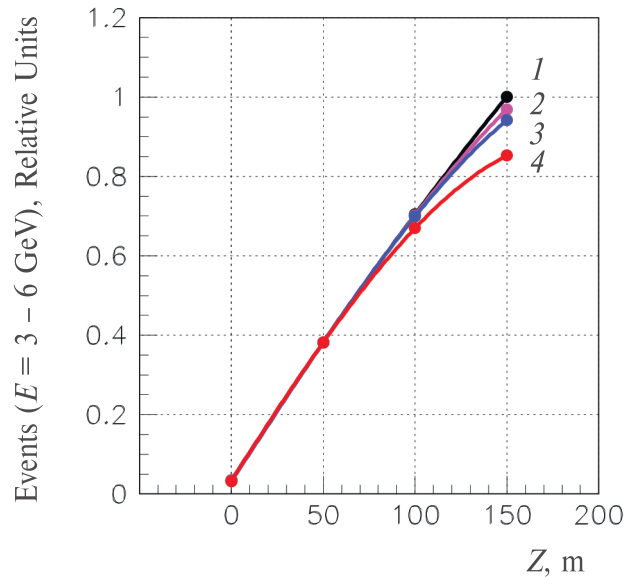


Рис. 4. Зависимость числа $\nu_\mu N$ -взаимодействий в дальнем детекторе в интервале энергий 3–6 ГэВ от длины распадной трубы и ее поперечного сечения. Кривые: 1 — без ограничений, 2 и 4 — сечение круглой формы с радиусами 500 и 300 мм соответственно, 3 — эллиптическое сечение с полуосями 500 мм (горизонталь) и 300 мм (вертикаль).

пользовать распадный участок с постепенно увеличивающимся сечением.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ПОПЕРЕЧНОЙ ПЛОСКОСТИ ДАЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА

Рассчитаем радиальное распределение нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе с большими поперечными размерами, т.е. построим функцию плотности взаимодействий $dN_{E\nu}/dS$ в зависимости от радиуса детектора r .

Как уже было отмечено, количество нейтринных взаимодействий в детекторе $N_{E\nu}$ пропорционально массе детектора m и потоку нейтрино Φ , а также зависит от энергии нейтрино E . Отсюда следует, что искомое распределение будет иметь вид

$$\frac{dN_{E\nu}}{dS}(r) \sim \Phi(r) \cdot f(E) \quad (4)$$

Произведем оценку этого распределения. В эксперименте Р2О можно пренебречь как длиной канала по сравнению с расстоянием до дальнего детектора, так и поперечными размерами пучка π -мезонов на распадном участке по сравнению с размером детектора. Также допустим, что на распадном участке π -мезоны имеют нулевую расходимость, а в рассматриваемом интервале энергий 3–6 ГэВ функцию $f(E)$ можно считать линейной (т.е. $f(E) \sim E$). Тогда в соответствии с выражениями (1)–(3)

$$\frac{dN_{E\nu}}{dS} \sim \frac{1}{(1 - \beta \cos \theta)^3}, \quad (5)$$

где $\cos \theta = z/\sqrt{z^2 + r^2}$, z — расстояние до детектора, r — текущий радиус детектора.

На рис. 5 наряду с оценочным аксиально-симметричным распределением плотности нейтринных взаимодействий в поперечной плоскости в месте расположения дальнего детектора (5) показаны и результаты точных расчетов функции плотности (4) в приближении "дальнего детектора" для произвольных точек поперечной плоскости.

Распределение плотности нейтринных взаимодействий вдоль горизонтальной оси при $y = 0$ практически симметрично относительно точки $x = 0$, причем спектры взаимодействий в крайних точках смещены в сторону более низких энергий по сравнению со спектром в центральной точке $(x, y) = 0$ (все это верно и для вертикальной оси).

6. СПЕКТРЫ ФОНОВЫХ НЕЙТРИНО

В обсуждаемом нейтринном канале пучок родительских частиц отклоняется в одну сторону, и поэтому распадный участок повернут относительно направления наведения первичного протонного пучка

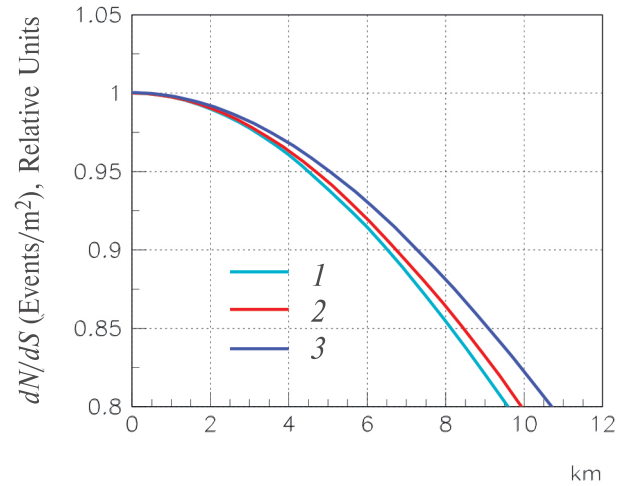
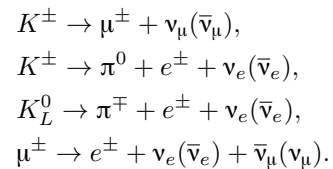


Рис. 5. Распределения плотности $\nu_\mu N$ -взаимодействий в поперечной плоскости дальнего детектора. Кривые: 1 — оценка при импульсе пучка π^+ -мезонов $p_\pi = 10.9$ ГэВ/c; 2 — расчетные значения вдоль вертикали при $x = 0$; 3 — расчетные значения вдоль горизонтали при $y = 0$.

на мишень. В этом случае содержание фоновых нейтрино в основном пучке мюонных нейтрино (анти-нейтрино) будет минимальным.

При расчете спектров взаимодействий как основных, так и фоновых нейтрино, помимо двухчастичных распадов $\pi^\pm$ -мезонов, дополнительно моделировались следующие распады:



Выходы $K^\pm$ - и K_L^0 -мезонов из алюминиевой мишени также рассчитывались на основании параметризаций из работы [8].

На рис. 6 приведены спектры нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе. В ν_μ - и $\bar{\nu}_\mu$ -распределениях хорошо видны пики, соответствующие двухчастичным распадам $\pi^\pm$ - и $K^\pm$ -мезонов. Энергия всех типов нейтрино не превышает ~ 12.5 ГэВ, что хорошо соответствует максимальному импульсу пучка π -, K -мезонов в начале распадного участка канала (см. рис. 2).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен нейтринный канал на основе квадрупольных линз с двумя фокусирующими объективами и двухмагнитной бездисперсной системой с полевой линзой. Для организации канала предполагается использовать медленно выведенный из ускорителя У-70 протонный пучок с энергией 60 ГэВ.

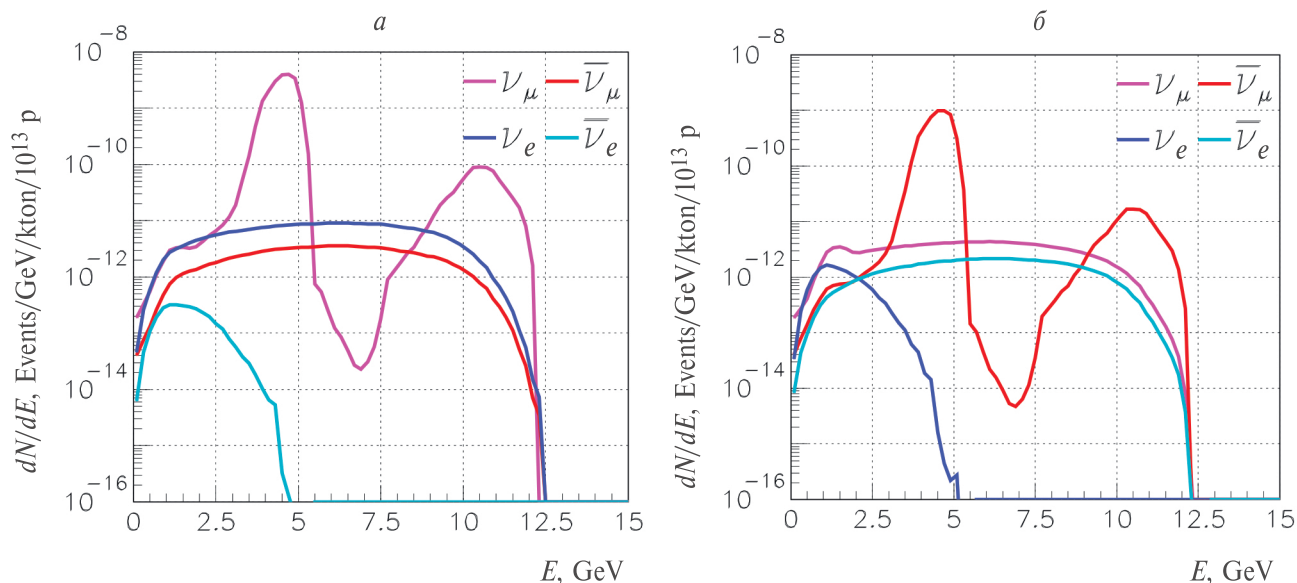


Рис. 6. Распределение по энергиям $\nu_\mu N$ -, $\bar{\nu}_\mu N$ -, $\nu_e N$ - и $\bar{\nu}_e N$ -взаимодействий в дальнем детекторе: *a* — при фокусировке положительно заряженных частиц, *б* — при фокусировке отрицательно заряженных частиц. Все распределения приведены для 10^{13} протонов, сбрасываемых на мишень за цикл.

Магнитооптическая схема канала оптимизирована для формирования на детекторе, расстояние до которого равно 2595 км, пучков мюонных нейтрино и антинейтрино в интервале энергий 3–6 ГэВ, который соответствует первому осцилляционному максимуму $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e \sim 4.5$ ГэВ для данного расстояния до детектора.

В головной части канала формируемый пучок родительских частиц отклоняется в одну сторону, и поэтому распадный участок повернут относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень. Это позволяет минимизировать содержание фоновых нейтрино в основном $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ -пучке по сравнению с прямым нейтринным каналом, имеющим аналогичное магнитооптическое оборудование.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22–12–00107).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. V. Akindinov, E. G. Anassontzis, G. Anton, M. Ardid, J. Aublin, B. Baret, V. Bertin, S. Bourret, C. Bozza, M. Bruchner, R. Bruijn, J. Brunner, M. Chabab, N. Chau, A. S. Chepurinov, M. Colomer Molla, et al., Eur. Phys. J. C **79**, 758 (2019); <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7259-5>
2. B. Pontecorvo, Lett. Nuovo Cimento **25**, 257 (1979).
3. В. И. Гаркуша, В. П. Карташев, В. И. Котов, Ф. Н. Новоскольцев, ЖТФ **60**(6), 92 (1990).
4. В. И. Гаркуша, В. П. Карташев, В. И. Котов, Ф. Н. Новоскольцев, Авторское свидетельство № 1690234, Бюллетень “Открытия и изобретения” № 41 (1991), с. 245 [V. I. Garkusha, V. P. Kartashev, V. I. Kotov, and F. N. Novoskoltsev, Certificate no. 1690234, Invent. Bull., No. 41 (1991), p. 245].
5. Ф. Н. Новоскольцев, Р. Ю. Синюков, А. А. Соколов, Известия РАН. Сер. физ. **87**, 1120 (2023).
6. F. N. Novoskoltsev, R. Yu. Sinyukov, and A. A. Sokolov, Phys. At. Nucl. **86**, 1450 (2023).
7. В. П. Карташев, Ф. Н. Новоскольцев, Препринт ИФВЭ 94–28 (Протвино, 1994).
8. M. Bonesini, A. Marchionni, F. Pietropaolo, and T. Tabarelli de Fatis, Eur. Phys. J. C **20**, 13 (2001); doi: 10.1007/s100520100656
9. A. G. Abramov, N. A. Galyaev, V. I. Garkusha, J. Hylen, F. N. Novoskoltsev, A. D. Ryabov, and V. G. Zarucheisky, Nucl. Instrum. Methods A **485**, 209 (2002).

INVESTIGATION OF THE NEUTRINO CHANNEL AT THE U-70 ACCELERATOR COMPLEX WITH PARENT PARTICLE BEAM DEFLECTION

F. N. Novoskoltsev¹⁾, R. Yu. Sinyukov¹⁾, A. A. Sokolov¹⁾

¹⁾ *National Research Centre “Kurchatov Institute” — IHEP, Protvino, Russia*

Principle optical scheme of the neutrino beam production channel based on the accelerator complex U-70 is considered. In order to extract the required pulse interval of π -mesons, a two-magnetic system with a “field” lens with a one-way deflection of the parent particle beam and full compensation of the dispersion is proposed. In this scheme the decay part of the channel is deflected with respect to the direction of the primary proton beam aiming at the target. The main computational characteristics of the neutrino beam at the far detector at a distance of 2595 km from the end of the decaying part of the channel as well as the parameters of the parent π mesons at the beginning of the decaying part are discussed.