

ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА НЕЙТРИННОГО КАНАЛА С МАГНИТНЫМИ ГОРНАМИ И ДИПОЛЬНЫМИ МАГНИТАМИ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70

© 2025 г. Ф. Н. Новоскольников¹⁾, Р. Ю. Синюков¹⁾, А. А. Соколов^{1)*}

Поступила в редакцию 02.12.2024 г.; после доработки 02.12.2024 г.; принята к публикации 10.12.2024 г.

Рассмотрена оптическая схема канала на основе двух магнитных горнов для формирования на ускорительном комплексе У-70 нейтринных пучков с узким спектром для эксперимента P2O, дальний детектор которого расположен на расстоянии 2595 км от конца распадного участка канала. Для выделения требуемого импульсного интервала π -мезонов предлагается использовать два дипольных магнита с противоположной полярностью. При этом распадная часть канала повернута относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень. Обсуждаются основные расчетные характеристики пучков нейтрино на дальнем детекторе в эксперименте P2O при энергии первичного протонного пучка 60 ГэВ.

Ключевые слова: магнитные горны, ускорительный комплекс У-70, π -мезоны, дипольные магниты, пучки нейтрино

DOI: 10.31857/S0044002725010101, EDN: GSAQHQ

1. ВВЕДЕНИЕ

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. Разновидность магнитных горнов, у которых внешняя поверхность внутреннего проводника имеет параболическую форму, иногда называют параболическими горнами или линзами.

Оптическая схема нейтринного канала с магнитными горнами может содержать и дипольные магниты. Так, в работе [1], в которой обсуждается концепция нейтринного эксперимента на детекторе сверхбольшой площади и при сверхвысокой длине базы осцилляций, для формирования квазимонохроматических пучков нейтрино помимо двух параболических горнов предлагается использовать два дипольных магнита.

В данной статье рассматривается нейтринный канал на основе двух магнитных параболических горнов и двух дипольных магнитов для выделения требуемого импульсного интервала π -мезонов. Поворотные магниты имеют неравные режимы с противоположной полярностью, по-

этому распадная часть канала повернута относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень. Магнитооптическая схема канала оптимизирована для формирования квазимонохроматических пучков мюонных нейтрино и антинейтрино на детекторе, расположенном на расстоянии ~ 2595 км от мишени, в эксперименте P2O.

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 CP -инвариантности в лептонном секторе [2]. Расстояние от ускорителя У-70 до детектора ORCA составляет примерно 2595 км, что идеально для рассматриваемого нейтринного эксперимента. В предложении эксперимента для формирования пучков нейтрино предлагается использовать прямой канал с двумя магнитными горнами.

Для организации на ускорительном комплексе У-70 нейтринного канала с двумя параболическими горнами и двумя поворотными магнитами предполагается использовать быстро выведенный из ускорителя У-70 протонный пучок с энергией 60 ГэВ и интенсивностью до 10^{13} частиц

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

* E-mail: Anatoly.Sokolov@ihep.ru

за цикл (продолжительность вывода 5 мкс, стандартная длительность цикла около 9 с). Так же как и в работах [1] и [2] рассматриваются магнитные параболические горны, которые были оптимизированы для NuMI проекта [3]. Результаты расчетов приведены для 10^{13} первичных протонов на мишени.

2. НАЧАЛЬНАЯ ЧАСТЬ КАНАЛА

Расстановка магнитооптического оборудования начальной части нейтринного канала приведена на рис. 1. Расстояние от мишени до распадной трубы составляет 27 м.

Быстро выведенный из ускорителя У-70 пучок протонов с поперечными размерами $\sigma_x = \sigma_y = 1.5$ мм сбрасывается на мишень из алюминия длиной 60 см и $\varnothing 10$ мм.

Из образовавшихся в мишени вторичных адронов с помощью двух магнитных параболических горнов $H1$ и $H2$ (рис. 2) в начале распадного участка (вакуумная труба длиной 150 м и радиусом 750 мм) формируется узкорасходящийся пучок положительно (или отрицательно) заряженных частиц.

Дипольные магниты $M1$ и $M2$ отклоняют пучок вторичных заряженных частиц на суммарный угол 40 мрад ($\phi_1 = 132$ мрад, $\phi_2 = -92$ мрад) относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень, а коллиматор K обеспечивает выделение частиц в нужном интервале импульсов.

Характеристики магнитов (длина 3 м, рабочая область $H \times V = 600 \times 200$ мм², а также их габаритные размеры) близки к параметрам оборудования, используемого в ИФВЭ. Режимы горнов, а также расстояние между ними, и отклоняющих магнитов выбирались из условия формирования на дальнем детекторе пучка мюонных нейтрино в

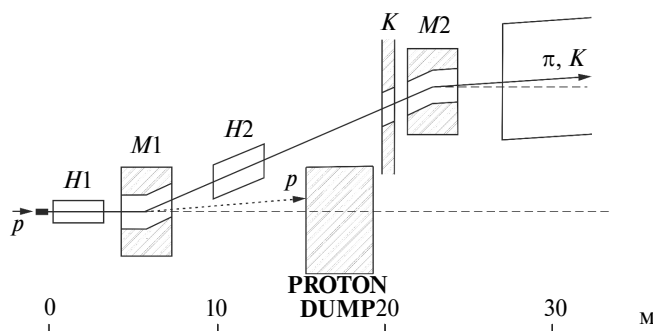


Рис. 1. Схематический план начальной части канала. Направление движения до поглотителя непроизводивавших в мишени протонов соответствует режиму фокусировки положительно заряженных частиц.

интервале энергий 3–6 ГэВ, который 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 настоящей 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 -Be-взаимодействиях, и экстраполяции этих данных для других материалов мишеней [4]. 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 учитываются потери энергии, многократное кулоновское рассеяние и ядерное поглощение без генерации третичных частиц. Корректность работы программы была проверена в рамках работ по разработке оптики нейтринных пучков для проекта NuMI [3].

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА π -МЕЗОНОВ В НАЧАЛЕ РАСПАДНОЙ ТРУБЫ

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

В начале распадного участка канала в интервале импульсов 8–15 ГэВ/с формируется узкорасходящийся пучок π^+ - или π^- -мезонов с интенсивностью, равной 3.97×10^{11} или 2.31×10^{11} частицам за цикл соответственно. Распределения пучков по импульсам в начале распадной трубы представлены на рис. 3.

На рис. 4 показаны распределения π^+ -мезонов по углам, а в табл. 1 приведены их угловые характеристики, причем после мишени в качестве частиц пучка учитывались только те пионы, которые потом дошли до распадной трубы. Видно, что угловая расходимость пучка в каждой поперечной плоскости уменьшилась примерно в 11.5 раз.

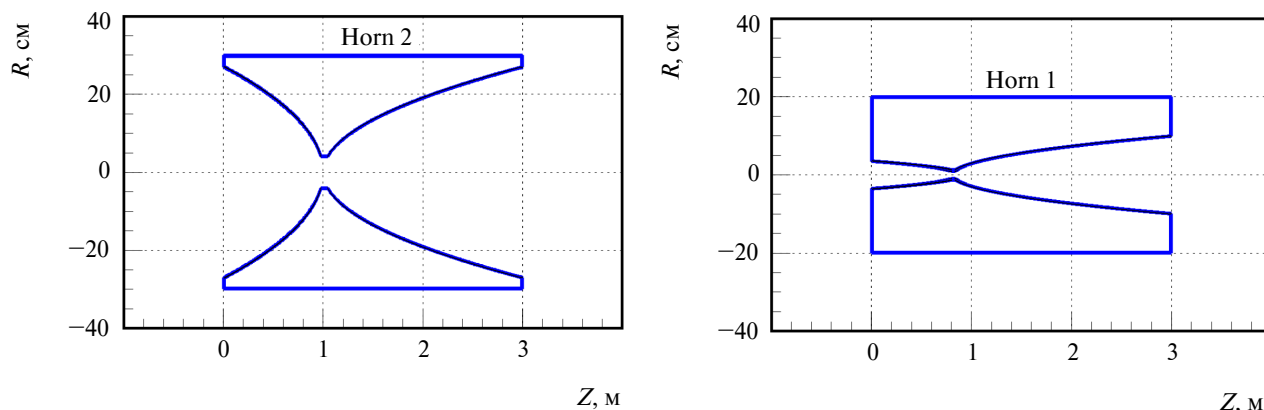
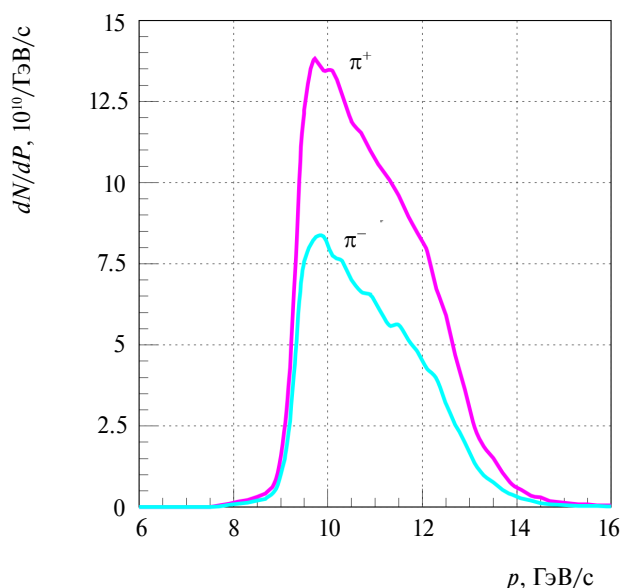


Рис. 2. Сечение магнитных параболических горнов.

Рис. 3. Распределения пучков π^\pm -мезонов по импульсам в начале распадной трубы.

4. СПЕКТР НЕЙТРИНО НА ДАЛЬНОМ ДЕТЕКТОРЕ

Число нейтринных (антинейтринных) взаимодействий в детекторе N_{Ev} зависит от массы детектора m , потока нейтрино через детектор Φ и энергии нейтрино E :

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

причем функциональная зависимость $f(E)$ различается для разных типов нейтрино, а число вза-

Таблица 1. Угловая расходимость пучка π^+ -мезонов в начальной части канала

	rms[x'], мрад	rms[y'], мрад
Непосредственно после мишени	26.7	20.8
В начале распадной трубы	2.33	1.82

имодействий принято нормировать на массу детектора в одну килотонну.

Угловая расходимость пучка π -мезонов в начале распадного участка нейтринного канала $\theta_\pi \approx \sqrt{x'^2 + y'^2}$ имеет характерное значение $\text{rms}[\theta_\pi] \sim 3$ мрад, что значительно больше углового размера дальнего детектора $\theta_d \approx 3.85E-02$ мрад при радиусе детектора 100 м и расстоянии до него $z \approx 2595$ км. Неравенство $\theta_d \ll \text{rms}[\theta_\pi]$ является условием использования упрощенной схемы расчета потока нейтрино, их энергии и, следовательно, распределений по энергиям ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) N -взаимодействий.

Так как 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 θ_d (здесь β и γ — скорость и гамма-фактор распадающегося π -мезона, θ — угол вылета нейтрино относительно направления движения π -мезона в лабораторной системе координат), то 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 позволяет однозначно определить их энергию E (E^* — энергия нейтрино в с.ц.м.):

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

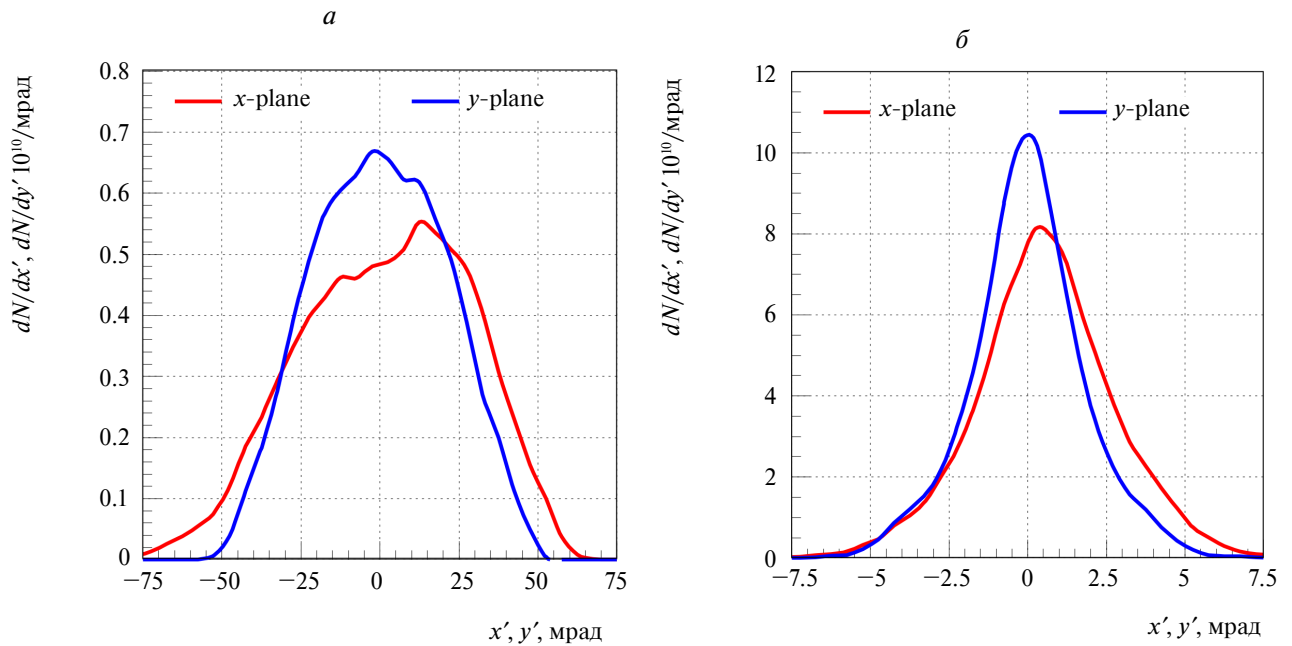


Рис. 4. Угловые распределения пучка π^+ -мезонов: *a* — непосредственно после мишени; *б* — в начале распадной трубы.

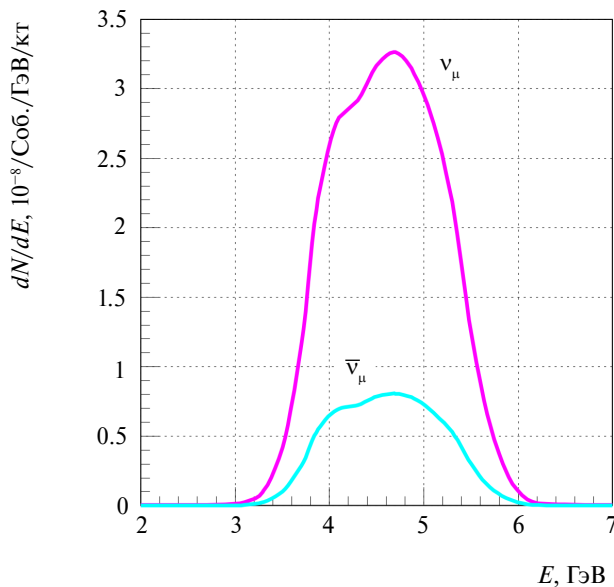


Рис. 5. Распределения по энергиям $\nu_\mu N$ - и $\bar{\nu}_\mu N$ -взаимодействий в дальнем детекторе.

На рис. 5 представлены распределения нейтринных взаимодействий по энергиям в дальнем детекторе. При этом общее количество $\nu_\mu N$ -взаимодействий равно 5.29×10^{-8} , а $\bar{\nu}_\mu N$ -взаимодействий — 1.30×10^{-8} событиям за цикл на 1 кТ массы детектора.

5. РАДИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ПОПЕРЕЧНОЙ ПЛОСКОСТИ ДАЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА

Так как количество нейтринных взаимодействий N_{Ev} пропорционально массе детектора m , потоку нейтрино Φ , а также зависит от энергии нейтрино E , то функция плотности взаимодействий dN_{Ev}/dS в зависимости от радиуса детектора r будет иметь вид

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

В эксперименте P2O можно пренебречь и длиной канала по сравнению с расстоянием до дальнего детектора, и поперечными размерами пучка π -мезонов на распадном участке по сравнению с размером детектора. Если допустить, что в распадной трубе π -мезоны имеют нулевую расходимость, а в рассматриваемом интервале энергий 3–6 ГэВ функцию $f(E)$ можно считать линейной (т.е. $f(E) \sim E$), то в соответствии с выражениями (1)–(3) искомое распределение будет пропорционально выражению

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

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

Последнее выражение можно использовать как оценочное аксиально-симметричное распределение плотности нейтринных взаимодействий

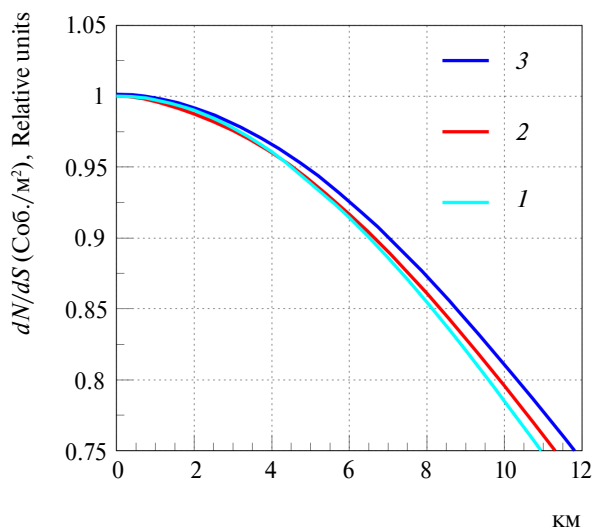


Рис. 6. Распределения плотности $\nu_\mu N$ -взаимодействий в поперечной плоскости дальнего детектора. Кривые: 1 — оценка при импульсе пучка π^+ -мезонов $p_\pi = 10.9$ ГэВ/с; 2 — расчетные значения вдоль вертикали при $x = 0$; 3 — расчетные значения вдоль горизонтали при $y = 0$.

в поперечной плоскости в месте расположения дальнего детектора. Распределение (5) показано на рис. 6. Там же приведены и результаты точных расчетов функции плотности (4) для произвольных точек поперечной плоскости.

6. ПРОДОЛЬНЫЙ И ПОПЕРЕЧНЫЙ РАЗМЕРЫ РАСПАДНОЙ ТРУБЫ

На рис. 7 приведена зависимость числа взаимодействий мюонных нейтрино в дальнем детекторе в интервале энергий от 3 до 6 ГэВ от длины распадной трубы и размера ее поперечного сечения. Все результаты нормированы на число $\nu_\mu N$ -взаимодействий при длине распадной трубы $Z = 150$ м и ее радиусе $R = 750$ мм.

Представленные результаты показывают, что количество взаимодействий в дальнем детекторе слабо зависит от размера поперечного сечения распадной трубы. Так, при радиусе трубы 350 мм число взаимодействий мюонных нейтрино будет всего лишь на 19% меньше максимально возможного при данной длине распадной трубы.

7. СПЕКТРЫ ФОНОВЫХ НЕЙТРИНО

При расчете спектров взаимодействий как основных, так и фоновых нейтрино помимо двухчастичных распадов π^\pm -мезонов дополнительно моделировались следующие распады (в скобках указаны вероятности рассматриваемых распадов):

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu), \quad (63.5\%)$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e), \quad (4.82\%)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^\mp + e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e), \quad (19.35\%)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu). \quad (100\%)$$

Выходы K^\pm - и K_L^0 -мезонов из алюминиевой мишени также рассчитывались на основании параметризаций из работы [4].

На рис. 8 показаны спектры нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе. В ν_μ - и $\bar{\nu}_\mu$ -распределениях хорошо видны пики со средними значениями ~ 4.5 и ~ 11 ГэВ, соответствующие двухчастичным распадам вторичных π^\pm - и K^\pm -мезонов.

8. СРАВНЕНИЕ С ПРЯМЫМ КАНАЛОМ

Наряду с каналом с двумя параболическими горнами и двумя поворотными магнитами (фокусирующую систему обозначим как $2H + 2M$) рассмотрим и прямой нейтринный канал с такой же мишенью, с теми же двумя параболическими горнами, но без магнитов (обозначим как $2H$). При этом продольное расположение мишени, горнов (а также ток в них) и распадного участка канала оставим без изменений.

Для двух фокусирующих систем на рис. 9 представлены спектры нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе при учете распадов только вторичных π^+ -мезонов. Общее количество $\nu_\mu N$ -взаимодействий для конфигурации $2H + 2M$ равно 5.29×10^{-8} , а для $2H - 2.30 \times 10^{-7}$ событиям за цикл на 1 кТ массы детектора. Видно, что увеличение числа событий более чем в 4 раза при переходе от фокусирующей системы $2H + 2M$ к системе $2H$ происходит за счет “уширения спектра” (доля событий в интервале энергий 3–6 ГэВ от общего количества уменьшилась с 99% до 64%).

На рис. 10 представлены распределения по энергиям νN -взаимодействий в дальнем детекторе основных и фоновых нейтрино, а в табл. 2 приведены суммарные значения νN -взаимодействий за цикл на 1 кТ массы детектора (отношение фоновых нейтрино к основным даны в %). Отличительной особенностью прямого канала является наличие в спектре взаимодействий значительно хвоста со стороны высоких энергий.

Распределения на рис. 10 и данные из табл. 2 однозначно свидетельствуют о том, что конфигурация канала $2H + 2M$ позволяет уменьшить количество νN -взаимодействий фоновых нейтрино в $\bar{\nu}_\mu$ -пучке по сравнению с прямым каналом $2H$ при фокусировке отрицательно заряженных частиц.

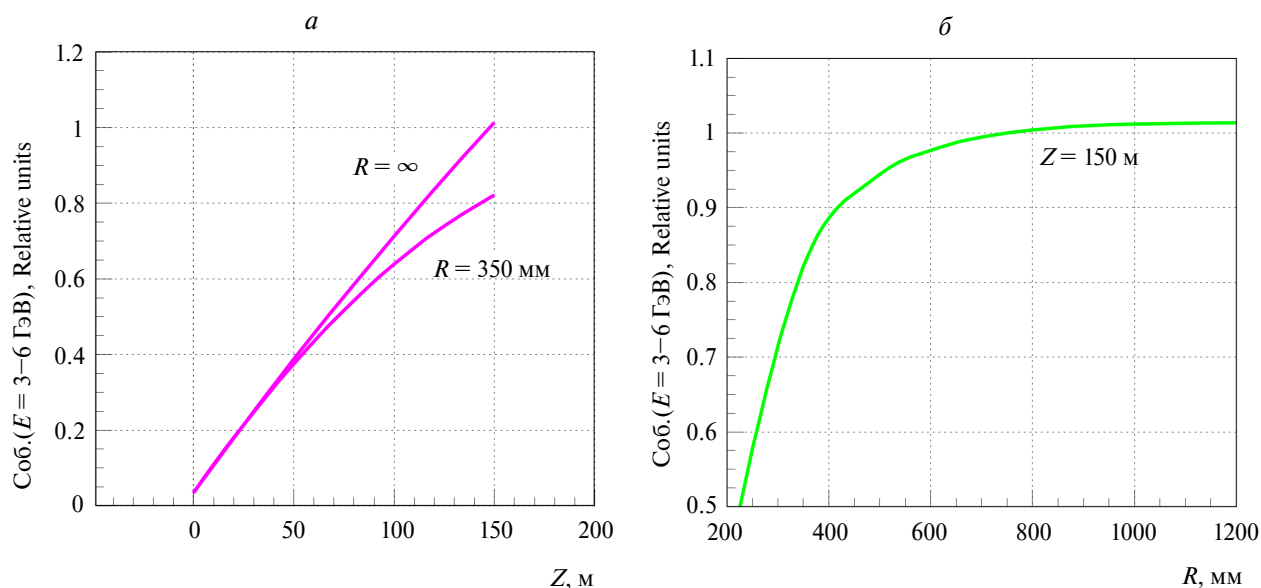


Рис. 7. Зависимость числа $\nu_\mu N$ -взаимодействий в дальнем детекторе в интервале энергий 3–6 ГэВ: *a* – от длины распадной трубы при бесконечном радиусе и радиусе $R = 350 \text{ мм}$; *б* – от радиуса распадной трубы при длине трубы $Z = 150 \text{ м}$. Все результаты нормированы на число взаимодействий при $Z = 150 \text{ м}$ и $R = 750 \text{ мм}$.

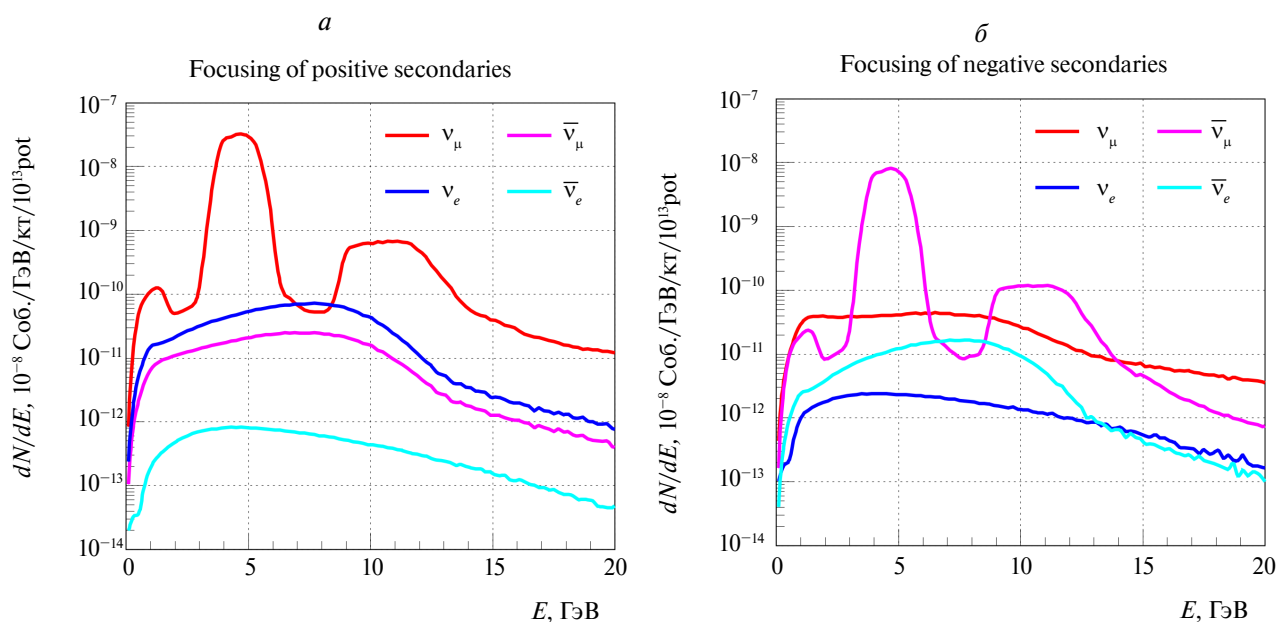


Рис. 8. Распределения по энергиям $\nu_\mu N$ -, $\bar{\nu}_\mu N$ -, $\nu_e N$ - и $\bar{\nu}_e N$ -взаимодействий в дальнем детекторе: *a* – при фокусировке положительно заряженных частиц; *б* – при фокусировке отрицательно заряженных частиц.

Таблица 2. Число взаимодействий в дальнем детекторе основных и фоновых нейтрино

	$E, \text{ ГэВ}$	Фокусировка положительно заряженных частиц			Фокусировка отрицательно заряженных частиц		
		ν_μ	$\bar{\nu}_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu$	$\nu_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e$	$\nu_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e$
$2H + 2M$	0–60	5.56×10^{-8}	7.37×10^{-10}	1.33%	1.34×10^{-8}	6.19×10^{-10}	4.62%
	3–6	5.25×10^{-8}	2.03×10^{-10}	0.39%	1.29×10^{-8}	1.61×10^{-10}	1.25%
$2H$	0–60	2.52×10^{-7}	3.63×10^{-9}	1.44%	5.51×10^{-8}	1.12×10^{-8}	20.3%
	3–6	1.48×10^{-7}	1.07×10^{-9}	0.72%	3.49×10^{-8}	2.92×10^{-9}	8.37%

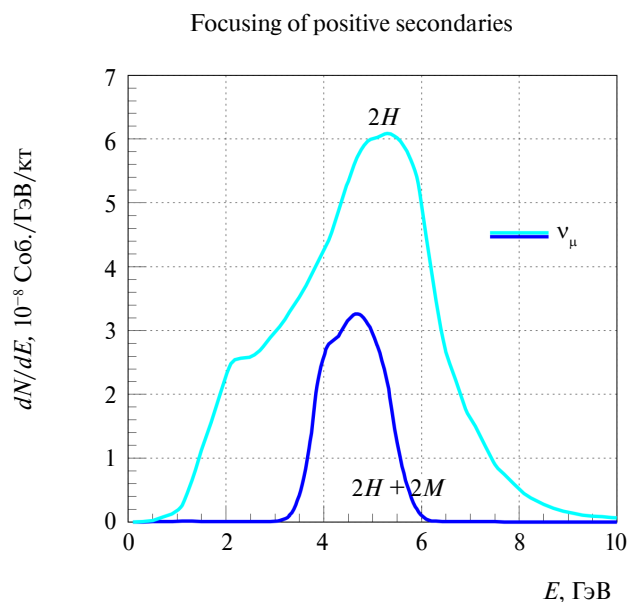


Рис. 9. Распределения по энергиям $\nu_\mu N$ -взаимодействий в дальнем детекторе для фокусирующих систем $2H + 2M$ и $2H$.

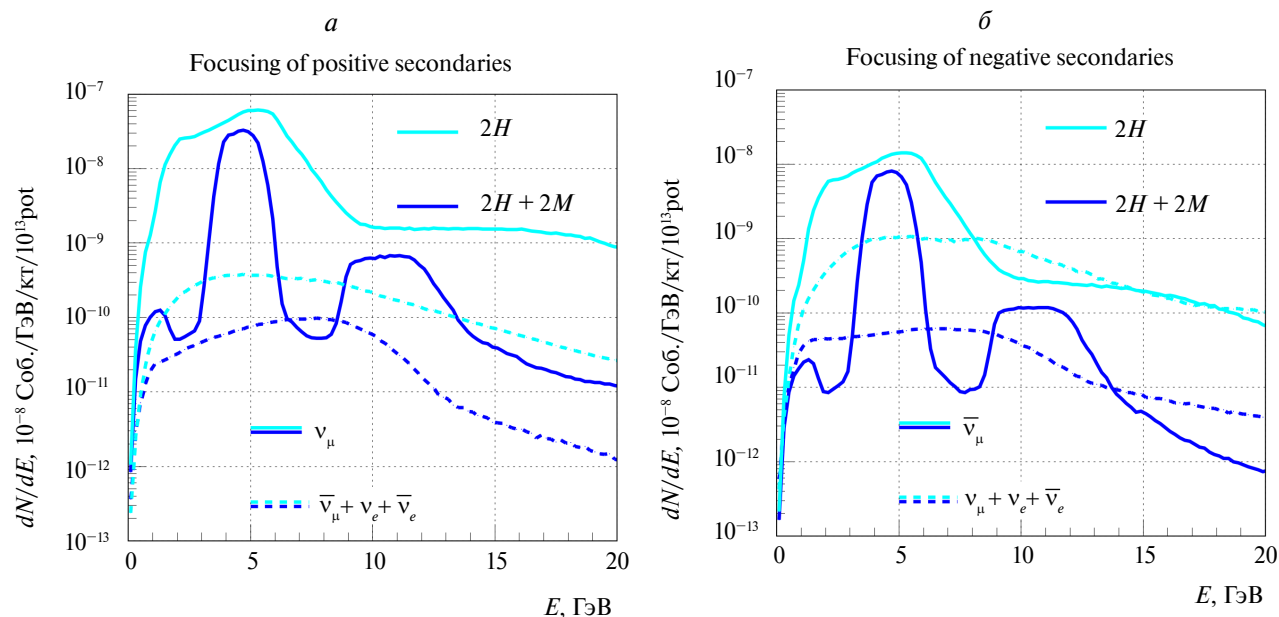


Рис. 10. Распределения по энергиям νN -взаимодействий в дальнем детекторе для фокусирующих систем $2H + 2M$ и $2H$ основных и фоновых нейтрино: *а* — при фокусировке положительно заряженных частиц; *б* — при фокусировке отрицательно заряженных частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен нейтринный канал на основе магнитных параболических горнов и поворотных дипольных магнитов на ускорительном комплексе У-70. Для организации канала предполагается использовать быстро выведенный из ускорителя У-70 протонный пучок с энергией 60 ГэВ.

Магнитооптическая схема канала оптимизирована для формирования на детекторе, расстоя-

ние до которого равно ~ 2595 км, квазимонохроматических 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.

Анализ частиц по импульсам выполняется двумя дипольными магнитами с неравными режимами и с противоположной полярностью, поэтому распадная часть канала повернута относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень. Это позволяет умень-

шить количество νN -взаимодействий фоновых нейтрино при формировании пучков мюонных антинейтрино по сравнению с прямым каналом с магнитными горнами.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. Ammosov, V. Garkusha, A. Ivanilov, V. Kabachenko, E. Melnikov, F. Novoskoltsev, A. Soldatov, and A. Zaitsev, in *Proceedings of the XX International*

Conference on Neutrino Physics and Astrophysics “Neutrino 2002”, Munich, Germany, May 25–30; hep-ph/0205300v1.

2. 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>
3. 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).
4. M. Bonesini, A. Marchionni, F. Pietropaolo, and T. Tabarelli de Fatis, *Eur. Phys. J. C* **20**, 13 (2001); doi: 10.1007/s100520100656

OPTICAL SCHEME OF THE NEUTRINO CHANNEL WITH MAGNETIC HORNS AND DIPOLES AT THE U–70 ACCELERATOR COMPLEX

© 2025 F. N. Novoskoltsev¹⁾, R. Yu. Sinyukov¹⁾, A. A. Sokolov¹⁾

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

The optical scheme of the channel based on two magnetic horns for the formation of neutrino beams with a narrow energy spectrum at the U–70 accelerator complex for the P2O experiment is considered, the far detector of which is located at a distance of 2595 km from the end of the decay channel. To select the required momentum interval of π -mesons two dipole magnets with opposite polarity is proposed to use. The decay part of the channel is rotated relative to the direction of the primary proton beam to the target. The main calculated characteristics of neutrino beams at the far detector of the P2O experiment at an energy of the primary proton beam of 60 GeV are discussed.