

К ВОПРОСУ ФОРМИРОВАНИЯ НЕЙТРИННЫХ ПУЧКОВ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70 С ПОВОРОТОМ РОДИТЕЛЬСКИХ ЧАСТИЦ

Ф. Н. Новоскольцев¹, Р. Ю. Синюков², А. А. Соколов

Институт физики высоких энергий им. А. А. Логанова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Протвино, Россия

Обсуждается вопрос формирования нейтринного пучка с поворотом родительских частиц в одну сторону. В оптической схеме канала предполагается использовать бездисперсную двухмагнитную систему с полевой линзой для выделения требуемого импульсного интервала родительских π -мезонов. Дипольные магниты отклоняют пучок в одну сторону, поэтому распадная часть канала повернута относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень. Непровзаимодействовавшие в мишени протоны сбрасываются на поглотитель, продольная координата которого соответствует началу распадного участка, а также характеристики нейтрино на дальнем и ближнем детекторах, расположенных на расстоянии 2595 км и 100 м соответственно от конца распадного участка канала.

The question of neutrino beam formation with parent particles deflected to one side is discussed. In the optical scheme of the channel it is proposed to use a dispersionless two-magnet system with a field lens to select the required momentum interval of parent π mesons. The dipole magnets deflect the beam to one side, so the decay part of the channel is rotated with respect to the direction of pointing of the primary proton beam at the target. The protons that do not interact in the target are dumped onto the absorber, the longitudinal coordinate of which corresponds to the beginning of the decay tube. The main parameters of the π -meson beam at the beginning of the decay section, as well as the neutrino characteristics at the far and near detectors located at a distance of 2595 km and 100 m from the end of the decay section of the channel, respectively, are discussed.

PACS: 29.20.-c

ВВЕДЕНИЕ

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

¹E-mail: Fedor.Novoskoltsev@ihep.ru

²E-mail: Roman.Sinyukov@ihep.ru

Для организации нейтринного канала в ИФВЭ предполагается использовать медленно выведенный из ускорителя У-70 пучок первичных протонов с энергией 60 ГэВ и интенсивностью до 10^{13} частиц за цикл длительностью около 9 с.

В расчетах применялась упрощенная схема, при которой источниками мюонных нейтрино и антинейтрино являются только распады π^\pm -мезонов, причем все пионы, попадающие при транспортировке по каналу в вещество, выбывают из рассмотрения.

Результаты расчетов приведены для 10^{13} протонов на мишени за цикл.

ГОЛОВНАЯ ЧАСТЬ КАНАЛА

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

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 π -мезонов 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.

При моделировании считалось, что источниками мюонных нейтрино (антинейтрино) являются только распады π^\pm -мезонов, причем все пионы, попадающие при транспортировке по каналу в вещество, выбывали из рассмотрения. Выходы π^\pm -мезонов 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 [1].

Анализ частиц по импульсам выполняется бездисперсной системой, состоящей из двух горизонтальных дипольных магнитов M_1-M_2 и квадрупольной линзы Q_4 (так называемая полевая линза), режимы которых удовлетворяют соотношениям

$$z_1\varphi_1 = z_2\varphi_2, \quad \kappa = -\frac{z_1 + z_2}{z_1z_2},$$

где κ — оптическая сила полевой линзы в тонколинзовом приближении; z_1 и z_2 — расстояния между ее центром и центрами магнитов; φ_1 и φ_2 — углы поворотов в маг-

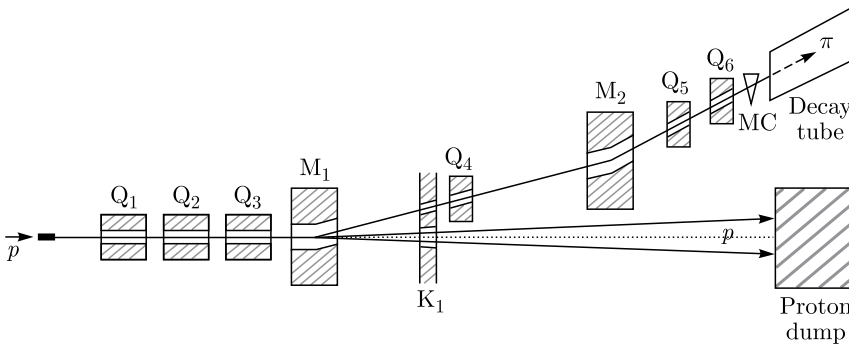


Рис. 1. Схематический план начальной части нейтринного канала

нитах. Два магнита отклоняют пучок частиц нужного знака заряда в одну сторону относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень, а коллиматор K_1 длиной 0,75 м обеспечивает выделение частиц в нужном интервале импульсов.

Около магнита M_2 (до и после него) находится область мечения, в которой устанавливаются детекторы, регистрирующие π -мезоны. За вторым объективом Q_5-Q_6 начинается распадный участок (вакуумная труба 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 сбрасываются на поглотитель, который расположен рядом с началом распадной трубы. На рис. 1 верхняя линия соответствует направлению движения непровзаимодействовавших протонов в случае формирования π^+ -мезонов, нижняя линия — π^- -мезонов. Так как эмиттанс первичного пучка довольно мал ($\varepsilon_x \simeq 1,3$ мм · мрад и $\varepsilon_y \simeq 1,2$ мм · мрад), то угловая расходимость непровзаимодействовавшего пучка после мишени будет определяться многократным кулоновским рассеянием протонов в мишени. Соответственно, размер протонного пучка на поглотителе не должен превышать 12–13 см в диаметре.

Длина каждой из трех первых квадрупольных линз Q_1-Q_3 равна 2 м, вторые три линзы Q_4-Q_6 вдвое короче и имеют длину по 1 м. Диаметр апертуры всех линз равен 200 мм. Длина магнита 2 м, горизонтальный размер его рабочей области составляет ± 250 мм, а вертикальный межполюсный зазор равен ± 100 мм. Режимы квадрупольных линз и отклоняющих магнитов выбирались из условия формирования на дальнем детекторе пучка нейтрино в интервале энергий 3–6 ГэВ, соответствующем первому осцилляционному максимуму в районе $\sim 4,5$ ГэВ (см. рис. 4).

ПАРАМЕТРЫ ПУЧКА π^\pm -МЕЗОНОВ В НАЧАЛЕ РАСПАДНОЙ ТРУБЫ

На рис. 2, 3 представлены распределения пучка π -мезонов по импульсам p , поперечным координатам $\{x, y\}$ и углам $\{x' = p_x/p_z, y' = p_y/p_z\}$ в начале распадного участка.

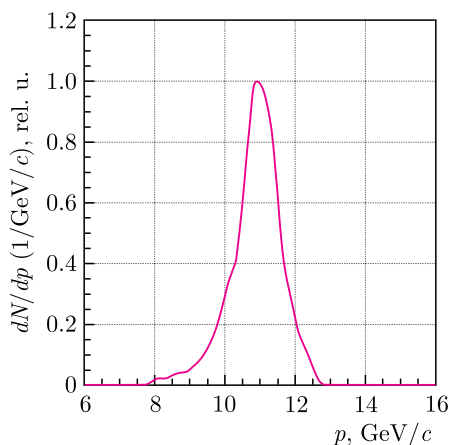


Рис. 2. Спектр π^+ -мезонов в начале распадного участка канала

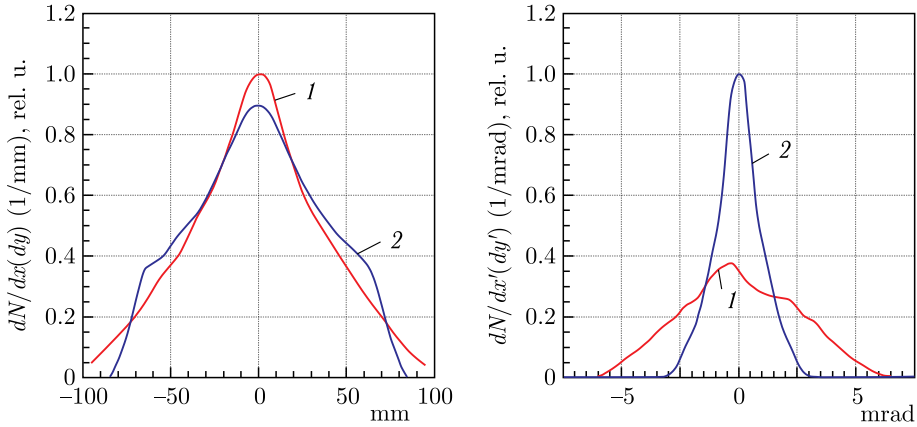


Рис. 3. Распределения π^+ -мезонов по координатам и углам в начале распадной трубы: 1 — горизонтальная плоскость; 2 — вертикальная плоскость (для π^- -мезонов аналогичные распределения подобны представленным)

При малых значениях углы равны своим тангенсам, поэтому тангенсы углов будем называть просто углами движения (именно тангенсы углов входят в уравнения движения заряженной частицы). Общее количество π^+ -мезонов в начале распадной трубы составляет $3,27 \cdot 10^{10}$ частиц за цикл, π^- -мезонов — $1,92 \cdot 10^{10}$ частиц за цикл.

На распадный участок канала формируется узкорасходящийся ($\sigma[x'] \simeq 2,4$ мрад и $\sigma[y'] \simeq 1,0$ мрад — под σ подразумевается среднеквадратичное отклонение rms) пучок π^+ -мезонов в интервале импульсов 8–13 ГэВ/с, в котором значение $\sim 10,9$ ГэВ/с соответствует максимуму распределения. Отношение пиковой энергии $\sim 4,7$ ГэВ в спектре нейтрино на дальнем детекторе (рис. 4) к величине 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.

Что касается пространственного распределения π^+ -пучка, то в начале распадной трубы его поперечные размеры ограничены апертурой квадрупольных линз Q₅–Q₆ диаметром 200 мм, причем $\sigma[x] \simeq 38$ мм и $\sigma[y] \simeq 37$ мм.

СПЕКТР НЕЙТРИНО НА ДАЛЬНОМ ДЕТЕКТОРЕ

Число нейтринных взаимодействий в детекторе зависит только от его массы (поэтому спектр взаимодействий обычно нормируют на массу детектора в 1 кт), а также потока нейтрино, проходящего через детектор, и их энергии. Поток нейтрино, их энергию и, следовательно, распределение по энергиям $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ -взаимодействий наиболее эффективно можно рассчитать в случае дальнего детектора (результаты расчетов показаны на рис. 4). Общее количество ν_μ -взаимодействий равно $4,37 \cdot 10^{-9}$, а $\bar{\nu}_\mu$ -взаимодействий — $1,09 \cdot 10^{-9}$ событиям за цикл на 1 кт массы детектора.

Угловая расходимость пучка π -мезонов $\theta_\pi \simeq \sqrt{x'^2 + y'^2}$ в начале распадного участка канала соответствует значению $\sigma[\theta_\pi] \simeq 2,6$ мрад, что значительно больше углового размера дальнего детектора $\theta_d \simeq 3,85 \cdot 10^{-2}$ мрад при характерном радиусе детектора 100 м и расстоянии до него $z \simeq 2595$ км.

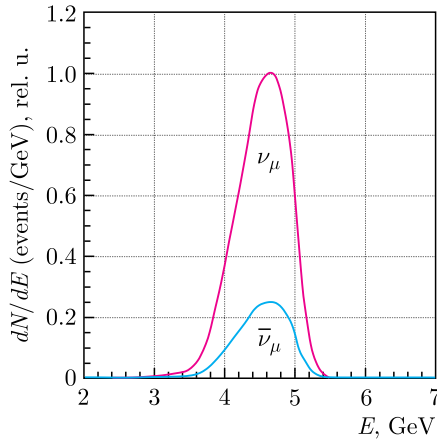


Рис. 4. Распределение по энергиям взаимодействий ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ в дальнем детекторе

Неравенство $\theta_d \ll \sigma[\theta_\pi]$ является условием использования упрощенной схемы расчета нейтринных спектров. При столь небольших значениях углового размера детектора θ_d плотность углового распределения нейтрино при распаде π -мезона

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

практически постоянна в пределах углового размера дальнего детектора (здесь β и γ — скорость и гамма-фактор распадающегося π -мезона, $\theta_{\pi\nu}$ — угол вылета нейтрино относительно направления движения π -мезона в лабораторной системе координат).

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

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

и не зависит от площади детектора. При этом для вычисления значения $\cos \theta_{\pi\nu}$ достаточно полагать, что все нейтрино всегда попадают в центр детектора, что позволяет однозначно определить их энергию E (E^* — энергия нейтрино в с. ц. м.):

$$E = \frac{E^*}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_{\pi\nu})}. \quad (2)$$

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. 5 показано число взаимодействий мюонных нейтрино в дальнем детекторе в интервале значений энергии 3–6 ГэВ как функция длины распадной трубы при ее различных сечениях.

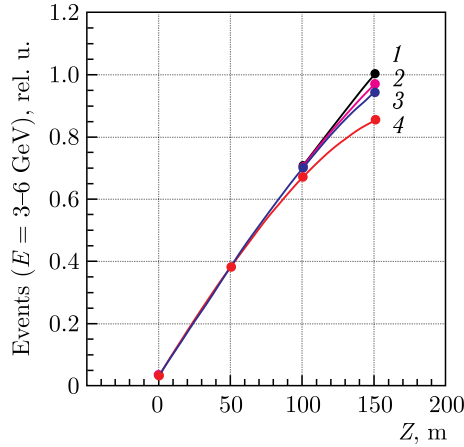


Рис. 5. Зависимость числа нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе в интервале значений энергии 3–6 ГэВ от длины распадной трубы и ее поперечного сечения: 1 — без апертуры; 2 и 4 — сечения круглой формы радиусами 500 и 300 мм соответственно; 3 — эллиптическое сечение с полуосями 500 мм (горизонталь) и 300 мм (вертикаль)

Наблюдается слабая зависимость числа взаимодействий от размера поперечного сечения распадной трубы. Так, даже при длине распадной трубы 150 м и ее радиусе 300 мм число взаимодействий в дальнем детекторе всего лишь на $\sim 17,4\%$ меньше максимально возможного (кривая 4). Очевидно, что можно использовать распадный участок с постепенно увеличивающимся сечением (подобно подзорной трубе).

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ПОПЕРЕЧНОЙ ПЛОСКОСТИ ДАЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА

Рассчитаем спад радиального распределения нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе с большими поперечными размерами, т. е. построим функцию плотности числа ν_μ -взаимодействий dN_{ev}/dS (событий/м²) в зависимости от радиуса детектора.

Как уже было отмечено, количество нейтринных взаимодействий в детекторе N_{ev} пропорционально массе детектора m и потоку нейтрино Φ , а также зависит от энергии нейтрино E , причем эта зависимость очень близка к линейной: $N_{ev} \sim m\Phi f(E)$. Отсюда следует, что искомое распределение будет иметь вид

$$\frac{dN_{ev}}{dS} \sim \Phi f(E).$$

Сделаем оценку. Очевидно, что можно пренебречь как длиной канала по сравнению с расстоянием до детектора, так и поперечными размерами пучка π -мезонов на распадном участке канала по сравнению с размером детектора. Также допустим, что на распадном участке π -мезоны имеют нулевую расходимость. И пусть зависимость от энергии $f(E)$ является чисто линейной, т. е. $f(E) \sim E$. Тогда в соответствии

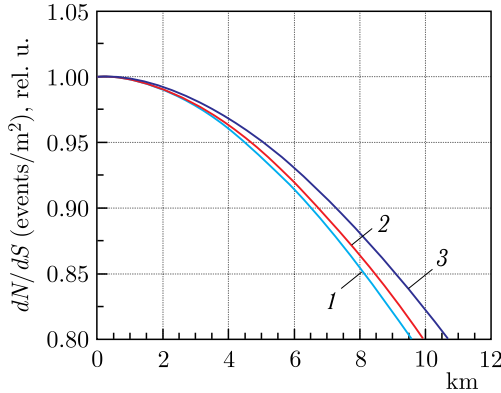


Рис. 6. Функция плотности ν_μ -взаимодействий в дальнем детекторе: 1 — оценка при импульсе пучка π^+ -мезонов $p_\pi = 10,9$ ГэВ/с; 2 — расчетные значения вдоль вертикали при $x = 0$; 3 — расчетные значения вдоль горизонтали при $y = 0$

с выражениями (1), (2)

$$\frac{dN_{ev}}{dS} \sim \frac{1}{(1 - \beta \cos \theta)^3},$$

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

На рис. 6 наряду с оценочным распределением плотности нейтринных взаимодействий в поперечной плоскости в месте расположения дальнего детектора показаны и результаты точных расчетов в приближении «дальнего детектора». В этом случае для произвольной точки поперечной плоскости с координатами (x, y) рассчитывался спектр ν_μ -взаимодействий и, соответственно, определялось число взаимодействий за цикл на 1 кт массы детектора. Эта величина будет пропорциональна искомому значению функции плотности нейтринных взаимодействий в точке (x, y) .

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

СПЕКТР НЕЙТРИНО НА БЛИЖНЕМ ДЕТЕКТОРЕ

Пусть ближний детектор радиусом 1 м расположен на расстоянии 100 м после окончания распадного участка. С середины распадного участка угловой размер детектора равен $\theta_d \simeq 5,7$ мрад, что даже немного больше угловой расходимости пучка π -мезонов в начале распадного участка $\sigma[\theta_\pi] \simeq 2,6$ мрад. Поэтому в этом случае использовать алгоритм расчета спектра для «дальнего детектора» не совсем корректно.

Простейший алгоритм расчета спектра для «ближнего детектора» ($\theta_d \sim \sigma[\theta_\pi]$) состоит в равномерном розыгрыше $\cos \theta^*$ в с. с. м. в пределах, соответствующих максимальному и минимальному значениям угла вылета нейтрино θ относительно направления движения π -мезона в лабораторной системе координат, при которых нейтрино может попасть на детектор (это же относится и к розыгрышу азимутального угла ϕ).

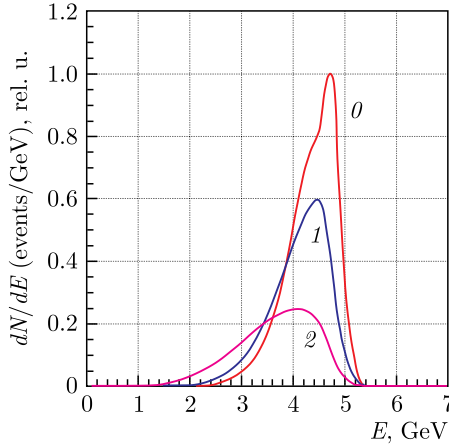


Рис. 7. Распределение по энергиям ν_μ -взаимодействий в ближнем детекторе: 1, 2 — алгоритм расчета для «ближнего детектора» при радиусе детектора 1 и 2 м соответственно; 0 — алгоритм расчета для «дальнего детектора» (не зависит от радиуса)

Связь между углами θ^* и θ определяется известным соотношением

$$\cos \theta^* = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta},$$

а энергия нейтрино E однозначно зависит от разыгранного значения $\cos \theta^*$:

$$E = \gamma E^* (1 + \beta \cos \theta^*).$$

При таком алгоритме расчета поток нейтрино, проходящий через детектор, будет пропорционален относительному числу попаданий нейтрино в детектор (и обратно пропорционален поперечной площади детектора).

На рис. 7 показаны спектры нейтринных взаимодействий в ближнем детекторе. Общее число взаимодействий для спектров, обозначенных цифрами 0, 1 и 2, составляет, соответственно, 0,957, 0,706 и 0,447 событий за цикл на 1 кт массы детектора. Уменьшение числа событий при увеличении поперечных размеров детектора (при сохранении нормировки на массу в 1 кт) говорит о том, что плотность потока нейтрино заметно снижается к краям детектора. А увеличение радиуса ближнего детектора приводит к смещению спектра ν_μ -взаимодействий в область более низких энергий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах [2–4] были рассмотрены фокусирующие системы для формирования нейтринных пучков, состоящие из одного или двух объективов квадрупольных линз. Для выделения родительских π^\pm -мезонов в нужном интервале импульсов и очистки пучка от частиц другого знака заряда предполагалось использовать бездисперсные четырехмагнитные системы, расположенные после первого объектива.

При использовании этих фокусирующих систем есть определенные трудности с утилизацией непроизводивших в мишени протонов (или в середине «четырёхмагнитки», или в конце распадного участка) и прохождением протонов через

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

В нейтринном канале с бездисперсной системой с двумя поворотными магнитами и полевой квадрупольной линзой в значительной мере можно избежать этих проблем. С другой стороны, при прочих равных условиях канал с бездисперсной четырехмагнитной системой [4] обладает более «светосильной» оптикой.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bonesini M., Marchionni A., Pietropaolo F., Tabarelli de Fatis T.* // Eur. Phys. J. C. 2001. V. 20. P. 13; <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0101163.pdf>
2. *Гаркуша В. И., Карташев В. П., Котов В. И., Новоскольцев Ф. Н.* Фокусирующая система из квадрупольных линз для формирования нейтринных пучков высоких энергий с широким спектром // ЖТФ. 1990. Т. 60, № 6. С. 92–96.
3. А. с. № 1690234. Фокусирующая система для формирования нейтринных пучков с широким энергетическим спектром / Гаркуша В. И., Карташев В. П., Котов В. И., Новоскольцев Ф. Н. // Открытия и изобретения. 1991. № 41. С. 245.
4. *Новоскольцев Ф. Н., Синюков Р. Ю., Соколов А. А.* Исследование характеристик пучка меченых нейтрино на ускорительном комплексе У-70 // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87, № 8. С. 1120–1124.

Получено 15 сентября 2023 г.