



**НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»**

**Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»**

Препринт 2026 - 3

В.Н. Горячев, Ф.Н. Новоскольцев, Р.Ю. Синюков, А.А. Соколов

**О ФОРМИРОВАНИИ УЗКОПОЛОСНОГО
НЕЙТРИННОГО ПУЧКА НА УСКОРИТЕЛЬНОМ
КОМПЛЕКСЕ У-70 ДЛЯ ТОЧНОГО ИЗМЕРЕНИЯ
СЕЧЕНИЙ НЕЙТРИНО-НУКЛОННЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ**

Протвино 2026

Аннотация

Горячев В.Н. и др. О формировании узкополосного нейтринного пучка на Ускорительном комплексе У-70 для точного измерения сечений нейтрино-нуклонных взаимодействий: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2026–3. – Протвино, 2026. – 40 с., 29 рис., 3 табл., библиогр.: 23.

На ускорительном комплексе У-70 возможно создать нейтринный канал, на котором будет сформирован нейтринный пучок узкий по энергии, известной с точностью $\sim 5\%$. Если в эксперименте с этим пучком также проводить мониторинг нейтринного потока с точностью $\sim 1\%$, то здесь будет возможно достичь точность измерения сечений взаимодействия нейтрино с атомными ядрами на уровне $\sim 5\%$. В работе рассмотрена оптическая схема канала на основе квадрупольных линз для формирования узкополосных пучков нейтрино на ускорительном комплексе У-70. Обсуждаются основные расчётные характеристики пучков нейтрино на дальнем детекторе в эксперименте P2O, расположенном на расстоянии 2595 км, а также характеристики пучков нейтрино на ближнем детекторе, расположенном на расстоянии от 100 м до 1 км от конца распадного участка канала. Также рассмотрена возможность формирования нейтринного пучка на основе существующего канала № 23 ускорительного комплекса У-70.

Abstract

Goryachev V.N. et al. On the formation of a narrow-band neutrino beam at the U-70 accelerator complex for precise measurement of neutrino-nucleon interaction cross-sections: NRC «Kurchatov Institute» – IHEP preprint 2026–3. – Protvino, 2024. – p. 40, figs. 29, tables 3, refs.: 23.

At the U-70 accelerator complex, it is possible to create a neutrino channel capable of generating a narrow-band neutrino beam with an energy known with an accuracy of $\sim 5\%$. If the neutrino flux is also monitored with an accuracy of $\sim 1\%$ in the experiment with this beam, it will be possible to achieve an accuracy of $\sim 5\%$ in measuring the neutrino-nucleus interaction cross sections. This paper discusses the optical design of a channel based on quadrupole lenses for generating narrow-band neutrino beams at the U-70 accelerator complex. The main calculated characteristics of neutrino beams at the far detector in the P2O experiment, located at a distance of 2595 km, are discussed, as well as the characteristics of neutrino beams at the near detector, located at a distance of 100 m to 1 km from the end of the decay section of the channel. The possibility of forming a neutrino beam based on the existing channel #23 of the U-70 accelerator complex is also considered.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по изучению нейтрино на больших базах, в которых происходит измерение параметров нейтринных осцилляций, в настоящее время переходят в период прецизионных измерений. Ожидается, что трудности, связанные с ограниченным пониманием стандартных взаимодействий нейтрино, особенно знание сечений взаимодействия нейтрино с атомными ядрами на шкале энергий в масштабе ГэВ будут ограничивать чувствительность этих экспериментов к измерению параметров нейтринных осцилляций. Необходимо новое поколение экспериментов, в которых необходимо достигнуть точность измерения сечений взаимодействия нейтрино с атомными ядрами на уровне процентов, что примерно на порядок лучше существующих результатов.

Неопределенности поперечного сечения ($\sim 15\%$) представляют собой крупнейший источник систематической ошибки в экспериментах с длинной базой, таких как T2K, NOvA, где статистические ошибки все еще вносят значительный вклад $\sim 6-7\%$ [1, 2]. Однако, по мере того, как современные эксперименты DUNE [3] и Hyper-Kamiokande [4] (см. также планируемый эксперимент P2O (Protvino-to-ORCA) [5]) будут вступать в фазу сбора данных, за счет большой мощности пучка и массы детектора в этих экспериментах статистические неопределенности будут снижены значительно ниже систематических. Здесь неопределенности поперечного сечения станут доминирующим фактором, ограничивающим возможности этих экспериментов.

Несмотря на значительный прогресс в измерениях рассеяния нейтрино, достигнутый с помощью ближних детекторов T2K и NOvA, а также специализированных экспериментов по измерению поперечных сечений, таких как SciBooNE, MINERvA, ArgoNeut и MicroBooNE [6], точность этих измерений остается недостаточной для использования в современных экспериментах с длинной базой.

Возможно создание нейтринного эксперимента в НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ на ускорительном комплексе У-70 по измерению поперечных сечений с улучшенной точностью.

В нейтринных экспериментах предыдущего поколения поток нейтрино, входящих в детектор, обычно известен с точностью около 10%, а энергия нейтрино определяется косвенно из измерения суммарного четырехмерного импульса частиц события взаимодействия нейтрино в детекторе.

Традиционные методы измерения сечений взаимодействия нейтрино сталкиваются со следующими трудностями при реконструкции их энергии:

1. Потеря энергии нейтральными частицами: Нейтроны и фотоны из распадов резонансов или неупругих процессов часто не обнаруживаются, что приводит к занижению реконструированной энергии.
2. Вторичные взаимодействия (FSI): Частицы, рождённые в первичном взаимодействии, испытывают дополнительные столкновения внутри ядра, искажая их кинематику.
3. Модельная зависимость: Для восстановления истинной энергии нейтрино необходимо использовать модели ядерных эффектов, которые вносят систематические ошибки порядка 10–20%.

В результате энергия входящих нейтрино, определяемая в детекторе, сильно искажена (до 20%), что существенно влияет на неопределенность измерения сечения.

На ускорительном комплексе У-70 возможно создание нейтринного канала, формирующего узкополосный пучок с нужным импульсом π , K мезонов ($\Delta p/p \sim 5\%$). В таком канале возможно будет сформировать нейтринный пучок узкий по энергии, известной с точностью $\sim 5\%$. При использовании такого пучка при измерении поперечного сечения нейтрино возможно будет определение энергии нейтрино с точностью $\sim 5\%$ без необходимости реконструировать энергии и импульсы конечных частиц взаимодействия нейтрино с ядром в детекторе.

Неопределенность в измерении энергии нейтрино дополнительно усугубляется неопределенностями нормировки, возникающими из-за ограниченных знаний о потоке входящих нейтрино.

Для создания и отработки методики улучшения точности измерения потока нейтрино в ЦЕРН был реализован эксперимент ENUBET. Первоначально здесь был создан узкополосный нейтринный пучок, поток электронных нейтрино которого мог быть измерен с беспрецедентной точностью в 1% [7]. Инновационным аспектом подхода

ENUBET была способностью идентифицировать в нем позитроны на уровне отдельных частиц путем детектирования позитронов, падающих на стенки распадного участка канала под большим углом. Поскольку существует однозначное соответствие между позитронами на распадном участке канала и соответствующими электронными нейтрино, этот метод обеспечил прямой контроль нормировки потока, открывая путь к точным измерениям на уровне, недостижимом для обычных нейтринных пучков. В 2021 году коллаборация ENUBET разработала нейтринный канал, с использованием серии квадруполей и диполей, способный создавать нейтринный поток умеренной интенсивности от распадов π и K [8]. Этот канал генерировал поток, достаточный для проведения измерений сечений $\nu_{\mu}N$ - и $\nu_e N$ -взаимодействия со статистической неопределенностью ниже 1%. Этот канал использовал медленный вывод протонов из ускорителя (продолжительностью в несколько секунд). Медленный вывод позволял снижать плотность потока заряженных лептонов на распадном участке канала на несколько порядков, что позволило точно отслеживать потоки нейтрино путем прямого детектирования заряженных лептонов, образующихся на распадном участке канала: мюонов от распадов пионов и каонов, а также позитронов от распадов каонов и контролировать потоки всех типов нейтрино, выходящих из канала, с точностью $\sim 1\%$.

Создание и использование функции медленного вывода протонов из ускорителя позволило в дальнейшем создать канал меченых нейтрино [9, 10], который ранее был недостижим из-за технологических ограничений, но который был реализован в рамках коллаборации NuTag [11, 12]. В этом канале производился мониторинг нейтринного пучка с использованием быстрых (< 100 пс), радиационно-стойких кремниевых трекеров, размещенных вдоль линии пучка, которые могут отслеживать как родительский мезон, так и его дочерние лептоны, расширяя возможности ENUBET. Во-первых, мониторинг лептонов с помощью усовершенствованного отслеживания значительно улучшает определение потока нейтрино. Этот метод также устраняет зависимость от моделирования нейтринного канала методом Монте-Карло, обеспечивая прямое и точное измерение потока. Во-вторых, если детектор нейтрино обладает достаточным временным разрешением (< 1 нс), каждое наблюдаемое нейтрино может быть однозначно коррелировано со своим родительским мезоном и связанным с ним заряженным лептоном. NA62 сообщил об обнаружении первого кандидата в меченые нейтрино [13]. Пучок меченых нейтрино

станет прорывным достижением в экспериментальной физике, позволяя напрямую измерять энергию нейтрино в каждом событии, используя кинематику двухчастичного распада родительского мезона. О возможности создания и использования пучка меченых нейтрино на ускорителе У-70 см. работу [14].

На ускорительном комплексе У-70 возможно создать нейтринный канал, на котором будет сформирован нейтринный пучок узкий по энергии, известной с точностью ~5%. Если в эксперименте с этим пучком также проводить мониторинг нейтринного потока с точностью ~1%, то здесь будет возможно достичь точность измерения сечений взаимодействия нейтрино с атомными ядрами на уровне ~5%.

При дальнейшем развитии при создании и использовании в этом эксперименте пучка меченых нейтрино, позволяющего измерять энергию нейтрино в каждом взаимодействии с точностью ~1% возможно будет измерение поперечных сечений с улучшенной точностью порядка 2–3%.

Основная часть работы посвящена рассмотрению оптической схемы канала на основе квадрупольных линз для формирования пучка нейтрино с узким спектром на ускорительном комплексе У-70. Канал с подобной оптической схемой возможно будет использовать не только для измерения параметров нейтринных осцилляций в эксперименте с дальним детектором P2O, но и для измерения сечений взаимодействия нейтрино с атомными ядрами с улучшенной точностью при использовании ближнего детектора.

В разделе 2 коротко описан эксперимент, для которого формируется этот канал, описаны основные принципы организации канала. В разделе 3 представлен проект нового нейтринного канала (канал № 1): схема начальной части канала, параметры пучков π -мезонов в начале распадного участка, спектр нейтрино на дальнем детекторе, оптимизация размеров распадного участка, распределения нейтринных взаимодействий в поперечной плоскости дальнего детектора, спектры фоновых нейтрино, спектры нейтрино на ближнем детекторе. В разделе 4 описано создание нейтринного пучка на основе законсервированного на ускорительном комплексе У-70 канала №23: схема начальной части канала, параметры пучков π -мезонов в начале распадного участка канала, спектры нейтрино на дальнем и ближнем детекторе. В разделе 5 рассматривается учет кинематики распадов $\pi \rightarrow \mu\nu$ для увеличения статистики событий.

2. СОЗДАНИЕ НЕЙТРИННОГО КАНАЛА НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70

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 [5]. 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 и 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. Разновидность магнитных горнов, у которых внешняя поверхность внутреннего проводника имеет параболическую форму, иногда называют параболическими горнами или линзами. Для достижения необходимых для фокусировки полей требуются токи в сотни кА, которые могут обеспечиваться только в импульсном режиме. Поэтому работа фокусирующей системы основан на быстром выводе протонного пучка из ускорителя. Например, на ускорительном комплексе У-70 продолжительность быстрого вывода составляет 5 мкс, что делает практически невозможным использование здесь системы мечения нейтрино, а также измерение потока нейтрино с улучшенной точностью.

Систему мечения возможно применять только при медленном выводе первичного протонного пучка из ускорителя, а в качестве фокусирующих элементов нейтринного канала использовать квадрупольные линзы. Например, в работах [15, 16, 17, 18] были рассмотрены фокусирующие системы, состоящие из одного или двух объективов квадрупольных линз. Для выделения родительских π^\pm, K^\pm -мезонов в нужном интервале импульсов и очистки пучка от частиц другого знака заряда предполагалось использовать бездис-

персные четырёхмагнитные системы, расположенные после первого объектива. Фактически, это прямой нейтринный канал, т.к. направление наведения первичного протонного пучка на мишень совпадает с осью распадного участка.

В прямых каналах есть определённые трудности с прохождением через возможную систему мечения не взаимодействовавших в мишени протонов. 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 [19] 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 данной работе, так же как и в работах [20, 21], рассматривается нейтринный канал для формирования на ускорительном комплексе У-70 пучков нейтрино на основе квадрупольных линз и бездисперсной системы с двумя дипольными магнитами и полевой линзой, причём магниты также отклоняют пучок родительских частиц в одну сторону. Оптическая схема канала оптимизирована для формирования нейтринного пучка на детекторе в эксперименте P2O, расположенном на расстоянии ~ 2595 км от мишени, при энергии первичного протонного пучка 50 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 секунды, стандартная длительность цикла около 9 секунд). Соответственно, результаты расчётов приведены для 10^{13} первичных протонов на мишени. Также рассмотрена возможность формирования нейтринного пучка на существующем, но законсервированном канале №23 ускорительного комплекса У-70.

Распадные участки таких нейтринных каналов повёрнуты относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень, что позволяет в значительной мере избежать проблем, присущих прямым нейтринным каналам.

3. РАССМОТРЕНИЕ НОВОГО НЕЙТРИННОГО КАНАЛА

3.1 Начальная часть канала

Расстановка магнитооптического оборудования начальной части нейтринного канала приведена на Рис.1 (канал № 1).

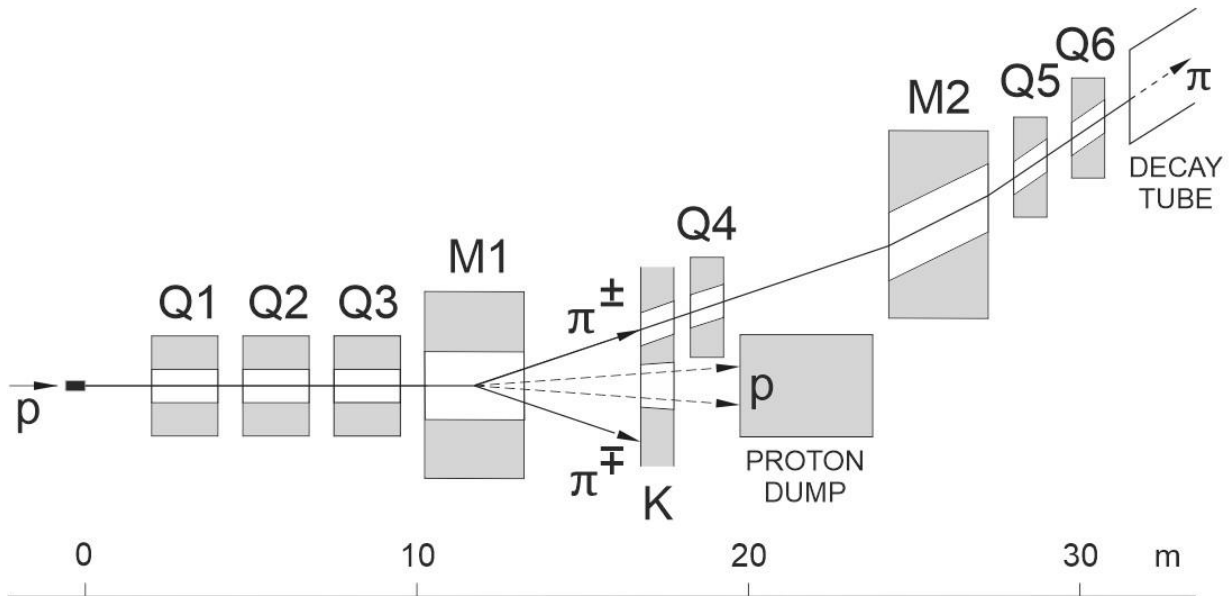


Рис. 1. Схематический план начальной части канала. Направлению движения до поглотителя невзаимодействовавших в мишени протонов в случае формирования пучка π^+ -мезонов соответствует верхняя, а π^- -мезонов – нижняя штриховая линия.

Медленно выведенный из ускорителя У-70 пучок протонов с энергией 50 ГэВ и 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 Q₁–Q₃ и дублет Q₅–Q₆) формируется узкорасходящийся пучок положительно (или отрицательно) заряженных частиц. За вторым объективом на расстоянии 31.5 м от мишени начинается распадный участок канала – вакуумированная труба длиной 150 м и радиусом 500 мм.

Анализ частиц по импульсам выполняется бездисперсной системой с компенсацией как линейной, так и угловой дисперсии в пучке, состоящей из двух горизонтальных дипольных магнитов М₁–М₂ и квадрупольной линзы Q₄ (так называемая полевая линза), режимы которых удовлетворяют соотношениям

$$z_1\phi_1 = z_2\phi_2, \quad \kappa = -(z_1+z_2)/z_1z_2,$$

κ – оптическая сила полевой линзы в тонколинзовом приближении, z_1 и z_2 – расстояния между её центром и центрами магнитов, ϕ_1 и ϕ_2 – углы поворотов в магнитах. Магниты отклоняют пучок частиц нужного знака заряда в одну сторону на суммарный угол 2×135 мрад относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень, а коллиматор К обеспечивает выделение частиц в нужном интервале импульсов.

Непровзаимодействовавшие в мишени протоны сбрасываются на поглотитель, который расположен за полевой линзой Q_4 . Т.к. эмиттанс первичного пучка довольно мал ($\varepsilon_x \approx 1.3$ мм·мрад и $\varepsilon_y \approx 1.2$ мм·мрад), то угловая расходимость непровзаимодействовавшего пучка после мишени в основном будет определяться многократным кулоновским рассеянием протонов в мишени. Соответственно, полный размер протонного пучка на поглотителе не должен превышать 5–6 см 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. Длина трёх первых квадрупольных линз равна 2 м, последующие три линзы вдвое короче и имеют длину по 1 м. Длина каждого магнита составляет 3 м.

Режимы квадрупольных линз и отклоняющих магнитов канала выбирались из условия формирования на дальнем детекторе пучка мюонных нейтрино со средней энергией 4.5 ГэВ в спектре $\nu_\mu N$ взаимодействий и относительным среднеквадратичным разбросом менее 5%. Значение средней энергии хорошо согласуется с первым осцилляционным максимумом $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e \sim 4.5$ ГэВ при расстоянии до детектора ~ 2595 км (эксперимент P2O).

Выбранные таким образом режимы магнитооптических элементов будут использованы и для моды работы нейтринного канала в случае ближнего детектора, когда расстояние от конца распадного участка до детектора составляет от 100 м до 1 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 выхо-

дов вторичных частиц, измеренных в p - Be взаимодействиях, и экстраполяции этих данных для других материалов мишеней [22]. При транспортировке каждой родительской частицы, в том числе и при прохождении через вещество, вдоль траектории последовательно генерируются её распады, а спектры нейтрино на дальнем детекторе вычисляются с учётом 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 работ по разработке оптики нейтринных пучков для проекта NuMI [23].

В данной работе в расчётах параметров нейтринного пучка на начальном этапе использовалась упрощённая схема, при которой источниками мюонных нейтрино и антинейтрино являются только распады π^\pm -мезонов, причём все пионы, попадающие при транспортировке по каналу в вещество, выбывают из рассмотрения.

Кроме того, материал и длина мишени не оптимизировались. Возможно, использование мишени из углерода длиной около 1 м будет более предпочтительно.

3.2 Параметры пучков π -мезонов в начале распадного участка

В начале распадного участка формируется узкорасходящийся ($rms[x'] = 1.53$ мрад в горизонтальной и $rms[y] = 0.74$ мрад в вертикальной плоскостях) пучок π -мезонов в интервале импульсов примерно от 9.4 до 11.6 ГэВ/с с максимумом распределения при ~ 10.75 ГэВ/с. Распределения пионов по импульсам в начале распадного участка показаны на Рис. 2. Общее количество π^+ -мезонов составляет $1.41 \cdot 10^{10}$ частиц, а π^- -мезонов – $0.76 \cdot 10^{10}$ частиц за цикл.

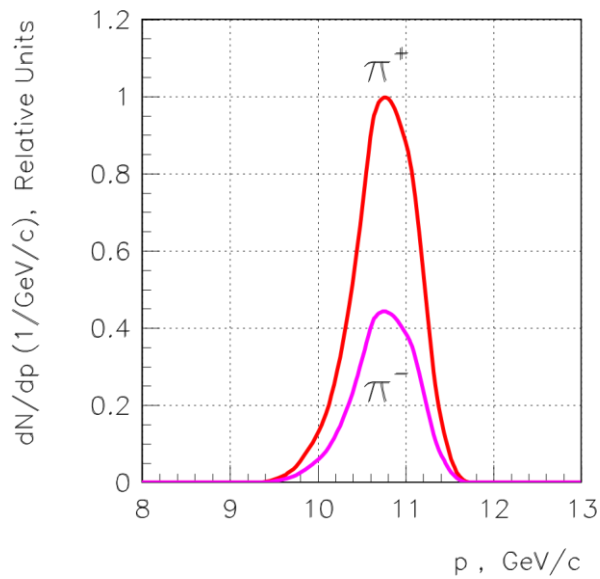


Рис. 2. Спектры π^\pm -мезонов в начале распадного участка канала.

Параметры пучка π^\pm -мезонов в начальной части канала приведены в Табл. 1, причём непосредственно после мишени в качестве частиц пучка учитывались только те пионы, которые потом дошли до начала распадного участка.

Таблица 1.

Параметры пучков π^\pm -мезонов в начальной части канала.

	После мишени	В начале распадного участка
P_0 , ГэВ/с	10.75	
σ_p , ГэВ/с	0.354	
σ_x , мм	5.82	34.8
σ_y , мм	2.10	28.5
$\sigma_{x'}$, мрад	16.9	1.53
$\sigma_{y'}$, мрад	4.56	0.74

На Рис. 3-4 представлены распределения пучка π^\pm -мезонов по поперечным координатам $\{x\}, \{y\}$ и углам $\{x'\}, \{y'\}$ в начальной части канала, причём непосредственно после мишени в качестве частиц пучка, так же как и в Табл. 1, учитывались только те пионы, которые потом дошли до начала распадного участка.

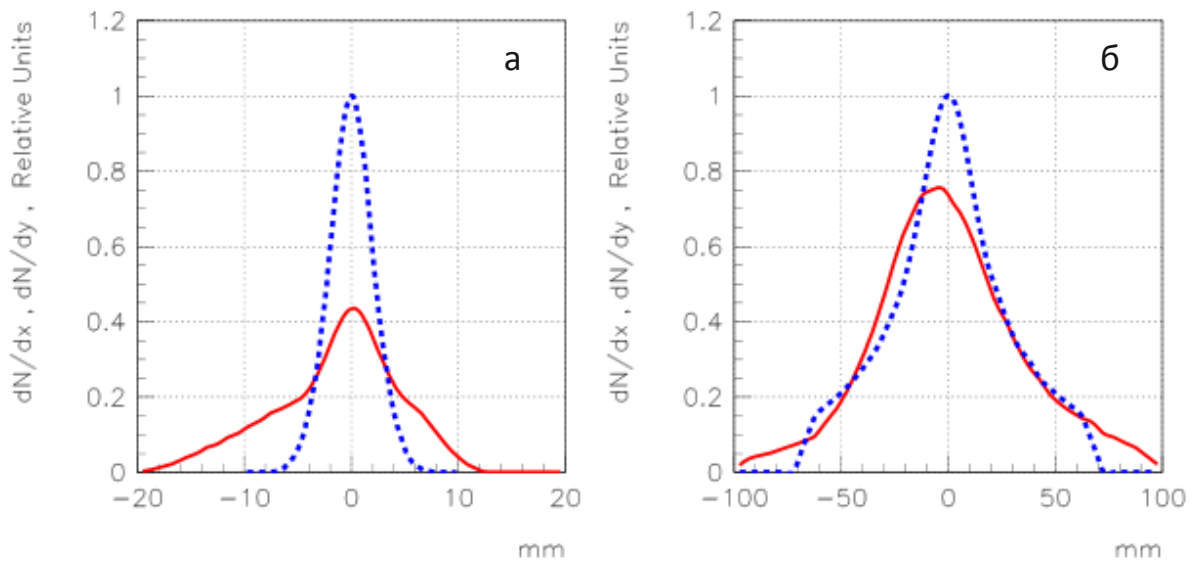


Рис. 3. Координатные профили пучка π^+ -мезонов: а – непосредственно после мишени; б – в начале распадного участка (сплошные линии – горизонтальная плоскость, пунктирные линии – вертикальная плоскость).

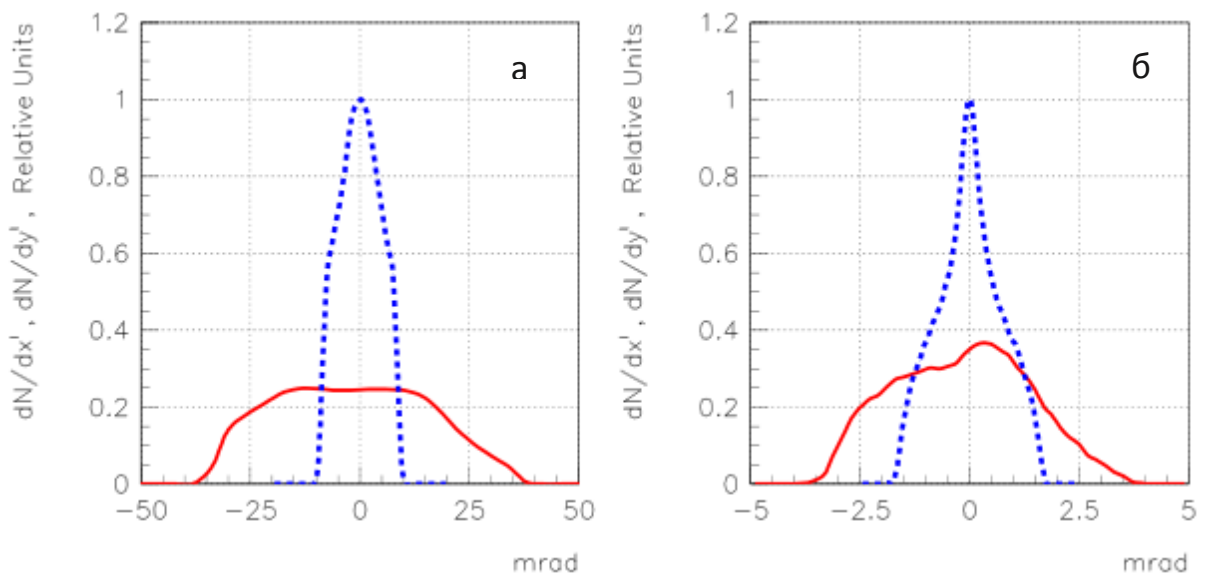


Рис. 4. Угловые профили пучка π^+ -мезонов: а – непосредственно после мишени; б – в начале распадного участка (сплошные линии – горизонтальная плоскость, пунктирные линии – вертикальная плоскость).

3.3 Спектр нейтрино на дальнем детекторе

Как уже отмечалось, режимы магнитооптических элементов канала определялись из условия формирования на дальнем детекторе пучка мюонных нейтрино с заранее заданными характеристиками. Эти же режимы будут затем использоваться и для моды работы нейтринного канала в случае ближнего детектора.

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

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

причём 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 (спектр взаимодействий dN_{Ev}/dE нормируем на массу детектора в одну килотонну) 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 $rms[\theta_\pi] \simeq 1.7$ мрад ($\theta_\pi \simeq \sqrt{x'^2 + y'^2}$), что значительно больше углового размера дальнего детектора $\theta_d \simeq 3.85E-02$ мрад при характерном радиусе детектора 100 м и расстоянии до него $z \simeq 2595$ км. Неравенство $\theta_d \ll rms[\theta_\pi]$ является условием использования упрощённой схемы расчёта 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 плотность потока нейтрино Φ через детектор с поперечной площадью S будет равна

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

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.):

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

На Рис. 5 представлены спектры нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в дальнем детекторе при минимальном 50 мм, среднем 80 мм и максимальном 160 мм раскрытиях импульсного коллиматора К (Рис. 1). При этом, соответственно, относительное количество взаимодействий равно 0.63, 1.00 и 1.49.

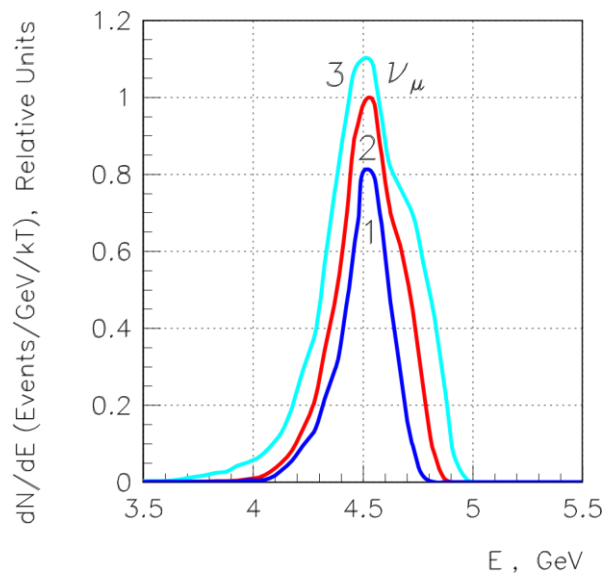


Рис. 5. Распределения по энергиям нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в дальнем детекторе при минимальном (1), среднем (2) и максимальном (3) раскрытиях импульсного коллиматора.

Для всех дальнейших расчётов будем использовать среднее раскрытие импульсного коллиматора, когда расстояние между щёками коллиматора равно 80 мм. Для этого случая на Рис.6 представлены спектры нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе. При этом общее количество $\nu_\mu N$ взаимодействий равно $1.84 \cdot 10^{-9}$, а $\bar{\nu}_\mu N$ взаимодействий – $4.24 \cdot 10^{-10}$ событиям за цикл на 1 кТ массы детектора.

Отношение пиковой энергии ~ 4.55 ГэВ в спектре нейтрино на дальнем детекторе к пиковому значению ~ 10.75 ГэВ/с в спектре π -мезонов в начале распадного участка

(Рис. 2) равно 0.423, что согласно кинематике двухчастичного распада $\pi \rightarrow \mu\nu$ практически соответствует максимально возможной энергии нейтрино в лабораторной системе координат.

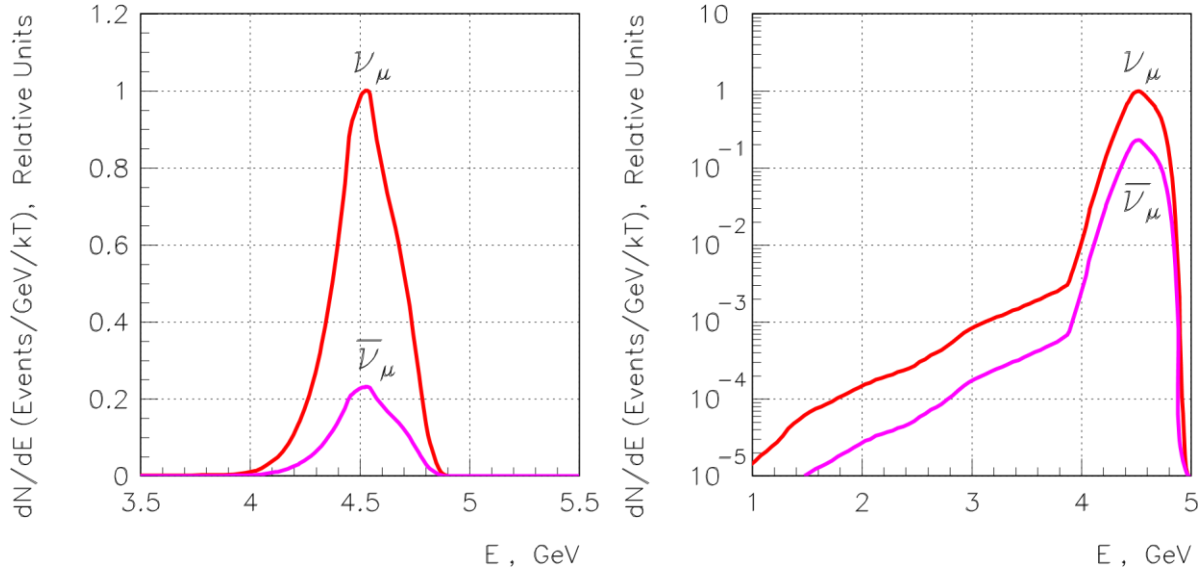


Рис. 6. Распределения по энергиям $\nu_\mu N$ и $\bar{\nu}_\mu N$ взаимодействий в дальнем детекторе (в линейном и логарифмическом масштабах).

3.4 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.

Зависимости числа взаимодействий мюонных нейтрино в дальнем детекторе от длины распадной трубы и размера её поперечного сечения приведены на Рис.7. Все данные нормированы на полное число взаимодействий в конце распадной трубы длиной $z = 150$ м при её радиусе $r = 600$ мм.

Следует отметить, что число $\nu_\mu N$ взаимодействий в дальнем детекторе слабо зависит от размера поперечного сечения распадной трубы. Так в конце распадной трубы длиной $z = 150$ м и радиусом $r = 200$ мм это значение всего лишь на $\sim 16\%$ меньше максимально возможного при $r = 600$ мм. Очевидно, что можно использовать распадную трубу с постепенно увеличивающимся сечением.

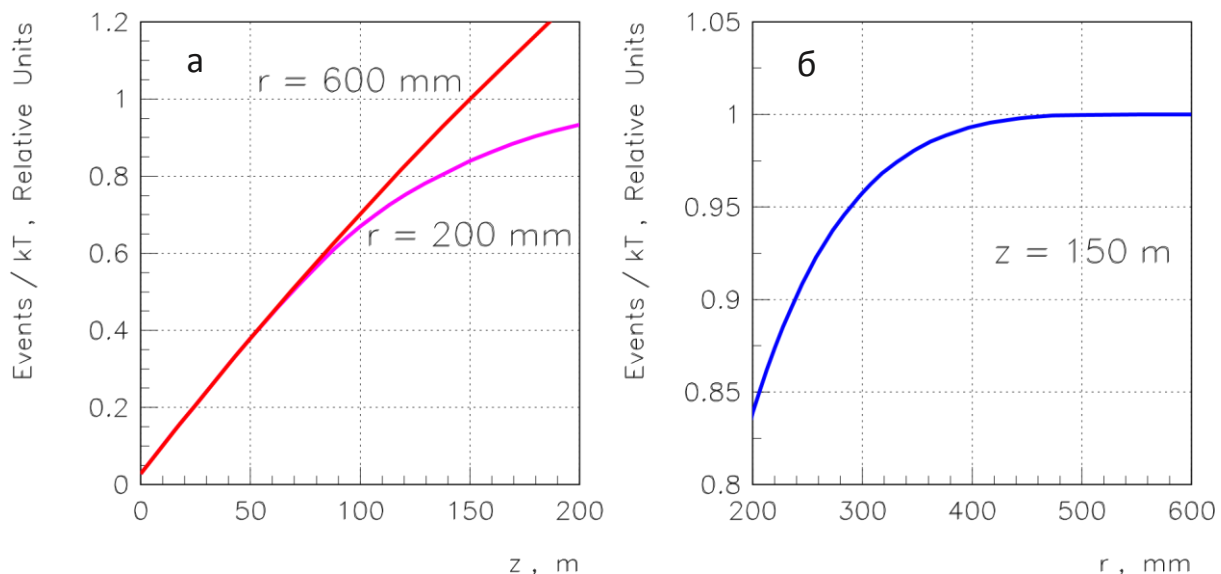


Рис. 7. Зависимость числа нейтринных $\nu_{\mu}N$ взаимодействий в дальнем детекторе: а – от длины распадной трубы при её радиусах 200 и 600 мм; б – от радиуса распадной трубы при её длине 150 м.

3.5 Распределения нейтринных взаимодействий в поперечной плоскости дальнего 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 плотности потока нейтрино Φ , а также зависит от энергии нейтрино E . Отсюда следует, что искомое распределение будет иметь вид

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

Произведём оценку этого распределения. В эксперименте P2O 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 4–5 ГэВ функцию $f(E)$ можно считать линейной (т.е. $f(E) \sim E$). Тогда в соответствии с выражениями (1–3)

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

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

На Рис. 8 наряду с оценочным аксиально-симметричным распределением плотности нейтринных взаимодействий в поперечной плоскости в месте расположения дальнего детектора (5) показаны и результаты точных расчётов функции плотности (4) в приближении “дальнего детектора” для произвольных точек поперечной плоскости.

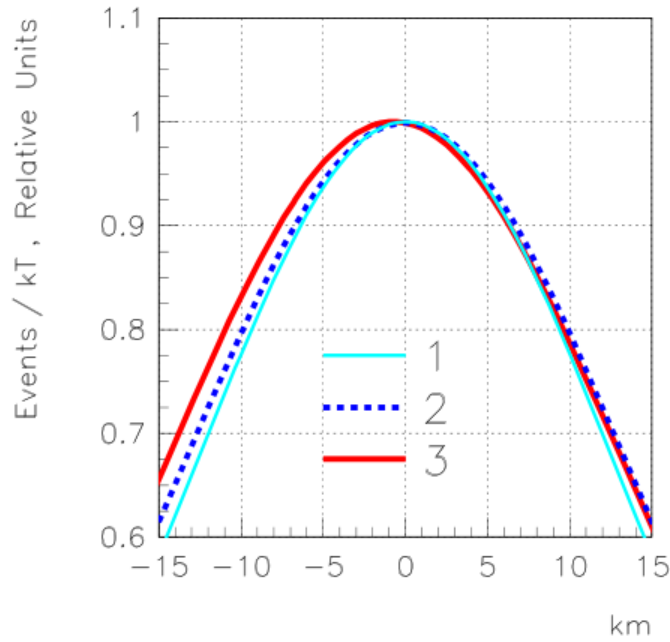


Рис. 8. Распределения плотности $\nu_\mu N$ взаимодействий в поперечной плоскости дальнего детектора: кривая 1 – оценка при импульсе пучка π^+ -мезонов $p\pi = 10.75$ ГэВ/с; кривая 2 – расчётные значения вдоль вертикали при $x = 0$; кривая 3 – расчётные значения вдоль горизонтали при $y = 0$.

Спектры нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в крайних точках на Рис. 8 более “мягкие” и “широкие” по сравнению с центральным спектром в точке $(x,y) = 0$. На Рис. 9 показаны спектры нейтринных взаимодействий в поперечной плоскости дальнего детектора в центральной и точке, смещённой на -15 км по горизонтали. На Рис. 10 представлены характеристики спектров нейтринных взаимодействий в поперечной плоскости дальнего детектора.

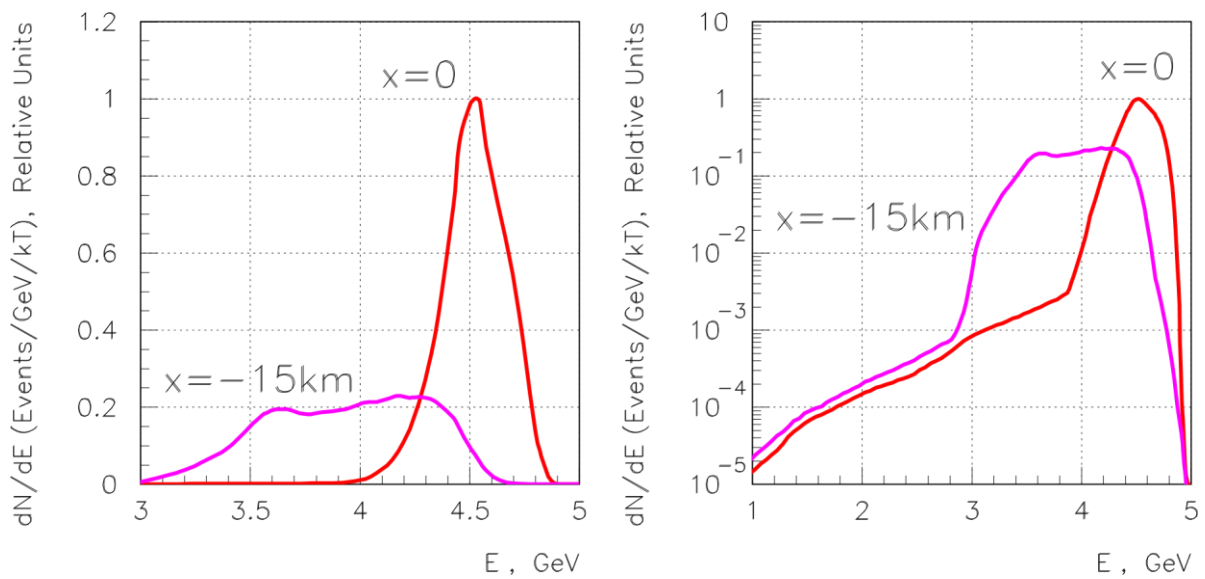


Рис. 9. Распределение по энергиям нейтринных $\nu_{\mu}N$ взаимодействий в дальнем детекторе в точках с координатами $x=0$ и $x=-15$ км при $y=0$ (в линейном и логарифмическом масштабах).

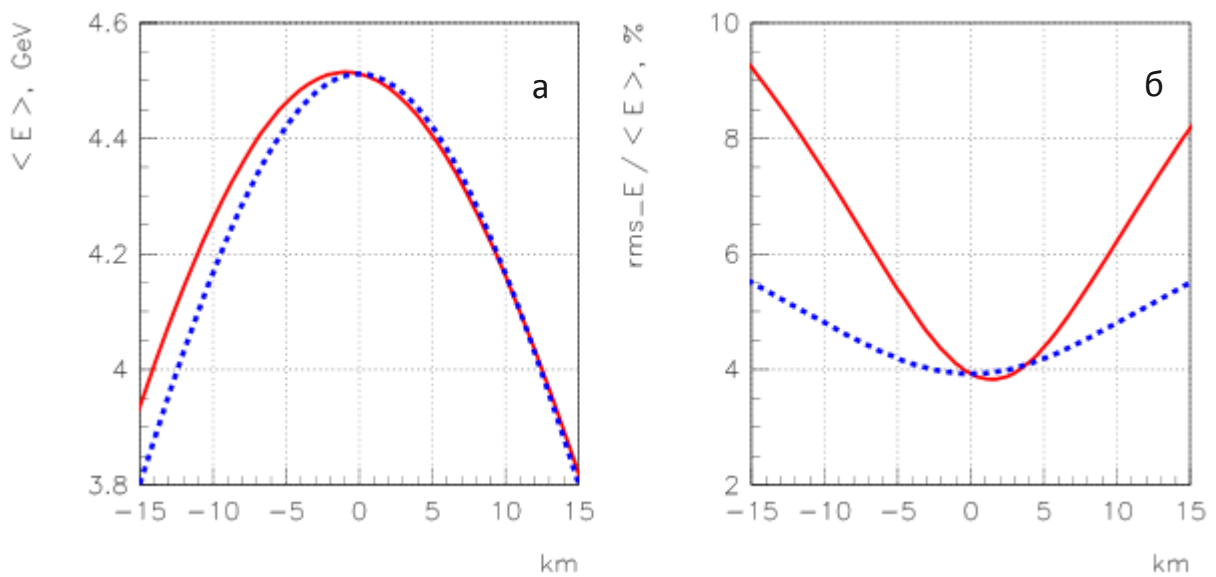


Рис. 10. Характеристики спектров нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе: а – средняя энергия спектра; б – относительный среднеквадратичный разброс по энергиям в спектре (сплошные линии – значения вдоль горизонтали при $y=0$; пунктирные линии – значения вдоль вертикали при $x=0$).

3.6 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 на мишень. В этом случае содержание фоновых нейтрино в основном пучке мюонных нейтрино (антинейтрино) значительно снижается.

При расчёте спектров взаимодействий как основных, так и фоновых нейтрино, помимо двухчастичных распадов $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ дополнительно моделировались следующие распады (в скобках указаны вероятности соответствующего распада):

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), \quad (63,5\%)$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e), \quad (4,82\%)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^\mp + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e), \quad (19,35\%)$$

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

Выходы K^- и K_L^0 -мезонов из алюминиевой мишени также рассчитывались на основании параметризаций из работы [22].

На Рис. 11 приведены спектры нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе. В ν_μ - и $\bar{\nu}_\mu$ -распределениях хорошо видны пики, соответствующие двухчастичным распадам π^\pm - и K^\pm -мезонов. Энергия всех типов нейтрино не превышает 11.15 ГэВ, что хорошо соответствует максимальному импульсу пучка π , K -мезонов ~ 11.7 ГэВ/с в начале распадного участка канала.

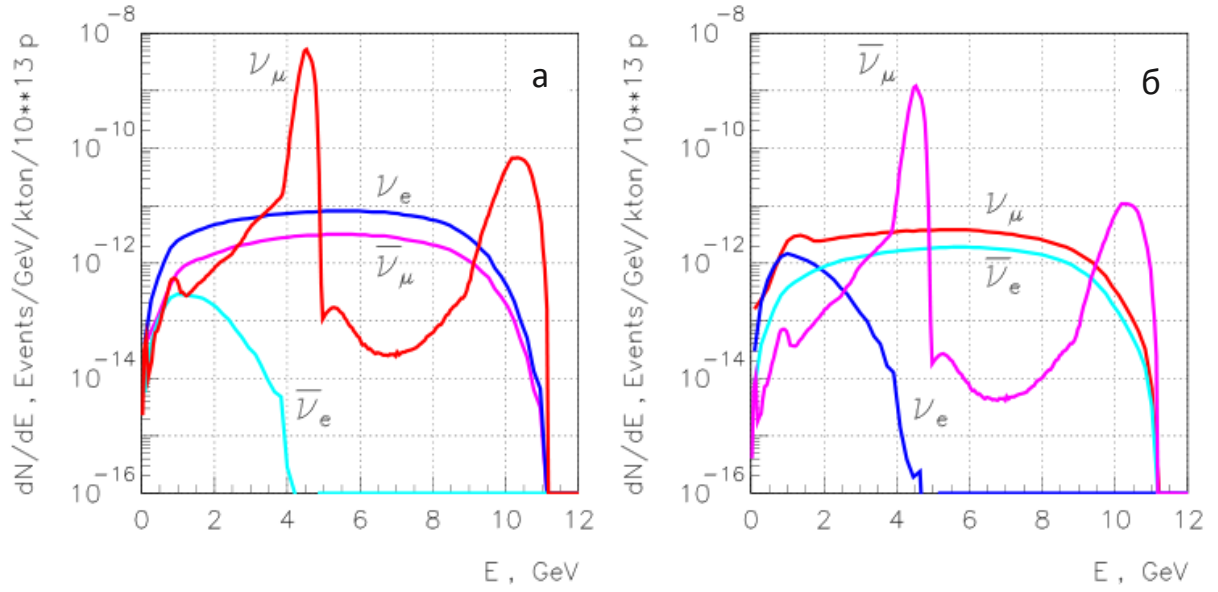


Рис. 11. Распределение по энергиям $\nu_\mu N$, $\bar{\nu}_\mu N$, $\nu_e N$ и $\bar{\nu}_e N$ взаимодействий в дальнем детекторе: а – при фокусировке положительно заряженных частиц, б – при фокусировке отрицательно заряженных частиц. Все распределения приведены для 10^{13} протонов, сбрасываемых на мишень за цикл.

3.7 Спектры 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 $\theta_d \approx 5.7$ мрад, что даже больше угловой расходимости пучка π -мезонов в начале распадного участка $\sigma[\theta_\pi] \approx 1.7$ мрад. Поэтому в этом случае использовать алгоритм расчёта спектра для дальнего детектора не совсем корректно.

Простейший алгоритм расчёта спектра для ближнего детектора ($\theta_d \sim \sigma[\theta_\pi]$) состоит в равномерном розыгрыше $\cos\theta^*$ в с.ц.м. в пределах, соответствующих максимальному и минимальному значению 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). Связь между углами θ^* и θ определяется известным соотношением

$$\cos\theta^* = \frac{\cos\theta - \beta}{1 - \beta \cos\theta} \quad (6)$$

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

$$E = \gamma E^*(1 + \beta \cos\theta^*). \quad (7)$$

При таком алгоритме расчёта плотность потока нейтрино через детектор будет пропорциональна относительному числу попаданий нейтрино в детектор (и обратно пропорциональна поперечной площади детектора).

На Рис. 12 показаны спектры нейтринных взаимодействий в ближнем детекторе при массе детектора 1 кТ. Общее число взаимодействий для спектров, обозначенных цифрами 0, 1 и 2, составляет, соответственно, 0.435, 0.330 и 0.190 событий за цикл (10^{13} протонов) на 1 кТ массы детектора. Здесь приняты следующие обозначения: 1 и 2 – радиус детектора равен 1 и 2 м соответственно (алгоритм расчёта спектра для ближнего детектора); 0 – алгоритм расчёта спектра как для дальнего детектора с точкой интегрирования $r = 0$.

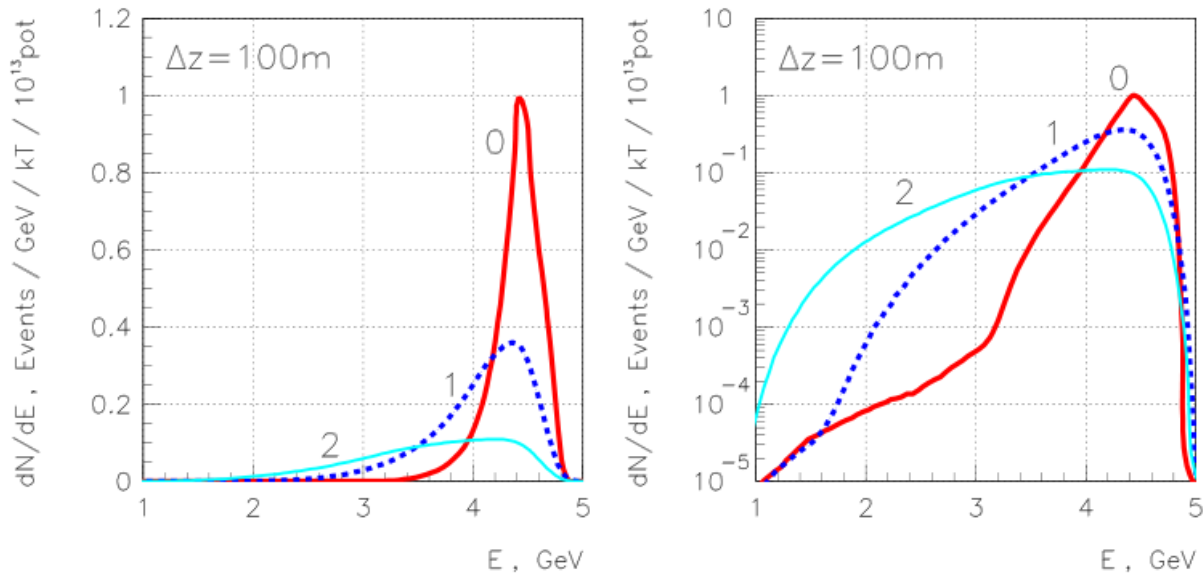


Рис. 12. Распределение по энергиям $\nu_{\mu}N$ взаимодействий в ближнем детекторе, расположенном на расстоянии $\Delta z = 100$ м от конца распадной трубы (в линейном и логарифмическом масштабах).

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 ближнего детектора. А увеличение радиуса детектора приводит к дальнейшему смещению спектра нейтринных $\nu_{\mu}N$ взаимодействий в область более низких энергий и росту среднеквадратичного размера распределения.

На Рис. 13 показана эволюция спектров нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе при изменении расстояния между концом распадного участка канала и местом расположения детектора. Хорошо видно, что спектры нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий “смягчаются” и “уширяются” при уменьшении расстояния до детектора.

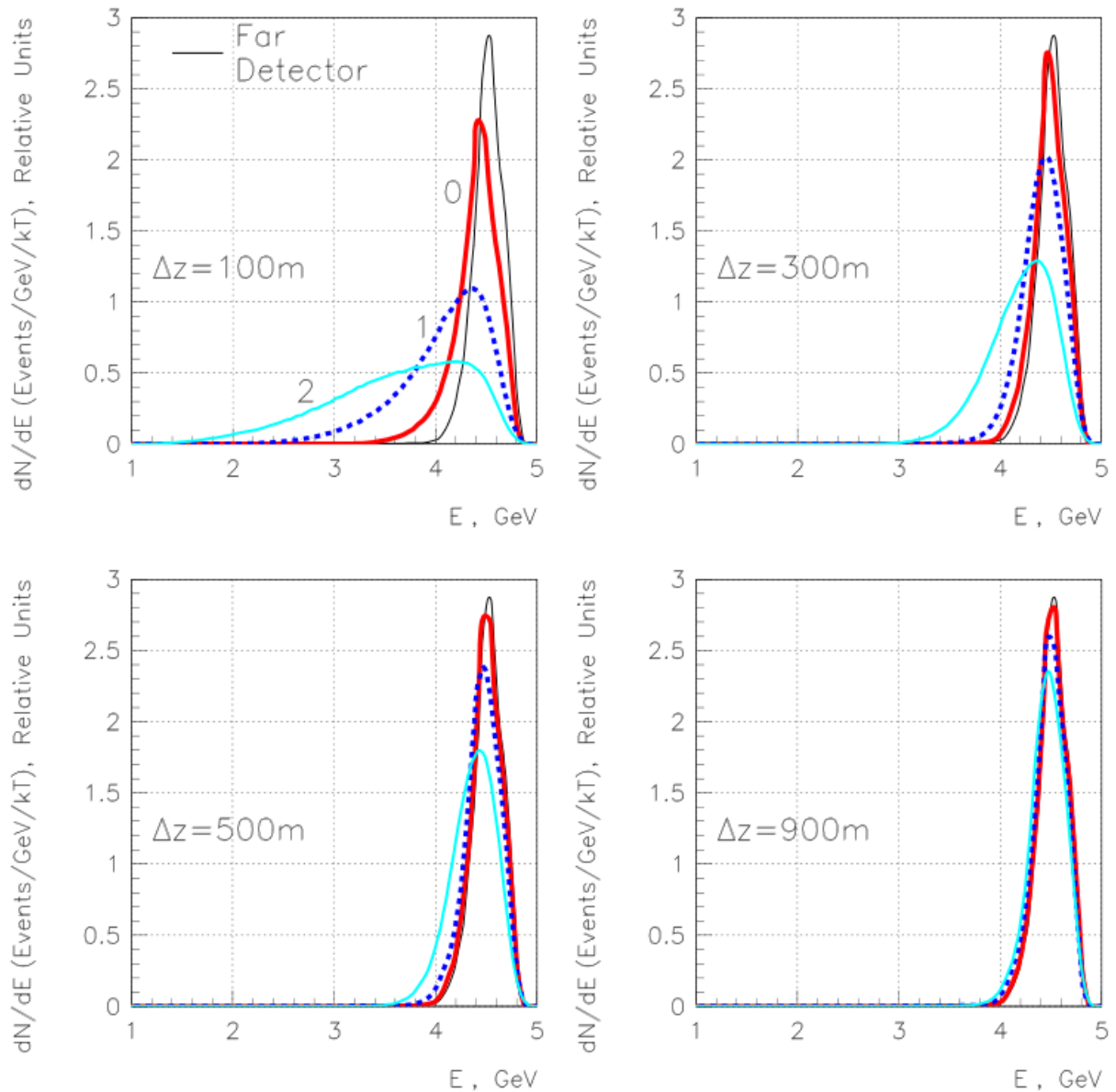


Рис. 13. Эволюция спектров нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе при разных расстояниях Δz между концом распадной трубы и детектором. Цифры 0, 1 и 2 соответствуют обозначениям на предыдущем рисунке; все спектры нормированы на единицу. Для наглядности представлен также спектр нейтринных взаимодействий на дальнем детекторе (линия Far Detector).

На Рис. 14 приведены зависимости характеристик нейтринных спектров $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе от расстояния Δz между концом распадной трубы и местом расположения детектора. Представленные на рисунке числовые характеристики показывают, что средняя энергия спектра взаимодействий $\langle E \rangle$ растёт, а относительный среднеквадратичный разброс по энергиям $rms[E]/\langle E \rangle$ уменьшается при увеличении расстояния до детектора и стабилизируется на уровне $\sim 4\%$.

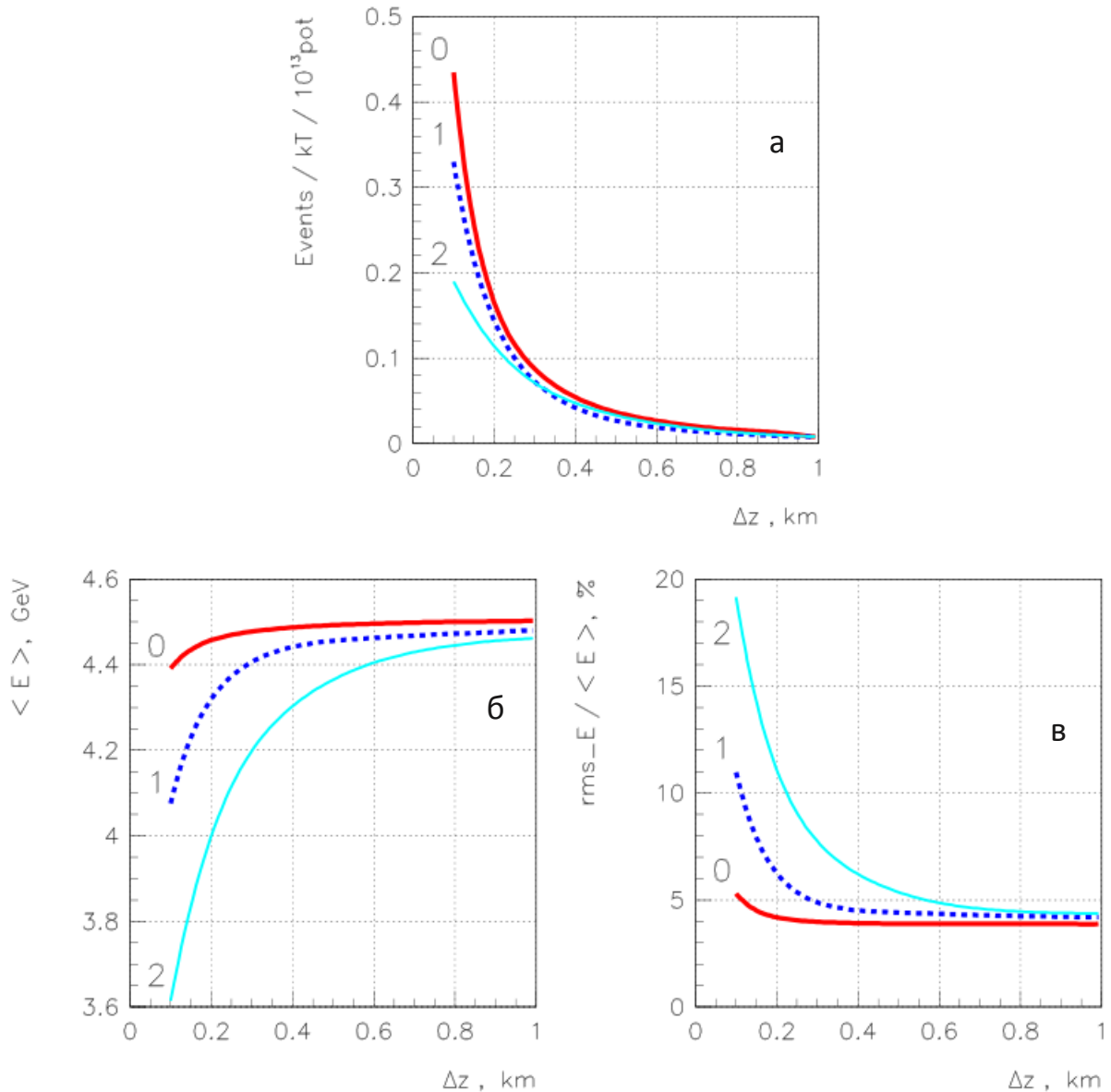


Рис. 14. Характеристики нейтринных спектров $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе в зависимости от расстояния между концом распадного участка и детектором: а – количество

взаимодействий в детекторе; \bar{b} – средняя энергия спектра взаимодействий; \bar{v} – относительный среднеквадратичный разброс по энергиям. Цифры 0, 1 и 2 соответствуют обозначениям на предыдущих рисунках.

Можно отметить, что для детектора с радиусом $r=1$ м только при расстояниях $\Delta z \geq 300$ м от конца распадного участка до детектора возможно получение пучков нейтрино с относительным среднеквадратичным разбросом по энергиям $rms[E]/\langle E \rangle \leq 5\%$ в спектре нейтринных взаимодействий. Для детектора с радиусом $r=2$ м необходимый уровень $rms[E]/\langle E \rangle \leq 5\%$ достигается при $\Delta z \geq 600$ м.

3.7.1 Учёт двухчастичных распадов K^+ -мезонов

Помимо двухчастичных распадов π^+ -мезонов с образованием мюонных нейтрино дополнительно рассмотрим и соответствующие двухчастичные распады K^+ -мезонов, т.к. учёт таких распадов приводит к существенному росту относительного среднеквадратичного разброса по энергиям в спектрах $\nu_\mu N$ взаимодействий при увеличении количества взаимодействий всего на несколько процентов.

На Рис. 15 показаны спектры нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе радиусом $r = 1$ м, расположенном на расстоянии $\Delta z = 100$ м от конца распаднoй трубы. В распределениях хорошо видны пики, соответствующие двухчастичным распадам π^+ - и K^+ -мезонов.

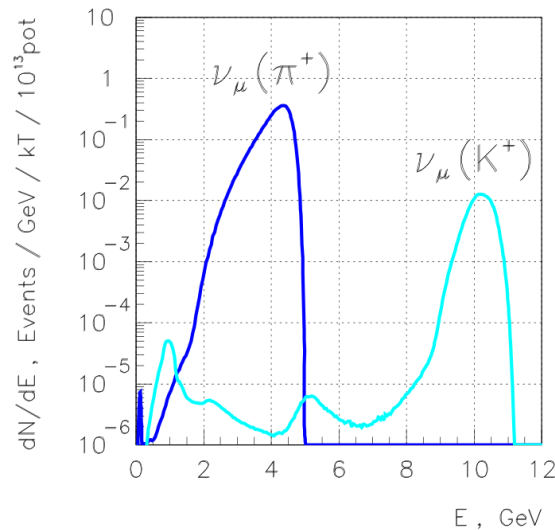


Рис. 15. Распределение по энергиям $\nu_\mu(\pi^+)N$ и $\nu_\mu(K^+)N$ взаимодействий в ближнем детекторе радиусом $r = 1$ м, расположенном на расстоянии $\Delta z = 100$ м от конца распаднoго участка канала.

На Рис. 16 приведены значения относительного среднеквадратичного разброса по энергиям $rms[E]/\langle E \rangle$ в спектрах $\nu_\mu(\pi^+)N$ и $\nu_\mu(K^+)N$ взаимодействий в ближнем детекторе в зависимости от расстояния от конца распадного участка до детектора. По сравнению с результатами, представленными на Рис. 14, рассматриваемые зависимости стабилизируются на уровне в 21–22%, что в несколько раз больше требуемых значений в 5%.

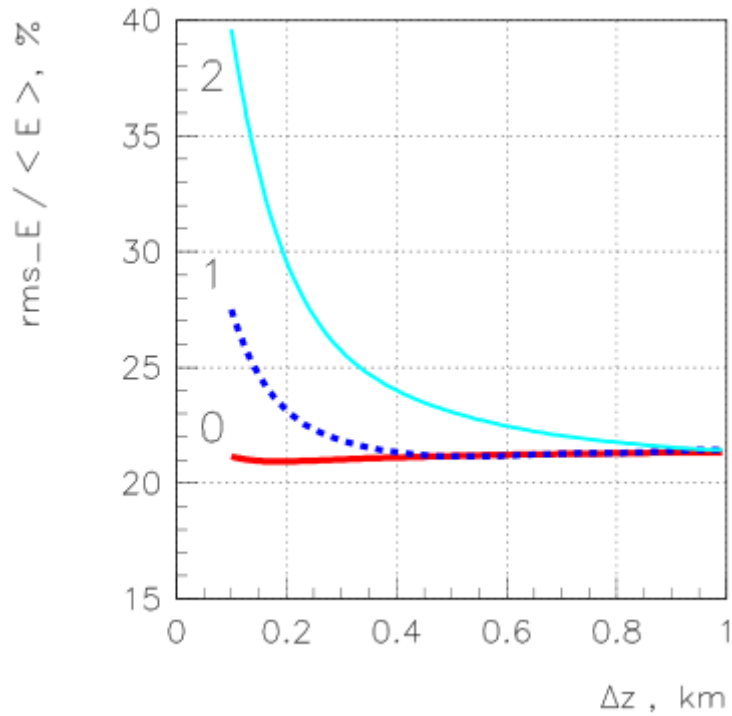


Рис. 16. Относительный среднеквадратичный разброс по энергиям в спектрах нейтринных $\nu_\mu(\pi^+)N$ и $\nu_\mu(K^+)N$ взаимодействий в ближнем детекторе в зависимости от расстояния между концом распадного участка и детектором. Цифры 0, 1 и 2 соответствуют обозначениям на предыдущих рисунках.

Для того, чтобы иметь выборку нейтринных событий с относительным среднеквадратичным разбросом по энергиям $\sim 5\%$ в предельном случае (см. рис. 14), необходимо удалить из выборки нейтрино с энергиями $\gtrsim 5$ ГэВ от распадов $K \rightarrow \mu\nu$. Подобные ограничения можно получить, отделяя нейтринные взаимодействия с большой энергией ($\gtrsim 5$ ГэВ) в детекторе. Тогда полученная выборка нейтринных событий будет иметь в предельном случае $rms[E]/\langle E \rangle \sim 5\%$ и может быть использована для точного измерения сечений взаимодействия нейтрино с атомными ядрами.

4 НЕЙТРИННЫЙ ПУЧОК НА ОСНОВЕ КАНАЛА № 23

4.1 Начальная часть канала

Возможно создание нейтринного канала на основе существующего, но законсервированного канала № 23 ускорительного комплекса У–70. Расстановка магнитооптического оборудования начальной части такого нейтринного канала приведена на Рис. 17. Отношение горизонтального масштаба к вертикальному соответствует отношению масштабов на Рис. 1.

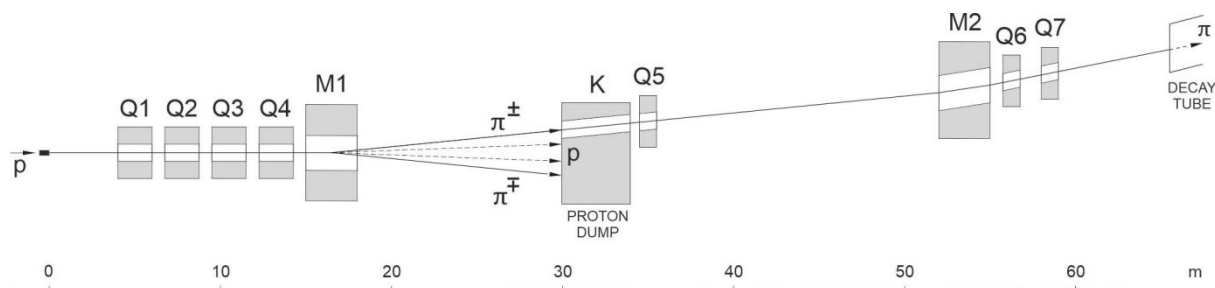


Рис. 17. Схематический план начальной части канала. Направлению движения до поглотителя непрореагировавших в мишени протонов в случае формирования пучка π^+ -мезонов соответствует верхняя, а π^- -мезонов – нижняя штриховая линия.

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 дублетов квадрупольных линз Q_1 – Q_2 и Q_6 – Q_7 формируется узкорасходящийся пучок положительно (или отрицательно) заряженных частиц (в данной конфигурации канала линзы Q_3 и Q_4 не используются). За вторым объективом на расстоянии 65.5 м от мишени начинается распадный участок канала – вакуумированная труба длиной 70 м и радиусом 750 мм. В реальности распадная труба расширяется и её конечный радиус значительно больше радиуса, используемого в расчётах.

Анализ частиц по импульсам выполняется бездисперсной системой, состоящей из двух горизонтальных дипольных магнитов M_1 – M_2 и квадрупольной линзы Q_5 . Магниты отклоняют пучок частиц нужного знака заряда в одну сторону на суммарный угол 2×39.5 мрад относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень, а

коллиматор K обеспечивает выделение частиц в нужном интервале импульсов. Непровзаимодействовавшие в мишени протоны сбрасываются на поглотитель, полный размер протонного пучка на поглотителе равен примерно 8–9 см в диаметре.

Основные характеристики магнитооптического оборудования канала следующие. Диаметр апертуры всех квадрупольных линз равен 200 мм, а полный размер рабочей области дипольных магнитов $H \times V$ составляет 500×200 мм². Длина линз Q_1 - Q_4 равна 2 м, а линз Q_5 - Q_7 – 1 м. Длина каждого магнита составляет 3 м.

Режимы линз и магнитов канала выбирались из условия формирования на дальнем детекторе пучка мюонных нейтрино со средней энергией 4.5 ГэВ в спектре $\nu_\mu N$ взаимодействий и относительным среднеквадратичным разбросом ≤ 5 %. Значение средней энергии хорошо согласуется с первым осцилляционным максимумом $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e \sim 4.5$ ГэВ при расстоянии до детектора ~ 2595 км.

Выбранные таким образом режимы магнитооптических элементов будут использованы и для моды работы нейтринного канала в случае ближнего детектора, когда расстояние от конца распадного участка до детектора составляет от 100 м до 1 км.

4.2 Параметры пучков π -мезонов в начале распадной трубы

Распределения пионов по импульсам в начале распадного участка показаны на Рис. 18. Общее количество π^+ -мезонов составляет $8.56 \cdot 10^9$ частиц, а π^- -мезонов – $4.66 \cdot 10^9$ частиц за цикл.

В начале распадного участка формируется узкорасходящийся ($rms[x'] = 1.18$ мрад в горизонтальной и $rms[y'] = 0.58$ мрад в вертикальной плоскостях) пучок π -мезонов в интервале импульсов примерно от 8.2 до 12.4 ГэВ/с с максимумом распределения при ~ 10.75 ГэВ/с.

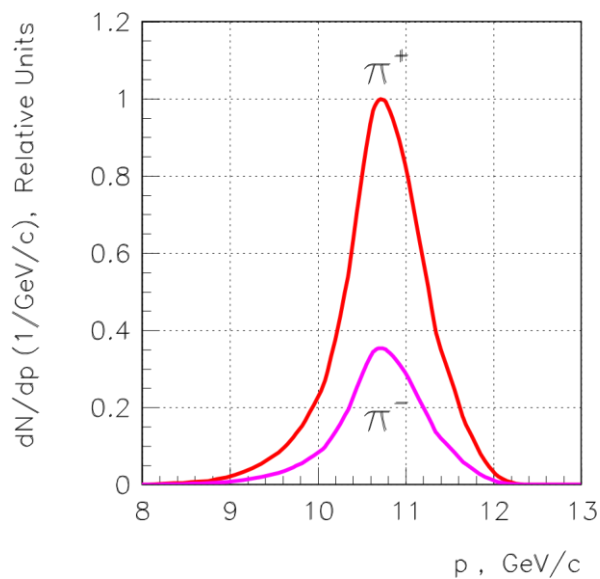


Рис. 18. Спектры π^\pm -мезонов в начале распадного участка канала.

Параметры пучка π^+ -мезонов в начальной части канала приведены в Табл. 2, причём непосредственно после мишени в качестве частиц пучка учитывались только те пионы, которые потом дошли до начала распадной трубы.

Таблица 2.

Параметры пучков π^\pm -мезонов в начальной части канала.

	После мишени	В начале распадного участка
P_0 , ГэВ/с	10.75	
σ_p , ГэВ/с	0.354	
σ_x , мм	3.57	32.5
σ_y , мм	1.85	31.3
σ'_x , мрад	10.2	1.18
σ'_y , мрад	3.43	0.58

На Рис. 19–20 представлены распределения пучка π^+ -мезонов по поперечным координатам $\{x\}, \{y\}$ и углам $\{x'\}, \{y'\}$ в начальной части канала, причём непосредственно

после мишени в качестве частиц пучка, так же как в Табл. 2, учитывались только те пионы, которые потом дошли до начала распадного участка.

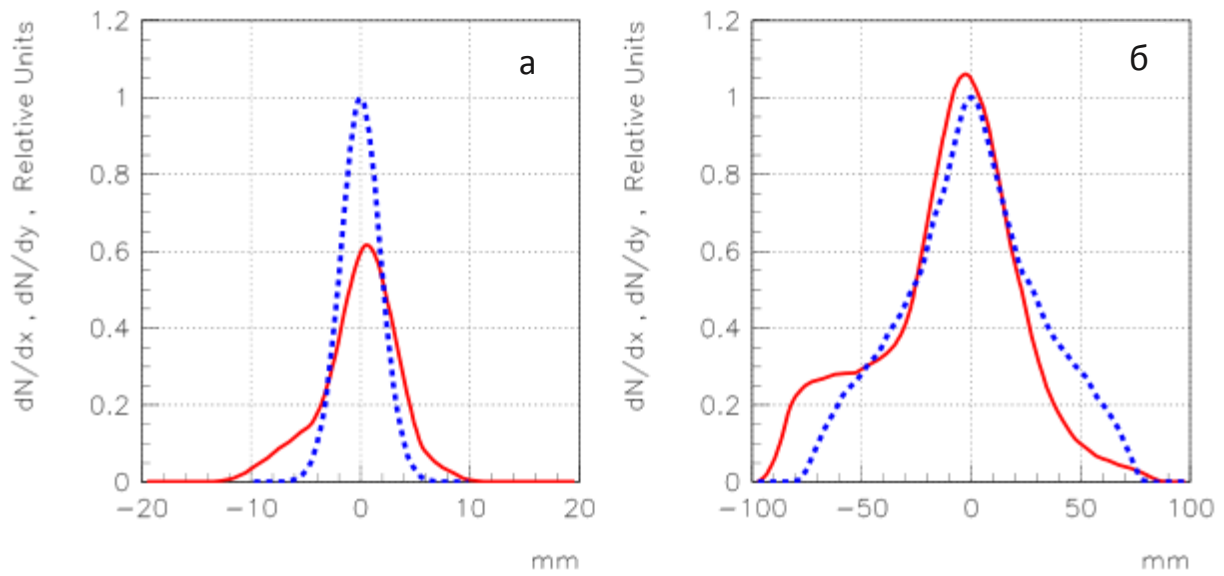


Рис. 19. Координатные профили пучка π^+ -мезонов: а – непосредственно после мишени; б – в начале распадного участка (сплошные линии – горизонтальная плоскость, пунктирные линии – вертикальная плоскость).

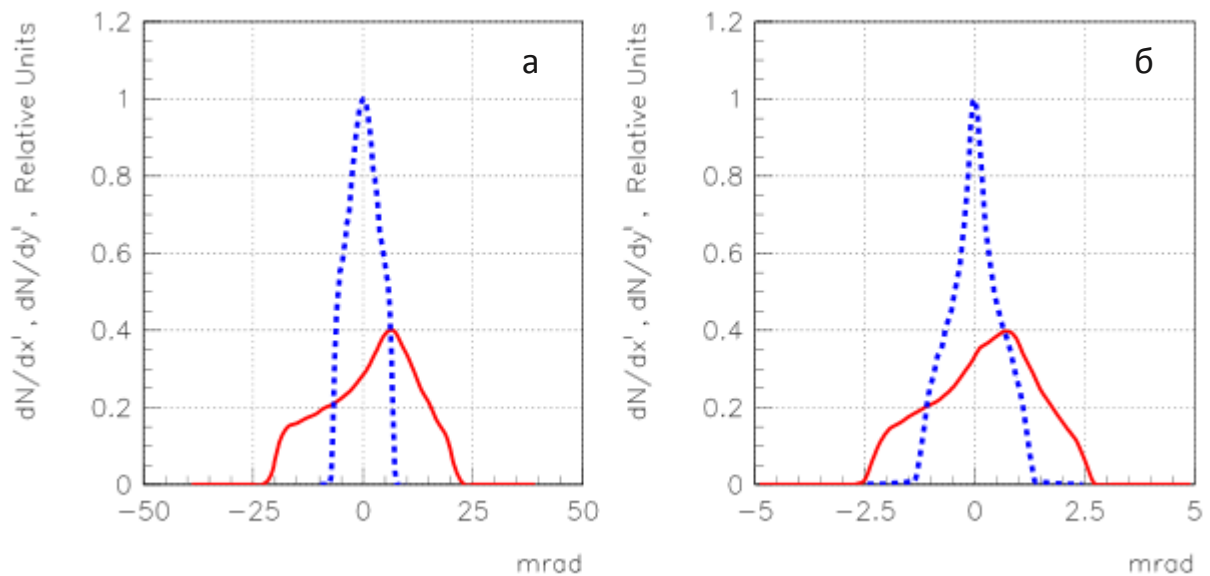


Рис. 20. Угловые профили пучка π^+ -мезонов: а – непосредственно после мишени; б – в начале распадного участка (сплошные линии – горизонтальная плоскость, пунктирные линии – вертикальная плоскость).

4.2 Спектр нейтрино на дальнем детекторе

На Рис. 21 представлены спектры нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в дальнем детекторе при различных раскрытиях импульсного коллиматора К (Рис.15). Для случаев минимального 60 мм, среднего 100 мм и максимального 170 мм раскрытий коллиматора относительное количество взаимодействий равно 0.70, 1.00 и 1.43 соответственно.

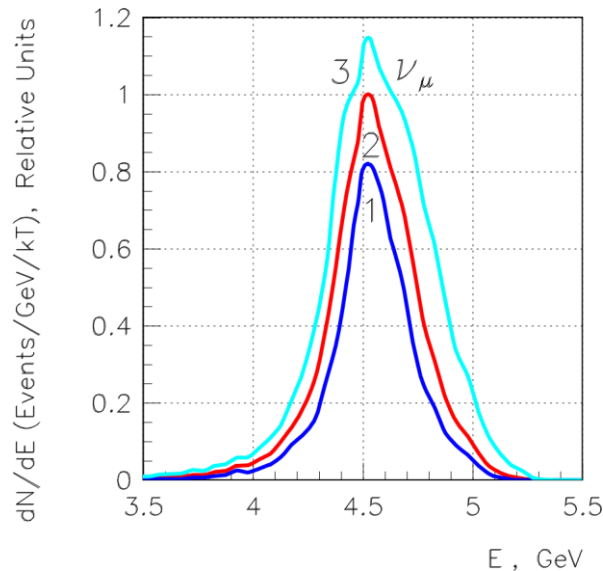


Рис. 21. Распределения по энергиям нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в дальнем детекторе при минимальном (1), среднем (2) и максимальном (3) раскрытиях импульсного коллиматора.

Столь большие величины $rms[E]/\langle E \rangle$ возникают из-за относительно небольшого угла поворота 2×39.5 мрад распадной части канала относительно наведения первичного протонного пучка на мишень и соотношения между длиной распадной трубы и длиной предыдущей части канала. Т.е. π -мезоны, распадающиеся до распадной трубы, особенно на участке от мишени до коллиматора, эффективно “засвечивают” детектор мягкими нейтрино, увеличивая значение $rms[E]/\langle E \rangle$ нейтринного спектра.

Для всех дальнейших расчётов будем использовать среднее раскрытие импульсного коллиматора K , равное 100 мм. На Рис.22 представлены соответствующие спектры нейтринных взаимодействий в дальнем детекторе. При этом общее количество $\nu_\mu N$ взаимодействий равно $6.12 \cdot 10^{-10}$, а $\bar{\nu}_\mu N$ взаимодействий – $1.41 \cdot 10^{-10}$ событиям за цикл на 1 кТ массы детектора.

На Рис. 23 представлены спектры нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в дальнем детекторе в случаях моделирования распадов π -мезонов на разных участках канала. Соответствующее количество взаимодействий на 1 кТ массы детектора и относительный разброс по энергиям $rms[E]/\langle E \rangle$ в спектре взаимодействий приведены в Табл. 3.

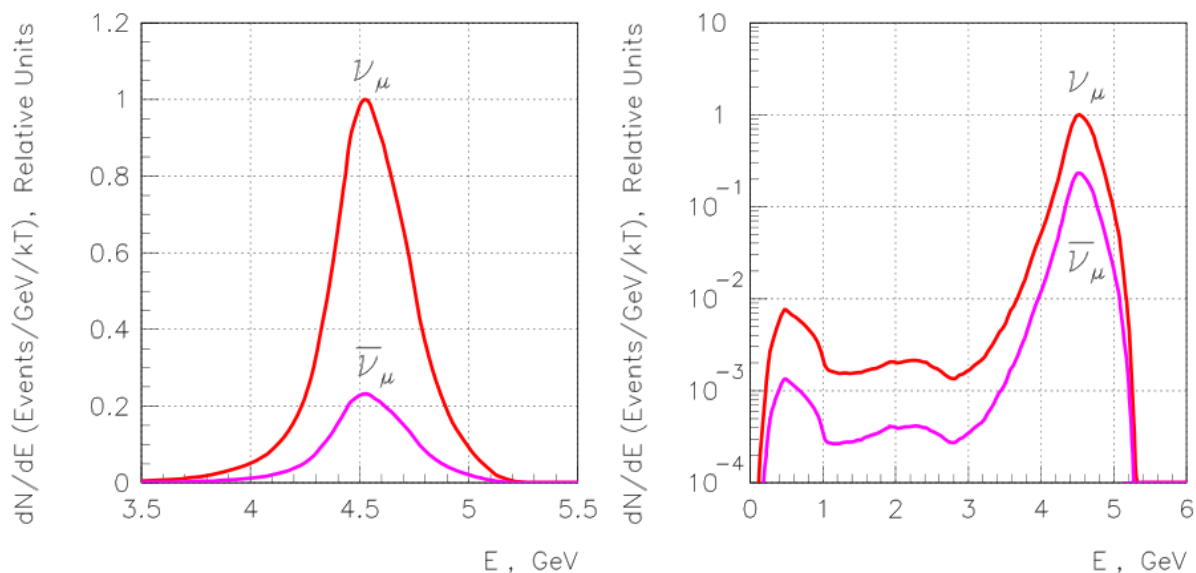


Рис. 22. Распределения по энергиям $\nu_\mu N$ и $\bar{\nu}_\mu N$ взаимодействий в дальнем детекторе (в линейном и логарифмическом масштабах).

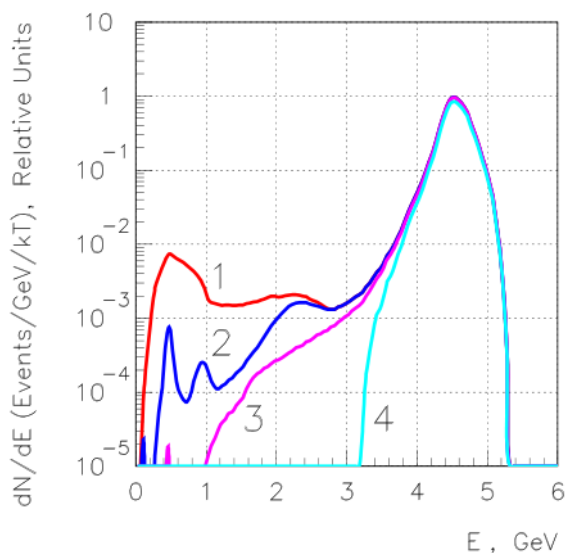


Рис. 23. Распределения по энергиям $\nu_\mu N$ взаимодействий в дальнем детекторе: 1 – учитывались все распады π^+ -мезонов; 2 – не учитывались распады на участке канала от мишени и до коллиматора; 3 – не учитывались распады от мишени и до выхода из магнита M2; 4 – учитывались распады π^+ -мезонов только в распадной трубе.

Таблица 3.

Параметры спектров нейтринных взаимодействий.

Вариант расчёта	Относительное число $\nu_\mu N$ взаимодействий	$rms[E]/\langle E \rangle$, %
1	1.000	10.7
2	0.988	6.2
3	0.972	5.3
4	0.850	4.7

4.3 Спектры нейтрино на ближнем детекторе

Как уже отмечалось выше, учёт двухчастичных распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ с образованием мюонных нейтрино приводит к существенному росту относительного среднеквадратичного разброса по энергиям в спектрах $\nu_\mu N$ взаимодействий.

На Рис. 24 показаны спектры нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе радиусом $r = 1$ м, расположенном на расстоянии $\Delta z = 100$ м от конца распадного участка. В распределениях хорошо видны пики, соответствующие двухчастичным распадам π^+ и K^+ -мезонов на разных участках начальной части канала, а также пики, соответствующие распадам в распадном участке.

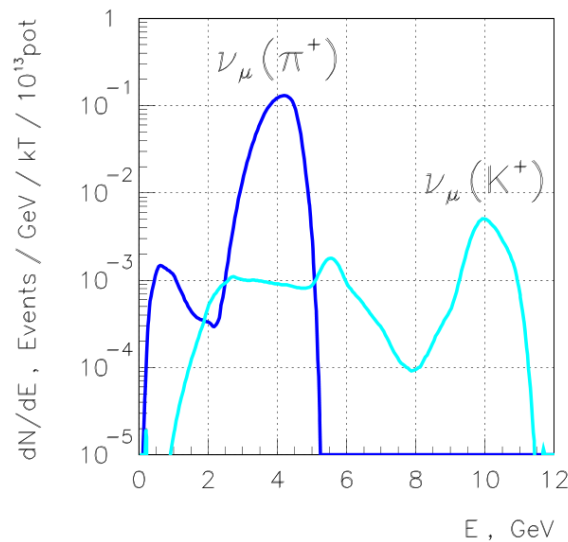


Рис. 24. Распределение по энергии $\nu_\mu(\pi^+)N$ и $\nu_\mu(K^+)N$ взаимодействий в ближнем детекторе радиусом $r = 1$ м, расположенном на расстоянии $\Delta z = 100$ м от конца распадного участка.

На Рис. 25 показаны спектры нейтринных взаимодействий в ближнем детекторе, расположенном на расстоянии $\Delta z = 100$ м от конца распадной трубы. Общее число взаимодействий для спектров, обозначенных цифрами 0, 1 и 2, составляет, соответственно, 0.236, 0.161 и 0.084 событий за цикл (10^{13} протонов) на 1 кТ массы детектора. Здесь приняты следующие обозначения: 1 и 2 – радиус детектора равен 1 и 2 м соответственно (алгоритм расчёта спектра для ближнего детектора); 0 – алгоритм расчёта спектра как для дальнего детектора с точкой интегрирования $r = 0$.

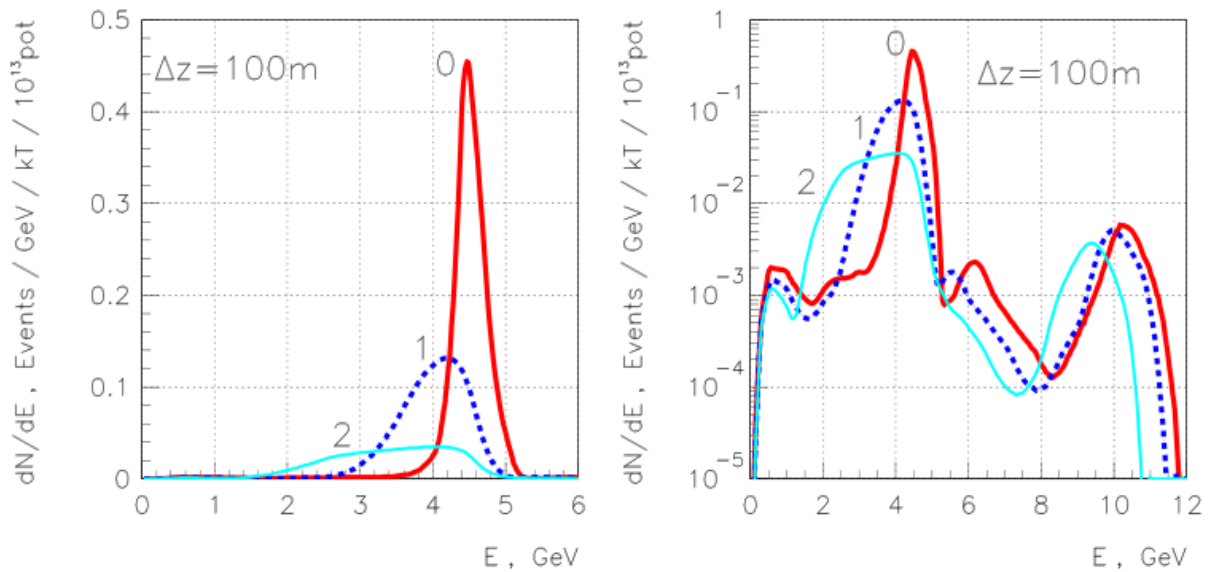


Рис. 25. Распределение по энергии $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе, расположенном на расстоянии $\Delta z = 100$ м от конца распадной трубы (в линейном и логарифмическом масштабах).

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 ближнего детектора. А увеличение радиуса детектора приводит к дальнейшему смещению спектра нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в область более низких энергий и росту среднеквадратичного размера распределения.

На Рис. 26 показана эволюция спектров нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе при изменении расстояния между концом распадного участка и местом расположения детектора. Можно отметить, что начиная с расстояния $\Delta z \approx 1$ км расчёт спектров взаимодействий в ближнем детекторе можно осуществлять как и для дальнего детектора, т.е. по упрощённой схеме.

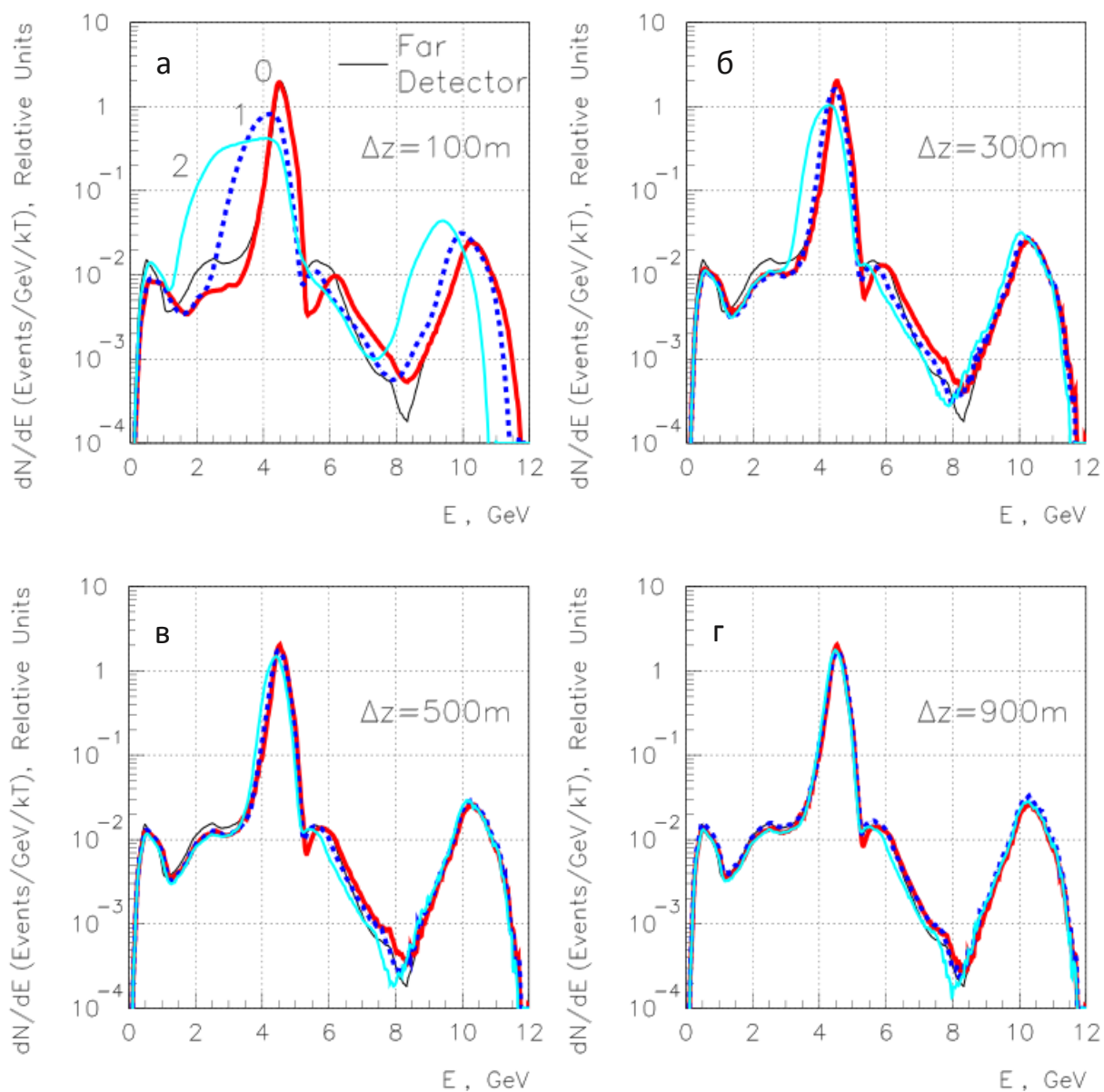


Рис. 26. Эволюция спектров нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе при разных расстояниях Δz между концом распадной трубы и детектором. Цифры 0, 1 и 2 соответствуют обозначениям на предыдущем рисунке; все спектры нормированы на единицу. Для наглядности представлен также спектр нейтринных взаимодействий на дальнем детекторе (линия Far Detector), который тоже нормирован на единицу.

Зависимости относительного среднеквадратичного разброса по энергиям в спектрах $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе $rms[E]/\langle E \rangle$ от расстояния между концом распадного участка и детектором приведена на Рис. 27. Из-за наличия в спектре взаимо-

действий достаточно большого числа относительно ”мягких” и ”жестких” нейтрино рассматриваемые зависимости в несколько раз превышают необходимый уровень в 5%, а при $\Delta z \geq 0.5$ км стабилизируются на уровне $\sim 24\text{--}26\%$.

Для сравнения на этом же рисунке (справа) приведены зависимости $rms[E]/\langle E \rangle$ при учёте распадов только π^+ -мезонов. В этом случае значения среднеквадратичного разброса по энергиям уменьшаются примерно в 2.5 раза.

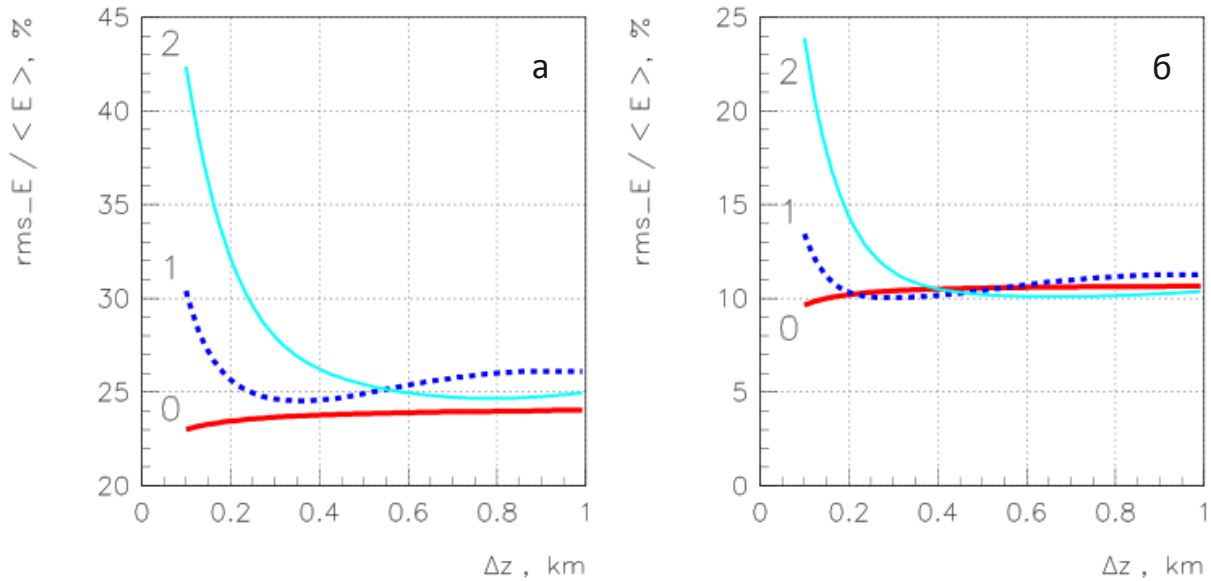


Рис. 27. Относительный среднеквадратичный разброс по энергиям в спектрах нейтринных $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе в зависимости от расстояния между концом распадного участка и детектором. а – учитываются распады π^+ , K^+ -мезонов, б – учитываются распады только π^+ -мезонов. Цифры 0, 1 и 2 соответствуют обозначениям на предыдущих рисунках.

Рассмотрим характеристики спектров $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе, полученных с дополнительным условием, а именно: в окрестности основного пика распределения по энергии (~ 4.5 ГэВ) учитывать только нейтрино с теми энергиями, при которых амплитуда распределения превышает уровень 1% максимальной амплитуды в пике распределения. Это условие учитывает только нейтрино с энергиями примерно в интервале 3 – 5 ГэВ. На Рис. 28 приведены зависимости характеристик спектров взаимодействий, полученных при использовании дополнительного условия. В этом случае относительный среднеквадратичный разброс по энергиям $rms[E]/\langle E \rangle$ стабилизируется на уровне $\sim 5\text{--}6\%$.

Следует отметить, что для детектора с радиусом $r=1$ м только при расстояниях $\Delta z \geq 500$ м от конца распадного участка до детектора возможно получение таких пучков нейтрино с относительным среднеквадратичным разбросом по энергиям $rms[E]/\langle E \rangle \simeq 5\%$ в спектре нейтринных взаимодействий. В случае детектора с радиусом $r=2$ м необходимый уровень $rms[E]/\langle E \rangle \simeq 5\%$ достигается при расстояниях $\Delta z \geq 800$ м.

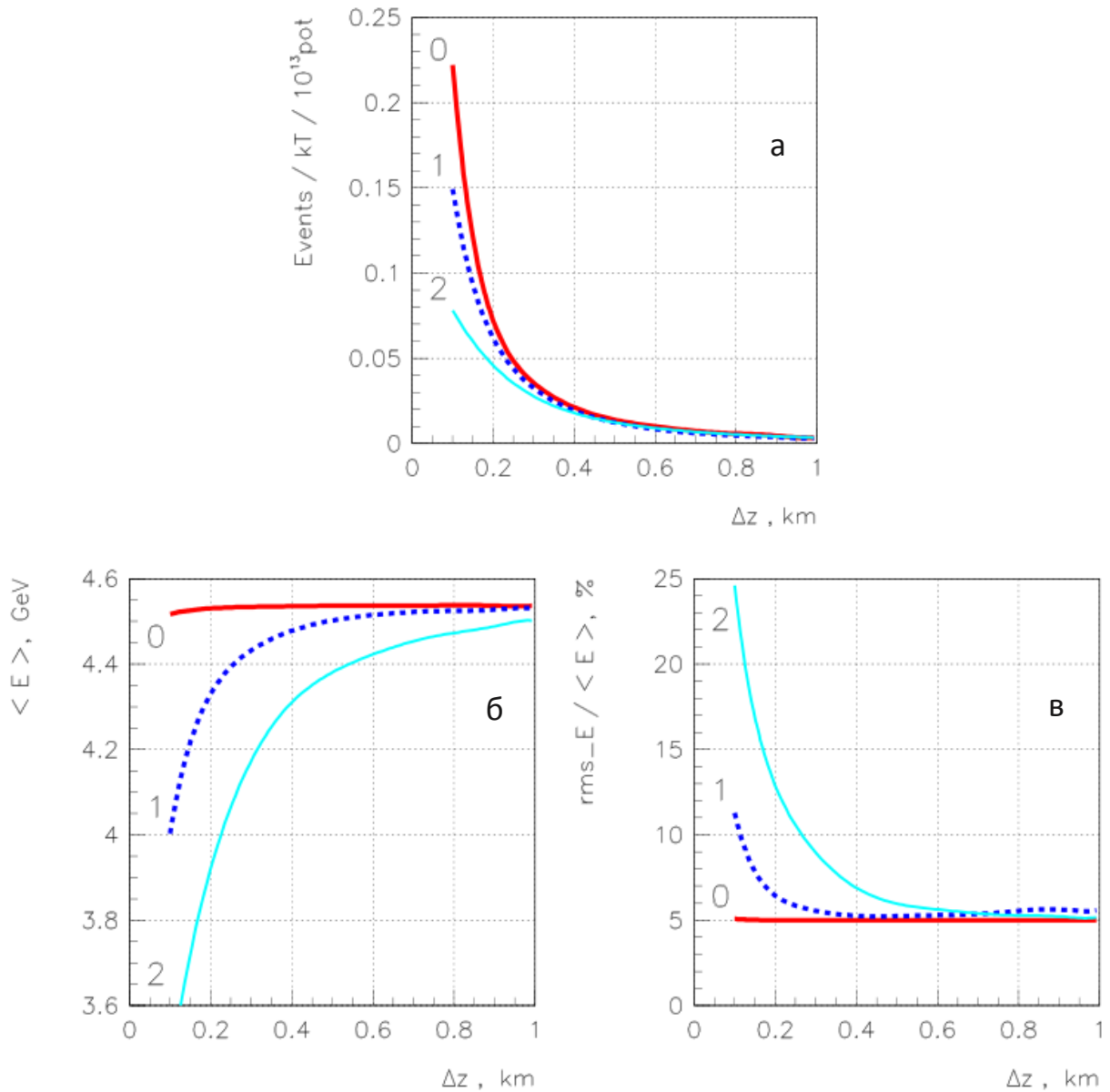


Рис. 28. Характеристики нейтринных спектров $\nu_\mu N$ взаимодействий в ближнем детекторе, полученных с дополнительным условием, в зависимости от расстояния между концом распадного участка и детектором: а – количество взаимодействий в детекторе; б – средняя

энергия спектра взаимодействий; v – относительный среднеквадратичный разброс по энергиям. Цифры 0, 1 и 2 соответствуют обозначениям на предыдущих рисунках.

Характеристики нейтринных спектров $\nu_{\mu}N$ взаимодействий в ближнем детекторе показывают, что достичь значений относительного среднеквадратичного разброса по энергиям $\text{rms}[E]/\langle E \rangle \sim 5\%$ в спектрах нейтринных взаимодействий можно только при выделении в детекторе событий в нужном энергетическом интервале.

В случае нового нейтринного канала достаточно удалять из рассмотрения только нейтрино с энергиями ≥ 5 ГэВ, для канала № 23 дополнительно необходимо удалять из рассмотрения и нейтрино с энергиями ≤ 3 ГэВ. Т.е. новый канал является более предпочтительным для формирования пучка мюонных нейтрино с узким энергетическим спектром.

5 УЧЕТ КИНЕМАТИКИ РАСПАДОВ $\pi \rightarrow \mu N$ ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ СТАТИСТИКИ СОБЫТИЙ

Для того, чтобы получить узкий энергетический нейтринный пучок с шириной $\sim 5\%$, необходимо выделять нейтрино с малыми углами от распадов мезонов. Для этого необходимо удалять детектор от конца распадного участка (см. Рис. 14в). Однако, при удалении детектора на расстояние от 100 до 1000 м статистика нейтринных событий, зарегистрированных в детекторе, уменьшается в $\sim 5-10$ раз (см. Рис. 14а), что увеличивает время набора необходимой статистики. Для увеличения статистики с выборками нейтринных событий с узким энергетическим спектром можно дополнительно использовать кинематические ограничения 2-х частичного распада $\pi \rightarrow \mu \nu$, если пучок родительских π -мезонов имеет узкий угловой профиль. Поперечная площадь детектора делится на узкие кольцевые зоны и формируются выборки нейтринных событий для каждой из этих зон. Нейтрино в этих зонах образованы от распадов мезонов из узких интервалов углов нейтрино. При этом выборки нейтрино для каждой из зон будут иметь узкий энергетический спектр, если пучок родительских π -мезонов имеет узкий угловой профиль. Средняя энергия нейтрино в каждой зоне сдвигается в зависимости от среднего угла вылета нейтрино при распаде мезона, ширина энергетического спектра нейтрино определяется шириной кольцевой зоны, т.е. шириной соответствующего углового интервала нейтрино в распадах мезонов.

На Рис. 29 приведены зависимости средней энергии нейтрино от радиуса кольцевой зоны. Вертикальными линиями обозначены $rms[E]$ энергетических спектров нейтрино в соответствующих кольцевых зонах. Детектор имеет круговое поперечное сечение радиусом 2 м, каждая кольцевая зона представляет собой кольцо шириной 20 см.

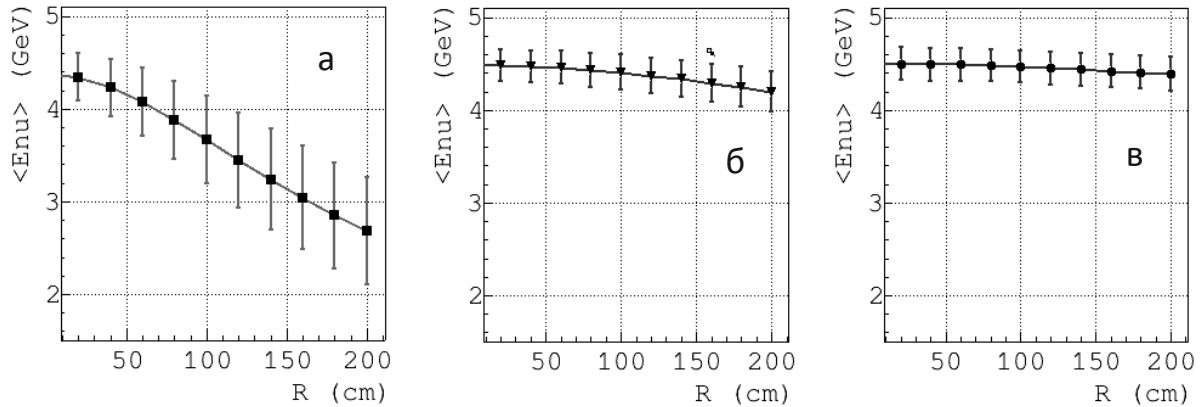


Рис. 29. Зависимости средней энергии нейтрино от радиуса кольцевой зоны для канала № 1. Вертикальными линиями обозначены $rms[E]$ энергетических спектров нейтрино в соответствующих кольцевых зонах. Расстояние от конца распадного участка до детектора Δz (а) - 100 м; (б) - 500 м; (в) - 900 м.

Ширины энергетических спектров нейтрино в каждой из кольцевых зон составляют $\sim 5\%$ для $\Delta z \geq 500$ м. Данный метод позволит формировать выборки нейтринных событий с узким энергетическим спектром и даст возможность значительно увеличить их статистику.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена возможность создания на ускорительном комплексе У-70 нейтринного канала на основе квадрупольных линз с двумя фокусирующими объективами и двухмагнитной бездисперсной системой с полевой линзой для формирования пучков нейтрино, как на дальнем детекторе, расположенном на расстоянии 2595 км, так и на ближнем детекторе, расположенном на расстоянии от 100 м до 1 км от конца распадного участка канала. Для организации канала предполагается использовать медленно вы-

веденный из ускорителя У-70 протонный пучок с энергией 50 ГэВ. Кроме того, рассчитаны характеристики нейтринных пучков, сформированных на нейтринном канале, созданном на основе существующего в ИФВЭ канале № 23.

Режимы квадрупольных линз и отклоняющих магнитов канала выбирались из условия формирования на дальнем детекторе пучка мюонных нейтрино со средней энергией 4.5 ГэВ в спектре $\nu_{\mu}N$ взаимодействий и относительным среднеквадратичным разбросом $\leq 5\%$. Значение средней энергии хорошо согласуется с первым осцилляционным максимумом $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_e \sim 4.5$ ГэВ при расстоянии до детектора ~ 2595 км. Выбранные таким образом режимы магнитооптических элементов были использованы и для моды работы нейтринного канала в случае ближнего детектора.

На канале № 1 возможно сформировать нейтринный пучок, который на ближнем детекторе ($\Delta z = 100 - 1000$ м) имеет среднюю энергию ~ 4.5 ГэВ и узкий энергетический спектр с относительным среднеквадратичным разбросом по энергиям $\approx 5\%$.

Получить подобный пучок в нейтринном канале, созданном на основе существующего канала №23 проблематично, так как его оптическая схема имеет следующие недостатки:

- длинная начальная часть по сравнению с длиной распадной трубы, соответственно, 65.5 и 70 м (в проекте канала № 1 эти величины равны 31.5 и 150 м);
- недостаточно большой суммарный угол 2×39.5 мрад поворота распадной части канала относительно направления наведения первичного протонного пучка на мишень (в проекте нейтринного канала № 1 этот угол в 3.4 раза больше – 2×135 мрад);
- неоптимальная конфигурация головного объектива квадрупольных линз – расстояние от мишени до первой линзы равно 4 м, в отличие от 2 м в случае канала № 1.

Таким образом, в рамках проекта нового нейтринного канала (канал № 1) можно достичь требуемых значений относительного среднеквадратичного разброса по энергиям в спектрах нейтринных взаимодействий не больше, чем 5% в случае выделения в детекторе событий в нужном энергетическом интервале (\sim нескольких ГэВ).

Список литературы

- [1] K. Abe et al., *Phys. Rev. D* 108, 072011 (2023). DOI 10.1103/PhysRevD.108.072011.
- [2] M.A. Acero et al., arXiv:2108.08219v2 [hep-ex] (2022).
- [3] B. Abi et al., *JINST* 15(08), T08008 (2020). DOI 10.1088/1748-0221/15/08/T08008.
- [4] K. Abe et al., arXiv:1805.04163 [physics.ihs-det] (2018).
- [5] 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. Chepurnov, M. Colomer Molla, et al., *Eur. Phys. J. C* 79, 758 (2019). DOI 10.1140/epjc/s10052-019-7259.
- [6] T. Katori and M. Martini, *J. Phys. G* 45, 013001 (2018). DOI 10.1088/1361-6471/aa8bf7.
- [7] A. Longhin, L. Ludovici, and F. Terranova, *Eur. Phys. J. C* 75, 155 (2015). DOI 10.1140/epjc/s10052-015-3378-9.
- [8] F. Acerbi et al., *Eur. Phys. J. C* 83, 964 (2023). DOI 10.1140/epjc/s10052-023-12116-3.
- [9] L. Hand, in *Proceedings. Second NAL Summer Study, Jun 9 - Aug 3 (1969)*.
- [10] B. Pontecorvo, *Lett. Nuovo Cim.* 25, 257 (1979).
- [11] M. Perrin-Terrin, *Eur. Phys. J. C* 82, 465 (2022). DOI 10.1140/epjc/s10052-022-10397-8.
- [12] A. Baratto-Rold'an, M. Perrin-Terrin, E.G. Parozzi, M.A. Jebramcik, and N. Charitonidis, *Eur. Phys. J. C* 84, 1024 (2024). DOI 10.1140/epjc/s10052-024-13324-1.
- [13] E. Cortina Gil et al., *Phys. Lett. B* 863, 139345 (2025). DOI 10.1016/j.physletb.2025.139345.
- [14] V.N. Goryachev, F.N. Novoskoltsev, R.Yu. Sinyukov, and A.A. Sokolov. *Phys. Atom. Nuclei*, 87, 799 (2024). DOI 10.1134/S1063778824700765.
- [15] В.И. Гаркуша, В.П. Карташев, В.И. Котов, Ф.Н. Новоскольцев. *ЖТФ*, 60, 92 (1990).

- [16] В.И. Гаркуша, В.П. Карташев, В.И. Котов, Ф.Н. Новоскольцев. Фокусирующая система для формирования нейтринных пучков с широким энергетическим спектром. Авторское свидетельство №1690234. Бюллетень "Открытия и изобретения" №41, с.245 (1991).
- [17] Ф.Н. Новоскольцев, Р.Ю. Синюков, А.А. Соколов. Известия РАН. Серия Физическая, 2023, 87, 1120 (2023).
- [18] F.N. Novoskoltsev, R.Yu. Sinyukov, and A.A. Sokolov. Physics of Atomic Nuclei, 87, 357 (2024).
- [19] В.П. Карташев, Ф.Н. Новоскольцев. Комбинированный мюон-нейтринный канал со свободным распадным участком. Препринт ИФВЭ 94-28. Протвино, 1994.
- [20] Ф.Н. Новоскольцев, Р.Ю. Синюков, А.А. Соколов. Письма в ЭЧАЯ. 21, 499 (2024).// F.N.Novoskoltsev, R.Yu. Sinukov, and A.A. Sokolov. Phys. Part. Nuclei Lett, 21, 384389 (2024).
- [21] Ф.Н. Новоскольцев, Р.Ю. Синюков, А.А. Соколов. Ядерная физика, 87, 414 (2024).// F.N. Novoskoltsev, R.Yu. Sinukov, and A.A. Sokolov. Phys. Atom. Nuclei, 87, 614 (2024).
- [22] M. Bonesini, A. Marchionni, F. Pietropaolo, and T. Tabarelli de Fatis. Eur. Phys. J. C 20, 13-27 (2001). (DOI) 10.1007/s100520100656.
- [23] 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).

Рукопись поступила 2 апреля 2026 г.

В.Н. Горячев и др.

О формировании узкополосного нейтринного пучка на Ускорительном комплексе У-70 для точного измерения сечений нейтрино-нуклонных взаимодействий.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати 08.04.2026 Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 2, 75. Уч. – изд.л. 4. Тираж 68. Заказ 13. Индекс 3649.

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

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

