

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э  
ОП 78-7

В.И.Гаркуша, В.П.Карташев, В.И.Котов, Р.А.Рзаев,  
В.Л.Рыков, В.П.Сахаров

О ФОРМИРОВАНИИ  
ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ НЕЙТРИННЫХ ПУЧКОВ  
СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

E 16

507902204

Серпухов 1978

**В. И. Гаркуша, В. П. Карташев, В. И. Котов, Р. А. Рзаев,  
В. Л. Рыков, В. П. Сахаров**

**О ФОРМИРОВАНИИ  
ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ НЕЙТРИННЫХ ПУЧКОВ  
СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Аннотация

Гаркуша В.И., Карташев В.П., Котов В.И., Рзаев Р.А., Рыков В.Л., Сахаров В.П.

О формировании высокоинтенсивных нейтринных пучков сверхвысоких энергий. Серпухов, 1978.

11 стр. с рис. (ИФВЭ ОП 78-7).

Библиогр. 7.

В работе рассмотрена для формирования пучков нейтрино (антинейтрино) сверхвысоких энергий фокусирующая система из литиевых линз с аксиально-симметричными полями напряженностью до 100 кЭ. Показано, что подобная система обеспечивает увеличение потока нейтрино (антинейтрино) через детектор радиусом 1 м примерно в 2,5 раза и позволяет уменьшить интегральный поток фооновых частиц в пучке нейтрино до 2-3%, а в пучке антинейтрино - до 10%.

Abstract

Garkusha V.I., Kartashev V.P., Kotov V.I., Rzaev R.A., Rykov V.L., Sakharov V.P.

On Forming Highintensity Neutrino Beams of Superhigh Energy. Serpukhov, 1978.

p. 11. (IHEP 78-7).

Refs. 7.

A focusing system made in lithium lenses with axially-symmetric fields of up to 100 kE has been considered in the paper to form superenergy neutrino (antineutrino) beams. It is shown that such a system provides increase of neutrino (antineutrino) flux through a detector with R 1 m 2,5 times and makes it possible to diminish the integral flux of background particles in neutrino beam down to 2-3% and in antineutrino beam: down to 10%.

На современных ускорителях при формировании нейтринных пучков в широком энергетическом интервале применяются либо магнитные горны, дополненные рефлекторами /1-3/, либо параболические линзы /4, 5/, обеспечивающие сепарацию по знаку заряда и фокусировку  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезонов - родителей нейтрино. В области сверхвысоких энергий указанные фокусирующие системы представляются малоэффективными по ряду причин.

Во-первых, эти устройства не осуществляют фокусировку частиц в приосевой области, где располагается их конструктивная шейка, в пределах которой магнитное поле или отсутствует, или его воздействие на пучок пренебрежимо мало. При переходе к энергиям в несколько ТэВ доля  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезонов, приходящаяся на сечение шейки и не испытывающая фокусирующего действия, значительно возрастает. В частности, результатом этого является существенное увеличение примеси нейтрино в пучках антинейтрино и наоборот. Применение для уменьшения этой примеси специального поглотителя, расположенного между мишенью и фокусирующей системой, приводит к сильному ослаблению интенсивности основного пучка.

Во-вторых, при столь больших энергиях и ожидаемых интенсивностях резко возрастает число событий в рабочем объеме детекторов, что осложняет их анализ и вызывает необходимость перехода от длительностей вывода протонного пучка на мишень в несколько микросекунд к значительно большим длительностям и соответствующему удлинению импульса тока фокусирующего устройства. При этом охлаждение таких тонкостенных обо-

лочек вращения, какими являются горны-рефлекторы и параболические линзы, превращается в сложную техническую проблему. Кроме того, возможность дальнейшего увеличения оптической силы таких систем путем их удлинения ограничивается заметным ухудшением прочностных свойств и ростом количества вещества на пути  $K$ - и  $\pi$ -мезонов.

В связи с этим приобретает актуальность поиск новых методов получения чистых нейтринных пучков сверхвысоких энергий. Одним из перспективных способов решения данной задачи может быть применение систем из литиевых линз, представляющих собой сплошные цилиндры, через которые пропускается ток с однородной плотностью. Такие линзы для целей формирования пучков позитронов, инжектируемых в накопители, были разработаны в ИЯФ СОАН СССР, причем результаты испытаний отдельных образцов показали возможность создания литиевых линз с магнитными полями на поверхности  $100-300 \text{ кЭ}^{/6/}$ .

Среди фокусирующих систем из многих линз, если ограничиться протяженностью системы в пределах  $10-15\%$  от общей распадной базы  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, как отмечалось в работе <sup>/4/</sup>, оптимальной является оптическая структура из трех объективов. Оптимизация параметров системы при заданной ее длине  $L$  производится в рассматриваемом диапазоне импульсов ( $P_{\text{макс}}$ ,  $P_{\text{мин}}$ ) по минимуму функционала

$$\text{МИН } \left( \int_{P_{\text{мин}}}^{P_{\text{макс}}} (F_x'^2 + F_y'^2) dP \right) \equiv F, \quad (1)$$

где  $F_x'$  и  $F_y'$  - угловые отклонения пучка мезонов в поперечных направлениях. Если в распределениях вторичных частиц на мишени по координатам  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  и углам  $x_0'$ ,  $y_0'$  средние значения равны нулю, то для  $F_x'$ ,  $F_y'$  будем иметь

$$F_{x,y}' = \sqrt{(m_{21}\sigma_1)^2 + (m_{22}\sigma_2)^2 + (m_{212}\sigma_3)^2}, \quad (2)$$

где  $\sigma_1$  - дисперсия распределения по  $x_0$  или  $y_0$ ;  $\sigma_2$  - по  $x_0'$  или  $y_0'$ ;  $\sigma_3$  - по  $z_0$ ; а  $m_{ij}$  - элементы матрицы преобразования от мишени до точки наблюдения в горизонтальной или вертикальной плоскостях

соответственно. При относительно короткой длине фокусирующей системы  $L$  условие (1) обеспечивает на ее выходе минимальную угловую расходимость пучков  $\pi$ - и  $K$ -мезонов в широком диапазоне импульсов ( $p_{\text{мин}}$ ,  $p_{\text{макс}}$ ), что в результате приводит к максимальной концентрации нейтрино на детекторе.

Эффективность применения литиевых линз рассмотрим на примере формирования нейтринного пучка с широким энергетическим спектром  $p_{\text{мин}} = 200 - 300$  ГэВ/с,  $p_{\text{макс}} = 1000 - 1200$  ГэВ/с при выводе на мишень протонного пучка с энергией  $E_p = 1,5$  ТэВ. Распадную базу примем равной  $2000 - 3000$  м, а протяженность фокусирующей системы  $100 - 300$  м. Возможный диапазон изменения радиусов линз  $r_0$  можно определить принимая отношение толщины скин-слоя  $\delta$  к  $r_0$  больше 0,4 (в этом случае распределение поля в линзе не будет сильно отличаться от линейного). Отсюда при длительности полупериода импульса тока  $\sim 3 - 5$  мс и соответственно  $\delta \approx 1,2 - 1,5$  см, будем иметь  $r_0 < 3$  см. В расчетах оптических сил линз значения импульсных токов ограничим величинами  $600 - 700$  кА, а длины линз - уровнем потерь мезонов в веществе  $\leq 25\%$ , как это принято на действующих нейтринных каналах <sup>/1-5/</sup>. При этом с учетом поведения сечения поглощения частиц в интересующей нас области энергий суммарная длина литиевых линз не должна превышать  $35 \div 40$  см.

Результаты расчета фокусирующей системы отражены на рис. 1, где приведены огибающие пучка частиц и минимально возможные значения функционала (1) в зависимости от полной длины системы  $L$ . Так как с уменьшением угловой расходимости пучка частиц на выходе фокусирующей системы существенно возрастают апертуры линз, то приемлемым компромиссным решением будет выбор полной длины системы  $L \approx 250$  м с оптимальной геометрией размещения оптических элементов, указанной на рис. 2. Как следует из рис. 1, при  $L = 250$  м размеры пучка частиц в третьей линзе составляют  $\sim \pm 10$  см. В частности, в качестве такого элемента при условии решения вопроса охлаждения можно применять параболическую линзу длиной 100 см, по которой пропускается ток около 200 кА.

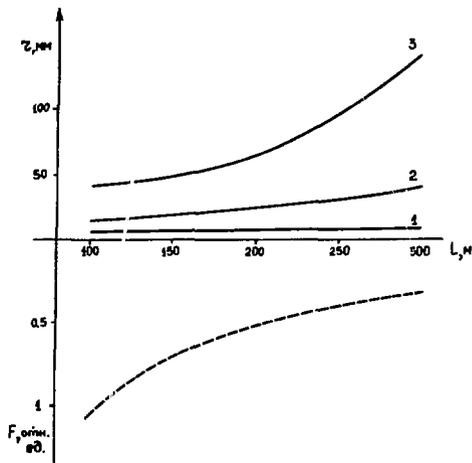


Рис. 1. Размеры пучка в линзах 1, 2, 3 для фокусирующих систем с минимальным значением функционала  $F$  (пунктирная кривая) в зависимости от их полной длины.

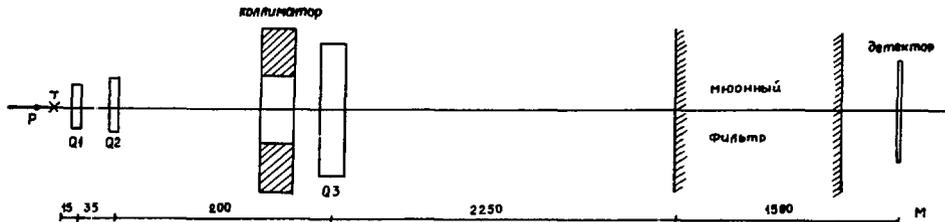


Рис. 2. Принципиальная схема нейтрального канала.

Так как к этому моменту поперечные размеры пучка мезонов становятся большими, роль шейки не будет столь заметной.

Более простым представляется использование в качестве третьего объектива симметричного триплета из квадрупольных линз, близкого по своим фокусирующим свойствам к аксиально-симметричной линзе. Действительно, матрицу преобразования симметричного триплета можно представить в виде

$$\begin{pmatrix} 1 & l/(1 \pm l/f_t) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l/(1 \pm l/f_t) \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где

$$1/f = (1/\ell) (1 \pm \ell/f_1) [2 - (1 \pm \ell/f_1)(2 \mp \ell/f_2)]; \quad f_1 \text{ и } f_2 - \text{ фокусные}$$

расстояния крайних линз и центральной линзы соответственно, а  $\ell$  – расстояние между линзами. Верхний и нижний знаки в формулах относятся к двум взаимноперпендикулярным плоскостям. Из формулы (3) вытекает, что при  $\ell/f_{1,2} \ll 1$  и  $1/f_2 \approx 2/f_1$  фокусные расстояния триплета одинаковы в обеих поперечных плоскостях и равны

$$f \approx f_1^2/2\ell.$$

Подобный триплет может состоять из линз с максимальными градиентами 1300 Э/см длиной 2 м (крайние) и 4 м (центральная) и апертурой 20 см.

Значения параметров, характеризующие первые две литиевые линзы фокусирующей системы, приведены в таблице.

Характеристики литиевых линз

	Линза №1	Линза №2
Длина, см	20	18
Радиус, см	1,4	2,8
Величина пропускаемого тока, кА	500	630
Максимальное поле на поверхности, кЭ	70	45
Сопротивление, мкОм	32,5	7,3
Энергия пюля в объеме линз, кДж	1,25	1,8

Оценки показывают, что для питания литиевых линз можно использовать генераторы, формирующие трапециодальные импульсы тока длительностью 5–6 мс и плоской вершиной 2–3 мс при стабильности  $\pm 2+3\%$ . Запасенная энергия в конденсаторной батарее такого генератора составит величину  $\sim 100$  кДж, нагрев первой и второй линз за цикл приведет к повышению их температур на 160 и 20<sup>0</sup>С соответственно.

На рис. 3 для сравнения представлены угловые огибающие пучков частиц на выходе (в единицах угла входа) комбинированной системы (две

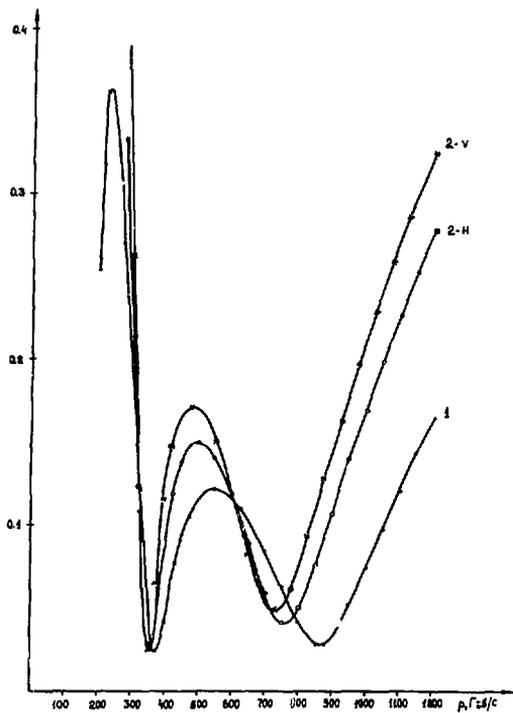


Рис. 3. Угловые отгибание пучка на выходе фокусирующей системы (в единицах угла входа): 1 - аксиально-симметричная система; 2 - комбинированная система (H - горизонтальная плоскость, V - вертикальная плоскость).

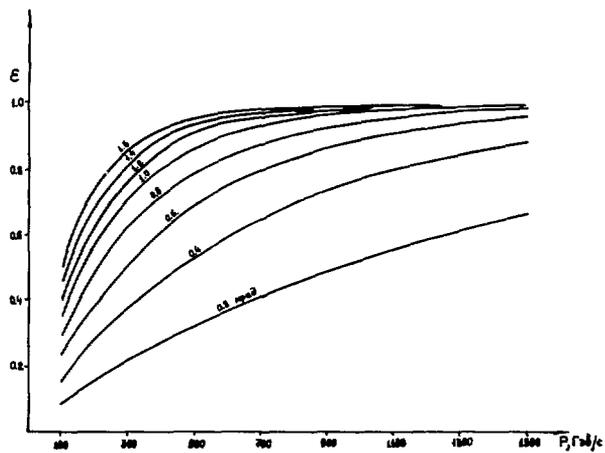


Рис. 4. Доля вторичных частиц, сосредоточенных в заданном угловом интервале.

литиевые линзы и триплет квадрупольных линз) и системы, целиком состоящей из аксиально-симметричных оптических элементов. Заметное различие в поведении кривых наблюдается для области больших значений импульсов частиц. Однако это обстоятельство несущественно сказывается на конечном результате.

Угол захвата вторичных частиц, определяемый режимами первых двух линз, практически постоянен для всего диапазона импульсов и составляет  $\pm 0,75$  мрад. Поэтому эффективность захвата мезонов фокусирующей системой в зависимости от импульса будет определяться соответствующей кривой на рис. 4, определяющей долю вторичных частиц, сосредоточенных в конусе с указанным угловым раствором. Для расчета кривых на рис. 4 и нейтринных спектров использовалась функция распределения  $\pi$ - и  $K$ -мезонов по углам и импульсам, приведенная в работе <sup>17)</sup>.

Спектры нейтрино и антинейтрино на детекторе с радиусом 1 м для геометрии канала, указанной на рис. 2, даны на рис. 5 и 6 соответственно. Из этих рисунков видно, что интегральные потоки нейтрино и антинейтрино при идеальной фокусировке  $\pi$ - и  $K$ -мезонов в области энергий выше 100 ГэВ примерно в четыре раза больше, чем без использования фокусирующей системы. Спектры нейтрино и антинейтрино при использовании комбинированной фокусирующей системы и системы из аксиально-симметричных оптических элементов практически совпадают во всем диапазоне импульсов, причем интегральный поток нейтрино и антинейтрино увеличивается в 2,5 раза.

Заметную разницу указанные фокусирующие системы дают в уровне фона: интегральный поток фоновых частиц при использовании комбинированной фокусирующей системы в 1,6 раза выше. Примесь антинейтрино в пучке нейтрино при использовании комбинированной фокусирующей системы составляет 2%, а примесь нейтрино в пучке антинейтрино - 9%. Этот уровень фона, как показывают оценки, можно уменьшить в среднем на 30%, используя мишень, через которую пропускается ток в несколько десятков килоампер.

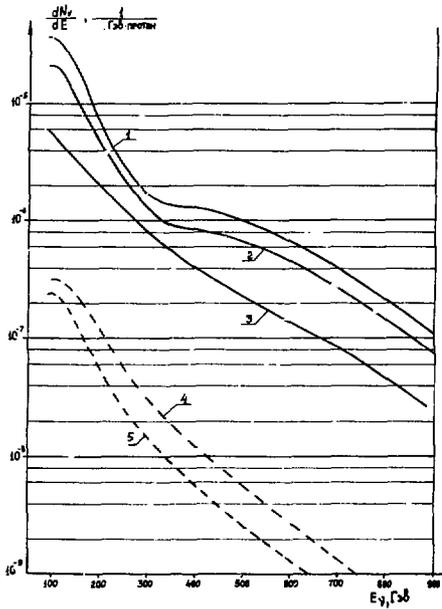


Рис. 5. Спектры нейтрино на детекторе с радиусом 1 м: 1 – идеальная фокусировка, 2 – комбинированная фокусирующая система, 3 – без фокусировки, 4 – примесь антинейтрино при использовании комбинированной фокусирующей системы, 5 – примесь антинейтрино при использовании аксиально-симметричной фокусирующей системы.

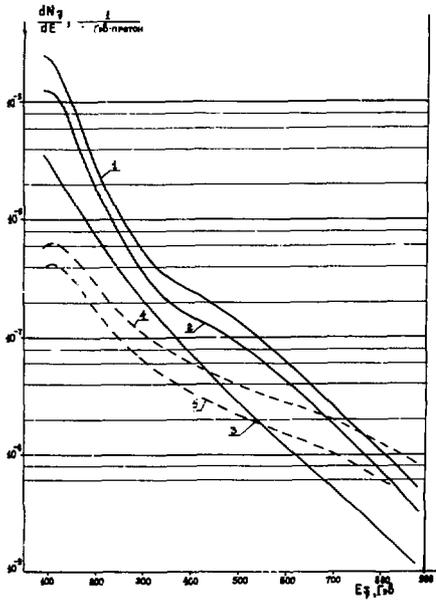


Рис. 6. Спектры антинейтрино на детекторе с радиусом 1 м: 1 – идеальная фокусировка, 2 – комбинированная фокусирующая система, 3 – без фокусировки, 4 – примесь нейтрино при использовании комбинированной фокусирующей системы, 5 – примесь нейтрино при использовании аксиально-симметричной фокусирующей системы.

В заключение авторы выражают свою признательность Г.И.Сильвестрову и Б.Ф.Баянову за обсуждение технических возможностей создания литиевых линз с требуемыми характеристиками и А.И.Мухину за полезные замечания при прочтении рукописи работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. van der Meer. CERN Report 61-7, 1961; A.Asner, Ch. Iselin. CERN 65-17, 1965; J.C.Dusseux, J.B.M.Pattison, G.Liebarth. CERN-TCD/Int. 72-11, 1972.
2. W.A.Venus, H.W.Wachsmuth. TC-L/Int. 73-2, RL-73-137 (1973).
3. F.A.Nezrick. Nuclear Science, NS-22, N:3, 1479 (1975).
4. В.И.Воронцов, И.А.Данильченко, Р.А.Рзаев, А.В.Самойлов. Препринт ИФВЭ ОП-70-93, Серпухов, 1970; Nucl. Instr. Meth., 105, 147 (1972).
5. Д.Г.Баратов, Н.З.Бикбулатов, В.В.Васильев и др. Препринт ИФВЭ 76-87, Серпухов, 1976; ЖТФ, 47, 1007 (1977).
6. Б.Ф.Баянов, Г.И.Сильвестров. Препринт ИЯФ 76-41, Новосибирск, 1976; Т.А.Всеволожская, М.А.Любимова, Г.И.Сильвестров. ЖТФ, 45, 2494 (1975).
7. R.J.Stefanski, H.V.White. FN-292, Batavia, 1976.

Рукопись поступила в издательскую группу  
18 января 1978 года.



Цена 6 коп.

© - Институт физики высоких энергий, 1978.

Издательская группа И Ф В Э

Заказ 169. Тираж 270. 0,5 уч.-изд.л. Т-04623.

Январь 1978. Редактор Н.В. Ежела.