

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 79-170
ОП-ОНФ

Д.С.Баранов, В.Л.Рыков

СПОСОБ ФОРМИРОВАНИЯ $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ -ПУЧКОВ
С ШИРОКИМ СПЕКТРОМ
НА УСКОРИТЕЛЯХ ТЭВНЫХ ЭНЕРГИЙ

Серпухов 1979

Д.С.Баранов, В.Л.Рыков

СПОСОБ ФОРМИРОВАНИЯ $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ -ПУЧКОВ
С ШИРОКИМ СПЕКТРОМ
НА УСКОРИТЕЛЯХ ТЭВНЫХ ЭНЕРГИЙ

Аннотация

Баранов Д.С., Рыков В.Л.

Способ формирования $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ -пучков с широким спектром на ускорителях ТэВных энергий.

Серпухов, 1979.

24 стр. с рис. (ИФВЭ ОП-ОНФ 79-170)

Библиогр. 16.

В работе обсуждается способ формирования нейтринных и мюонных пучков сверхвысоких энергий с помощью устройства, в котором аксиально-симметричное магнитное поле рассредоточено на всей длине распадного участка и возбуждается током, протекающим в тонком центральном проводнике. Приводятся результаты расчетов, характеризующие эффективность использования этого устройства.

Abstract

Baranov D.S., Rykov V.L.

Wide Band $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ -Beam Forming at the TeV Energy Accelerators. Serpukhov, 1979.

p. 24. (ИФВЭ 79-170).

Refs. 16.

The superhigh energy neutrino and muon beam forming with the help of the beam guide, where the axial-symmetric magnetic field is distributed over all decay path and is excited by the current in a thin central conductor, is discussed in the paper. The calculation results, characterizing the efficiency of the method are given.

1. Цель настоящей работы состояла в рассмотрении способа формирования $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ -пучков с широким энергетическим спектром на ускорителях ТэВного диапазона энергий с помощью фокусирующего устройства со слабым (порядка 1–3 кГс) аксиально-симметричным магнитным полем, рассредоточенным на всей длине распадного участка (РУ) нейтринного канала. Оценки и расчеты выполнены для энергий протонов $E_p = 1,5$ и 3 ТэВ.

Особенности формирования $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ -пучков сверхвысоких энергий обсуждались в литературе неоднократно^{/1-5/}. Отмечалось, что существует ряд серьезных трудностей, ограничивающих возможности использования в ТэВ-ном диапазоне энергий фокусирующих устройств, состоящих из применяемых в настоящее время параболических линз^{/6-8/}, горнов-рефлекторов^{/9,1,2/} и т.п.

Одна из главных проблем состоит в следующем. Рост сечений взаимодействия $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ и увеличение интенсивности протонных пучков ведут к значительному увеличению числа событий в рабочем объеме детекторов, что осложняет их анализ и требует растяжки вывода протонов на мишень до нескольких миллисекунд и соответствующего удлинения импульсов тока питания элементов нейтринного фокусирующего устройства (НФУ). При этом резко возрастает тепловыделение в параболических линзах и горнах, и их охлаждение превращается в сложную техническую проблему. В качестве одного из способов решения этой задачи в работе^{/5/} обсуждался вариант НФУ, основанный на использовании более термостойких литиевых линз^{/10/}. Здесь рассматривается другая возможность.

2. Известно (см., например, работу /11/), что для уменьшения нагрева, снижения механических напряжений в оболочках и энергоемкости систем питания параболических линз и горнов выгодно уменьшать в них ток, увеличивая их длину для сохранения фокусирующей силы. Идеальными с этой точки зрения являются системы, в которых действующее на частицы магнитное поле рассредоточено на всей длине формирования пучка или, по меньшей мере, на длине, сравнимой с характерными фокусными расстояниями элементов. При сверхвысоких энергиях, когда фокусные расстояния измеряются десятками и сотнями метров, снижение нагрева, энергоемкостей и т.п. за счет уменьшения тока питания магнитооптических элементов могло бы быть весьма значительным. Кроме того, уменьшение рабочих полей позволило бы в ряде случаев использовать электростатические или, например, радиочастотные устройства вместо магнитных.

Существует соотношение подобия, которое может быть полезным для оценки параметров фокусирующих элементов каналов пучков вторичных частиц при переходе к новому диапазону энергий. Пусть заданы импульс частиц p , апертура канала R и аксептанс по поперечному импульсу $p_{\perp} \ll p$. Тогда предельное расстояние, на котором можно, скажем, вывести частицы на параллель, не выходя за пределы апертуры, с точностью до множителей порядка единицы равно Rp/p_{\perp} . Следовательно, эффективное поле B_{eff} , требуемое для отклонения частиц на границе аксептанса на угол порядка p_{\perp}/p и действующее на всей этой длине, зависит от заданных параметров следующим образом:

$$B_{eff} \sim \frac{p_{\perp}^2}{Rp} \quad (1)$$

Таким образом, с ростом энергии ускорителей, в принципе, возможно пропорциональное E_p^{-1} уменьшение рабочих полей фокусирующих элементов при сохранении их апертур и аксептанса по поперечному импульсу.

Возможности для удлинения аксиально-симметричных линейно-фокусирующих (и близких к ним) элементов типа токнесущих оболочек вращения

при сохранении их оптической силы и количества вещества на пути частиц имеют технический предел. Он определяется нарушением условий упругой устойчивости тонкостенных оболочек^{/11/} и усложнением технологии их изготовления.

Можно избежать указанных трудностей на пути уменьшения величины рабочих полей, если отказаться от линейно-фокусирующих элементов, а именно: заменить токонесущие оболочки тонким центральным проводником (СП) с током, протянутым вдоль оси РУ. Обратным токопроводом служит вакуумная труба (ВТ) распадного участка (для дальнейших ссылок назовем это устройство фокусирующей нитью - ФН). На принципиальную возможность использования подобных устройств для транспортировки пучков заряженных частиц на большие расстояния указывалось в публикациях^{/12,13/}.

При использовании горнов, параболических линз и т.п. в нейтринных каналах обычно стремятся к минимизации длины НФУ с тем, чтобы на долю сформированного пучка мезонов приходилась большая часть РУ. Возможность формирования на выходе ФН слаборасходящегося пучка мезонов в широком импульсном диапазоне представляется проблематичной.

Можно, однако, рассмотреть альтернативный вариант, в котором частицы с нужным знаком заряда совершают по радиусу колебательное движение в магнитном поле, рассредоточенном на всей длине РУ или значительной ее части. Увеличение потока нейтрино на детекторах здесь обеспечивается тем, что определенная доля распадов происходит на участках траекторий, близких к участкам, параллельным оси канала. Для того чтобы длина "параллельных" участков составляла значительную долю периода, фокусирующее поле на периферии должно быть относительно слабым и усиливаться с приближением к оси распадного участка. Наличие сильного поля на оси способствует также ослаблению фона от распадов частиц с противоположным знаком заряда, вылетающих из мишени под малыми углами и поэтому наиболее опасных. Поле ФН удовлетворяет этим требованиям.

Следует заметить, что мезоны, рожденные на оси, при движении в поле ФН на протяжении одного периода обязательно пересекут ось, и значи-

тельная их часть поглотится в ЦП. Следовательно, для уменьшения потерь необходимо либо сместить протонный пучок в сторону от оси, либо увеличить его размеры.

3. Подробное исследование решений уравнений движения заряженных частиц в аксиально-симметричном поле вне цилиндрического проводника с током содержится в работе ^{/13/}. Параксиальные траектории ультррелятивистских частиц с единичным зарядом описываются формулами:

$$\begin{aligned}
 z &= z_0 + Cr_0 \int_1^{r/r_0} \frac{d\xi}{\bar{a}_r(\xi)}, \\
 \phi &= \phi_0 + \bar{a}_{\phi_0} \int_1^{r/r_0} \frac{d\xi}{\xi^2 \bar{a}_r(\xi)}, \\
 \bar{a}_r(\xi) &= \pm \sqrt{\bar{a}_{r_0}^2 + \bar{a}_{\phi_0}^2 (1 - \xi^{-2})} \mp \ln \xi, \\
 \bar{a}_{\phi}(\xi) &= \bar{a}_{\phi_0} / \xi = \bar{a}_{\phi_0} \frac{r_0}{r},
 \end{aligned} \tag{2}$$

где r , ϕ и z - текущие цилиндрические координаты траектории; $C = 1000 \sqrt{\frac{E}{0,121}}$ - безразмерная величина; E - энергия частицы в ГэВ; I - ток в амперах. Безразмерные переменные \bar{a}_r и \bar{a}_{ϕ} пропорциональны углам наклона траектории к оси и определяются соотношениями

$$\bar{a}_r = Ca_r = C \frac{dr}{dz}, \quad \bar{a}_{\phi} = Ca_{\phi} = Cr \frac{d\phi}{dz}. \tag{3}$$

Константы r_0 , ϕ_0 , z_0 , \bar{a}_{r_0} и \bar{a}_{ϕ_0} - начальные значения величин r , ϕ , z , \bar{a}_r и \bar{a}_{ϕ} соответственно. В выражении для $\bar{a}_r(\xi)$ в (2) опущены члены, вклад которых при разумных значениях параметров не превышает $10^{-5} - 10^{-6}$. Верхний знак перед $\ln \xi$ соответствует финитному движению по радиусу (фокусировка), нижний - инфинитному (лефокусировка).

Оценим рабочие параметры ФН. Прежде всего, необходимо, чтобы для большинства фокусируемых мезонов точки поворота траектории лежали внутри ВТ радиуса R_a и вне ЦП радиуса R_c .

Радиусы точек поворота r_{\min} и r_{\max} являются корнями уравнения

$$\bar{a}_r^2 \equiv \bar{a}_{r_0}^2 + \bar{a}_{\phi_0}^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right) - \ln \frac{r}{r_0} = 0, \quad (4)$$

и их отношения к r_0 зависят только от квадратов двух исходных "углов" \bar{a}_{r_0} и \bar{a}_{ϕ_0} . На рис. 1 сплошные кривые, рассчитанные для нескольких значений отношения $\frac{r_0}{R_c}$, разграничивают области $r_{\min} > R_c$ и $r_{\min} < R_c$. Пунктирные кривые отделяют области $r_{\max} < R_a$ и $r_{\max} > R_a$ для некоторых значений $\frac{R_a}{r_0}$. Видно, что угловой аксептанс ФН слабо зависит от отношения $\frac{R_a}{r_0}$ и при $\frac{R_a}{r_0} \approx 50-200$ является кругом в плоскости $(\bar{a}_{r_0}, \bar{a}_{\phi_0})$:

$$\bar{a}_0 \equiv \sqrt{\bar{a}_{r_0}^2 + \bar{a}_{\phi_0}^2} = \frac{1000 p_1}{\sqrt{0,12 E I}} \lesssim 2 \div 2,3, \quad (5)$$

где p_1 - начальный поперечный импульс мезона в ГэВ/с.

Из неравенства (5) следует, что, в соответствии с (1), с увеличением энергии E аксептанс по p_1 сохраняется, если ток уменьшается обратно пропорционально E . При $p_1 \lesssim 0,5-0,7$ ГэВ/с и $E \gtrsim 0,5$ ТэВ рабочий ток ФН составит 0,7-2 кА. Его величина в сотни раз меньше рабочих токов горнов-рефлекторов, параболических линз и т.п.

Для уменьшения потерь мезонов в ЦП его радиус должен быть достаточно малым. Из результатов расчетов следует, что на ЦП попадет не более 10-15% мезонов, сосредоточенных в круге $\bar{a}_0 \lesssim 2-2,3$, если $\frac{r_0}{R_c} \gtrsim 10-20$ (см. рис. 1).

С точностью до масштабных множителей вид траекторий заряженных частиц в поле ФН определяется одним безразмерным параметром - квадратом угла \bar{a}_ϕ в одной из точек поворота или эквивалентным ему отношением $\frac{r_{\min}}{r_{\max}}$. Формы траекторий между точками поворота для нескольких значений $\frac{r_{\min}}{r_{\max}}$ показаны на рис. 2а. Рис. 2б иллюстрирует изменение угла $\bar{a} = \sqrt{\bar{a}_r^2 + \bar{a}_\phi^2}$ вдоль этих траекторий. Минимального значения угол \bar{a} достигает на участках, наиболее удаленных от оси, причем отношение $\frac{\bar{a}(r_{\max})}{\bar{a}_0}$ тем меньше, чем больше отношение $\frac{r_{\max}}{r_0}$. Следовательно, наиболее значительное уменьшение угла по отношению к начальному происходит у частиц с большими поперечными импульсами.

Удовлетворительным можно считать такой режим фокусировки, при котором большинство частиц проводят значительную часть времени на участках траекторий, где $\alpha \leq \theta = \frac{mc^2}{E}$; θ - угловой полураствор конуса, в котором содержится половина нейтрино от распада мезона; m - масса мезона. Например, для исходных значений $p_1 \approx 0,3-0,4$ ГэВ/с на этих участках должно выполняться неравенство: $\bar{a} \leq (\frac{1}{3} \div \frac{1}{2}) \bar{a}_0$. Если указанные p_1 соответствуют $\bar{a}_0^2 \geq 3(r_{\max} \geq 20r_0)$, около 80% времени мезоны проводят при $\bar{a} < \frac{\bar{a}_0}{2}$ и более 50% - при $\bar{a} < \frac{\bar{a}_0}{3}$.

Период колебаний частиц по радиусу в поле ФН определяется начальными параметрами траекторий. Зависимость расстояния между точками поворота от \bar{a}_{r_0} и \bar{a}_{ϕ_0} в элементарных функциях не выражается. Однако для $\bar{a}_0 \geq 1$ можно пользоваться приближенной формулой

$$|z(r_{\max}) - z(r_{\min})| \approx (1,77 \div 2,2) C r_{\max}, \quad (6)$$

где $r_{\max} \approx r_0 e^{\bar{a}_0^2}$. Коэффициент 2,2 соответствует $\bar{a}_0 \approx 1$, а $1,77 - \bar{a}_0 \gg 1$.

4. Поведение нейтринных спектров с изменением параметров ФН изучалось на примере формирования $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ пучков для $E_p = 1,5$ ТэВ. Расчеты спектров $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ на детекторах проводились методом Монте-Карло. Было принято, что первичные протоны имеют гауссовское распределение по сечению мишени:

$$\frac{\partial^2 f_p}{\partial x \partial y} = \frac{1}{2\pi r_0^2} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + y^2}{2r_0^2}\right), \quad (7)$$

где x_0 - смещение центра пучка от оси; параметр r_0 характеризует поперечные размеры пучка. Выходы мезонов из мишени рассчитывались по формуле, приведенной в работе^{/14/}; длина мишени принята равной 1,6 длины абсорбции для протонов; отношения сечений поглощения π - и K -мезонов на ядрах мишени к σ_{in} для протонов считались не зависящими от энергии и равными 0,8 и 0,7 соответственно.

Для сравнения с другими фокусирующими устройствами были проведены расчеты спектров $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ для системы, состоящей из трех объективов

параболических линз с параметрами из работы ^{/7/}, и системы из двух литиевых и параболической линз ^{/5/}. Расстояния от мишени до объективов параболических линз ^{/7/} для $E_p = 1,5$ ТэВ были приняты следующими: центр первого объектива - на расстоянии 23,5 м, второго - 83 м, третьего - 395 м. Для $E_p = 3$ ТэВ эти расстояния увеличены в два раза. Параметры и размещение элементов в системе из литиевых и параболической линз соответствуют приведенным в работе ^{/5/}. Считалось, что в веществе линз обеих систем поглощается 20% мезонов независимо от их сорта и энергии. Каскадные процессы в мишени и веществе линз не учитывались. В случае ФН π - или K -мезон считался выбывшим из пучка, если до распада он выходил за пределы ВТ или попал на ЦП, а для систем ^{/7/} и ^{/5/} - если его траектория проходила вне апертуры фокусирующих элементов.

На рис. 3 приведены сравнительные кривые для различных режимов формирования пучка ν_μ с помощью ФН на детектор радиуса $R_D = 1$ м, удаленный от мишени на расстояние $L_f = 4,5$ км. Длина распадного участка L_d принята равной 2,5 км. ФН занимает весь РУ от мишени до защиты. Рассмотрены варианты, в которых центр протонного пучка находится на оси ($x_0 = 0$), варьируются его размеры - параметр r_0 в формуле (7). В качестве интегральной меры для сравнения вариантов и режимов фокусировки при фиксированных L_d , L_f , и R_D используется усредненный по энергетическому интервалу от $E_1 = 100$ ГэВ до $E_2 = 900$ ГэВ коэффициент увеличения потока ν_μ по отношению к случаю без фокусировки:

$$k = \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} dE_\nu \frac{\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \text{ (с фокусировкой)}}{\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \text{ (без фокусировки, } R_a = \infty \text{)}} \quad (8)$$

Зависимости $k(l)$ для некоторых значений r_0 показаны на рис. 3а. Видно, что оптимум по току довольно широкий. Его положение слабо зависит от r_0 и находится в пределах 0,8-1,5 кА. Для значений $R_c \approx 1$ мм оптимальный диапазон $r_0 \approx 1 \div 2$ см.

Величина k монотонно уменьшается с ростом R_c (рис. 3б) и уменьшением R_p (рис. 3в). Минимально возможный радиус ЦП определяется, прежде всего, величиной допустимого нагрева его током. Из зависимостей, приведенных на рис. 3в, следует, что при $R_a \geq 60-80$ см ограничение апертуры ВТ практически не отражается на величине k .

Был рассмотрен также случай, когда протонный пучок на мишени имеет малые размеры ($r_0 = 1$ мм), но смещен от оси ($x_0 \neq 0$). Результаты расчетов свидетельствуют о том, что между вариантами со смещенным тонким пучком и несмещенным пучком больших размеров существенных различий нет. В последнем случае, однако, значительно меньше удельный импульсный нагрев мишени интенсивным пучком протонов.

При переходе от $E_p = 1,5$ к 3 ТэВ характер обсуждавшихся зависимостей сохраняется при условиях: длины в два раза возрастают, ток питания ФН в два раза уменьшается, поперечные размеры остаются неизменными.

При изменении длины РУ параметры оптимальных режимов ФН изменяются незначительно. Сокращение длины мюонного фильтра смещает с титмум в сторону увеличения тока и уширяет его. В таблице приведены результаты расчетов, характеризующие изменение потоков ν_μ при изменении длины канала для $E_p = 1,5$ и 3 ТэВ.

Расчетные спектры $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ на детекторе радиусом 1 м для каналов длиной 4,5 и 7 км показаны на рис 4-7. Использование ФН дает в среднем по спектру увеличение потока нейтрино в 2-4,8 раза в зависимости от геометрии канала и энергии протонов. По эффективности фокусировки ФН не уступает системе^{/5/}, однако по сравнению с системой^{/7/} поток $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ в случае ФН в 1,5-2 раза ниже. В пучках, формируемых ФН, примесь фоновых нейтрино от распадов мезонов с противоположным зарядом наиболее низка среди всех рассмотренных вариантов.

5. Как отмечалось в работах^{/12,13/}, устройства типа ФН можно использовать для транспортировки и формирования мюонных пучков. Для этого на входе ФН необходимо сформировать слаборасходящийся пучок π - и K -

мезонов. Оценки показывают, что при энергии π -мезонов $E_\pi > 500$ ГэВ и ширине их распределения по поперечному импульсу на входе ФН порядка 30–50 МэВ/с значительного уменьшения поперечных размеров пучка мюонов на выходе ФН можно достичь при токах питания порядка 20–50 А.

Результаты расчетов для ФН длиной 2,5 км показаны на рис. 8–10. В расчетах было принято, что функция распределения π -мезонов на входе ФН имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^5 f_\pi}{\partial x \partial y \partial p_x \partial p_y \partial E_\pi} = \frac{\exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{2r_0^2} - \frac{p_x^2 + p_y^2}{2p_{10}^2} - \frac{(E_\pi - E_0)^2}{2E_0^2 \epsilon^2}\right]}{(2\pi)^{5/2} r_0^2 p_{10}^2 E_0 \epsilon^2}, \quad (9)$$

где E_0 – среднее значение E_π ; параметры ϵ , r_0 , p_{10} характеризуют ширины распределения по энергии, поперечным размерам и поперечному импульсу соответственно. При использовании ФН в рассмотренном диапазоне характеристик пучка π -мезонов поток мюонов на площадку радиусом $R_T = 5$ –10 см увеличивается от $\sim 1,5$ до 10 раз.

6. Предельно допустимая величина тока питания ФН определяется, прежде всего, допустимым нагревом ЦП и зависит от длительности импульсов тока и частоты их следования. Приводимые ниже оценки относятся к ФН с параметрами: ЦП, изготовленный из черной меди, имеет радиус 1 мм; радиус ВТ равен 70 см; длина ФН 2,5 км.

Если принять, что допустимо повышение температуры ЦП до 100°C , а температура ВТ составляет 20°C , излучением с поверхности ЦП будет уноситься около 4 Вт/м (при коэффициенте отражения излучения от поверхности ЦП $\leq 5\%$). Для давлений воздуха в ВТ менее $\sim 0,1$ Тор этот механизм охлаждения ЦП является доминирующим. При повышении давления выше указанной границы полностью включается механизм теплопроводности воздуха, с помощью которого уносится около 2 Вт/м.

Мощность, равная 4 Вт/м, выделяется в ЦП при нагружении его постоянным током 23,5 А. Если учесть, что длительность вывода ускоренных про-

тонов в каналы обычно не превышает половины от длительности цикла работы ускорителя (например, для проекта^{/15/} не более 38 из 78 с), можно повысить ток питания ФН до 30–40 А.

При той же мощности тепловыделения в ЦП суммарная за цикл длительность прямоугольных импульсов тока амплитудой 1000 А для 70–80-секундного цикла ограничивается величиной ~40 мс. Если длительность импульсов тока превышает 100–200 мкс, энергоемкость накопителя источника импульсного питания ФН определяется главным образом активными потерями энергии в ЦП. Так, например, для импульсов длительностью ~4 мс (кратность вывода ~10) эти потери составят 70–75 кДж/имп. При этом нагрев будет порядка 3°С за импульс. Энергия, запасенная в магнитном поле ФН при токе 1000 А, составляет 1,7 кДж.

В отличие от горнов, параболических и литиевых линз, ФН является достаточно высокоомной нагрузкой. Это позволяет сделать пренебрежимо малыми потери энергии в токоведущей трассе, соединяющей ФН с источником питания. Средняя потребляемая мощность в рассмотренных режимах работы ФН составляет около 10 кВт.

7. В принципе возможно совмещение в одном канале, включающем ФН, схем формирования пучков трех различных типов: пучка $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ с широким энергетическим спектром, дихроматического пучка $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$, мюонного пучка.

Для создания $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ -пучков с широким спектром мишень, на которую направляется протонный пучок, располагается на входе ФН. Питание ФН осуществляется импульсами тока амплитудой 0,5–1 кА.

При формировании дихроматических $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$ -пучков по схеме, аналогичной, например, описанной в работе^{/16/}, мишень располагается выше по пучку. Часть магнитного оборудования, находящегося между мишенью и ФН (распадным участком), используется для получения моноимпульсного, слаборасходящегося пучка π -и К-мезонов. ФН при этом обесточена.

В режиме формирования мюонного пучка положение мишени то же, что и в предыдущем случае. На вход ФН направляется слаборасходящийся пучок π -и К-мезонов. Питание ФН осуществляется постоянным током (или импуль-

сами большой длительности) величиной в несколько десятков ампер. Заметим, что в этом режиме работы ФН можно вместо магнитного поля использовать электростатическое. Электрическое поле, эквивалентное по отклоняющей силе магнитному полю тока величиной 30 А, можно создать, подав на ЦП напряжение около 12 кВ.

Переход от схемы формирования одного пучка к другому производится только изменением положения мишени, режимов питания магнитных элементов, степени раскрытия коллиматоров и т.п. без перемещения и замены оборудования канала.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность К.И.Губриенко, В.И.Котову, Е.П.Кузнецову и А.В.Самойлову за поддержку работы и полезные обсуждения, а также Д.Г.Баратову, В.П.Карташеву, В.В.Макееву, Р.А.Рзаеву и В.С.Селезеву за плодотворные дискуссии по вопросам, связанным с данной работой.

Таблица

Зависимость потоков ν_μ на детектор радиусом 1 м от длины канала в единицах: $10^{-4} \times \nu_\mu$ / выведенный протон. Обозначение $\int_{E_1}^{E_2}$ соответствует $\int_{E_1}^{E_2} dE_\nu \frac{dN_\nu}{dE_\nu}$, где E_1 и E_2 в ГэВ. Параметры ФН: $R_s = 70$ см; $R_c = 1$ мм. Протонный пучок не смещен, $r_0 = 1$ см.

L_p , м	L_d , м	$E_p = 1500$ ГэВ		$E_p = 3000$ ГэВ			
		$I = 1000$ А		$I = 500$ А		$I = 1000$ А	
		\int_{100}^{300}	\int_{300}^{1500}	\int_{200}^{600}	\int_{600}^{3000}	\int_{200}^{600}	\int_{600}^{3000}
2500	500	6,21	0,99	8,24	1,27	8,92	1,32
3000	1000	11,6	1,84	14,3	2,28	16,3	2,34
3500	1500	13,9	2,25	18,3	2,91	20,3	3,48
4500	2500	17,2	2,58	23,1	3,65	23,1	4,32
5500	3500	17,4	2,47	23,3	4,36	24,4	4,45
7000	5000	20,6	2,38	27,1	4,80	30,9	5,25
9000	7000	18,8	1,94	32,7	4,69	28,2	4,62

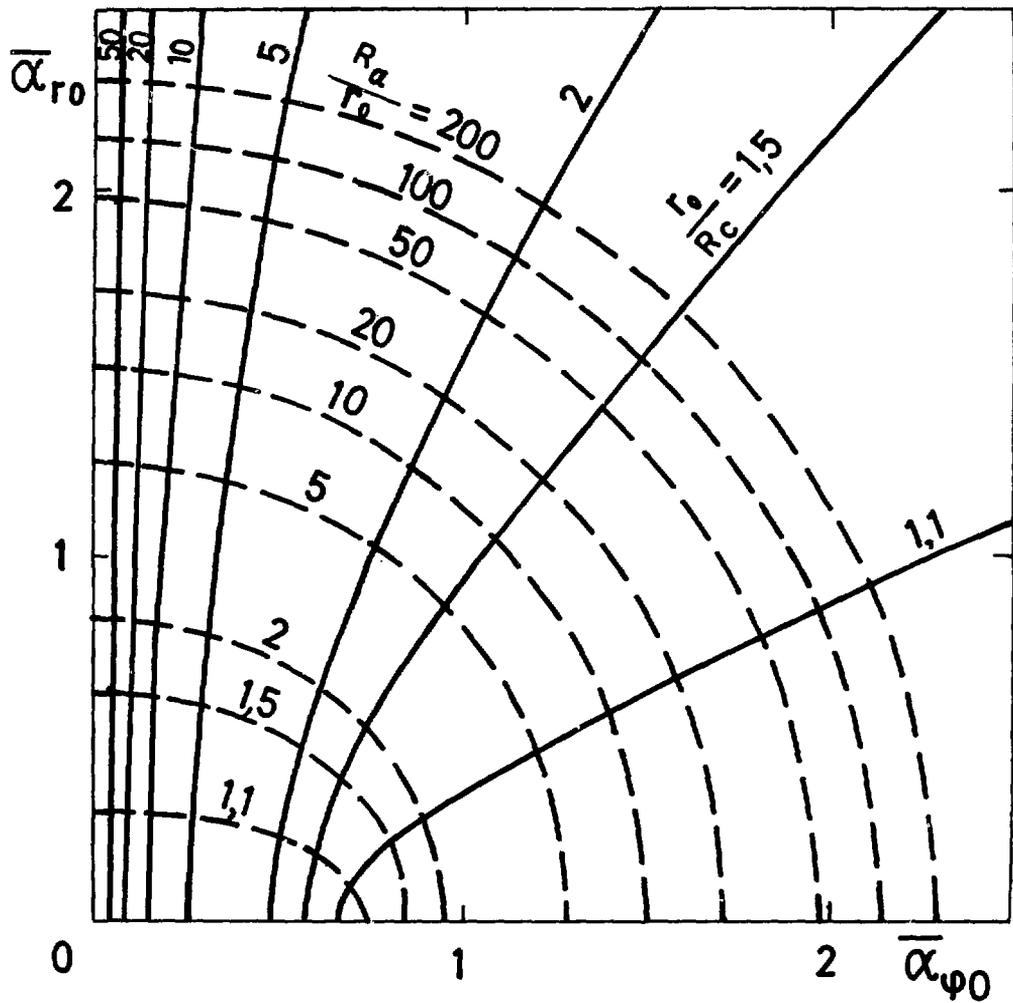


Рис. 1. К рассмотрению аксептанса ФН.

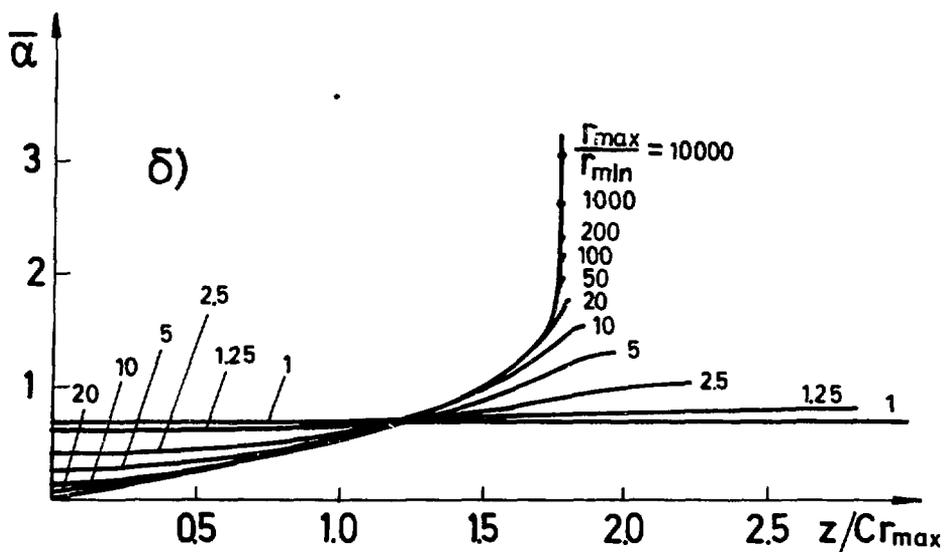
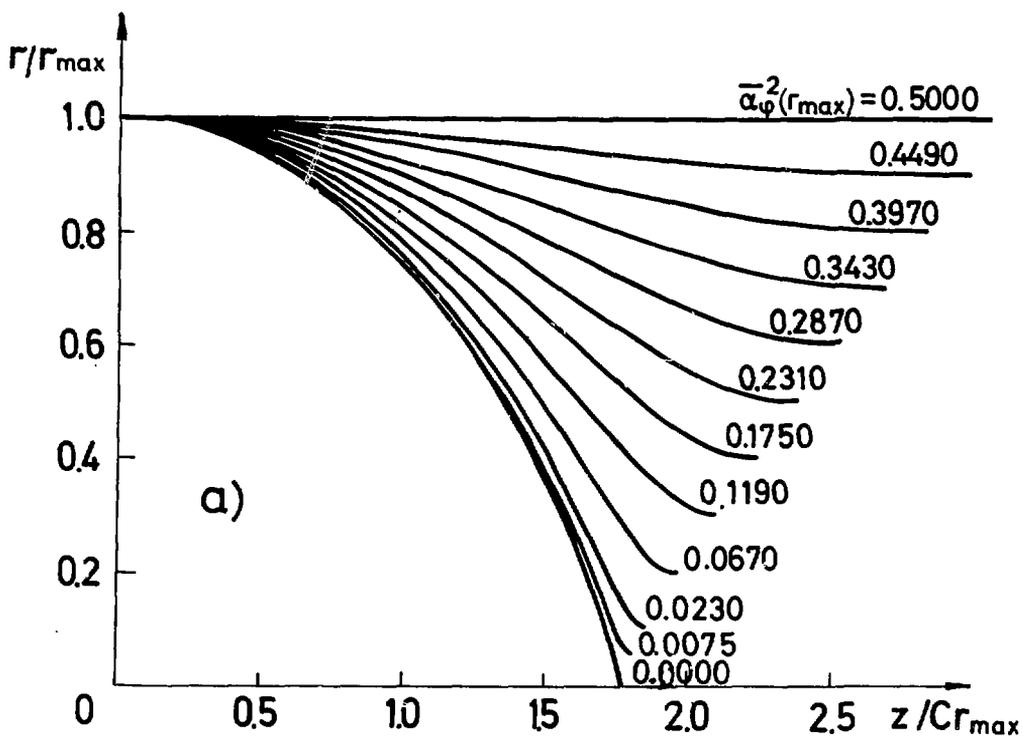


Рис. 2. Траектория фокусируемых мезонов в поле ФН (а); изменение угла $\bar{\alpha}$ вдоль траекторий (б).

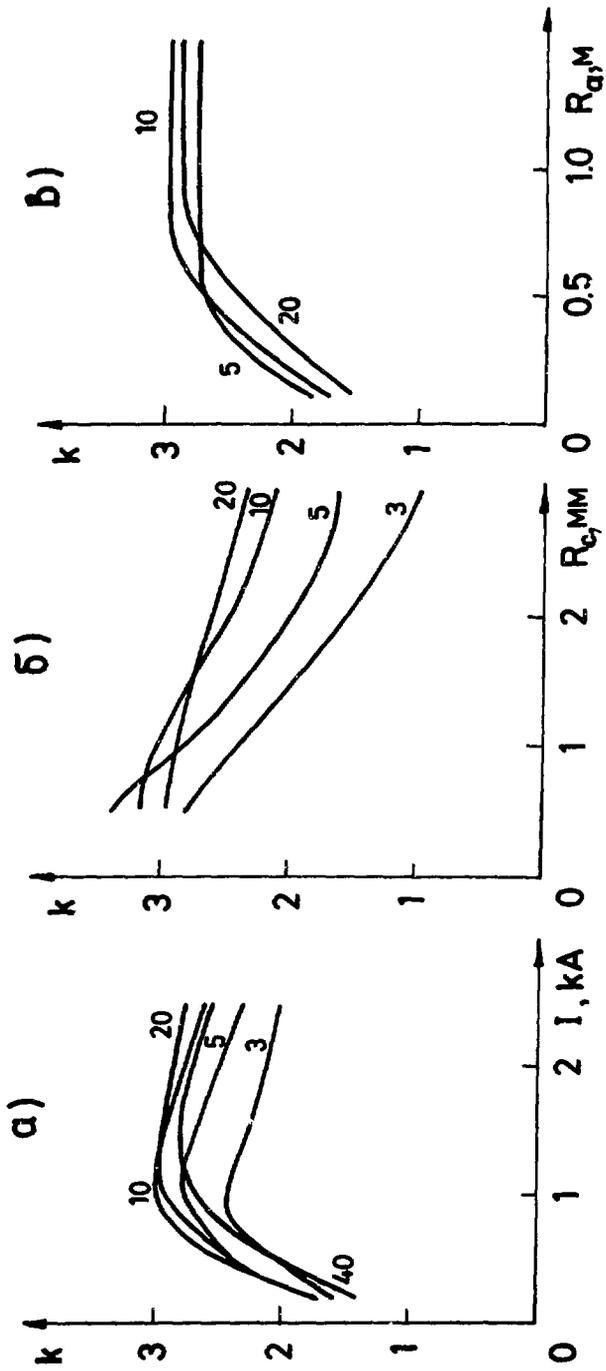


Рис. 3. Зависимость величины k от параметров ФН. В случае а) зафиксированы $R_c = 1$ МΩ, $R_d = \infty$; б) — $I = 1$ кА, $R_d = \infty$; в) — $I = 1$ кА, $R_c = 1$ МΩ. Цифры на кривых — значения параметра r_0 в мм.

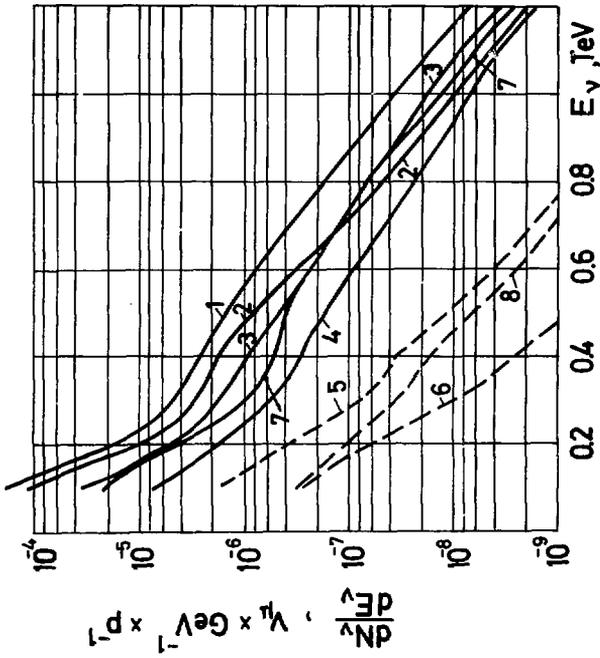
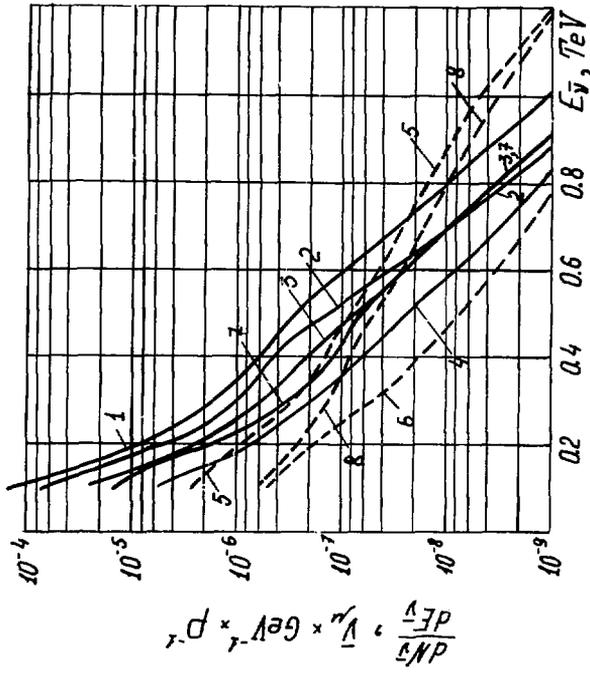


Рис. 4. Спектры ν_μ (а) и $\bar{\nu}_\mu$ (б) на детекторе для $E_p = 1.5$ ТэВ, $L_1 = 4.5$ км, $L_d = 2.5$ км, $R_c = 70$ см. 1 - идеальная фокусировка мезонов; 2 - фокусировка системы/1/; 3 - фокусировка с помощью ФН с параметрами: $R_c = 1$ мм, $I = 1$ кА; 4 - спектры ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) без фокусировки; 5 - фокусировка системы/5/; пунктирные кривые - смесь $\bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$ в луче $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ при использовании системы/1/ (5), фокусирующей нити (6) и системы/5/ (8). Протонный лучок на мишени не смещен; в случае ФН параметр $r_0 = 1$ см, для других систем - $r_0 = 0$.

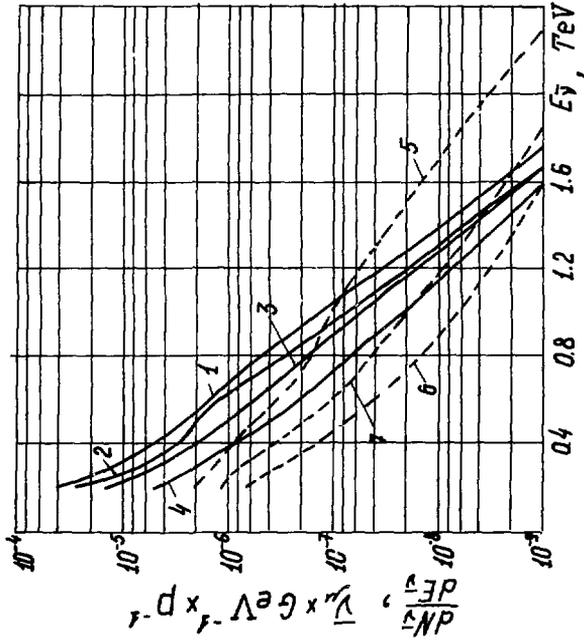
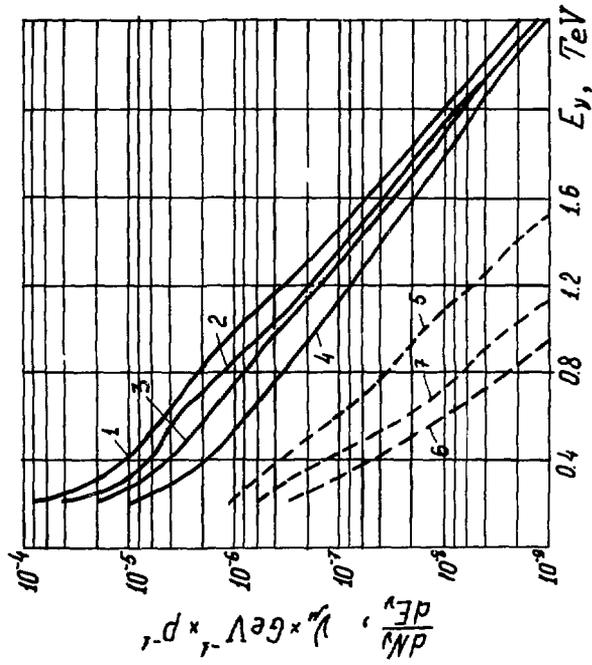


Рис. 5. Спектры ν_μ (а) и $\bar{\nu}_\mu$ (б) для $E_p = 3$ ТэВ, $L_1 = 4,5$ км, $L_d = 2,5$ км. Все параметры и обозначения те же, что и на рис. 4, за исключением $\bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$ в пучке $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ для ФН с током 0,5 кА. Соответствующие спектры для основных частиц не приводятся, поскольку они практически совпадают со спектрами 3 ($I = 1$ кА), отгибаясь от них на отдельных участках не более, чем на $\sim 15\%$ (см. таблицу). Данные по системе $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ отсутствуют.

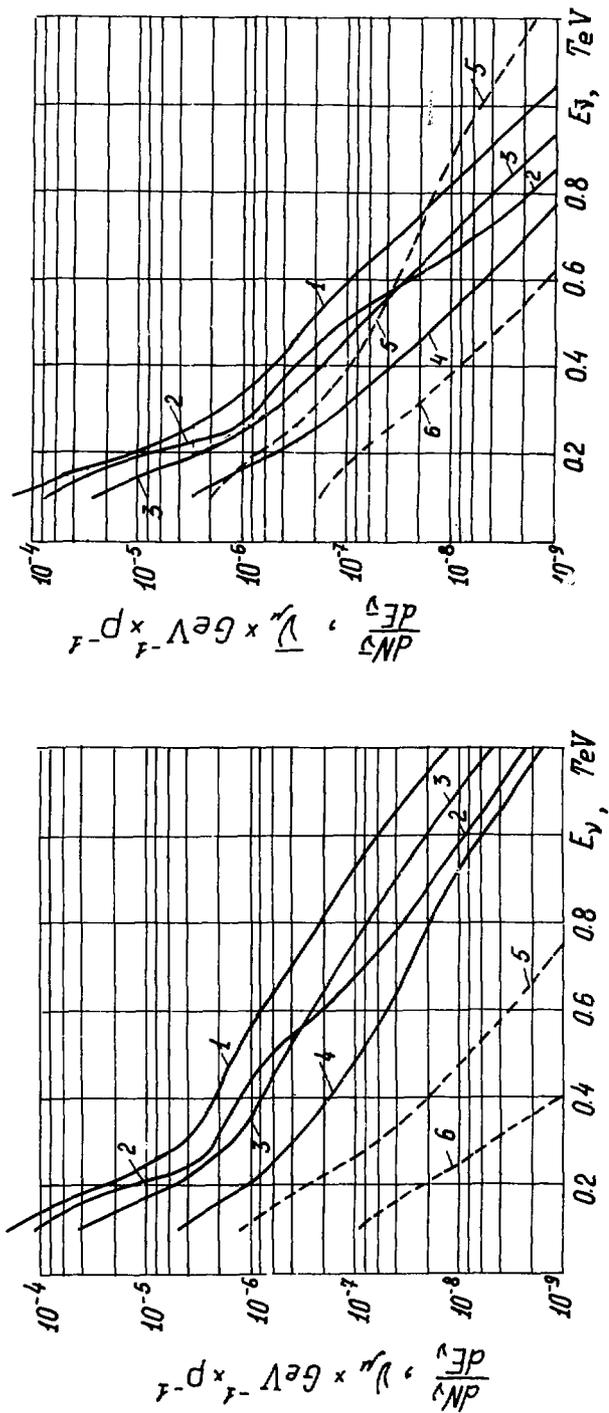


Рис. 6. Спектры ν_{μ} (а) и ν_{τ} (б) для $E_p = 1,6$ ТэВ, $L_1 = 7$ км, $L_2 = 5$ км. Все остальные параметры и обозначения те же, что и на рис. 4. Данные по системе ν_{τ} отсутствуют.

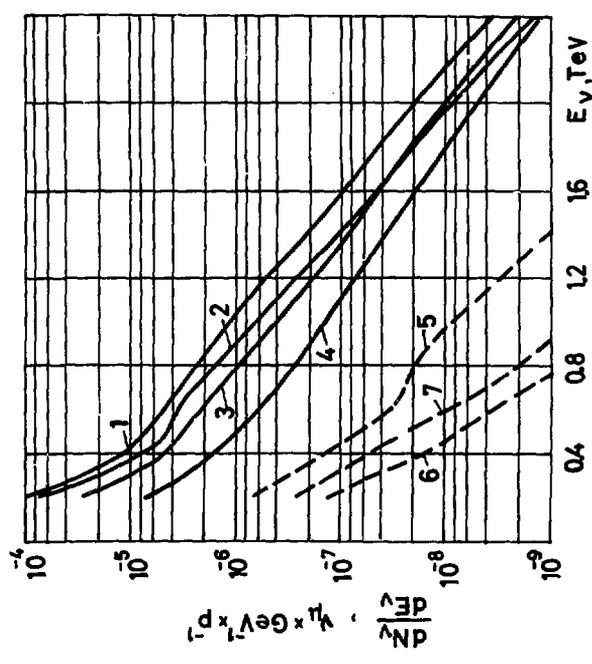
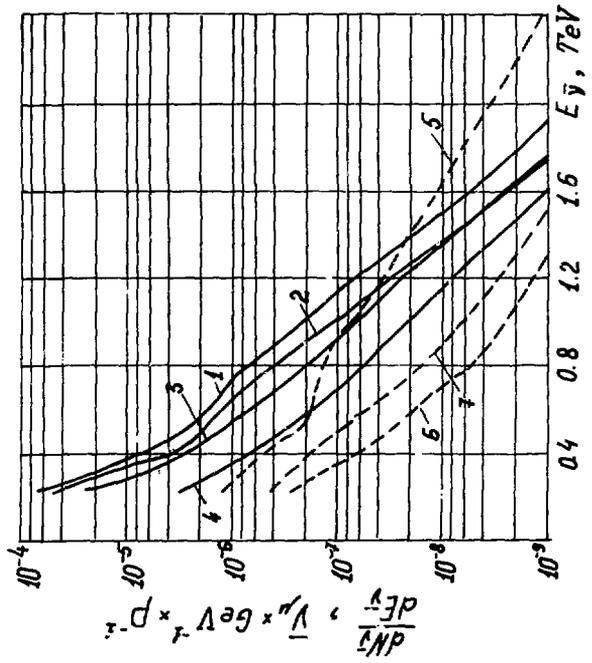


Рис. 7. Спектры ν_μ (а) и $\bar{\nu}_\mu$ (б) для $E_p = 3$ ТэВ, $L_s = 7$ км, $L_d = 5$ км. Все остальные параметры и обозначения те же, что и на рис. 5.

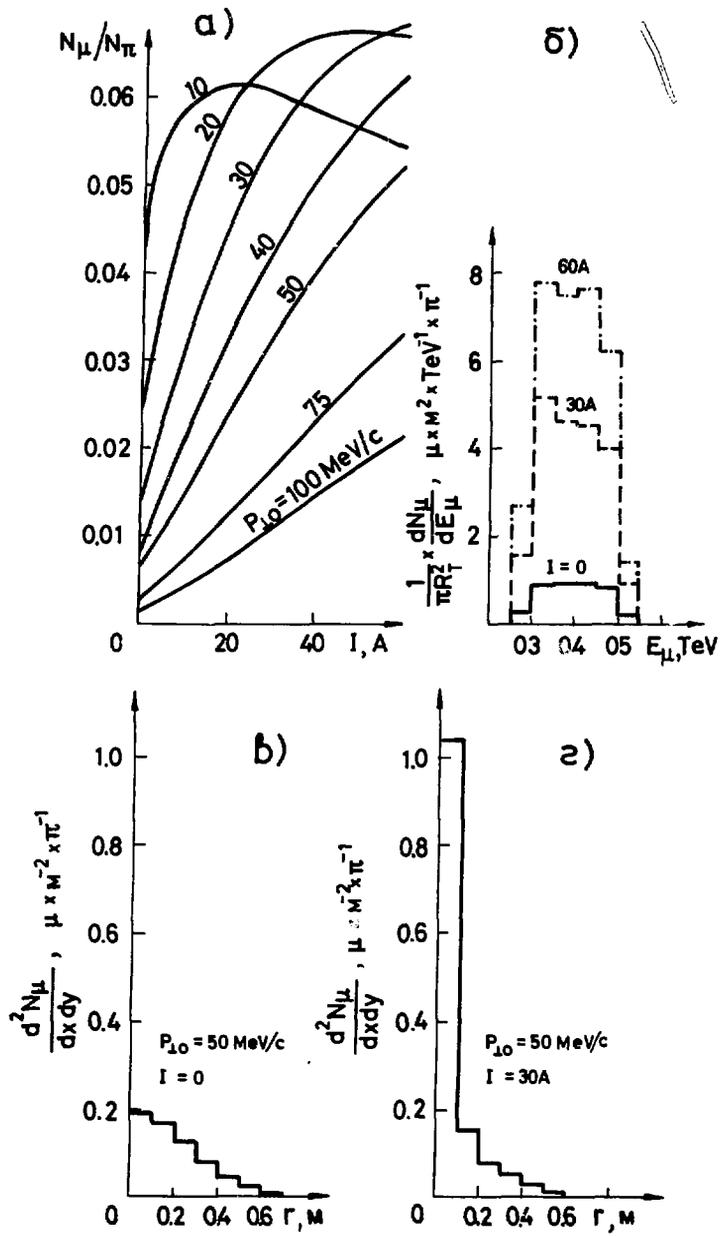


Рис. 8. Зависимость потока мюонов на круг радиусом $R_T = 10$ см от величины тока питания ФН (а); изменение спектральной плотности потока мюонов на тот же круг при изменении тока для $p_{10} = 50$ МэВ/с (б); распределение потока мюонов на выходе ФН по радиусу при $p_{10} = 50$ МэВ/с в токах $I = 0$ (в) и $I = 30$ А (г). Параметры пучка π -мезонов на входе ФН: $E_0 = 0,5$ ТэВ; $\epsilon = 0,06$; $r_0 = 2$ см; параметры ФН: длина 2,5 км; $R_n = 70$ см; $R_c = 1$ мм.

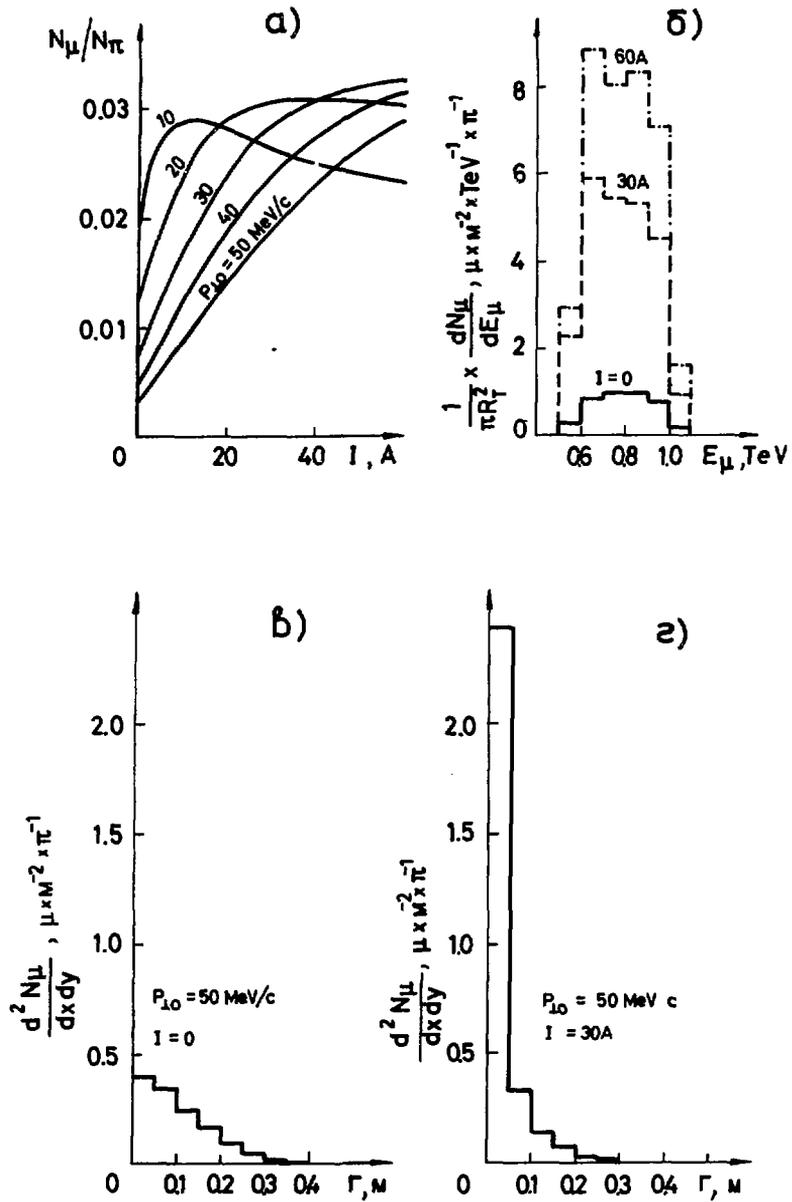


Рис. 8. То же, что и на рис. 8, для $E_0 = 1$ ТэВ. Зависимости на рис. 8а,б относятся к потокам на круг радиусом $R_T = 8$ см.

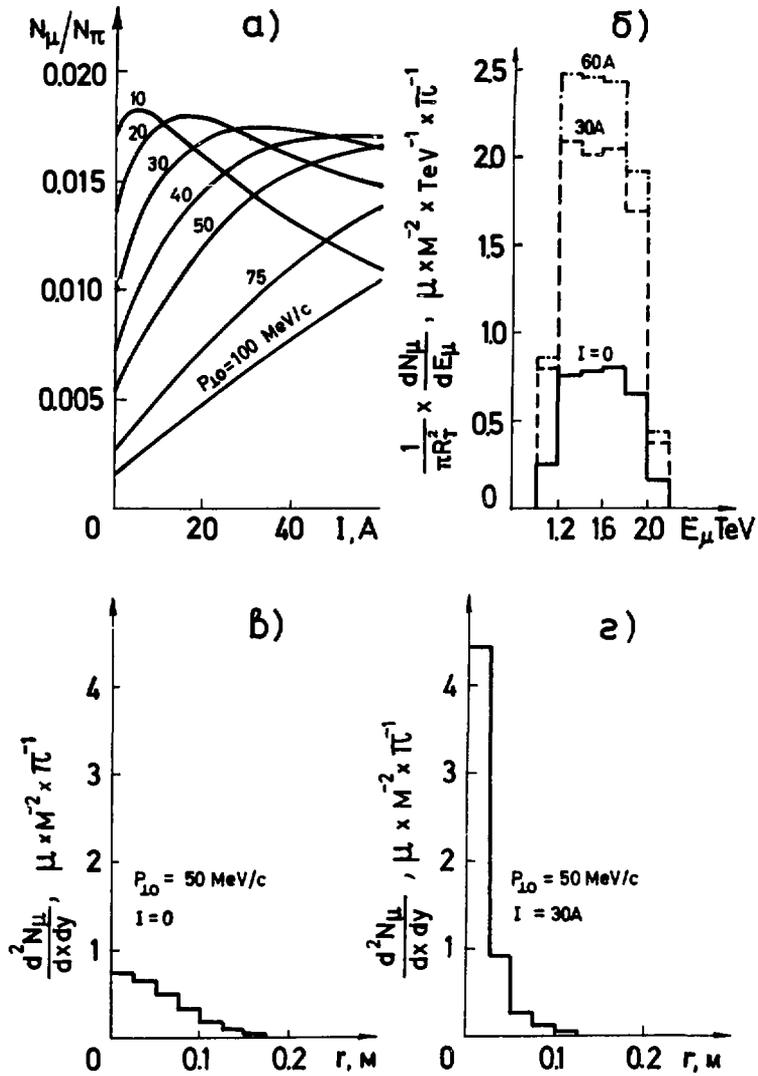


Рис. 10. То же, что и на рис. 9, для $E_0 = 2$ ТэВ ($R_T = 5$ см).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. W.A.Venus, H.W.Wachsmuth. TC-L/Int. 73-2, RL-73-137 (1973).
2. F.A.Nezrick. Nuclear Science, NS-22, N 3, 1479 (1975).
3. M.Faissner, V.Krogh, E.Fiorini. 300 GeV Working Group. Status Report of the Working Parties. July 1972, v. I, p. 163. CERN/ECFA/72/4, Vol. I (1972).
4. Д.Г.Баратов и др. Препринт ИФВЭ 74-143, Серпухов, 1974.
5. В.И.Гаркуша и др. Препринт ИФВЭ 78-7, Серпухов, 1978.
6. В.И.Воронов, И.А.Данильченко, Р.А.Рзаев, А.В.Самойлов. Препринт ИФВЭ 70-93, Серпухов, 1970; Nucl. Instr Meth., 105, 147 (1972).
7. Д.Г.Баратов и др. Препринт ИФВЭ 76-87, Серпухов, 1976; ЖТФ, 47, 1007 (1977).
8. Д.Г.Баратов и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, июль 1977, т. II, стр. 88, Серпухов, 1977.
9. S.van der Meer. CERN Report 61-7, 1961; A.Asner, Ch. Iselin. CERN 65-17, 1965; J.S.Dusseux, J.V.M.Pattison, G.Liebarth. CERN TCD/Int, 72-11, 1972.
10. Т.А.Всеволожская, М.А.Любимова, Г.И.Сильвестров. ЖТФ, 45, 2494 (1975); Б.Ф.Баянов, Г.И.Сильвестров. Препринт ИЯФ СОАН СССР 76-41, Новосибирск, 1976.
11. Д.Г.Баратов и др. Препринт ИФВЭ 72-94, Серпухов, 1972.
12. S.van der Meer. CERN 62-16, 1962.
13. E.Regenstreif. CERN 64-41, 1964.
14. R.J.Stefanski, H.V.White. FN-292, Batavia, 1976.
15. В.И.Балбеков и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, июль 1977, т. I, стр. 127, Серпухов, 1977; В.И.Балбеков и др. Препринт ИФВЭ 78-134, Серпухов, 1978.
16. H.Wachsmuth. CERN/EP/Phys. 77-43, 1977.

Рукопись поступила в издательскую группу
5 октября 1979 года.

Цена 12 коп.

© - Институт физики высоких энергий, 1979.
Издательская группа И Ф В Э
Заказ 1115. Тираж 280. 1 уч. изд. л. Т-20420.
Ноябрь 1979. Редактор Н.В. Ежела.