

20

И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И ЯФ 77 - 28

Г.И.Сильвестров, В.А.Таюрский

ШИРОКОУГОЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ ЛИНЗА  
ДЛЯ СОБИРАНИЯ  $\pi^-$  - МЕЗОНОВ НИЗКИХ  
ЭНЕРГИЙ В ТЕЛЕСНОМ УГЛЕ

10 СТЕРАДИАН

Новосибирск

1977



ШИРОКОУГОЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ ЛИНЗА ДЛЯ СОБИРАНИЯ  
 $\pi^-$  - МЕЗОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ В ТЕЛЕСНОМ УГЛЕ  
10 СТЕРАДИАН

Г.И.Сильвестров, В.А.Таюрский

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассматриваются оптические свойства и конструкция фокусирующей системы для собирания  $\pi^-$ -мезонов низких энергий в телесном угле порядка  $4\pi$ , представляющей собой аксиально-симметричную линзу с магнитным полем  $\sim 100$  кЭ, запитываемую импульсным током 1,4 МА. Приводятся параметры питания для частоты следования импульсов в несколько Герц.

Показано, что поток  $\pi^-$ -мезонов с энергией 30 МэВ в фокусе системы при генерации их электронами с энергией  $\sim 1$  ГэВ на площади  $100 \text{ см}^2$  составит  $\sim 10^{-5}$  на один падающий электрон при максимальной плотности  $\sim 3 \cdot 10^{-7} \frac{\pi^-}{\text{см}^2}$ .



A WIDE-ANGLE MAGNETIC LENS FOR COLLECTING LOW-ENERGY  
 $\pi$ -MESONS IN A SOLID ANGLE OF 10 STERADIAN

G.I.Sil'vestrov, V.A.Tayursky

Institute of Nuclear Physics  
Novosibirsk 90 USSR

Abstract

Optical characteristics and construction of a focusing device for collecting low-energy  $\pi$ -mesons in a solid angle of about  $4\pi$  are considered. The focusing device is an axially symmetric magnetic lens with magnetic field of  $\sim 100$  kOe and pulsating current of  $\sim 1.4$  MA. Parameters of supply system operating at several Herz rate are given.

At area of  $100 \text{ cm}^2$  in the focus plane of the system the 30 MeV  $\pi$ -meson flux, produced by 1 GeV electron beam is  $\sim 10^{-5}$  per 1 electron with a maximum density of  $3 \cdot 10^{-7} \pi/\text{cm}^2$ .

ВВЕДЕНИЕ

Получение интенсивных пучков  $\pi$  и  $\mu$ -мезонов низких энергий является актуальным для исследований по ядерной физике (см., например, [1]), мезохимии [2] и  $\pi^-$ -мезонной лучевой терапии [3-5]. Для получения таких пучков в настоящее время используют ускорители протонов на энергию 600-800 МэВ, так называемые мезонные фабрики, имеющие большие протонные токи (до  $6 \cdot 10^{15}$  р/сек [6]). Однако, рождающиеся на мишенях практически изотропно  $\pi$ -мезоны низких энергий собираются, как правило, в малом телесном угле, поэтому вопрос о повышении интенсивности мезонных пучков кроме очевидного пути - повышения протонных токов - сводится к созданию фокусирующих систем с максимальными углами собирания. В настоящее время известно несколько вариантов широкоугольных фокусирующих устройств, которые, в отличие от традиционных оптических систем для параксиальных пучков на квадрупольных линзах, увеличивают захватываемый телесный угол приблизительно до стерадиана. Эти системы делятся на два типа: соленоидальные линзы с однородным и неоднородным по оси магнитным полем [4] и тороидальные линзы в железной [7] и безжелезной [8] исполнении. Магнитные поля в них возбуждаются постоянными токами и не превышают 20 кЭрст. Дальнейшее повышение углов собирания ограничено как оптическими соображениями - сферическими аберрациями для соленоидальных линз и краевыми эффектами от рассеянных полей в межвитковых зазорах тороидальных линз - так и резким увеличением габаритов и потребляемой мощности.

При использовании пучков от ускорителей с частотой посылок в несколько Герц для светосильной фокусировки могут применяться оптические системы импульсного действия типа параболических линз [9,10], в которых нет указанных выше ограничений - отсутствуют краевые эффекты, так как поле точно ограничено тонкостенными токовыми поверхностями, через которые проходят частицы, и выбором формы этих поверхностей полностью устраняются сферические аберрации для любых углов собирания [11].



Кроме того, амплитуда поля в импульсном режиме может быть увеличена до значений, превышающих 100 кЭрст [12], что уменьшает габариты и энергоёмкость системы.

Ниже рассматривается возможность создания линз такого типа с углами собирания до 10 стерадиан и эффективность использования подобных систем для получения  $\pi$ -мезонных пучков высокой интенсивности, генерируемых электронами и протонами с энергией  $\sim 1$  ГэВ.

### 1. Фокусирующая система

Возможность осуществления такой широкоугольной фокусировки окажется очевидной, если рассмотреть точечный источник с изотропным распределением на оси тонкостенного цилиндра, обтекаемого током, который мы примем за входную поверхность системы, так что все частицы, вылетающие под углами  $0^\circ < \alpha < 180^\circ$  пересекут токовую поверхность и будут двигаться в аксиально-симметричном поле  $\propto 1/r$ . Если выходной поверхности, ограничивающей поле, придать такую форму, что все траектории, пересекая её, будут иметь нулевые углы с осью, то мы получим фокусирующую систему, собирающую частицы практически из полного телесного угла в параллельный пучок. Изменяя профиль выходной поверхности, можно создать пучок, сходящийся в заданную точку на оси системы.

На рис.1 приведён ряд профилей линз и крайних траекторий для частиц с импульсом  $P = 125$  МэВ/с и полем на входной поверхности 50, 75, 100 и 200 кЭрст. Пучок сходится в точку на оси на расстоянии 65 см от источника. Для получения выходных профилей производилось численное интегрирование уравнений движения частиц в аксиально-симметричном поле вида  $H = H_0 \frac{R_0}{r}$ . Видно, что для малых углов  $\alpha_{min} \leq 30^\circ$  образующая выходной поверхности претерпевает перегиб и быстро удаляется от источника, что является ограничением на собирание частиц, летящих вперёд в угле  $\sim 1$  стерадиана. Предельный угол собирания для частиц, летящих назад, составляет  $\alpha_{max} \sim 150^\circ$ , после которого максимальный радиус наружной траектории быстро растёт, что приводит к существенному увеличению продольного и попе-

речного размеров линзы. Поэтому практически рациональный угол собирания составляет  $30^\circ < \alpha < 150^\circ$ , т.е. телесный угол  $\sim 10$  стерадиан.

В системе отсутствуют сферические aberrации, но появляется дополнительный размер пучка в изображении за счёт рассеяния в стенках, критерием допустимости которого является его малость по сравнению с размером, связанным с неточностью источника.

Толщина стенок линзы  $\Delta$  определяется максимально допустимыми механическими напряжениями  $\sigma$ , возникающими в них под действием сил магнитного поля, которые приближённо могут быть рассчитаны как напряжения, возникающие в цилиндре радиуса  $R_0$  под действием внешнего всестороннего давления  $P$ . Имеем  $\sigma = \frac{PR_0}{\Delta}$ , так что для ориентировочной оценки толщины стенок можно пользоваться выражением

$$\Delta = \frac{1.25 \cdot 10^7 H_0^2 R_0}{\pi \sigma} = \frac{5 \cdot 10^9 Y^2}{\pi \sigma R_0} \quad (1)$$

(здесь  $H_0$  - в Эрст,  $Y$  - в А,  $R_0$  - в см,  $\sigma$  - в  $\frac{кг}{см^2}$ ). Детальный расчёт механической прочности подобных линз как колебательных систем в режимах динамического нагружения приведён на [12, 13].

Очевидно, что максимальные механические напряжения от поперечных и продольных нагрузок будут возникать в местах сложного профиля на переходе от цилиндрической входной поверхности к выходной, поэтому рационально входную поверхность выполнять в виде конуса, сохранив максимальное поле в месте входа частиц с самыми большими углами, траектории которых определяют размер линзы.

Профиль линзы, на примере которой проведено рассмотрение фокусирующих свойств и эффективности подобных систем, приведён на рис.2. Входная поверхность задавалась конусом, который в координатах  $r, Z$  рисунка определяется уравнением  $r = 0,1 \cdot Z + 4,2$ . Выходной профиль определялся из условия попадания частиц с импульсом  $P = 100$  МэВ/с в точку  $Z = 50$  см, источник расположен в точке  $Z = -15$  см. Угол собирания



$30^\circ \leq \alpha \leq 150^\circ$ , угол сходимости в изображении составляет  $\alpha_{сх} = 25^\circ$ . Максимальный радиус наружной траектории для  $\alpha_{сх} = 150^\circ$  составляет  $R_{\max} = 22$  см.

Линза запитывается импульсом тока амплитудой  $J = 1,4$  МА, максимальное поле на входной поверхности на радиусе  $R = 2,5$  см составляет  $H_{\max} = 112$  кЭрст. При расчёте эффектов рассеяния принималось, что входная поверхность имеет толщину стенки  $\Delta_1 = 0,5$  см, выходная  $\Delta_2 = 0,2$  см, и линза изготавливается из термообработанного алюминиевого сплава с допустимыми напряжениями  $\sigma = 2000 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ .

При таких параметрах и точечном источнике среднеквадратичный размер пучка в плоскости изображения, определяемый углами рассеяния, составляет  $\langle R_\theta^2 \rangle = 23 \pm 1,7 \text{ см}^2$ , причём рассеяние во входной поверхности даёт  $\langle R_{\theta_1}^2 \rangle = 18 \pm 1,4 \text{ см}^2$ , в выходной  $\langle R_{\theta_2}^2 \rangle = 6,6 \pm 0,6 \text{ см}^2$ .

Если предположить, что соосный с линзой бесконечно тонкий первичный пучок проходит по оси тонкой цилиндрической мишени длиной  $L_c$ , совмещённой центром с предполагаемым точечным источником, и вторичные частицы рождаются равномерно по длине мишени, то среднеквадратичный размер пучка в фокусе  $\langle R_c^2 \rangle$ , определяемый продольным размером источника, будет зависеть от  $L_c$  как показано на рис.3. При длине мишени, равной  $L_c = 2$  см  $\langle R_c^2 \rangle \approx \langle R_\theta^2 \rangle$ , так что при длине мишени  $L_c > L_\theta$  рассеянием можно практически пренебречь.

Следует заметить, что с уменьшением импульса собираемых частиц при неизменной геометрии профилей линзы необходимое магнитное поле пропорционально уменьшается, что позволяет, согласно (I), квадратично уменьшить толщину стенки  $\Delta$ , однако эффект рассеяния при этом не изменится, так как угол рассеяния  $\theta \sim \frac{\sqrt{\Delta}}{\rho c} \sim \frac{H}{\rho c}$  останется постоянным. Уменьшения эффектов рассеяния при заданной энергии можно достигнуть изменением геометрии линзы двумя способами:

I. При заданном токе увеличивать радиус входной поверхности  $R_0$ , что позволит по (I) уменьшить толщину стенки  $\Delta$  и как  $\sqrt{\Delta}$  — угол рассеяния. При этом увеличиваются размеры и объём линзы и растёт энергоёмкость системы.

2. При заданном  $R_0$  уменьшением поля на входной поверхности  $H_0$  можно пропорционально  $H_0^2$  уменьшить  $\Delta$ , так что угол рассеяния будет уменьшаться пропорционально полю. Как видно из рис.1, при этом либо уменьшается угол собирания, либо растёт продольный размер линзы и она становится нетехнологичной.

Поскольку линза не собирает частицы летящие вперёд в угле порядка стерадиана, то там размещается конусная пробка из вольфрама, поглощающая основной поток фоновых частиц за мишенью и ограничивающая дрейфовое пространство за выходной поверхностью со стороны малых углов (рис.4). Со стороны наружных траекторий пространство за линзой ограничено конусным отверстием в защите, так что поверхности внутреннего и наружного конусов диафрагмируют пучок и ограничивают спектр импульсов, пропускаемых линзой (рис.6). Для лучшей сепарации пучка за выходной поверхностью могут быть расположены ряд дополнительных конусных диафрагм, образующие которых совпадают с равновесными траекториями.

## 2. Конструкция и система питания линзы

Большой опыт, накопленный в ИЯФ СО АН СССР по созданию и исследованию подобных тонкостенных оболочек, обтекаемых импульсным током и сохраняющих механическую прочность при магнитных полях более 100 кЭрст, отражён в работах [9,10,12]. Специфическая форма профиля токовых поверхностей данной линзы требует специального исследования её механических свойств в режимах динамического нагружения, которые в данной работе не рассматриваются.

Основные проблемы конструктивного выполнения линзы состоят в создании надёжных токоподводов на токи до 1,5 МА, которые при обеспечении жёсткой заделки торцев линзы и необходимых контактных усилий не создавали бы дополнительных статических продольных напряжений в рабочих сечениях линзы, и обеспечение интенсивного охлаждения тонкостенных токовых оболочек при частоте циклов в несколько Герц.



На рис.4 приведено сечение линзы с токоподводящими шинами и трансформатором. Корпус линзы (8) вставляется в профилированную по наружной траектории коаксиальную ошиновку (7) и жёстко крепится к её выходному торцу прижимным кольцом (9). Второй торец линзы при этом не закреплён в продольном направлении и соединяется с токоподводом (I3) цанговыми перемычками (I5), равномерно распределёнными по периметру в количестве 18 штук. После затяжки контактов свободный торец линзы жёстко фиксируется относительно детали (I6) системой чередующихся прижимных и отжимных болтов.

Конусная вольфрамовая пробка (I9), служащая для гашения фона за мишенью, является одновременно силовым элементом конструкции. Через проходную деталь (20) она центрируется и прижимается к корпусу линзы в месте стыка входной и выходной поверхностей и обеспечивает третье место жёсткой заделки корпуса линзы, который по механическим свойствам разделяется таким образом на две части: конус, жёстко заделанный на торцах и воспринимающий, в основном, усилия равномерного поперечного сжатия, и купол с жёсткой заделкой в вершине и в основании, нагруженный неравномерно распределённым по поверхности давлением.

Коаксиальная ошиновка линзы подключается непосредственно к трансформатору цанговым зажимом (6); второй торец линзы подключается к трансформатору аналогичным цанговым зажимом (I2) через цилиндрический токоподвод (I3) и переходные цанги (I5).

Водяное охлаждение корпуса линзы может быть выполнено двумя вариантами. При частоте циклов  $\sim 0,2$  Гц и менее мощность, выделяемая в линзе, может сниматься распылением воды на её внутреннюю поверхность подобно тому как описано в работе [I2]. На рис.4 приведена конструкция более интенсивной системы охлаждения, которая при некоторой потере в прозрачности линзы способна обеспечить отвод тепла при частоте циклов в несколько Герц и тепловых напорах в самом напряженном месте линзы — конусной части — около  $100 \text{ Вт/см}^2$ . Для этой цели корпус линзы делается двухслойным, что позволяет обеспечить обтекание рабочей части линзы сплошным потоком воды и создать наилучшие

условия теплоотвода. Внутренняя, нетоковая ободочка линзы выполняется из двух частей, герметизированных на торцах и в месте стыка с каждой пробкой, как показано на рис.4.

Линза запитывается униполярным импульсом тока синусоидальной формы от разряда конденсаторной батареи, включаемой системой тиристорных вентиляей, на индуктивность нагрузки, которую представляет собой линза, через согласующий трансформатор с малым рассеянием. Техника создания подобных генераторов в настоящее время достаточно развита [I4], и трудности состоят, главным образом, в разработке системы вентиляей из большого числа параллельно-последовательно включенных тиристоров для коммутации больших реактивных мощностей, если возникнет необходимость снизить тепловые нагрузки на корпусе линзы при частоте следования импульсов  $f \approx 10$  Гц путём уменьшения их длительности до величины  $\tau \approx 100$  мксек. В геометрии рис.4 линза имеет индуктивность  $L_n = 50$  нГенри и при токе  $I_n = 1,4 \cdot 10^6$  А энергия магнитного поля в рабочем объёме составляет  $W_n = 50 \text{ кДж}$ . При длительности импульса тока  $\tau = 100$  мксек на линзе выделяется напряжение  $V_n \approx 2,5$  кВ, так что при коэффициенте трансформации  $N = 10$  в первичной цепи необходимо коммутировать токи  $I_1 = 140 \text{ кА}$  при напряжении, с учётом паразитных параметров генератора,  $V_1 \approx \pm 15$  кВ (первичная обмотка трансформатора имеет заземленную среднюю точку), т.е. реактивная мощность генератора составит  $W_\omega = 4$  гигаВатт. Подобный генератор разработан в ИЯФ СО АН и в настоящее время производятся испытания одной его секции, состоящей из 24 параллельно включенных ветвей по 10 последовательных тиристоров ТД-200 I5 класса в каждой. С уменьшением частоты следования можно пропорционально увеличивать длительность импульса и генератор при этом резко упрощается. Линза имеет достаточно высокую добротность ( $\frac{L\omega}{R} \sim 50$ ), так что мощность активных потерь в контуре при частоте  $f = 10$  Гц составит  $W_R \sim 15+20$  кВт и максимальный тепловой напор в конусной части линзы будет  $\sim 100 \text{ Вт/см}^2$ .

Конструкция согласующего трансформатора ясна из рис.4. Сечение железа (2) составляет  $400 \text{ см}^2$ , размах индукции при работе с перемангничиванием — до 20 кГаусс. Торондальный объёмный виток вторичной обмотки (I,5) изготовлен из алюминия и состоит



из двух частей, закороченных на наружном радиусе и образующих зазор на внутреннем. В теле витка по образующим цилиндрических частей сделаны сквозные сверления диаметром 15 мм в два ряда на внутреннем радиусе и в один ряд — на наружном, соединённые радиальными пазами на торцах, в которые вкладываются витки первичной обмотки из провода БПВЛ-50 — 10 параллельных секций по 10 витков каждая. Такая конструкция образует кабельный трансформатор с уравновешенной первичной обмоткой и минимальным рассеянием.

### 3. Параметры $\pi^-$ -мезонного пучка

Создание фокусирующей системы, собирающей практически все  $\pi^-$ -мезоны заданного интервала импульсов, рождающиеся в мишени, позволит получать интенсивные пучки мезонов не только на протонных, но и на электронных ускорителях.

Вопрос о достаточно высокой эффективности генерации  $\pi^-$ -мезонов электронами высокой энергии при определённых условиях конверсии впервые обсуждался в работе [5]. По данным этой работы для Стенфордского проекта, в котором пучок  $\pi^-$ -мезонов для лучевой терапии, рождаемых электронами, предполагается формировать, собирая их в угле порядка стерадиана системой из 60 квадрупольных линз, расположенных симметрично вокруг мишени, и соответствующими поворотными магнитами получать сходящийся (конвергентный) пучок пионов, суммарный их поток в фокусе системы ожидается всего в 30 раз меньшим, чем от протонного пучка той же энергии ( $E_p \sim 1$  ГэВ) при одинаковых условиях собирания.

Как показано ниже, полный выход  $\pi^-$ -мезонов с энергией  $E_\pi \approx 30$  МэВ в заданный интервал по импульсам  $\frac{dN}{dP}$  при генерации электронами и протонами одинаковой энергии отличается приблизительно в 100 раз, однако геометрические условия конверсии существенно различны, так как для эффективного использования протонного пучка продольный размер мишени должен быть порядка длины неупругого ядерного взаимодействия ( $\lambda_{in} = 10$  см вольфрама при  $E_p \approx 800$  МэВ), в то время как при конверсии электронов максимум каскадной кривой для фотонов с  $E_\gamma > m_\pi$ , генерирующих пионы, по данным [16] для свинца приходится на

толщину  $t_{max} \approx 1,5 X_0$  (радиационная единица  $X_0 = 0,35$  см для вольфрама), что повышает относительную яркость источника  $\pi^-$ -мезонов и, созданная лучшие условия для безабберационной фокусировки, увеличивает плотность их потока в фокусе системы, частично компенсируя различие в сечениях рождения.

В расчётах, приведённых ниже, была выбрана цилиндрическая вольфрамовая мишень длиной  $L_c = 2$  см ( $5,7 X_0$  вольфрама). При такой длине мишени размер пучка в фокусе системы, определяемый разбросом точек рождения пионов, равен размеру, определяемому рассеянием в стенках линзы (см. рис. 3). Для упрощения предполагалось равномерное рождение пионов по длине мишени, что ухудшает картину, так как реально максимальная плотность выхода пионов соответствует максимуму каскадной кривой, так что эффективная длина мишени будет меньше 2 см и размер пучка в фокусе будет определяться в основном рассеянием в стенках линзы.

Первичный пучок считался бесконечно тонким, что мало отличается от случая конечного размера пучка с диаметром в несколько миллиметров, равного диаметру мишени, так что взаимодействием пионов с мишенью — рассеянием и ионизационными потерями — можно пренебречь.

При энергии начального пучка  $E_e \lesssim 1$  ГэВ основной вклад в образование  $\pi^-$ -мезонов даёт единичное фоторождение пионов на ядрах вещества мишени  $\gamma$ -квантами электронно-фотонного каскада. Для оценки энергетического спектра  $\pi^-$ -мезонов мы использовали экспериментальные данные по инклюзивным спектрам  $\frac{d^2N}{dP d\Omega}$  фоторождения пионов на ядрах углерода и меди [17, 18]. Согласно [18] при энергии фотонов  $300 \lesssim E_\gamma \lesssim 700$  МэВ и  $\theta_{lab} \approx 28^\circ$ ,  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (A-Z)^{0,8}$  ( $A$  — атомный вес,  $Z$  — атомный номер ядра). Как следует из данных по фоторождению  $\pi^-$  на нейтронах (см. обзор [19]), при  $E_\gamma \lesssim 1$  ГэВ  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim const$  в лабораторной системе. Для выхода фотопионов из конвертора в полный телесный угол имеем:

$$\frac{dN_\pi}{dP_\pi} = \frac{N_A}{A} \left( \frac{A-Z}{6} \right)^{0,8} \int_{E_{пор}}^{E_0} g(E_0, E_\gamma) dE_\gamma \int_0^\pi 2\pi \sin\alpha d\alpha \frac{d^2\sigma_c(E_\gamma, P_\pi, \alpha)}{dP_\pi d\Omega} \quad (2)$$



где  $E_{пор} \approx E_{\pi}$  - порог фоторождения пионов с импульсом  $P_{\pi}$ ,  
 $g(E_0, E_{\gamma}) = 0,57 \frac{E_0}{E_{\gamma}^2} X_0$  - дифференциальный пробег фотонов [20, 21],  $N_A$  - число Авогадро,  $\frac{d^2\sigma_c}{dP_{\pi} d\Omega}$  - двойное дифференциальное сечение одиночного рождения  $\pi^-$ -мезона на ядрах углерода [17, 18].

Численное интегрирование (2) даёт спектр, приведённый на рис. 5, из которого следует, что в области  $P_{\pi} \approx 100-150 \text{ МэВ/с}$

спектр изменяется мало и можно принять для оценок

$$\frac{dN}{d\rho} \approx 10^{-6} \left[ \frac{\pi^-}{\text{МэВ/с}} \right]$$

На рис. 6 приведён спектр  $\pi^-$ -мезонов в фокусе линзы внутри круга радиуса  $R$  при различных  $R$  (1-2 см, 2-4 см, 3-8 см).

Спектр нормирован на полное число пионов, проходящих через линзу в угле  $30^\circ < \alpha < 150^\circ$ . Причина смещения максимума спектра с  $P_{\pi} = 100 \text{ МэВ/с}$ , для которого были рассчитаны профили линзы, на  $P_{\pi} \approx 105-110 \text{ МэВ/с}$  объясняется эффектом рассеяния во входной стенке линзы, при котором увеличивается  $\psi$  - составляющая полного импульса и уменьшается составляющая импульса, перпендикулярная полю и ответственная за фокусировку.

В таблице 1 приведена средняя плотность потока  $\pi^-$ -мезонов в круге радиуса  $R$  на один падающий электрон, а также плотности потока для фона  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $n$

Таблица 1

	$R = 2 \text{ см}$	$R = 4 \text{ см}$	$R = 8 \text{ см}$	Ширина спектра
$\pi^-$	$3 \cdot 10^{-7} \pi^-/\text{см}^2$	$1,7 \cdot 10^{-7} \pi^-/\text{см}^2$	$7 \cdot 10^{-8} \pi^-/\text{см}^2$	$=105 \pm 15 \frac{\text{МэВ}}{\text{с}}$
$e^-$	$6 \cdot 10^{-6} e^-/\text{см}^2$	$3,4 \cdot 10^{-6} e^-/\text{см}^2$	$1,4 \cdot 10^{-6} e^-/\text{см}^2$	$=105 \pm 15 \frac{\text{МэВ}}{\text{с}}$
$\mu^-$	$\sim 0,1\% \pi^-$	$\sim 0,1\% \pi^-$	$\sim 0,1\% \pi^-$	$=105 \pm 15 \frac{\text{МэВ}}{\text{с}}$
$n$	$3 \cdot 10^{-8} n/\text{см}^2$	$3 \cdot 10^{-8} n/\text{см}^2$	$3 \cdot 10^{-8} n/\text{см}^2$	—

Оценка фона  $\mu^-$ -мезонов от  $\mu^- \mu^+$  пар производилась с помощью сечения образования мюонных пар фотонами [22].

Фон фотонейтронов оценивался согласно [23] с учётом ослабления потока нейтронов вольфрамовой пробкой длиной 60 см.

Поток выходящих из конвертора электронов был рассчитан с помощью программы [24]. Основной поток ливневых электронов с энергией  $E_e \sim 100 \text{ МэВ}$  выходит вперед в сравнительно небольшом телесном угле ( $\Omega < 1$  стерадиана) и тормозится в вольфрамовой пробке, однако электроны из хвостов углового распределения с  $\theta_e^2 > \langle \theta_e^2 \rangle$  собираются линзой и создают основной фон в фокусе системы. В случае необходимости, фон электронов может быть снижен увеличением угла, занятого пробкой. Оптики показывают, что увеличение угла с  $30^\circ$  до  $40^\circ$  уменьшает фон приблизительно в 4 раза.

Для сравнения полученных данных с вариантом рождения  $\pi^-$ -мезонов протонами, были произведены оценки эффективности собирания линзой пионов, генерируемых протонным пучком с энергией  $E_p \sim 800 \text{ МэВ}$ . В расчетах принималась мишень из вольфрама длиной  $L_c = \lambda_{in} = 10 \text{ см}$  с теми же предположениями о поперечных размерах пучка и мишени. Центр мишени помещался в точку  $Z = -15 \text{ см}$  (рис. 2). Разброс точек рождения по оси мишени разгравался по распределению  $f(z) \propto \exp(-z/\lambda_{in})$

Согласно экспериментальным данным [15] при  $E_p = 730 \text{ МэВ}$ , для реакции  $p + p \rightarrow \pi^+ + \dots$  спектр экстраполируется для  $P_{\pi} = 100 \text{ МэВ/с}$  значением  $\frac{dN}{d\rho} \approx 1 \cdot 10^{-4} \left[ \frac{\pi^-}{\text{МэВ/с}} \right]$  на одно неупругое взаимодействие.

В расчёте не учитывалось изменение сечения рождения пионов по длине мишени за счёт торможения протонов, так что полученные данные нужно считать оценочными. Результаты расчёта параметров  $\pi^-$ -мезонного пучка в фокусе системы приведены в таблице 2, где дана средняя плотность потока частиц в круге радиуса  $R$ , отнесённая к одному протону.

Таблица 2

	$R = 2 \text{ см}$	$R = 4 \text{ см}$	$R = 8 \text{ см}$	Ширина спектра
$\pi^-$	$3 \cdot 10^{-5} \pi^-/\text{см}^2$	$1,5 \cdot 10^{-5} \pi^-/\text{см}^2$	$7,5 \cdot 10^{-6} \pi^-/\text{см}^2$	$105 \pm 25 \frac{\text{МэВ}}{\text{с}}$



Следует обратить внимание на существенно большую ширину энергетического спектра пучка, собираемого с протяжённой мишени ( $\rho_{\pi} = 100 \pm 25 \text{ МэВ/с}$ ), что является следствием специфики хроматических свойств линзы для протяжённых источников.

Поскольку частицы, вышедшие из начала протяжённой мишени, проходят в поле путь больший, чем частицы, вышедшие с конца, а благодаря конусной форме входной поверхности они вначале попадают ещё и в большее поле, то при одном и том же угле входа интегралы от поля по траектории у них существенно отличаются, так что линза собирает с центра мишени преимущественно частицы с равновесными импульсами, со входа — с большими, а с выхода — с меньшими импульсами, обеспечивая подобие ахроматической фокусировки для достаточно широкого импульсного интервала.

При генерации протонами работа с  $\mathcal{K}^-$ -мезонами пучком непосредственно в фокусе системы будет, повидимому, затруднена из-за очень высокого фона нейтронов и протонов первичного пучка, для поглощения которых локальная защита за мишенью явно недостаточна, так что потребуются специальная система для транспортировки мезонного пучка в область с меньшим уровнем фона.

### З а к л ю ч е н и е

В настоящей работе показана принципиальная и техническая возможность создания фокусирующей системы, способной собирать  $\mathcal{K}^-$ -мезоны низких энергий практически в полном телесном угле.

Приведённая конструкция является эскизным проектом одного из вариантов выполнения подобной системы с предельно напряжёнными параметрами (поле, ток, тепловые нагрузки), которые могут быть снижены при выборе и оптимизации параметров конкретных конструкций с несущественным ухудшением физических свойств фокусировки. Мы умышленно остановились на подробном описании некоторых технических деталей данной конструкции — способов подвода тока и крепления линзы, системы охлаждения, импульсного трансформатора и системы питания, — чтобы показать, что совре-

менный уровень развития и накопленный опыт в технике сильных импульсных магнитных полей ( $H > 100 \text{ кЭрст}$ ) и больших импульсных токов ( $I > 1 \text{ МА}$ ) позволяет выбирать параметры подобных систем в указанном диапазоне полей и токов не опасаясь принципиальных технических сложностей.

В отличие от рассмотренной системы, существующие широкоугольные фокусирующие устройства со стационарными магнитными полями [4,5,7] имеют два очевидных недостатка — малый по сравнению с  $4\pi$  угол собирания и большой продольный размер, соответствующий длине траектории частиц порядка или более распадной длины  $\mathcal{K}$ -мезонов, однако они могут применяться на ускорителях непрерывного действия, повышая поток пионов за счёт большой величины среднего протонного тока.

Создание фокусирующих систем с большими импульсными магнитными полями позволит увеличить в 10–20 раз угол собирания и уменьшить длину траектории до величины, практически исключающей потери за счёт распада  $\mathcal{K}$ -мезонов ( $l \lesssim 1\text{м}$ ), повышая коэффициент собирания пионов на один протон почти на два порядка, что компенсирует снижение интенсивности мезонных пучков за счёт меньшего среднего тока первичных частиц при частоте циклов в несколько Герц. Особенно привлекательной представляется открывающаяся при этом возможность получения достаточно интенсивных мезонных пучков на электронных ускорителях с энергией  $\sim 1 \text{ ГэВ}$  и выше из-за их меньшей стоимости и существенного упрощения эксплуатации электрофизического оборудования в условиях практического отсутствия активации под электронным пучком.

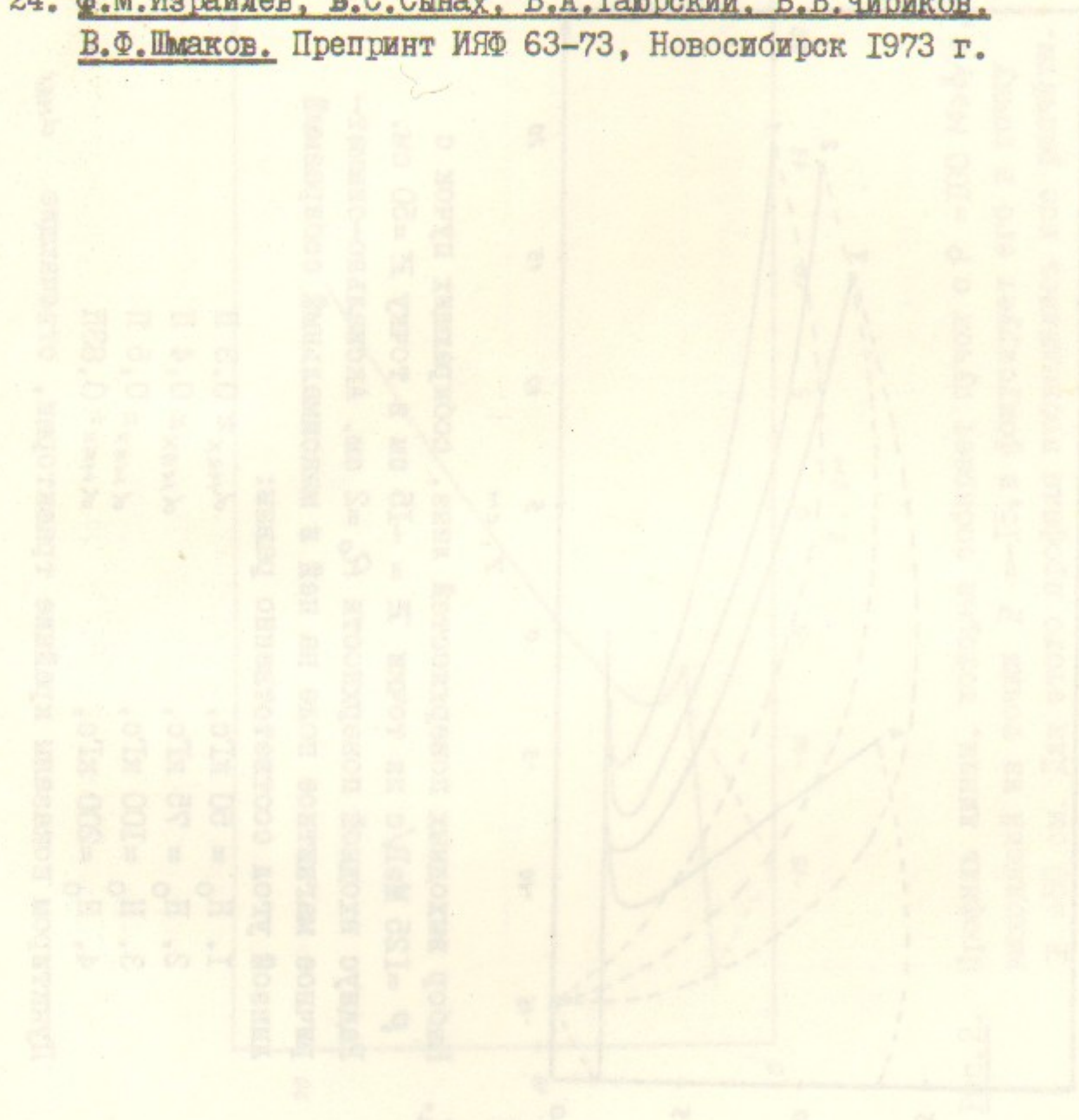
В заключение авторы выражают глубокую благодарность А.Н.Скринскому за полезные замечания при обсуждении работы, Т.А.Всеволожской и В.И.Купчику за обсуждение фокусирующих свойств линзы, В.Н.Тарасюку, Г.С.Виллевалду, В.И.Зайцеву, принимавшим участие в выборе конструктивного варианта линзы, А.Д.Чернякину за разработку прототипа импульсного генератора, В.Я.Чудаеву за обсуждение возможностей применения  $\mathcal{K}$ -мезонных пучков.



### Л и т е р а т у р а

1. В.П.Джелепов и др. Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц. "Наука", Москва, 1975 г.
2. В.И.Гольданский. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям, т. I, стр.62, 1973 г.
3. Н.Н.Блохин. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям, т. I, стр.43, 1973г.
4. В.М.Абазов, В.П.Джелепов, Е.С.Кузьмин, А.Г.Молоканов, О.В.Савченко, Г.П.Решетников, Е.П.Череватенко. Препринт ОИЯИ Р13-8079.
5. Particles Accelerators, v5, 57, 1975. "News and Views".
6. R.L.Burman et al. Nucl. Instr. and Meth. 131, 29, 1975.
7. P.Kofoed-Hansen, J.Lindhard, O.V.Nielsen. Det.Kgl. Danske Vidensk Selsk. Math-Fys. Medd, 25, N 16, 1950.
8. В.В.Владимирский, Е.К.Тарасов, Ю.В.Требуховский, ПТЭ, № I, 13, 1956 г.
9. Т.А.Всеволожская, Л.Л.Данилов, В.Н.Карасюк, Г.И.Сильвестров, Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям. т. II, стр.224, 1972 г.
10. Л.Л.Данилов, С.Н.Родионов, Г.И.Сильвестров, ЖТФ, т.37, 914, 1967.
11. Т.А.Всеволожская, Г.И.Сильвестров, ЖТФ, 43, 61, 1973г.
12. Г.С.Виллевалд, В.Н.Карасюк, Г.И.Сильвестров. Препринт ИЯФ 75-98, Новосибирск 1975 г.
13. Л.Г.Баратов, В.М.Валов, Р.А.Рзаев, В.Л.Рыков, И.М.Шадашов. ПМТФ, 3, 1974, М.
14. Б.Ф.Баянов, А.В.Ильин, В.Н.Панин, А.П.Панов, Г.И.Сильвестров. Труды I Всесоюзного совещания по ускорителям, т. I, стр.283, 1969 г.
15. D.R.F.Cohran et. al. Phys. Rev. D, v6, N11, 3085, 1972.
16. H.Nagel. Zeits. für Physik. 186, 319, 1965.
17. I.Endo et. al. Phys. Lett., 47B, N3, 1973.
18. Y.Sumi. Proc. INS Symp. on electron and photon interactions at resonance region and related topics. p.185, Tokyo, 1975.
19. H.H.Fisher. Proc. of the 6-th International Symposium on Electron and Photon Interactions. p.75, 1974.

20. Б.Росси . Частицы больших энергий. Гос.изд.технико-теоретич. литературы, Москва, 1955 г.
21. C.D.Zerby, H.S.Moran. Journ. of Appl. Phys. 34, N8, 2445, 1963.
22. W.R.Nelson. Nucl. Instr. and Meth. 66, 293, 1968.
23. В.П.Приходько, В.Я.Чудаев. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1974 г.
24. Ф.М.Израилев, В.С.Сынах, В.А.Таврский, Б.В.Чириков, В.Ф.Шмаков. Препринт ИЯФ 63-73, Новосибирск 1973 г.





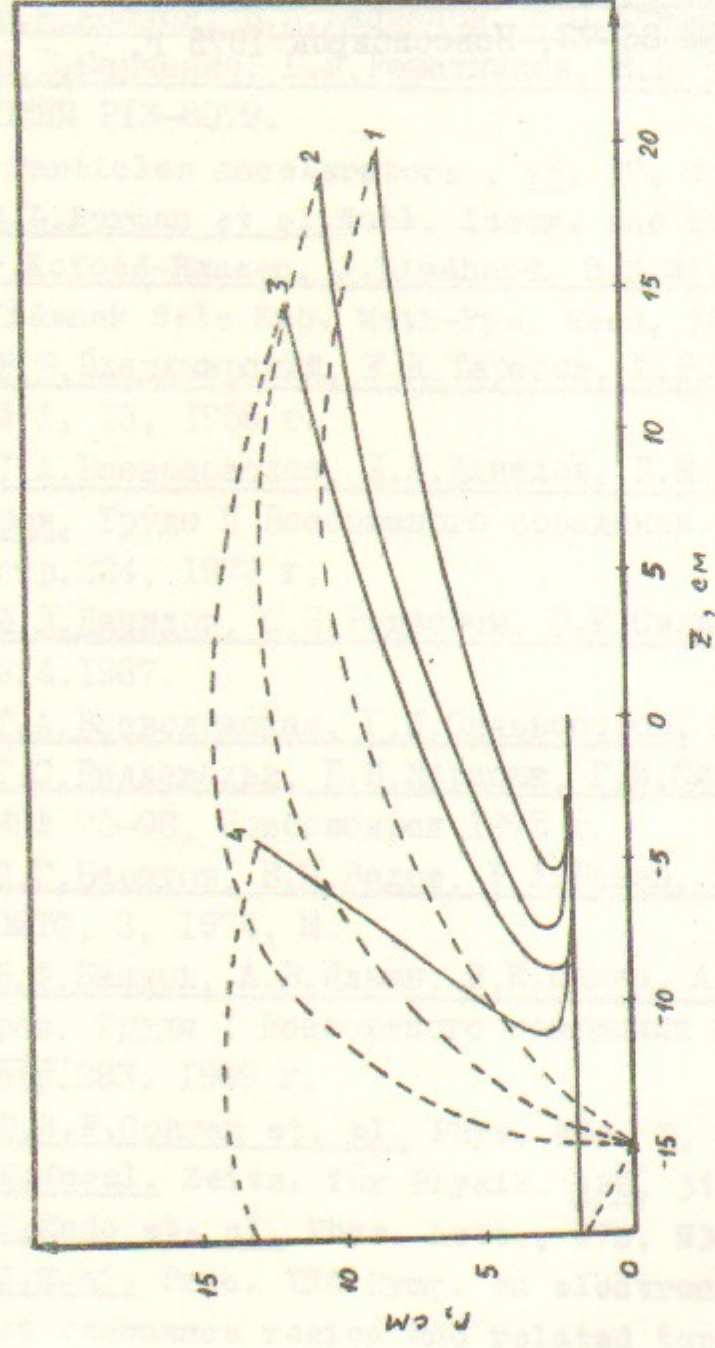


Рис. 1.

Набор выходных поверхностей линз, собирающих пучок с

$\rho = 125$  МэВ/с из точки  $Z = -15$  см в точку  $Z = 50$  см.

Радиус входной поверхности  $R_0 = 2$  см. Аксиально-симметричное магнитное поле на ней и максимальный собираемый линзой угол соответственно равны:

1.  $H_0 = 50$  кГс,
2.  $H_0 = 75$  кГс,
3.  $H_0 = 100$  кГс,
4.  $H_0 = 200$  кГс,

- $\alpha_{\max} \approx 0,3$  П
- $\alpha_{\max} \approx 0,4$  П
- $\alpha_{\max} \approx 0,5$  П
- $\alpha_{\max} \approx 0,83$  П

Пунктиром показаны крайние траектории, отвечающие  $\alpha_{\max}$

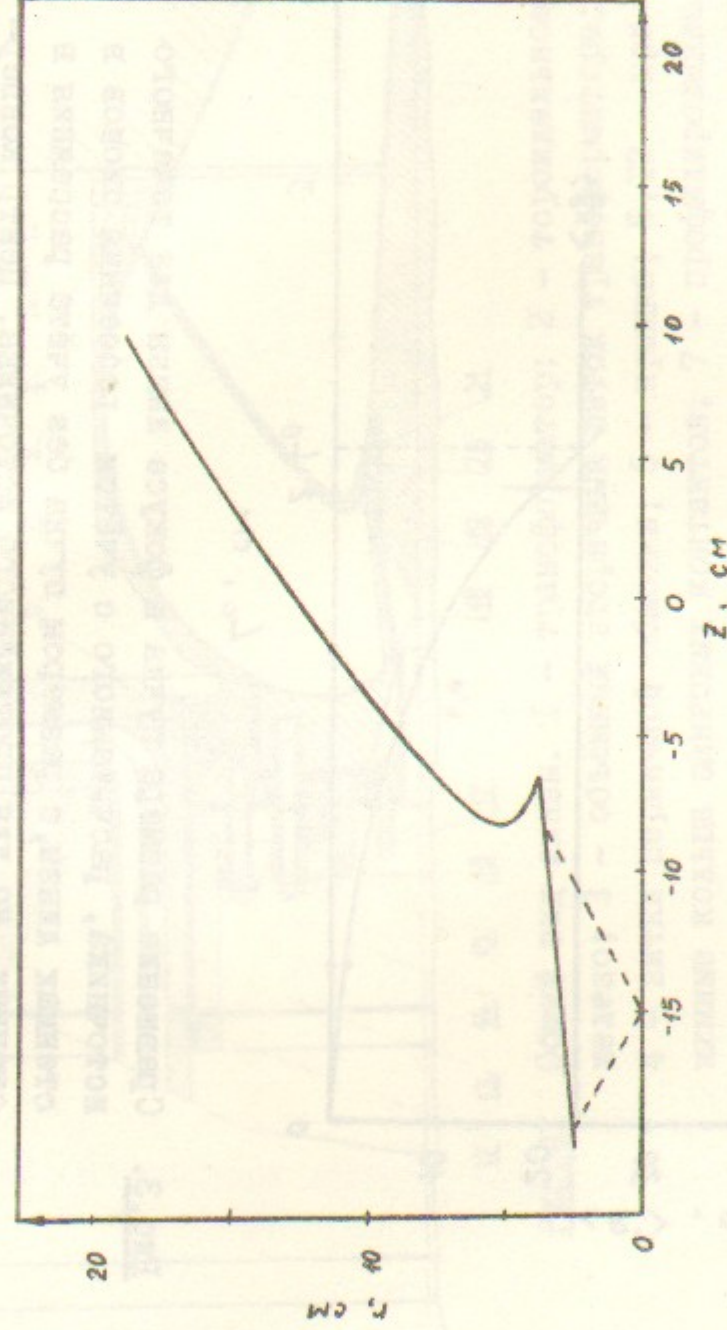


Рис. 2. Профиль линзы, которая собирает пучок с  $\rho = 100$  МэВ/с, выходящий из точки  $Z = -15$ , и фокусирует его в точку  $Z = 50$  см. Для этого профиля проводились все расчёты.



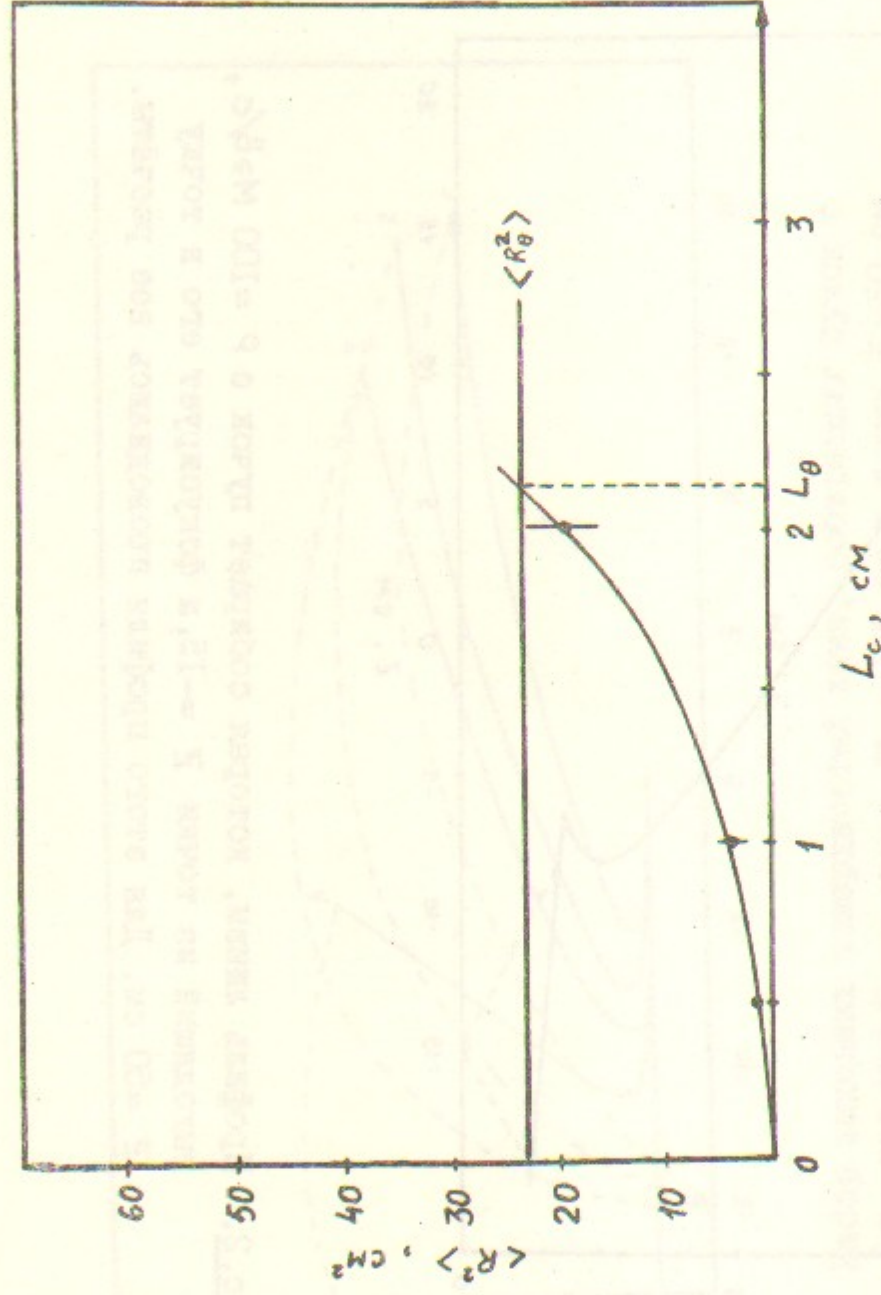


Рис.3. Сравнение размера пучка в фокусе линзы для точечного источника, рассчитанного с учётом рассеяния пионов в стенках линзы, с размером пучка без учёта рассеяния в стенках, но для протяжённого источника. Центр конвертера помещался в точку  $Z = -15$  см. Считалось, что частицы с  $P = 100$  МэВ/с равномерно рождаются вдоль оси конвертера.

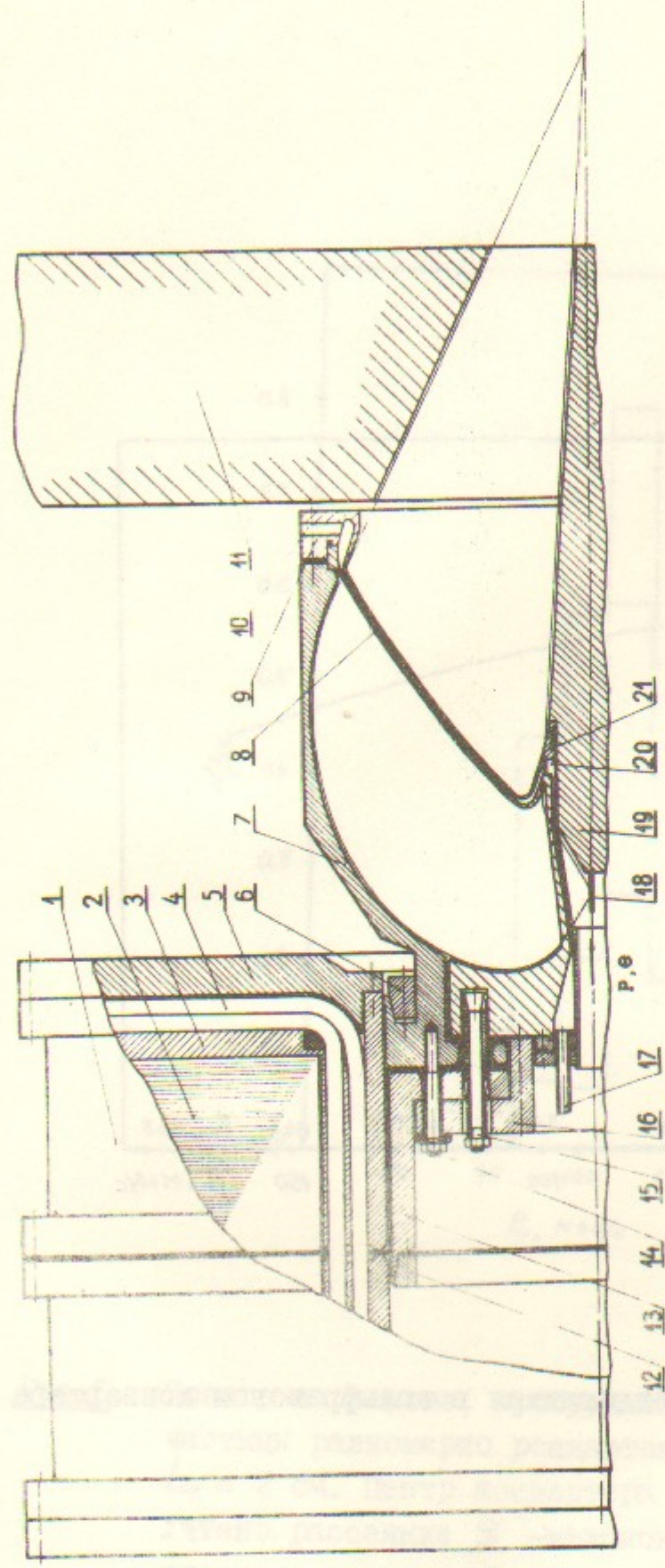


Рис.4. Общий вид линзы. 1 - трансформатор; 2 - тороидальное железо; 3 - объёмный вторичный виток трансформатора; 4 - витки первичной обмотки; 5 - крышка; 6,12 - прижимные кольца цапговых контактов; 7 - профилированная коаксиальная ошиновка; 8 - корпус линзы; 9 - прижимное контактное кольцо; 10,17 - вход и выход системы водяного охлаждения; 11 - свинцовая защита; 13 - коаксиальный токоподвод; 14 - силовые болты, стягивающие ошиновку, 15 - контактные цапги; 16 - упорный фланец для крепления прижимных и отжимных болтов; 18 - мишень; 19 - вольфрамовая пробка; 20 - упорная переходная деталь; 21 - корпус водяного охлаждения.



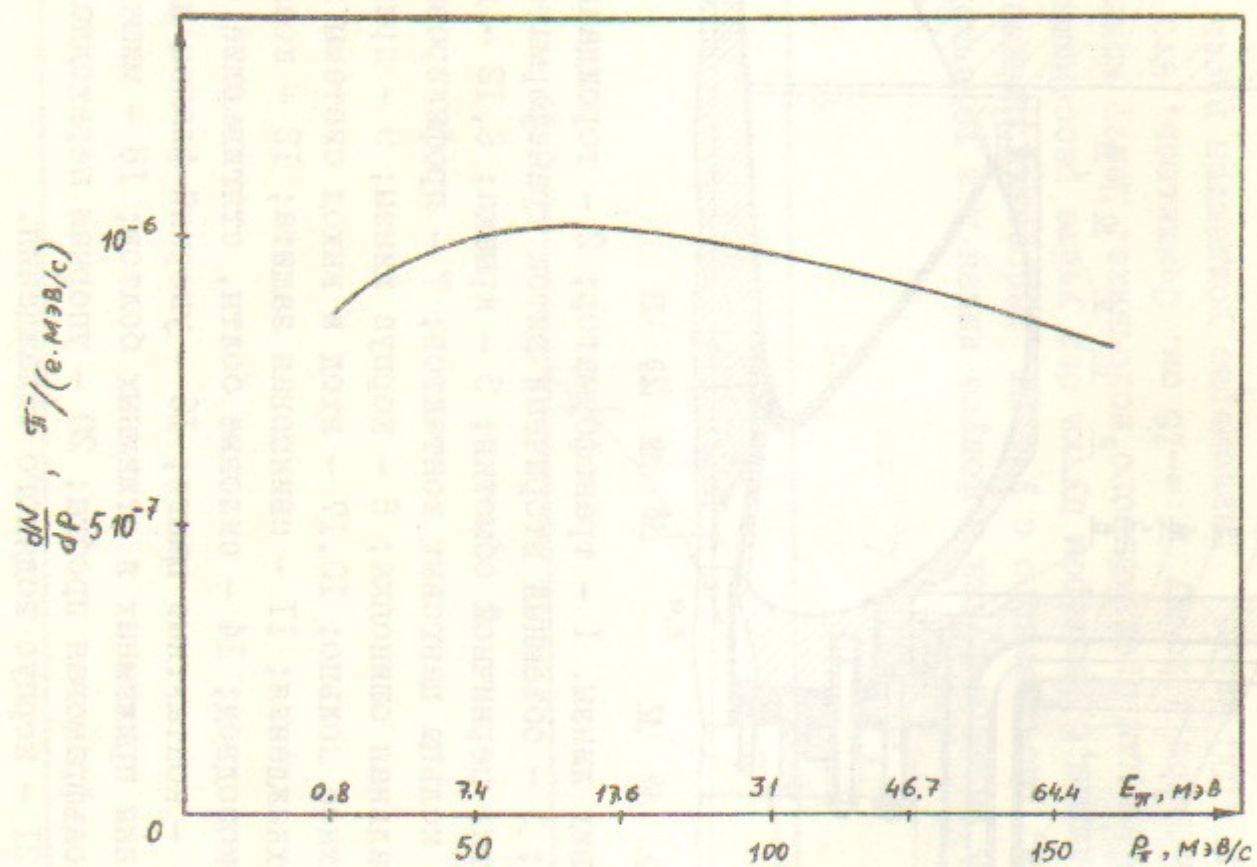


Рис.5. Спектр фотопионов, рождающихся в вольфрамовом конвертере.  
 $E_e = 1 \text{ ГэВ}$ .

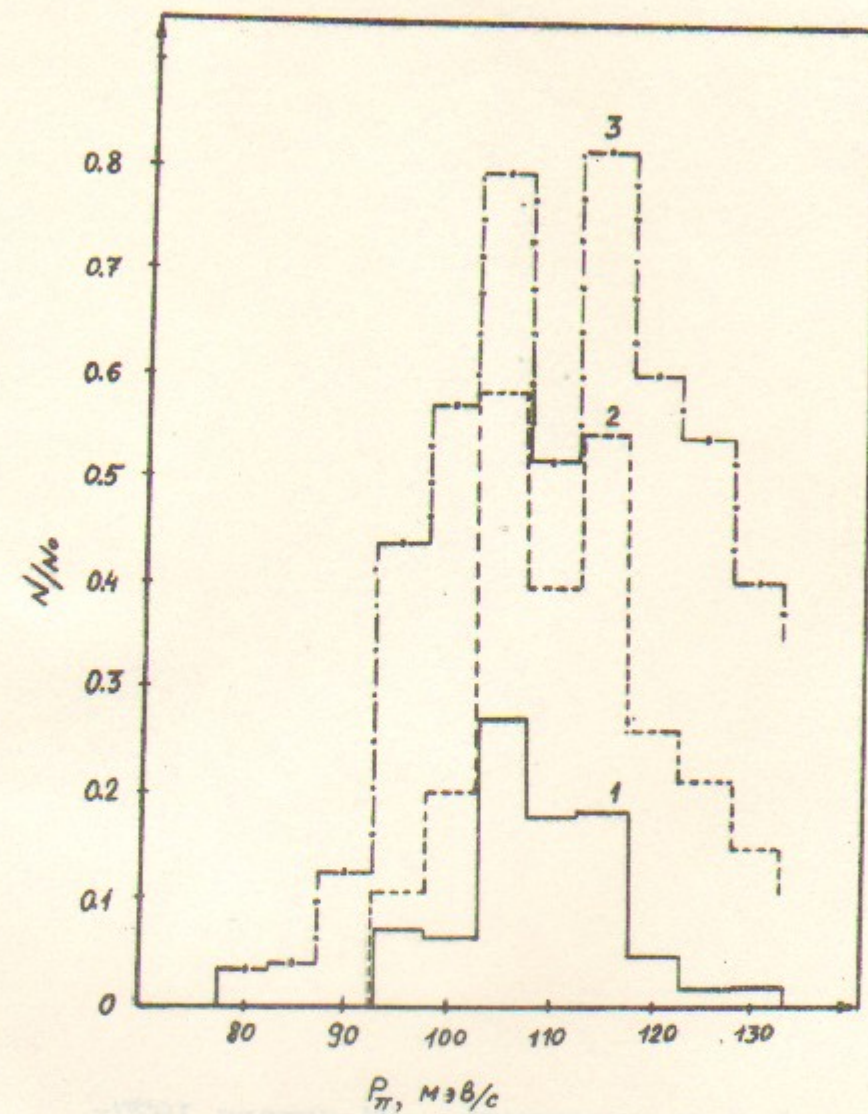
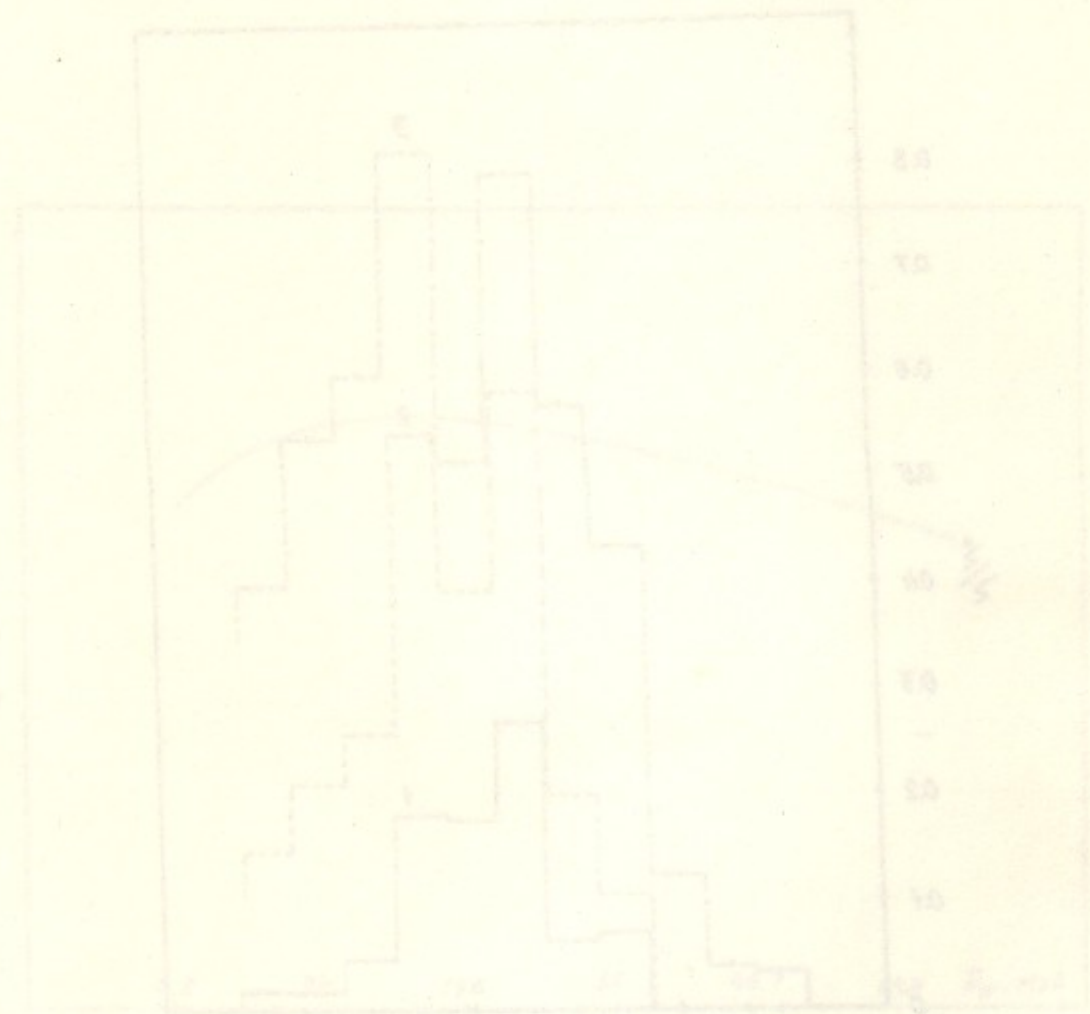


Рис.6. Спектр импульсов, пропускаемых линзой. Считалось, что частицы равномерно рождаются по оси конвертера длиной  $L_c = 2 \text{ см}$ . Центр конвертера помещён в точку  $Z = -15 \text{ см}$ . Учтено рассеяние  $\pi^-$ -мезонов в стенках линзы. 1 - спектр в круге с  $R = 2 \text{ см}$ ; 2 - спектр в круге с  $R = 4 \text{ см}$ ; 3 - спектр в круге с  $R = 8 \text{ см}$ .





Работа поступила - 24 января 1977г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ

Подписано к печати 17.III-1977 г. МН 02691

Усл. 1,4 печ.л., 1,2 учетно-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № 28.

---

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР