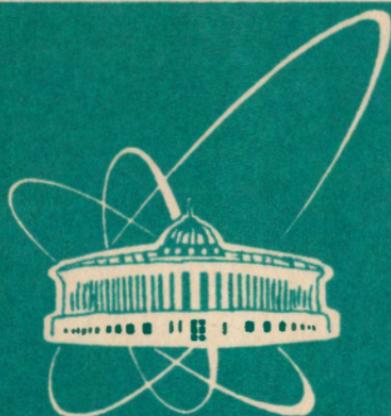


93-81



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P9-93-81

В.М.Абазов, А.Н.Брагин, С.А.Густов, С.А.Кутузов,
И.В.Мирохин, О.В.Савченко

СЕПАРИРОВАННЫЙ ПУЧОК
«ПОВЕРХНОСТНЫХ» МЮОНОВ
ФАЗОТРОНА ЛЯП ОИЯИ

Схема формирования и параметры пучка

1993

I. Введение

В настоящее время значительное число физических экспериментов на мезонных фабриках (SIN - Швейцария[1], LAMPF - США[2], TRIUMF - Канада[3]) проводится с использованием пучков "поверхностных" ("аризоновских") мюонов, впервые полученных на 184-дюймовом циклотроне в Беркли группой исследователей [4] из Университета штата Аризона (США). Благодаря таким уникальным свойствам, как 100%-ная поляризация мюонов и высокая плотность их остановок в веществе, гучки "поверхностных" мюонов находят широкое применение в самых разнообразных областях как фундаментальной, так и прикладной физики и химии (определение сечений редких мод распада мюонов, поиск перехода антимюоний-мюоний, исследование атомарных и молекулярных уровней мюония, исследование характеристик различных веществ μSR - методикой и т.д.).

Основной проблемой при получении пучков "поверхностных" мюонов, удовлетворяющих требованиям физического эксперимента, является их очистка от примеси позитронов, которая, в зависимости от размеров мезонообразующей мишени и вещества, используемого в ней, составляет от 70% до 99% состава частиц, захватываемых в канал пучка. Для углеродной мишени толщиной 2,5 мм по направлению протонного пучка мезонной фабрики ISIS [5] (Лаборатория Резерфорда, Англия) примесь позитронов составила 70%, для углеродной и медной мишеней размером $50 \times 50 \times 50$ мм в ЛИЯФ [6] (Гатчина) - 96% и 99%, а при применении медной мишени толщиной 50 мм на фазотроне ЛЯП ОИЯИ [12] величина примеси позитронов в мюонном пучке достигает 97%. Для очистки пучков "поверхностных" мюонов на мезонных фабриках обычно используют электростатические либо комбинированные ($E \times B$) сепараторы, которые, в случае традиционных параксиальных пучков, позволяют производить их очистку с наименьшими потерями по сравнению с магнитными сепараторами. В нашем случае в силу относительно малой величины максимального тока протонного пучка фазотрона (до 2 - 3 мкА) создание достаточно конкурентоспособного пучка "поверхностных" мюонов потребовало использования широкоугольной магнитной оптики для формирования и транспортировки мюонного пучка. Предварительные расчеты показали, что

II. Установка для получения сепарированного пучка "поверхностных" мюонов

Для получения сепарированного пучка "поверхностных" мюонов на фазотроне ЛЯП ОИЯИ использован канал IX с мезонным магнитом в конце канала [9], предназначенный для формирования пучка отрицательных пи-мезонов медицинского назначения [10-12], и магнитный сепаратор на базе поворотного магнита типа МС-4 (рис.1). В установке использован известный метод сепарации, который в данном случае реализуется в несколько этапов :

- формирование на выходе из мезонного магнита пучка "поверхностных" мюонов с достаточно малым импульсным разбросом.
- изменение среднего импульса "поверхностных" мюонов с помощью подходящего тормозителя на величину, превышающую импульсное разрешение мезонного магнита (при этом импульс примеси позитронов в пучке практически не изменится).
- проведение повторного импульсного анализа пучка магнитным сепаратором, настроенным на импульс мюонов.

Данный метод достаточно прост и эффективен для широкоугольного пучка [8], сформированного мезонным магнитом. Реализованный вариант мезонного магнита был выбран (после детальных расчетов магнитных полей и траекторий заряженных частиц в этих полях) из множества вариантов, отличавшихся количеством и компоновкой элементов мезонного магнита, а также распределением токов в катушках возбуждения. Основным критерием отбора был максимально возможный телесный угол захвата частиц в мезонном магните при минимальном угле расходимости пучка на выходе из него, что обусловлено требованием минимизации потерь пучка в магнитном сепараторе на базе поворотного магнита.

Выведенный из камеры ускорителя протонный пучок с полной энергией 660 МэВ транспортируется в канале IX до мезонообразующей медной мишени (толщиной 5 см по направлению протонного пучка) , расположенной на оси мезонного магнита. После прохождения мишени протонный пучок гасится в защите толщиной 2 м

железа и 6 м тяжелого бетона. В реализованном режиме работы канала IX коэффициент проводки протонного пучка составляет 92%, что ограничивает максимально допустимую интенсивность выведенного протонного пучка до величины $I = 2$ мкА. При этом размеры изображения протонного пучка в области мезонообразующей мишени (ширина на полувысоте для распределения плотности потока) составляют около 2,5 см по горизонтали и 1 см по вертикали.

Широкоугольный мезонный магнит, состоящий из железного ядра и восьми катушек возбуждения, создает аксиально-симметричное магнитное поле с осью симметрии, направленной вертикально. Мюоны, образованные в результате двухчастичного распада пионов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, остановившихся в достаточно тонком поверхностном слое мишени (полный пробег мюонов распада в меди равен 260 мкм), испускаются из нее и фокусируются вертикально вверх на расстоянии 25 см от верхней поверхности ядра мезонного магнита. Магнитное поле сформировано таким образом, что при углах захвата заряженных частиц до 25° к оси симметрии магнита (акцептанс по телесному углу составляет 0,22 ср) угол расходимости пучка в фокусе не превышает 11° к оси пучка. Внутри мезонного магнита размещена вакуумная камера, на дне которой крепится устройство для перемещения мишени, позволяющее дистанционно устанавливать в рабочее положение на оси магнита вольфрамовую или медную мишень. Между фокусом магнита и мишенью расположен центральный сердечник, который служит для защиты от прямого излучения заряженных и нейтральных частиц из мишени, а также для формирования внутренней огибающей мезонного пучка. На защитном сердечнике крепятся четыре спиральные лопасти из меди с полным углом разворота 120° , выделяющие пучок частиц с заданным знаком заряда. Кроме этого, внутри вакуумной камеры крепятся медные кольца, которые формируют внешнюю огибающую пучка. Внутренняя и внешняя огибающие пучка вместе со спиральными лопастями определяют импульсное разрешение мезонного магнита. Широкоугольный мезонный магнит при использовании мишени из меди обеспечивает получение в фокусе магнита пучка "поверхностных" мюонов со следующими параметрами [10-12]:

- интенсивность 10^6 с⁻¹ при токе протонного пучка 2 мкА,

- поперечный размер пучка 9 см (ширина на полувысоте),
- импульсный разброс $dp/p = 5,8\%$,
- примесь позитронов 97%.

В качестве тормозителя, который обеспечивает сдвиг импульса мюонов примерно на 15%, используются лавсановые пленки с суммарной толщиной 340 мкм, установленные на выходном окне вакуумной камеры мезонного магнита и входном окне камеры магнитного сепаратора, а также воздушный промежуток между этими пленками.

Реализованный вариант магнитного сепаратора (рис.1) служит для разделения частиц по массам путем отклонения подторможенных частиц на угол 90° в однородном магнитном поле поворотного магнита типа МС-4 (межполюсное расстояние 29 см). Данный вариант магнитного сепаратора позволяет получать пучки с импульсом до 20 - 25 МэВ/с. Это ограничение связано с величиной максимально допустимого тока для соленоидальной линзы с апертурой 33 см, которая расположена на входе в поворотный магнит и используется для уменьшения расходимости пучка в зазоре поворотного магнита. На выходе из поворотного магнита (в качестве полевой линзы) расположена такая же вторая соленоидальная линза с апертурой 33 см, формирующая сепарированный пучок "поверхностных" мюонов. Апертура этой линзы фактически определяет величину импульсного разрешения магнитного сепаратора.

Тракт сепарированного пучка мюонов замыкает магнитный соленоид с апертурой 44 см, который используется для транспортировки и фокусировки пучка в область с более низким фоном от рассеянного излучения.

Кроме данного варианта, был реализован второй вариант магнитного сепаратора, который позволяет получать сепарированные пучки с импульсом до 100 МэВ/с. Он отличается тем, что вместо двух соленоидальных линз с апертурой 33 см, расположенных перед поворотным магнитом МС-4 и за ним, использованы квадрупольные линзы типа МЛ-29 с апертурой 29 см. Также были проведены измерения параметров пучка "поверхностных" мюонов для третьего варианта магнитного сепаратора, в котором применяются квадрупольные линзы типа МЛ-29 с апертурой 20 см. В этом вари-

анте магнитного сепаратора возможно использование поворотного магнита типа МС-4 с уменьшенным до 21 см межполюсным расстоянием, что позволяет получать сепарированные пучки мезонов с импульсом до 150 МэВ/с. Во всех трех вариантах магнитные линзы на входе и выходе поворотного магнита вместе с его вакуумной камерой закреплены на подвижной платформе, которая может, по мере необходимости, выкатываться из поворотного магнита либо устанавливаться в рабочее положение, что дает возможность для достаточно оперативной замены одного варианта магнитного сепаратора на другой.

III. Параметры пучка "поверхностных" мюонов

Для исследования параметров пучка "поверхностных" мюонов была использована методика [13] измерения и обработки двумерного амплитудно-временного спектра $N(a,t)$, где a - амплитуда сигнала детектора и t - время появления сигнала относительно микроимпульса ("микробанча") во временной структуре фазотрона. Данная методика позволяет различать частицы с разницей во времени пролета от мезонообразующей мишени до детектора, равной 6 - 7 нс, что соответствует ширине на полувысоте "микробанча" протонного пучка.

Для выяснения возможностей магнитного сепаратора были измерены и обработаны двумерные

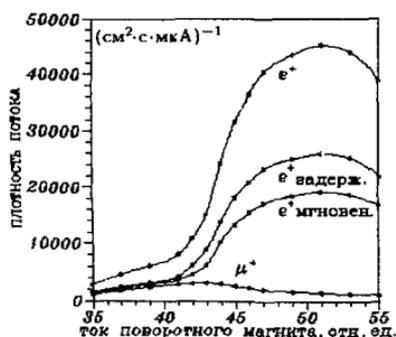


Рис.2. Зависимость плотности потока компонент мюонного пучка от тока поворотного магнита

спектры мюонного пучка для различных значений тока поворотного магнита. На рисунке 2 представлены полученные при этом зависимости плотности потока и состава пучка от величины тока в поворотном магните (для варианта I магнитного сепаратора). Как и следовало ожидать, кривые для мюонной и позитронной компонент пучка достигают своего максимума при разных значениях тока поворотного магнита. Обработка результатов измерений для области максимального выхода мюонов по-

казала, что величина импульса мюонов после подтормаживания и до него равна 21 и 27 МэВ/с, что полностью соответствует положению максимумов для мюонов и позитронов на рис.2 при том условии, что импульс позитронов после тормозителя практически не изменяется. Ширина кривой для позитронов указывает на то, что собственное импульсное разрешение для данного варианта магнитного сепаратора превышает импульсное разрешение мезонной линзы $\Delta p/p = 5,8\%$. Этот факт подтверждается тем, что среднее время пролета мюонов, равное 125 нс, очень слабо меняется в диапазоне изменения тока поворотного магнита. Из рис.2 следует, что отношение числа мюонов к числу позитронов в области максимального выхода мюонов равно 1:3 и меняется от 1:2 до 1:40 в диапазоне изменения тока поворотного магнита. При этом отношение числа "задержанных" позитронов к числу "мгновенных" позитронов меняется от 1.1 ± 0.1 до 1.35 ± 0.15 . Это, возможно, обусловлено тем, что диапазон импульсов, пропускаемых мезонным магнитом, соответствует средней части спектра Мишеля, в которой выход позитронов мюонного распада ("задержанные" позитроны) возрастает с увеличением импульса, в то время как выход позитронов гамма-распада ("мгновенные" позитроны) в этом диапазоне остается практически постоянным.

Аналогичные измерения были проведены также и для вариантов

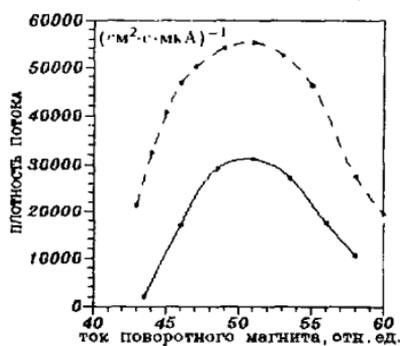


Рис.3. Зависимость выхода позитронов от тока поворотного магнита для вариантов I и II

магнитного сепаратора с квадратными магнитами на входе и выходе поворотного магнита (в варианте II использованы магниты М.Т-29 с апертурой 29 см, а в варианте III - с апертурой 20 см), которые позволяют получать сепарированные пучки мезонов в более широком диапазоне энергий. Потери пучка "поверхностных" мюонов для варианта III магнитного сепаратора оказались в 7 - 8 раз больше, а для варианта II - в 2,5 раза больше, чем для варианта I. При этом обнаружилась относительно сильная зависимость вре-

мени пролета мюонов от тока поворотного магнита. Кроме этого, ширина на полувысоте для кривой зависимости плотности потока позитронов от тока поворотного магнита (сплошная линия на рис. 3) примерно в 1,5 раза меньше, чем для варианта I магнитного сепаратора (пунктир на рис. 3), что указывает на более высокое импульсное разрешение для варианта II магнитного сепаратора. Отношение максимальных плотностей потока позитронов для вариантов I и II равно 1,9, при отношении максимальных плотностей потока мюонов 2,5. Уровень дополнительных потерь мюонной компоненты пучка соответствует значениям импульсного разброса мюонов для вариантов I и II (9,5% и 7,7%). Так как величина импульсного разрешения магнитного сепаратора не может быть меньше импульсного разброса мюонной компоненты пучка, потери позитронной компоненты (при импульсном разбросе, равном разрешению мезонного магнита 5,8%) определяются угловой расходимостью пучка на входе в поворотный магнит.

Величина выхода пучка "поверхностных" мюонов из мезонообра-

зующей мишени, а также его состав зависят от положения протонного пучка на мишени. Оптимальное положение протонного пучка по горизонтали подбирается из условия максимальной скорости счета детектора, так как в этом случае пучок протонов перемещается практически параллельно поверхностному слою, в котором образуются мюоны, фокусируемые мезонным магнитом. Для выбора оптимального положения протонного пучка по вертикали были проведены измерения двумерных $N(a,t)$ спектров в интервале величин тока 0 - 35 А вертикального корректора протонного пучка, обеспечивающего смещение по вертикали протонного пучка в пределах 2,5 сантиметров. Полученная при этом зависимость выхода компонент мюонного пучка от величины тока вертикального корректора представлена на рис. 4. Максимальное значение тока вертикального корректора примерно соответствует

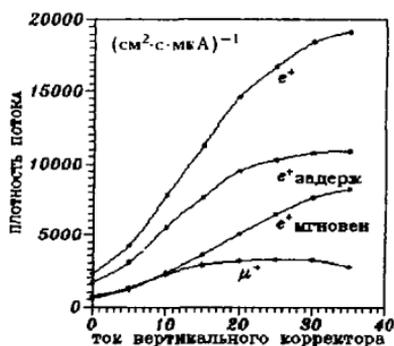


Рис. 4. Зависимость выхода компонент мюонного пучка от тока вертикального корректора

трав в интервале величин тока 0 - 35 А вертикального корректора протонного пучка, обеспечивающего смещение по вертикали протонного пучка в пределах 2,5 сантиметров. Полученная при этом зависимость выхода компонент мюонного пучка от величины тока вертикального корректора представлена на рис. 4. Максимальное значение тока вертикального корректора примерно соответствует

положению центра пучка протонов на 1,5 см ниже поверхности мишени, а минимальное - на 0,5 см выше поверхности мишени. Выход "мгновенных" позитронов быстро растет с увеличением расстояния от оси пучка до поверхности мишени, как и следовало ожидать. Выход "задержанных" позитронов приблизительно пропорционален выходу мюонов по всему диапазону. Максимальный выход мюонов из мишени получается при положении протонного пучка примерно на 0,5 см ниже поверхности мишени (ток вертикального корректора 22 А).

Для вычисления интенсивности компонент пучка "поверхностных" мюонов необходимо определить распределение плотности потока в поперечном сечении мюонного пучка (вертикальный и горизонтальный профили). С этой целью были проведены измерения двумерных спектров в последовательности точек вдоль горизонтали, а также вдоль вертикали. При этом детектор был закреплен в устройстве "изодозограф" [14], которое служило для дистанционного перемещения детектора в заданную точку. Магнитный сепаратор

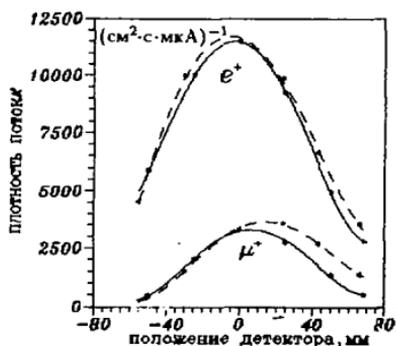


Рис.5. Профили компонент пучка (пунктир - вертикальный и линия - горизонтальный)

на время измерений был настроен на максимальную плотность потока мюонной компоненты. На рисунке 5 приведены результаты обработки двумерных спектров. Экспериментальные точки аппроксимировались ортогональными полиномами (сплошные линии - для горизонтальных профилей компонент мюонного пучка и пунктирные линии - для вертикального профиля). Отметим, что положение максимума вертикального профиля позитронов смещено относительно максимума для мюонов вверх примерно на 2 см и ширина на полувысоте для профиля позитронной компоненты пучка примерно в 1,5 раза больше, чем для компоненты "поверхностных" мюонов. Это можно объяснить тем, что, при существующей разности средних импульсов позитронов и мюонов на входе в магнитный сепаратор (примерно 20 - 25%) и при сравнимом с ней импульсном разрешении магнитного сепаратора (10 - 15%),

позитронная и мюонная компоненты пучка имеют отличающиеся вертикальные профили и средние импульсы на выходе из сепаратора. Причем последнее обстоятельство, при настройке транспортирующей магнитной линзы на фокусировку мюонной компоненты пучка на детектор, приводит к дефокусировке позитронной компоненты пучка. Данное свойство мюонного пучка можно использовать для дополнительной очистки мюонного пучка от примеси позитронов при помощи коллиматора, размещаемого в области фокуса этой линзы.

Таблица I. Параметры пучка "поверхностных" мюонов

<i>Среднее значение импульса p [МэВ/с]</i>	-	$21.0 \pm 0,3$
<i>Импульсный разброс $\delta p/p$ [%]</i>	-	$9,5 \pm 0,5$
<i>Размеры пучка (ширина на полувысоте)</i>		
<i>по горизонтали [мм]</i>	-	71 ± 2
<i>по вертикали [мм]</i>	-	80 ± 2
<i>Максимальная плотность потока</i>		
<i>мюонов $[\frac{\mu^+}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{мкА}}]$*</i>	-	$(4,0 \pm 0,4) \cdot 10^3$
<i>Интенсивность мюонной компоненты</i>		
<i>пучка $[\frac{\mu^+}{\text{с} \cdot \text{мкА}}]$*</i>	-	$(2,5 \pm 0,3) \cdot 10^5$
<i>Максимальная плотность остановок</i>		
<i>мюонов в лавсане $[\frac{\mu^+}{\text{мг} \cdot \text{с} \cdot \text{мкА}}]$*</i>	-	170 ± 20
<i>Уровень примеси позитронов [%]</i>	-	70
<i>Отношение числа "задержанных"</i>		
<i>позитронов к числу "мгновенных"</i>	-	1.3 ± 0.1
<i>Уровень потерь мюонов в магнитном</i>		
<i>сепараторе [%]</i>	-	50
<i>Коэффициент прохождение пучка через</i>		
<i>коллиматор диаметром 60 мм [%]</i>	-	36 ± 2

* - величины нормированы на ток протонного пучка.

В таблице I представлены основные параметры сепарирован-

ного пучка "поверхностных" мюонов, полученные для варианта I магнитного сепаратора (с соленоидальными линзами на входе и выходе поворотного магнита) при его настройке на максимальный выход "поверхностных" мюонов.

Величины параметров мюонного пучка вычислялись согласно описанной ниже методике.

Средний импульс мюонного пучка p , а также его значение p_0 перед тормозителем определялись в результате решения системы уравнений :

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta R = R(p_0) - R(p) \\ t_{\mu}^* = \frac{S_0}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p_0}\right)^2} + \frac{S}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \end{array} \right. ,$$

где

$\delta R = 57 \text{ мг/см}^2$ - толщина тормозителя, подтормаживающего мюонный пучок перед магнитным сепаратором.

$R(p)$ - зависимость пробега мюонов в лавсане от их импульса, полученная из известных таблиц [15] пробега мюонов разной энергии в зависимости от потенциала ионизации вещества.

m, c - масса мюона и скорость света.

$S_0 = 427 \text{ см}$, $S = 397 \text{ см}$ - расстояние от мишени до тормозителя и от тормозителя до мишени,

$t_{\mu}^* = 125 \text{ нс}$ - время пролета мюонов от мишени до детектора, полученное из соотношения $t_{\mu}^* = t_{\mu} - t_e + (S_0 + S)/c + T$, где

t_{μ}, t_e - параметры, получаемые в результате фитирования временного спектра кривой [13], моделирующей его (эти параметры определяют положение мюонного и позитронного пиков в спектре),

$T = 70 \text{ нс}$ - период микроимпульсов ("микробанчей") во временной структуре протонного пучка.

Импульсный разброс пучка "поверхностных" мюонов вычислялся согласно выражению :

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{2.36}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \cdot \frac{1 + \frac{v}{v_0}}{1 + \frac{S_0}{\alpha S}} \cdot \frac{\sigma_p}{t_{\mu}^*} ,$$

где v_0, v - скорости мюона на участках траектории до тормозителя и после него (соответствуют импульсам p_0 и p),

α - коэффициент увеличения разброса импульса мюонов после прохождения тормозителя, который определяется согласно выражению

$$\alpha = \frac{v}{v_0} \cdot \frac{\frac{dE}{dR}(p)}{\frac{dE}{dR}(p_0)},$$

где dE/dR - значения удельных потерь энергии в лавсане для мюонов, полученные с помощью интерполяции по табличным величинам удельных потерь энергии для веществ с близкими значениями потенциала ионизации [15],

σ_p - часть дисперсии времени пролета мюона, зависящая только от разброса импульса пучка и вычисляемая согласно выражению $\sigma_p^2 = \sigma_\mu^2 - \sigma_e^2$, где $\sigma_\mu = 5,1$ нс - дисперсия времени пролета мюонов и $\sigma_e = 2,6$ нс - дисперсия времени пролета позитронов, полученные в результате фитирования временного спектра [13].

Отметим, что для релятивистских частиц часть разброса времени пролета δ_t , обусловленная импульсным разбросом δ_p , связана с ним соотношением $\delta_t/t = -(1 - \beta^2) \cdot \delta_p/p$. Поэтому дисперсия времени пролета позитронов σ_e (в силу того, что позитроны с энергией около 30 МэВ - ультрарелятивистские) практически не зависит от их импульса и обусловлена разбросом начала отсчета времени пролета, а также конечным разрешением спектрометра по времени и разбросом длин траекторий частиц мюонного пучка. Перечисленные выше причины адекватным образом влияют на величину дисперсии времени пролета мюонов, что позволяет использовать значение дисперсии времени пролета позитронов при вычислении части дисперсии времени пролета мюонов, определяемой импульсным разбросом пучка.

Если горизонтальный и вертикальный профили мюонной компоненты пучка можно аппроксимировать двухмерной кривой Гаусса (при условии, что между ними отсутствует корреляция)

$$P_0(x, y) = A \cdot \exp\left[-\frac{(x)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y)^2}{2\sigma_y^2}\right],$$

то коэффициент прохождения мюонной компоненты пучка через площадку (коллиматор) S_R с радиусом R и координатами центра $\{x, y\}$ относительно оси пучка можно записать в виде

$$k_R(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y A} \int \int_{S_R} P_0(u+x, v+y) dudv.$$

После преобразования получим следующее выражение

$$k_R(x, y) = C - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\theta) e^{-\frac{r^2}{2}} d\theta,$$

где

$$r^2 = \left(\frac{R\cos\theta + x}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{R\sin\theta + y}{\sigma_y}\right)^2,$$

$$\psi(\theta) = \frac{R + \rho R \cos(\theta - \theta_\rho)}{\sigma_x \sigma_y r^2},$$

$$C = \begin{cases} 1,0 & \text{при } \rho < R \\ 0,5 & \text{при } \rho = R \\ 0,0 & \text{при } \rho > R \end{cases},$$

$\{\rho, \theta_\rho\}$ - полярные координаты центра площадки с радиусом R ,
 $\rho^2 = x^2 + y^2$, $\theta_\rho = \text{Arctg}(\frac{x}{y})$,

σ_x, σ_y - дисперсии горизонтального и вертикального профилей.

Приведенное выше выражение использовалось для вычисления коэффициента $k_{R_k}(0, 0)$ пропускания мюонной компоненты пучка через коллиматор с отверстием радиусом R_k , который устанавливается на оси мюонного пучка. Причем σ_x, σ_y - дисперсии истинных профилей пучка, полученные с учетом поправки на конечные размеры детектора. Для этого экспериментальные профили, измеренные детектором с радиусом R_d , фитировались кривой

$$P(x, y) = \frac{2 \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y}{R^2} \cdot A \cdot k_{R_k}(x - x_0, y - y_0),$$

которая (в предположении, что истинные профили можно описать с помощью двумерной кривой Гаусса $P_0(x - x_0, y - y_0)$) учитывает поправку на конечные размеры детектора. В этом выражении x_0, y_0 -

координаты точки пересечения горизонтальной и вертикальной линий, вдоль которых измерялись соответствующие профили мюонного пучка. На рисунке 6 показаны истинные горизонтальный и вертикальный профили мюонного пучка (пунктирные линии), а также кривые, аппроксимирующие измеренные профили (сплошные линии). Поправка на конечные размеры детектора ($R_d = 26$ мм) для максимальной плотности потока мюонов составила около $\bar{1}A$.

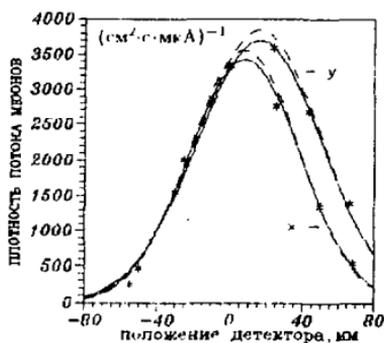


Рис. 6. Коррекция профилей мюонной компоненты пучка (Y - вертикальный и X - горизонтальный профили)

Интенсивность мюонной компоненты пучка, которая равна объему $V = 2\pi\sigma_x\sigma_y A$ ограничиваемому двумерной поверхностью $P_0(x, y)$, практически не изменилась по сравнению с ее величиной, вычисленной в соответствии с кривой $P(x, y)$, аппроксимирующей измеренные профили.

аппроксимирующей измеренные профили.

IV. Заключение

На фазотроне ЛЯП ОИЯИ реализован канал пучка "поверхностных" мюонов, который позволяет получать сепарированные пучки с интенсивностью до $5 \cdot 10^5 \mu^+/\text{с}$ при максимальном токе выведенного протонного пучка 2 мкА. Примесь позитронов в пучке при настройке канала на максимальный выход мюонов составляет около 70%. На мезонной фабрике LAMPF (США) максимальная интенсивность аналогичного пучка при токе протонного пучка 2 мкА составляет примерно $5 \cdot 10^4 \mu^+/\text{с}$ для мюонного канала с магнитным сепаратором [2], снижающим уровень примеси позитронов до 60%. Т.е. канал пучка "поверхностных" мюонов фазотрона при его настройке на максимальный выход мюонов в 10 раз более эффективен. Однако следует отметить, что в мюонном канале мезонной фабрики TRIUMF при двукратной потере в интенсивности пучка можно добиться уменьшения примеси позитронов в 5 - 6 раз, а в нашем случае - примерно в 2 раза. Это связано с тем, что параксиальный мюонный пучок на мезонной фабрике TRIUMF удастся сфокусировать в области тормозителя перед магнитным сепаратором с суще-

ственно меньшими поперечными размерами. Кроме этого, большой запас в величине тока протонного пучка на мезонных фабриках позволяет (при уменьшении размеров мезонообразующей мишени до нескольких миллиметров) формировать практически параллельный мюонный пучок с относительно малыми поперечными размерами, для которых при использовании электростатических сепараторов примесь позитронов в пучке может быть уменьшена до уровня 1 - 2% (мезонная фабрика ISIS (Англия)[5]). Но при этом выход мюонов на 1 мкА протонного пучка примерно на два порядка меньше, чем в нашем случае.

Из фактов, приведенных выше, можно сделать вывод, что для физических экспериментов, в постановке которых необходим триггер частиц мюонного пучка и не требуется высокого качества пучка (параллельность пучка при его малых поперечных размерах и низкий уровень примеси позитронов в пучке), пучок "поверхностных" мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ вполне конкурентоспособен по отношению к пучкам мезонных фабрик.

В заключение авторы выражают свою благодарность В.Г.Зинову и В.А.Гребенюку за полезные обсуждения деталей методики измерений, а также Е.П.Череватенко за помощь в подготовке работы к печати.

Литература

1. M.Doum, R.Frosch. SIN Newsletter,1978,10,p.12.
2. H.Reist et al. NIM,1978,v.153,p.61.
3. D.J.Oram et al. TRIUMF preprint,TR1-80-1,1980.
4. A.E.Pifer, T.Bowen, K.R.Kendall. NIM,1976,v.135,p.39.
5. G.H.Eaton et al. NIM in Phys.Res.,1988,A263,p.483-491.
6. Н.К.Абросимов и др. Препринт ЛЯФ.10,1980.
7. В.М.Абазов и др. Сообщение ОИЯИ Р13-80-707,Дубна,1980.
8. О.В.Савченко. Публикация ОИЯИ,Б1-18-90-51,Дубна,1990.
9. В.М.Абазов и др. Сообщение ОИЯИ 9-90-64,Дубна,1990.
10. В.М.Абазов и др. Сообщение ОИЯИ 9-90-68,Дубна,1990.
11. В.М.Абазов и др. Сообщение ОИЯИ 9-90-69,Дубна,1990.
12. В.М.Абазов и др.Кр.сообщ. ОИЯИ 2(41)-90,Дубна,1990,с.22.
13. В.М.Абазов и др. Сообщение ОИЯИ Р9-93-82,Дубна,1992.
14. С.А.Кутузов. Сообщение ОИЯИ Р10-89-194,Дубна,1989.
15. W.H.Barkas,M.J.Berger.NAS-NRC Publ.1133,1964,p.103-172.

Рукопись поступила в издательский отдел

16 марта 1993 года.