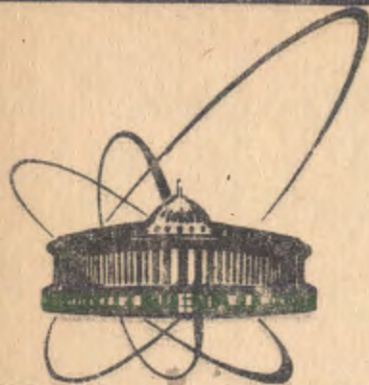


90-527



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P13-90-527

Л. Г. Афанасьев, О. Е. Горчаков¹, В. В. Карпухин,
В. И. Комаров, А. В. Коломыйченко, В. В. Круглов,
Л. Ю. Круглова, А. В. Куликов¹, А. В. Купцов,
Л. Л. Неменов, В. И. Сидорова, Н. В. Смирнова²,
С. В. Трусов¹, Д. М. Хазинс, А. С. Чвыров,
В. В. Язьков¹

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА
"ПОЗИТРОНИЙ" И ЕЕ ТОЧНОСТНЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

²Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

1990

1. Введение

Экспериментальная установка, точностные характеристики которой обсуждаются в настоящей работе, была создана для исследований с ультрарелятивистскими позитрониями (A_{2e})^{1,2/}, а также для изучения рождения в инклюзивных процессах $\pi^+\pi^-$ -пар с малыми относительными импульсами^{3/}.

На этой установке выполнены эксперименты по наблюдению ультрарелятивистских позитрониев в интервале γ -факторов $800 \div 2000$ ^{4/}, измерено сечение взаимодействия ультрарелятивистских позитрониев с углеродом^{5/}, измерено отношение вероятности атомного распада π^0 -мезона к вероятности распада на два γ -кванта^{6/} и тем самым определен коэффициент внутренней конверсии фотона в атом позитрония, а также обнаружен эффект, обусловленный кулоновским взаимодействием $\pi^+\pi^-$ -мезонов в конечном состоянии^{7/}.

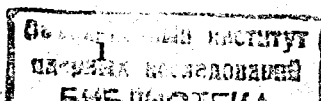
В настоящей работе описывается экспериментальная установка и ее пространственное, импульсное и временное разрешение.

2. Экспериментальная установка

Источником ультрарелятивистских позитрониев, регистрируемых установкой, является распад π^0 -мезона на γ -квант и A_{2e} . Ряд специальных требований к экспериментальной установке вытекает из очень малой вероятности атомного распада π^0 -мезона и характера взаимодействия позитрониев с веществом и электромагнитным полем.

Позитронии при распаде π^0 -мезонов образуются в триплетном состоянии с относительной вероятностью $\rho = W(\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}) / W(\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma) = 1,7 \cdot 10^{-9}$, и при $\gamma = 10^3$ длина A_{2e} распада составляет ~ 40 км.

При прохождении через вещество позитронии разваливаются слоем толщиной в доли микрона (длина поглощения в углероде равна $\sim 0,1$ мкм).



При движении A_{2e} в магнитном поле с вектором напряженности H , перпендикулярным импульсу A_{2e} , в системе покоя A_{2e} возникает электрическое поле $E = \beta\gamma H$, в котором позитроний может диссоциировать на e^+e^- -пару^{8/}. Позитроний в основном состоянии ($n=1$) при $\gamma=10^3$ диссоциирует в поле $H \geq 140$ Э.

Установка расположена в экспериментальном зале протонного синхротрона У-70 ИФВЗ^{4-7,9/} (рис.1). В режиме регистрации A_{2e} во

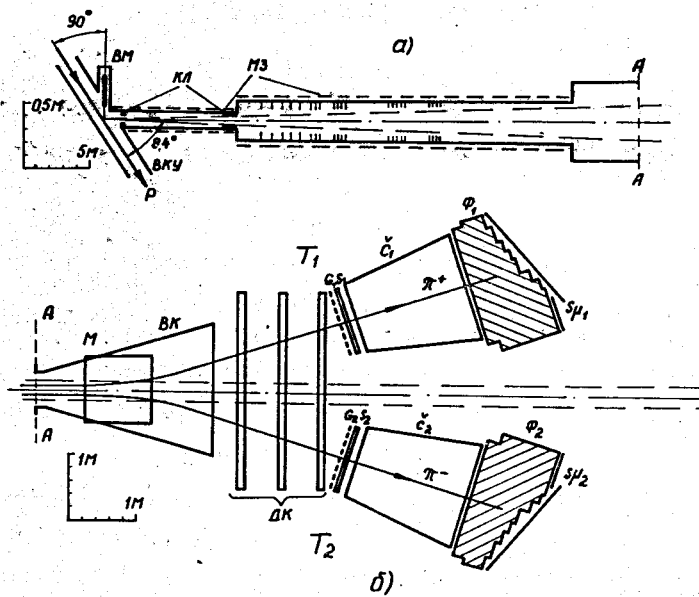


Рис. 1. а) -Схема канала: P-пучок протонов; ВКУ -вакуумная камера ускорителя; ВМ -устройство ввода мишени; КЛ -коллиматоры; МЗ-магнитная защита; б) Схема расположения магнита и детекторов СП-73; М - полюсы магнита СП-73; ВК-вакуумная камера; ДК-пакеты дрейфовых камер; Т₁, Т₂ -телескопы для регистрации e^+e^- -пар ($\pi^+\pi^-$ -пар); G-годоскопы, S-сцинтилляционные счетчики, C-газовые черенковские счетчики; Ф-фильтры

внутренний пучок протонов с энергией 70 ГэВ вводилась мишень из углеродной пленки толщиной $\sim 0,4$ мкм. Позитронии образовывались в результате распада π^0 -мезонов, рождающихся в мишени, и попадали в вакуумный канал, расположенный под углом $8,4^\circ$ к пучку протонов. Канал подсоединен к вакуумной камере ускорителя без перегородок. Длина канала равна 40 м, угловой акцептанс канала задается коническим коллиматором, расположенным в 10 м от мишени, и составляет $3,8 \cdot 10^{-5}$ ср. Начальная часть канала экранирована от рассеянных магнитных полей ускорителя до уровня $H < 0,5$ Э.

Заряженные частицы выводились из канала поперечным магнитным полем напряженностью 56 Э (очищающее поле), приложенным на длине 23 м. При этом из пучка выводились частицы с импульсами до 3 ГэВ/с, а позитронии с импульсами до 2,5 ГэВ/с, находящиеся в основном состоянии, проходили область поля без диссоциации. Атомы в возбужденных состояниях диссоциировали в этом поле и не регистрировались.

Канал заканчивается плоской камерой, помещенной в зазор спектрометрического магнита. Диаметр пучка на входе в магнит составлял 28 см, размеры входного отверстия камеры равны $37,5 \times 37,5$ см². Выходное окно камеры размером 200×40 см² изготовлено из дюралюминия толщиной 0,8 мм.

Размер полюсов спектрометрического магнита 100×100 см², зазор между полюсами 40 см. Нормальная составляющая поля магнита измерялась с помощью датчиков Холла и калибровочного датчика ЯМР^{10/}. Во время регистрации A_{2e} устанавливалось поле $H = 4600$ Э. Магнит краевым полем разваливал позитронии и разводил образующиеся e^+e^- -пары.

Импульсы позитрониев, регистрируемых установкой, находились в интервале от 800 до 2000 МэВ/с (импульсы e^+e^- $400 \div 1000$ МэВ/с).

Детекторы на входе магнита отсутствовали, так как из-за малой относительной вероятности атомного распада π^0 -мезона даже слой вещества в несколько микрон может создать недопустимо большой фон от конверсионных e^+e^- -пар.

Электроны и позитроны регистрировались двумя телескопами Т₁ и Т₂, состоящими из дрейфовых камер, сцинтилляционных и черенковских счетчиков.

Дрейфовые камеры (ДК)^{11/} объединены в три пакета. Камеры телескопов Т₁ и Т₂ работают независимо и содержат по шесть X - и

шесть Y -плоскостей. Сигнальные проволоки намотаны с шагом 10 мм, потенциальные проволоки отсутствуют. Количество вещества на пути частиц в чувствительной области камер составляет 180 мг/см^2 . Камеры работают в режиме самогасящегося стримерного разряда. Система съема информации с ДК^{/12/} позволяет регистрировать в одном событии до двух частиц в каждом телескопе. Координатная точность камер составляет $\sigma = 0,2 \text{ мм}$.

Пороговые черенковские счетчики^{/13/} наполнены фреоном-12 при атмосферном давлении и регистрируют электроны и позитроны.

Мониторирование числа взаимодействий протонов с мишенью осуществлялось путем регистрации γ -квантов, прошедших через канал, телескопом сцинтилляционных счетчиков со свинцовым конвертором размером $2 \times 2 \text{ см}^2$. Подвижный телескоп аналогичной конструкции служит для определения положения пучка γ -квантов.

В начальной части канала на расстоянии $\sim 2 \text{ м}$ от мишени расположено устройство для ввода в канал тонких пленок. Сечение взаимодействия ультрарелятивистских позитрониев с углеродом было получено^{/5/} из сравнения числа зарегистрированных A_{2e} в измерениях с введенной в канал пленкой из углерода толщиной $\sim 0,1 \text{ мкм}$ (21 мкг/см^2) и без пленки.

Перед магнитом расположено устройство, позволяющее перекрыть пучок поглотителем из плексигласа толщиной $0,6 \text{ мм}$ ($1,7 \cdot 10^{-3}$ радиационной длины) для конверсии γ -квантов в e^+e^- -пары. Конверсионные e^+e^- -пары использовались для определения точностных характеристик установки и эффективности детекторов, а также для определения положения пучка γ -квантов и, следовательно, позитрониев на входе в магнит. По числу зарегистрированных e^+e^- -пар определялся поток γ -квантов в канале. Измерение отношения числа зарегистрированных позитрониев к этому потоку позволило определить относительную вероятность распада π^0 -мезона на γ -квант и позитроний^{/6/}.

Для регистрации $\pi^+\pi^-$ -пар установка была дополнена двумя детекторами: идентификатором мюонов и годоскопом сцинтилляционных счетчиков.

Для выделения μ -мезонов от распада пионов использовались фильтры из чугуна, поглощающие адроны. Прошедшие через фильтр мюоны регистрировались сцинтилляционными счетчиками.

Основным источником фона при регистрации $\pi^+\pi^-$ -пар являются

случайные совпадения одиночных пионов. Для выделения истинных совпадений использовались два годоскопа сцинтилляционных счетчиков, существенно улучшивших разрешение по времени прохождения пионов в телескопах T_1 и T_2 . Каждый годоскоп содержал по 19 счетчиков со сцинтилляторами размером $2 \times 5 \times 40 \text{ см}^3$ и фотоумножителями ФЭУ-85.

При измерении дифференциальных сечений рождения $\pi^+\pi^-$ -пар^{/7/} в пучок протонов вводилась мишень из танталовой фольги толщиной 10 мкм. Очищающее поле выключалось, а магнитопровод очищающего магнита использовался для экранирования канала от магнитных полей. Поле спектрометрического магнита равнялось 8500 Э, что позволило регистрировать π^+ и π^- -мезоны в интервале импульсов от 800 до 2400 МэВ/с.

При регистрации $\pi^+\pi^-$ -пар важное значение имеет учет слабого магнитного поля в канале, которое искривляет траектории частиц, что может привести к неправильному определению угла разлета частиц и связанного с ним относительного поперечного импульса. Если на всей длине канала существует перпендикулярное его оси поле напряженностью 0,5 Э, то заряженная частица с импульсом 1 ГэВ/с испытывает отклонение на 12 мм. Это приводит к ошибке в определении угла разлета около 0,6 мрад. Для оценки влияния остаточных полей была использована информация, полученная при регистрации пар Далитца^{/14/}. Величина относительного смещения распределений e^+ и e^- по координатам, перпендикулярным оси канала, соответствует существованию по всей длине канала эквивалентного поля 0,3 Э, влияние которого в дальнейшем учитывалось.

Использование тонких внутренних мишеней, отсутствие перегородок между вакуумной камерой ускорителя и каналом, экранировка канала от магнитных полей, измерение малых углов между частицами пары на базе 40 м позволили получить высокое разрешение установки по относительному импульсу частиц.

3. Съем информации

Рассмотрим работу установки при регистрации позитрониев. Электрон и позитрон от диссоциации A_{2e} выделялись по ряду характерных признаков, которые использовались как при организации триггера, так и при дальнейшей обработке. Без учета многократного

рассеяния и конечной точности измерений эти признаки таковы:

1. Углы треков e^+ и e^- относительно горизонтальной плоскости малы и равны между собой, а проекции треков на вертикальную плоскость, параллельную оси установки, направлены на мишень.
2. Треки исходят из одной точки, расположенной на входе в магнит в области сечения канала, где проходит пучок γ -квантов.
3. Импульсы электрона и позитрона равны между собой.

Триггер первого уровня формировался при совпадении сигналов сцинтилляционных и черенковских счетчиков и выделял e^+e^- -пары.

Триггер второго уровня вырабатывался быстрым аппаратным Y -процессором^{/15/}, который анализировал информацию о вертикальных координатах треков. Y -процессор отбирал такие события, когда e^+ и e^- регистрировались не менее чем в четырех Y -плоскостях дрейфовых камер каждого телескопа и Y -координаты различались не более чем на 4 см.

Триггер третьего уровня формировался при положительном решении микропрограммируемого процессора (МПП)^{/16/}, который анализировал информацию об X -координатах треков и отбирал события с примерно одинаковыми углами между треками e^+ и e^- с осью канала и с близкими координатами e^+ и e^- на входе в магнит. Оба процессора использовали информацию только о номерах сработавших проволок.

Далее информация записывалась на магнитную ленту. Система сбора информации позволяла принимать до 600 событий за цикл ускорителя (длина одного события - 81 шестнадцатиразрядное слово) и накапливать около 100 гистограмм для контроля работы аппаратуры в ходе набора статистики^{/17/}.

Величина сброса протонного пучка на мишень поддерживалась на уровне $10^{11}c^{-1}$ (длительность сброса $\sim 1c$). Интенсивность потока γ -квантов в канале составляла $6 \cdot 10^7 c^{-1}$. Среднее число триггеров первого уровня равнялось $1,5 \cdot 10^3 c^{-1}$, число записываемых на магнитную ленту событий ~ 35 за цикл.

В режиме набора $\pi^+\pi^-$ -пар величина сброса протонов была на два порядка меньше и выбрана исходя из оптимального соотношения между скоростью набора статистики и уровнем случайных совпадений. На магнитную ленту записывалось ~ 25 событий за цикл, а отношение

эффект/фон в области пика истинных совпадений составляло 0,4.

Триггер первого уровня в этом случае формировался совпадениями сигналов со сцинтилляционных счетчиков и сцинтилляционных годоскопических счетчиков телескопов T_1 и T_2 при отсутствии сигналов в черенковских счетчиках и в детекторах мюонов. На следующем этапе требовался сигнал положительного решения быстрого аппаратного процессора сцинтилляционных годоскопов, который сравнивал номера сработавших счетчиков в годоскопах и отбирал события, в которых разность номеров была $\Delta n \leq 7$ - тем самым отбирались события с близкими импульсами. Далее Y -процессор и МПП по номерам сработавших проволок выделяли события, содержащие пары частиц с малым углом разлета на входе в магнит и с близкими импульсами. Коэффициент подавления фона всеми процессорами составлял ~ 20 .

4. Процедура восстановления треков и отбор событий

Пространственные координаты треков определялись по информации с дрейфовых камер.

До начала обработки определялись геометрические константы (сдвиги и повороты) плоскостей ДК и параметры дрейфовых функций.

При определении геометрических констант использовалась информация только о номерах сработавших проволок. Две плоскости использовались как опорные. Для каждой из четырех оставшихся плоскостей была написана система уравнений, переопределенная относительно параметров каждой плоскости. Решение этой системы искалось методом главных компонент^{/18/} с отбором наиболее значимых коэффициентов регрессии. Алгоритм позволяет, как показали результаты отладки программы на моделированных событиях, определить относительное расположение плоскостей с точностью большей, чем собственная точность камер ($\sigma = 0,2$ мм). Определение параметров проводилось на экспериментальном материале. Метод позволил исключить корреляции между параметрами дрейфовых функций и геометрическими константами и получить устойчивое решение системы уравнений, не зависящее от вида дрейфовых функций^{/24/}.

После определения геометрических констант находились параметры дрейфовых функций способом, описанным в^{/19/}.

Треки частиц на первом этапе определялись без учета времени дрейфа и описывались прямой линией, задаваемой тангенсом угла

наклона и координатой пересечения треком первой плоскости. Вначале вычислялись тангенсы угла наклона отрезков, соединяющих попарно все сработавшие проволоки в плоскостях, принадлежащих разным пакетам. Полученные значения тангенсов упорядочивались и осуществлялся поиск группы не менее, чем из четырех элементов, разделенных интервалами меньшими, чем Δ_1 . Наличие такой группы элементов рассматривалось как результат регистрации частицы, тангенс угла наклона трека которой равен среднему арифметическому тангенсов, входящих в группу.

Далее координаты сработавших проволок проецировались на плоскость первой камеры под углом, определяемым средним тангенсом. Полученные величины проекций также упорядочивались и осуществлялся поиск группы не менее, чем из четырех элементов, разделенных интервалами, меньшими Δ_2 . Затем вычислялось среднее арифметическое для вошедших в группу элементов, которое принималось равным координате пересечения треком первой плоскости.

Критерии Δ_1 и Δ_2 были определены при обработке информации, набранной с введенным в канал конвертором: $\Delta_1 = 0,015$, $\Delta_2 = 12$ мм. Для уточнения параметров трека проводилась прямая по методу наименьших квадратов через все проволоки, координаты которых использовались в данном варианте трека.

Отбор событий, в которых x -координаты точек входа e^+ и e^- в магнит близки, проводился следующим образом. После определения в обоих телескопах параметров треков определялось расстояние $L_{\text{эксп}}$ между x -координатами точек пересечения частицами первой плоскости. С другой стороны, это расстояние для частиц, исходящих из одной точки перед магнитом, примерно равно $L_{\text{теор}} = a + b(\text{tg} \theta_{x1} + \text{tg} \theta_{x2})$, где θ_{x1} и θ_{x2} — углы треков в ДК в горизонтальной плоскости относительно оси канала. Величины a и b подбирались на статистическом материале, набранном с конвертором, таким образом, чтобы центр распределения по $\Delta L = L_{\text{эксп}} - L_{\text{теор}}$ для конверсионных пар был в нуле и ширина пика была минимальна. Ширина полученного пика на полувысоте равна 33 мм. Фоновые события отбрасывались введением ограничения на величину ΔL .

Описанные алгоритмы поиска треков по номерам сработавших проволок и отбора событий по ΔL использовались также при выработке триггера микропрограммируемым процессором, о котором упоминалось

выше, и для оперативного контроля эффективности регистрации треков частиц в ходе набора статистики.

На следующем этапе для уточнения параметров треков использовалась информация о временах дрейфа. Из-за наличия лево-правой неопределенности производился перебор всех возможных вариантов прохождения частицы. Из них выбирался трек, имеющий наименьший χ^2 при определении параметров треков по методу наименьших квадратов. Таким образом, определялись координаты и углы треков на выходе из магнита.

В случае, если было найдено больше одного варианта проведения трека по проволокам, для каждого из них выполнялась аналогичная процедура уточнения параметров по временам дрейфа. Значительная часть вариантов отбрасывалась по критериям описанным ниже. Для окончательного анализа использовался вариант трека с наименьшим χ^2 .

Напомним, что особенностью постановки эксперимента является отсутствие трековых детекторов перед магнитом. Поэтому при геометрической реконструкции событий и определении импульсов предполагалось, что все частицы испускаются из точки мишени, расположенной на оси канала. Такое предположение позволяет, используя карту магнитного поля, однозначно определить входные параметры треков через выходные. Каждый из входных параметров $(x, y, p)^{\text{in}}$ представлялся в виде алгебраического полинома от выходных параметров $(x, y, \theta_x, \theta_y)^{\text{out}}$. Для определения коэффициентов полиномов параметры $(x, y, p)^{\text{in}}$ разыгрывались для частиц обоих знаков в пределах апертуры и динамического диапазона установки. Далее по карте магнитного поля методом Рунге - Кутты рассчитывались траектории частиц в магните и параметры треков на выходе. Коэффициенты вычислялись по полученному набору событий методом ортогонализации Грамма-Шмидта^{/20/}. Точность аппроксимации составляла $\sigma_x, \sigma_y \leq 1$ мм, $\sigma_p \leq 1$ МэВ/с.

Позитронии выделялись отбором событий по критериям с учетом характерных для A_{2e} признаков 1 и 2. Признак 3 — равенство импульсов e^+ и e^- — использовался на последнем этапе для окончательного выделения позитрониев после применения всех других критериев. Критерии отбора вводились по параметрам $\xi_1: \xi_1 = \Delta x = x_1 - x_2$ — разность x -координат e^+ и e^- на входе в магнит; $\xi_2 = \Delta y = y_1 - y_2$ —

разность y -координат e^+ и e^- на выходе из магнита (на выходной мембране вакуумного канала); $\xi_3 = \Delta\theta_{y1}$, $\xi_4 = \Delta\theta_{y2}$ - отклонения треков в вертикальной плоскости от направления на мишень. Величина Δy определялась на выходе из магнита, чтобы исключить влияние на нее многократного рассеяния в мембране. Критерии вводились как независимо, так и совместно. В последнем случае вводилось ограничение на величину

$$r = \left[\sum_{i=1}^4 \left(\frac{\xi_i}{\sigma_i} \right)^2 \right]^{1/2},$$

где σ_i - параметр распределения по величине ξ_i , равный половине интервала, в котором содержится 68% событий.

Пары $\pi^+\pi^-$ -мезонов с малыми относительными импульсами выделялись по критериям на величину $\Delta\theta_y = [(\Delta\theta_{y1})^2 + (\Delta\theta_{y2})^2]^{1/2}$ и на время появления частиц в годоскопических счетчиках.

Перед отбором событий по перечисленным критериям в параметры треков вносились поправки, учитывающие горизонтальную составляющую поля магнита, которая приводит к тому, что средние значения распределений по ξ_i оказываются не равными нулю и зависят от импульсов частиц и их координат на входе в магнит. Чтобы определить эти поправки, зависимости ξ_i представлялись в виде полиномов четвертой степени от комбинации x, y и p на входе в магнит. Коэффициенты полиномов определялись аппроксимацией методом ортогональных полиномов ^{120/} треков от конверсионных пар. В результате проведенной таким образом коррекции ширины распределений по Δx и Δy уменьшились в различных импульсных интервалах на 5+15%, по $\Delta\theta_y$ - на 25+50%.

Уточнялась также ориентация дрейфовых камер относительно оси канала и расстояние Z от камер до центра магнита. Повороты системы ДК вокруг осей Z и X исключили постоянные систематические смещения в величинах Δy и $\Delta\theta_y$, соответственно. Уточнение расстояния Z устранило смещение величин Δx . Для выполнения коррекции использовались распределения по $\Delta x, \Delta y$ и $\Delta\theta_y$ для пар от конверсии γ -квантов.

При регистрации $\pi^+\pi^-$ -пар дополнительно выполнялась описанная ранее коррекция координат частиц на входе в магнит, связанная с отклонением траекторий частиц в остаточном магнитном поле канала.

5. Геометрическое, импульсное и временное разрешение установки

Точность определения величины Δy ограничена многократным рассеянием в дрейфовых камерах и воздухе, а также пространственным разрешением ДК. В разрешение по $\Delta\theta_y$ дополнительную неопределенность вносит многократное рассеяние в мембране вакуумной камеры, в разрешение по Δx - еще и процедура восстановления координат на входе в магнит. Распределения по $\Delta x, \Delta y$ и $\Delta\theta_y$ имеют вид, близкий к нормальному со средним значением, равным нулю, и определенными выше параметрами σ_i .

Представление о геометрическом разрешении установки дает анализ распределений по $\Delta x, \Delta y$ и $\Delta\theta_y$ e^+e^- -пар от конверсии γ -квантов. Однако эти распределения конверсионных пар шире, чем e^+e^- -пар от развала A_{2e} , так как углы разлета пар конверсии ($\sim m_e/E_\gamma$) больше, чем углы разлета ($\sim \alpha m_e/E_{A_{2e}}$) пар от диссоциации A_{2e} (m_e - масса электрона, $E_\gamma, E_{A_{2e}}$ - энергии γ -квантов и A_{2e} соответственно). Дополнительное уширение распределений конверсионных пар по углу раствора происходит из-за многократного рассеяния в конверторе. Все это не позволяет без дополнительного анализа определить истинное разрешение установки, в особенности по Δy и импульсам.

Зависимости параметров распределений σ_i от импульсов для конверсионных пар приведены на рис. 2. Значения ширин определялись по тем парам конверсии, для которых $|\epsilon| = |2(p_1 - p_2)/(p_1 + p_2)| < 0,1$, где p_1, p_2 - импульсы электрона и позитрона. При таком отборе вероятность попадания в чувствительную область детекторов конверсионных пар и пар от диссоциации A_{2e} практически одинаковы.

Зависимости σ_i от импульсов были получены также моделированием конверсионных пар. Координаты попадания γ -кванта в конвертор разыгрывались равномерно в пределах сечения пучка. Затем в соответствии с измеренным импульсным распределением конверсионных электронов разыгрывался импульс p_1 электрона. Импульс p_2 позитрона разыгрывался равномерно от $0,9 p_1$ до $1,1 p_1$ так, чтобы выполнялось условие $|\epsilon| < 0,1$. Затем разыгрывался угол вылета θ_1 электрона относительно направления движения γ -кванта с

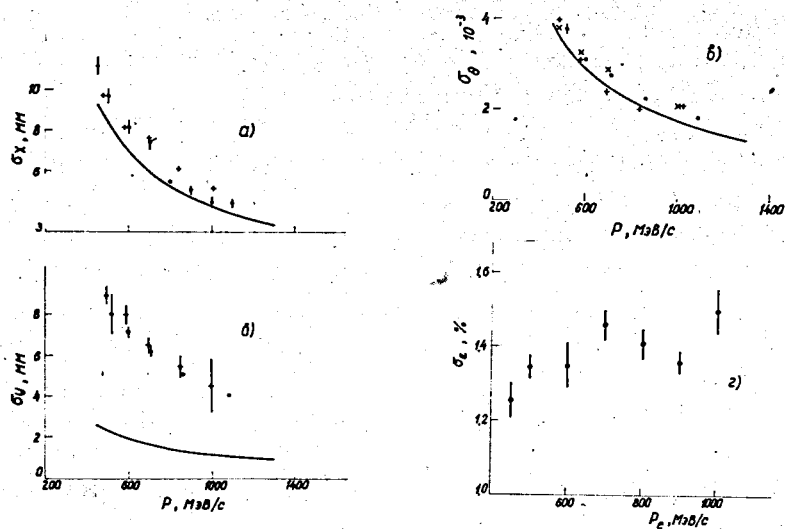


Рис.2. Зависимость точностных характеристик установки от импульса одной из частиц. а) точность определения расстояния между точками входа в магнит e^+ и e^+ по x - координате: + - для конверсионных пар, - то же по результатам моделирования для конверсионных пар, сплошная линия - моделирование для пар от развала A_{2e} ; б) то же по y -координате на выходной мембране вакуумной камеры; в) отклонение от направления на мишень треков электрона и позитрона: + и x - для конверсионных e^+ и e^- , - моделирование для конверсионных e^+ и e^- , линия-моделирование для частиц от развала A_{2e} ; г) моделированное разрешение по величине $\epsilon = 2(p_1 - p_2) / (p_1 + p_2)$ для пар от развала позитрония.

использованием формулы из [22]. Полярный угол φ разыгрывался равномерно в интервале $[0, 2\pi]$.

Координата точки конверсии разыгрывалась равномерно по толщине конвертора. При моделировании прохождения частиц через

установку учитывалось многократное рассеяние в конверторе и элементах установки, а также точность восстановления пространственных координат в ДК.

Значение проекции угла многократного рассеяния разыгрывался по нормальному закону со среднеквадратичным углом $\sqrt{2I}$

$$\theta = \frac{14,1}{p \beta} \sqrt{\frac{L}{L_R}} \left(1 + \frac{1}{9} \lg\left(\frac{L}{L_R}\right) \right) = \frac{\Delta}{p},$$

где L/L_R - толщина слоя вещества в радиационных длинах, p - импульс частицы в МэВ/с. Коэффициент Δ в единицах мрад/(ГэВ/с) равен для мембраны - 1,003, 0,5 м воздуха - 0,395, пакета ДК (в среднем) - 0,553. Величина смещения частицы от первоначального направления разыгрывалась также по нормальному закону со среднеквадратичным отклонением $\Delta x = \frac{L\theta}{\sqrt{3}}$. Использование нормального закона для описания процессов многократного рассеяния несколько занижает вероятность рассеяния на большие углы.

При моделировании прохождения частицы через ДК определялась координата точки пересечения треком сигнальной плоскости камеры и к ней добавлялась нормально распределенная случайная величина, связанная с собственным разрешением камер. Среднеквадратичные отклонения подбирались таким образом, чтобы распределения событий по сумме квадратов отклонений координат от проведенного через них трека совпали с распределениями, полученными при обработке экспериментальных данных. Полученный набор координат использовался для проведения трека. Алгоритмы поиска треков в ДК и определения параметров треков на входе в магнит были такими же, как при обработке экспериментальных данных.

Затем полученные параметры трека использовались для определения координат входа частицы в магнит и ее импульса аналогично тому, как это делалось при обработке экспериментального материала. Разности заданных при моделировании значений x_1, y_1, p_1 и соответствующих значений, восстановленных на последнем этапе, гистограммировались, и определялись параметры $\sigma'_{xk}, \sigma'_{yk}$, и σ'_p , характеризующие точность измерения для одной частицы.

Было выполнено также моделирование точности измерения координат и импульса для одной частицы из пары, образующейся в результате диссоциации A_{2e} на входе в магнитное поле. Из-за малой энергии связи угол разлета e^+e^- -пары от развала A_{2e} можно считать равным нулю, а импульсы частиц равными друг другу. В остальном условия моделирования те же, что и для конверсионных пар. Интересующие нас точности σ_{xA} , σ_{yA} , σ_ϵ измерения разности координат e^+ и e^- и величины ϵ в этом случае в $\sqrt{2}$ раз больше значений σ_{xA} , σ_{yA} и σ_p для одной частицы пары.

Определение параметров σ_{xk} , σ_{yk} для распределений разностей координат пар конверсии рассмотрим на примере σ_{yk} . Для σ_{xk} процедура была аналогичной. Зная точность σ_{yk} измерения координат одной частицы на выходе из магнита для конверсионных электронов и точность σ_{yA} измерения координат электронов от развала A_{2e} , можно оценить вклад конвертора в погрешность измерения координаты одной частицы: $\sigma_k = ((\sigma_{yk})^2 - (\sigma_{yA})^2)^{1/2}$. Далее считалось, что σ_k (пары) равно $2\sigma_k(e^-)$, то есть, что углы разлета e^+ и e^- относительно направления движения γ -кванта коррелированы и вклад их в σ_k преобладает над вкладом многократного рассеяния e^+ и e^- в конверторе. Полагая, что многократное рассеяние и погрешности при реконструкции треков для e^+ такие же, как для e^- , получаем точность измерения разности y -координат конверсионных e^+ и e^- на выходе из магнита равной

$$\sigma_{yk} = ((2\sigma_k)^2 + 2(\sigma_{yA})^2)^{1/2} = (4(\sigma_{yk})^2 - 2(\sigma_{yA})^2)^{1/2}$$

Заметим также, что распределения событий по величинам $(\Delta x, \Delta p/p)$ и $(\Delta y, \Delta \theta_y)$ моделировались независимо двумя программами. При моделировании распределений Δx и $\Delta p/p$ треки частиц проводились через магнитное поле по программам, используемым при обработке экспериментальных данных. А при моделировании распределений Δy и $\Delta \theta_y$ параметры трека в горизонтальной плоскости определялись приближенно.

Сравнение параметров распределений конверсионных пар, полученных моделированием и экспериментально (рис. 2), показывает их удовлетворительное совпадение. Заметим, что σ_y для пар от A_{2e} в несколько раз меньше, чем от конверсионных пар. Некоторое различие в σ_x между значениями для конверсионных пар и пар от A_{2e} объясняется тем, что в процедуре определения координат на входе в

магнит предполагается, что частица испускается из мишени. Лучшее согласие моделированных и экспериментальных значений σ_θ связано с процедурой определения $\Delta \theta_y$.

Полученные при моделировании значения параметров σ_1 для A_{2e} служат мерой точности восстановления разности x -координат на входе в магнит, разности y -координат на выходной мембране, отклонения частиц от направления на мишень. Величина $\sigma_\epsilon = 0,014$ распределения по ϵ пар от A_{2e} служит для оценки ширины интервала $\Delta \epsilon$, в котором при обработке осуществляется поиск атомов A_{2e} .

Экспериментальные и моделированные значения параметров σ , характеризующих ширины распределений, аппроксимировались зависимостями от импульса следующего вида: $\sigma = a + b \sqrt{1/p_1^2 + 1/p_2^2}$ для Δx и Δy , $\sigma = a + b/p$ для $\Delta \theta_y$. Выбор таких зависимостей связан с многократным рассеянием, постоянный член мал и определяется пространственным разрешением ДК.

Остановимся подробнее на импульсном разрешении спектрометра. Моделированием было определено $\sigma_\epsilon = 0,014$. Импульсное разрешение спектрометра было также найдено экспериментально при регистрации пар от развала A_{2e} . В этом случае $p_1 = p_2$ и, следовательно, форма распределения по ϵ имеет вид пика со средним значением, равным нулю и шириной, определяемой только разрешением установки. Среднеквадратичное отклонение распределения по ϵ для зарегистрированных A_{2e} составила $\sigma_\epsilon = 0,015 \pm 0,003$.

На разрешение по ϵ влияют многократное рассеяние, неопределенность в процедуре восстановления треков, неточность в карте магнитного поля, погрешность в определении угла установки пакета дрефовых камер относительно оси канала, смещение с оси канала точки взаимодействия протонного пучка с мишенью. Последние три фактора, не учитывавшиеся при моделировании, могут приводить как к уширению пика, так и к зависимости его положения от импульса. Для исключения этой зависимости и минимизации ширины пика угол установки ДК варьировался. Сравнение значений σ_ϵ , полученных при моделировании и в эксперименте, показывает, что факторами, определяющими разрешающую способность, являются многократное рассеяние и процедура восстановления треков.

Рассмотрим временные характеристики установки. Интервал времени t_G между прохождениями пионов в T_1 и T_2 измерялся с

помощью годоскопов. Измеренное значение t_G корректировалось на время пролета частиц от мишени до годоскопов (масса частиц принималась равной массе пиона), на время распространения света в сцинтилляторах и на разброс задержек в каналах отдельных счетчиков.

На рис. 3 показано распределение событий по интервалу времени t_G . Пик при $t_G=0$ сформирован частицами, возникшими в одном акте протон-ядерного взаимодействия. Его среднеквадратичное отклонение равно $\sigma_t=0,79$ нс. Равномерная подложка образована случайными совпадениями частиц.

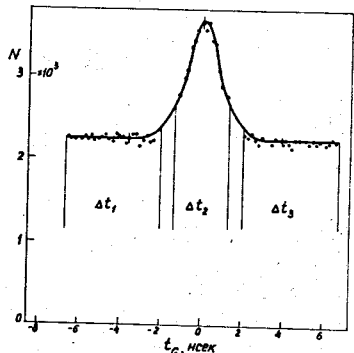


Рис.3 Распределение событий по интервалу времени между вылетом π^+ и π^- -мезонов из мишени.

Интервалы Δt_1 и Δt_3 длительностью в 4,75 нс каждый использовались для получения распределений событий случайных совпадений, а интервал $\Delta t_2=2,71$ нс — суммы событий истинных и случайных совпадений. Распределения событий истинных совпадений, используемые в дальнейшем, получались вычитанием соответствующих распределений с учетом длительностей временных интервалов.

Телескопы установки, регистрировавшие заряженные частицы с импульсами от 800 до 2400 МэВ/с, не позволяли отличать пионы от каонов и протонов. Однако пик истинных совпадений формируется только пионами, так как время пролета между мишенью и детекторами для пионов и каонов (протонов) существенно различается, а число K^+K^- — или $p\bar{p}$ — совпадений не превышает 2% от числа $\pi^+\pi^-$ -совпадений. В случайных совпадениях дискриминация каонов и протонов по времени пролета отсутствует.

Распределения по углам отклонения от направления на мишень в вертикальной плоскости $\Delta\theta_{y1}$ и $\Delta\theta_{y2}$ имеют узкие пики, соответствующие частицам, испущенным из мишени (рис. 4). Ширина пиков на полувысоте определяется точностью измерения углов θ_{y1} , θ_{y2} и равна $2,5 \cdot 10^{-3}$. События, обусловленные распадом частиц налету, рассеянием на стенках коллиматора и проволоках дрейфовых

камер образуют более широкое распределение на уровне $2 \cdot 10^{-2}$ под пиком для истинных совпадений и $4 \cdot 10^{-3}$ — для случайных.

Обозначим через α относительный импульс частиц пары в ее с.ц.и. Распределение событий по продольному импульсу q_L (проекция α на направление среднего импульса пары ($\vec{P} = (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)/2$)) показано на рис.5. В распределении событий из интервала Δt_2 наблюдается пик вблизи $q_L=0$, отсутствующий в случайных

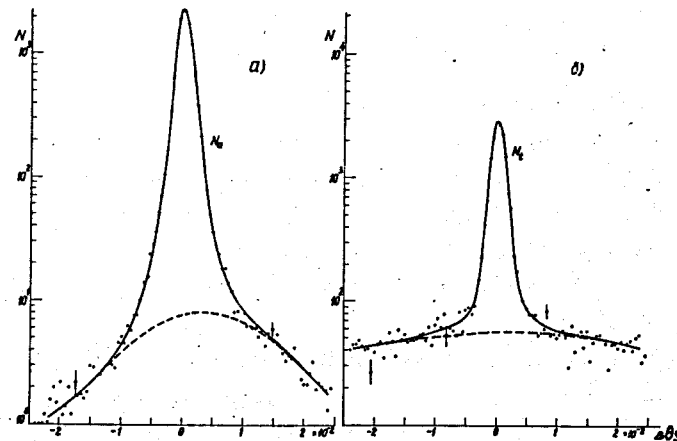


Рис.4. Распределение событий по величине $\Delta\theta_y$ отклонения треков в вертикальной плоскости от направления на мишень для первого телескопа: а) — случайные совпадения; б) — истинные совпадения.

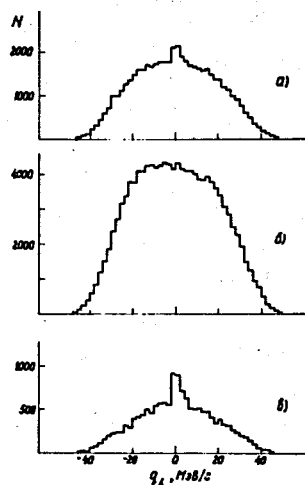


Рис.5. Распределение событий по продольному относительному импульсу q_L : а) — события из интервала Δt_2 (истинные и случайные совпадения); б) — случайные совпадения; в) — истинные совпадения.

совпадениях. Вследствие этого распределение истинных совпадений по продольному импульсу имеет узкий пик вблизи нуля (рис.5в). Наблюдение такого пика возможно только при достаточно высокой разрешающей способности установки по относительным импульсам пионной пары. В нашем случае разрешающая способность (среднеквадратичное отклонение) составляет $\sigma(q_T) = 1,3$ МэВ/с, $\sigma(q_T) = 0,67$ МэВ/с (q_T — величина поперечного импульса — проекция q на плоскость, перпендикулярную к направлению среднего импульса пары).

Приведенное выше значение $\sigma(q_T)$ соответствует использованию в установке танталовой мишени толщиной 10 мкм. Для углеродной мишени толщиной < 1 мкм разрешение по q_T лучше из-за меньшего многократного рассеяния: $\sigma(q_T) = 0,2$ МэВ/с.

В работе по измерению дифференциального сечения рождения $\pi^+\pi^-$ -пар экспериментальные данные представлялись в виде корреляционной функции $R(q) = 1/N \cdot N_t(q)/N_a(q)$, где $N_t(q)$ и $N_a(q)$ — число истинных и случайных совпадений при регистрации пионных пар с относительным импульсом q в определенном интервале значений среднего импульса \vec{p} . Нормировочная константа N выбрана так, чтобы $R(q) \rightarrow 1$ при $q \rightarrow \infty$. Для определенной таким образом корреляционной функции исключается влияние эффективности регистрации пионов и акцептанса установки.

На рис.6 показана корреляционная функция $R(q)$, полученная для полного интервала импульсов p и при разбиении этого интервала на мягкую ($p < 1,5$ ГэВ/с) и жесткую ($p > 1,5$ ГэВ/с) части спектра. Указанные на рисунке ошибки обусловлены статистикой числа событий и учитывают определенные корреляции величин N_t и N_a .

Кривые на рис. 6,7 и 8 представляют собой результат расчета в предположении о зависимости $R(q)$ только от кулоновского взаимодействия в пионной паре; обоснования для такого приближения даны в [7]. Кривые получены моделированием с использованием пар из случайных совпадений. Учитывались разрешающая способность установки по q , q_T , q_L и влияние кулоновского взаимодействия [7]. Отметим, что расчетные формулы не содержат свободных параметров.

Поведение корреляционной функции в зависимости от поперечного относительного импульса пары (q_T) показано на рис. 7. Корреляционная функция $R(q_T)$ приведена для всех событий и для

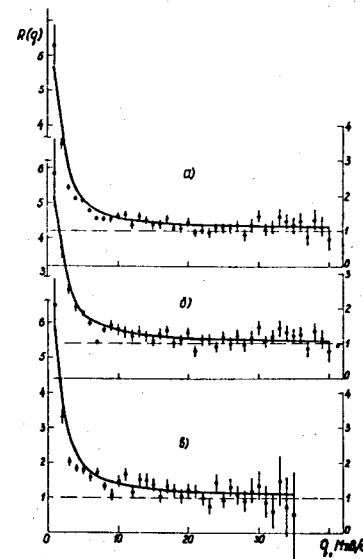


Рис.6. Корреляционная функция $R(q)$ $\pi^+\pi^-$ -пар; а) — все события; б) — события со средним импульсом $p < 1,5$ ГэВ/с; в) — события с $p > 1,5$ ГэВ/с.

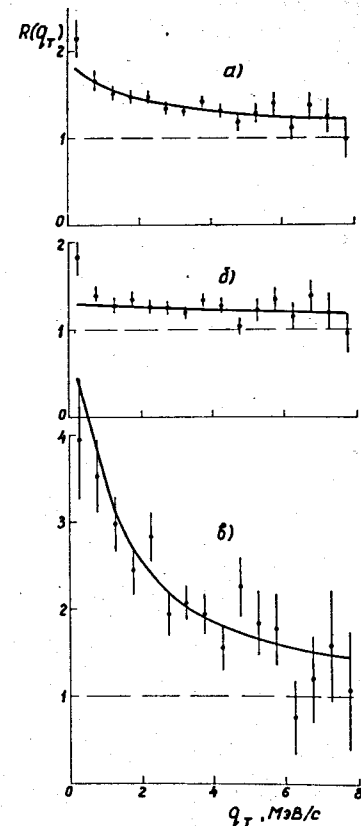


Рис.7. Корреляционная функция $R(q_T)$ $\pi^+\pi^-$ -пар; а) — все события; б) — события с $|q_T| > 4$ МэВ/с; в) события с $|q_T| < 4$ МэВ/с.

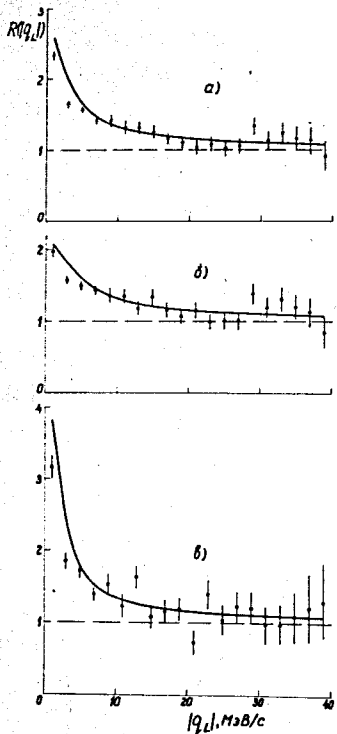


Рис.8. Корреляционная функция $R(|q_L|)$ $\pi^+\pi^-$ -пар; а) -все события; б) -события с $q_T > 2$ МэВ/с; в) -события с $q_T < 2$ МэВ/с.

событий в двух интервалах продольного импульса. Корреляционная функция в зависимости от величины модуля продольного импульса приведена на рис.8.

Заключение

Описана установка, предназначенная для регистрации пар частиц высокой энергии с малым относительным импульсом. Специфика экспериментов исключала использование в установке координатных детекторов между мишенью - источником частиц и спектрометрическим магнитом. Тем не менее достигнутое в установке координатное и импульсное разрешение оказалось достаточным для идентификации ультррелятивистских позитрониев с γ -факторами $\sim 10^3$ в потоке γ -квантов и заряженных частиц с интенсивностью на 9 порядков выше интенсивности потока позитрониев.

Разрешающая способность установки по относительному импульсу в с.ц.и. пары $\alpha(q) \approx 1,2$ МэВ/с позволила детально изучить распределение $\pi^+\pi^-$ -пар в области $q < 10$ МэВ/с и наблюдать эффект, обусловленный кулоновским взаимодействием $\pi^+\pi^-$ -мезонов в конечном состоянии.

Авторы выражают благодарность Т.С.Григалашвили, А.И.Григорьеву, К.И.Губриенко, В.М.Жабицкому, В.И.Котову, А.П.Курову, Б.Б.Мищенко за участие в создании установки "Позитроний", Н.А.Владимировой, В.М.Кудрявцеву, В.А.Смирнову за помощь в изготовлении детекторов, С.М.Медведю, О.Н.Казаченко и сотрудникам ИЦ ЛЯП за помощь в обработке экспериментальных данных, С.Г.Пластининой, В.Ф.Чуркиной за оформление статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неменов Л.Л. - ЯФ, 1972, т.15, с.1047.
2. Неменов Л.Л. - ЯФ, 1976, т.24, с.319.
3. Неменов Л.Л. - ЯФ, 1985, т.41, с.980.
4. Алексеев Г.Д. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.139.
5. Афанасьев Л.Г. и др. - ЯФ, 1989, т.50, с.7.
6. Афанасьев Л.Г. и др. - ЯФ, 1990, т.51, с.1040.
Afanasyev L.G. et.al. - Phys.Lett., v236B, p.116.
7. Афанасьев Л.Г. и др. - Препринт ОИЯИ, Р1-90-149, Дубна 1990.
Направл. в ЯФ
8. Меледин Г.В., Сербо В.Г., Сливков А.К. - Письма в ЖЭТФ, 1976, т.13 с.98.
9. Губриенко К.И. и др. - ПТЭ, 1987, Т.1, с.26.
10. Григалашвили Т.С. и др. - Сообщение ОИЯИ, 13-86-111, Дубна 1986.
11. Алексеев Г.Д. и др. - ПТЭ, 1985, Т.2, с.52.
12. Карпухин В.В. и др. - В сб. Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-85-793, с.291, Дубна, 1985.
13. Горчаков О.Е. и др. - ПТЭ, 1984, Т.1, с.77.
14. Куликов А.В., Купцов А.В., Язьков В.В. - Сообщение ОИЯИ, Р9-87-838, Дубна, 1987.
15. Карпухин В.В. - Сообщение ОИЯИ, Р13-83-913, Дубна, 1983.
16. Григалашвили Т.С., Фроликов С.М., Шумаков М.Н. - Сообщение ОИЯИ 10-84-664, Дубна, 1984.
17. Григалашвили Т.С., Фроликов С.М., Шумаков М.И. - Сообщение ОИЯИ 10-84-666, Дубна, 1984.

18. Айвазян С. А., Енюков И. С., Мешалкин Л. Д. - Прикладная статистика. Исследование зависимостей. с.254, Издательство "Финансы и статистика", Москва, 1985.
19. Alekseev G.D. et al. - NIM, 1980, v.177. p.385.
20. Горчаков О.Е. - Сообщение ОИЯИ, P11-84-188, Дубна, 1984.
21. Review of Particle Properties - Phys.Lett., 1988, v.204B, p.65.
22. Koji Ueno - NIM, 1977, v.146, p.347.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 ноября 1990 года.