

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С346.48

A-91

1 - 9832 ^{11/x-76}

3975/2-76

Р.Г.Аствацатуров, Л.С.Бойцова, Н.П.Зотов,
В.И.Иванов, В.А.Квливидзе, Е.Кнапик,
В.А.Крамаренко, А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов,
Н.Н.Пляшкевич, С.Н.Пляшкевич, Б.М.Старченко,
М.Н.Хачатурян, В.А.Царев

ИССЛЕДОВАНИЕ

ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ

π^- -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ

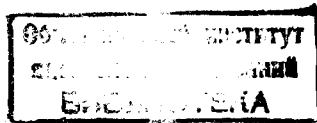
ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАЧАХ

В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 3-7 ГэВ

1976

Р.Г.Аствацатуров, Л.С.Бойцова, Н.П.Зотов,¹
В.И.Иванов, В.А.Квливидзе,¹ Е.Кнапик,
В.А.Крамаренко, А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов,
Н.Н.Пляшкевич, С.Н.Пляшкевич, Б.М.Старченко,
М.Н.Хачатурян, В.А.Царев²

ИССЛЕДОВАНИЕ
ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ
 π^- -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ
ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАЧАХ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 3-7 ГэВ



¹ ИНИИЯФ МГУ.

² Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР.

1. Введение

Изучение бинарных реакций адронов является одной из центральных проблем физики высоких энергий. До недавнего времени оно было основной целью большинства экспериментов по столкновению энергичных частиц и основным источником информации об адронной динамике. Хотя в последнее время в связи с ростом энергии ускорителей все большее внимание привлекается к исследованию многочастичных процессов, тем не менее не следует забывать, что именно интуиция, основанная на изучении двухчастичных столкновений, составляет фундамент нашего понимания механизмов более сложных многочастичных реакций.

Представление о периферическом, обменном характере взаимодействия при высоких энергиях, получившее дальнейшее развитие в модели Редже, привело к несомненному успеху, позволив качественно скоррелировать широкий круг экспериментальных данных. Однако трудности, возникающие при детальном количественном сопоставлении с экспериментом, приводят к необходимости дальнейшего уточнения существующих теоретических подходов. И здесь нам кажется уместным напомнить о той роли для теории, которую играют экспериментальные измерения. В отсутствие последовательной теории сильных взаимодействий именно постоянное сопоставление результатов экспериментальных исследований с "пробными" теоретическими моделями лежит в основе современного развития адронной физики. Развитие и усовершенствование модели Редже как нельзя лучше иллюст-

рирует сказанное. Именно эксперименты показали недостаточность вначале простой полюсной модели /поляризация в $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, передние пики в $\gamma N \rightarrow \pi^\pm N$ и $p n \rightarrow p n$; кроссовер и факторизация/, затем абсорбтивных моделей "слабых" и "сильных" разрезов/поляризация в $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\alpha_{\text{эфф}}$ / и, наконец, "модифицированной" абсорбтивной модели /дуальность, сужение передних пиков/. В последнее время предпринимаются попытки построения адекватной модели бинарных реакций на базе идей теории Редже и абсорбции, связанные с использованием s-канальной редже-картины^{/1/}, объединением теории Редже и геометрических представлений /"реджеометрия"^{/2/} /, учетом взаимодействия полюсов и разрезов /модель комплексных полюсов Редже^{/3/} /, а также в рамках квазипотенциального подхода^{/4/} и метода U-матрицы^{/5/}.

Среди множества бинарных реакций особое место занимают реакции зарядового обмена и прежде всего



Выделенность этих процессов связана с тем, что правила отбора допускают в t-канале этих реакций обмены лишь с квантовыми числами соответственно ρ -и A_2 -мезонов, т.е. с точки зрения теории Редже они относятся к числу простейших и, следовательно, наиболее удобных для изучения механизмов реакции.

Какова же ситуация в отношении экспериментальных данных по этим процессам? К сожалению, ее нельзя признать удовлетворительной, и это, в частности, относится к области малых t, где в данных, полученных разными группами, имеется ряд противоречий.

A. $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

Реакция перезарядки /1/ ранее подробно исследовалась в следующих работах: в области импульсов до 18 ГэВ/с - в^{/6,7/}, от 20 до 50 ГэВ/с - в^{/8/}, от 20 до 100 ГэВ/с - в^{/9/}.

Интерес к реакции /1/ обусловлен также тем, что сечение перезарядки при $t=0$ может быть связано с разностью полных сечений взаимодействия π^- - и π^+ -мезонов на протонах: $\Delta\sigma \equiv \sigma(\pi^- p) - \sigma(\pi^+ p)$. Изотопическая инвариантность и оптическая теорема приводят к следующему соотношению:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \right|_{t=0} = \frac{(\Delta\sigma)^2}{32\pi} (1+\rho^2) \approx 25.54(1+\rho^2)(\Delta\sigma)^2. \quad /3/$$

Здесь ρ - отношение реальной части амплитуды рассеяния с перезарядкой вперед к мнимой части, $\Delta\sigma$ измеряется в мб, а $d\sigma/dt$ - в мкб/ГэВ². Разность полных сечений $\Delta\sigma$ измерялась в области импульсов до 20 ГэВ/с - в работе^{/10/} от 20 до 60 ГэВ/с - в^{/11/} от 50 до 200 ГэВ/с - в^{/12/}.

При всех энергиях общая структура дифференциального сечения процесса перезарядки /1/ такова: величина $d\sigma/dt$ проходит через максимум при $-t=0,03$ /ГэВ/с²; в интервале $0,1 \leq -t \leq 0,6$ /ГэВ/с² сечение быстро падает с увеличением $-t$ и при $-t > 0,6$ /ГэВ/с² проходит через второй максимум.

Однако данные, касающиеся провала /"дипа"/ при $t=0$, противоречивы. В то время, как данные при низких /до 18 ГэВ/ и средних /серпуховских/ энергиях показывают, что с ростом энергии этот дип исчезает /первый максимум при $-t \approx 0,03$ постепенно выполаживается/, предварительные данные FNAL^{/9/} отвергают такую тенденцию: дип сохраняется до энергии 100 ГэВ и первый максимум не выполаживается. Это означает, что большой вклад амплитуды с переворотом спина, который очевиден при энергиях ниже 20 ГэВ, остается и при высоких энергиях.

Значения $(d\sigma/dt)_{t=0}$ при разных энергиях, полученные в Серпухове^{/8/} и FNAL, сильно отличаются друг от друга, в том числе в перекрывающейся области импульсов от 20 до 50 ГэВ/с. Это приводит к различным значениям пересечения эффективной ρ -траектории, которая определяется по формуле

$$\frac{d\sigma}{dt} = B(t) s^{2\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(t)-2} \quad /4/$$

Серпуховские данные для $(d\sigma/dt)_{t=0}^{/8/}$ имеют энергетическую зависимость, из которой следует, что значения эффективной траектории при $t=0$ равно:

$$\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(0) = 0,58 \pm 0,03.$$

При этом в области малых t /вблизи нуля/ траектория $\alpha_{\rho}(t)$ линейна. Эффективная траектория, полученная из экспериментальных данных FNAL, выполаживается вблизи $t=0$ и $\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(0) \approx 0,50$ /В обоих случаях при обработке учитывались данные^{/6/}/. Оба эти значения сильно отличаются от значения $\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(0)$, полученного из измерений $\Delta\sigma$, выполненных в Серпухове^{/11/}. Из этих измерений следует, что $\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(0) = 0,67 \pm 0,04$. И хотя экспериментальные данные для $\Delta\sigma$, полученные в области энергий от 50 до 200 ГэВ^{/12/}, значительно смягчили остроту этого противоречия /поскольку энергетическое поведение $\Delta\sigma$ совместимо с $\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(0) \approx 0,55$ /, оно не разрешено окончательно. Как следует из /3/, вопрос о значении $\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(0)$ тесно связан с поведением $\rho(s)$.

В модели полюсов Редже $\rho(0) = [\text{tg} \frac{\pi \alpha_{\rho}(0)}{2}]^{-1}$ не зависит от энергии и при $\alpha_{\rho}(0) = 0,5$ равно 1.

Мы уже отмечали противоречивость экспериментальных данных для $(d\sigma/dt)$ при очень малых t ($|t| \leq 0,03$). Теперь обратимся к экспериментальным данным для $(d\sigma/dt)$ при больших значениях t . По формуле /4/ эти данные позволяют найти $\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(t)$. Из серпуховских измерений^{/8/}

$$\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(t) = (0,56 \pm 0,02) + (0,97 \pm 0,04)t,$$

тогда как данные FNAL^{/9/} дают^{/13/}:

$$\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(t) = 0,53 + 0,83 t.$$

/Отметим, что траектория, проходящая через ρ - и g -мезоны, имеет вид $\alpha(t) = 0,48 + 0,89 t$ / . В рабо-

те^{/9/} специально сравнивались $\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(t)$, полученные из данных при энергиях до 18 ГэВ^{/6/} и при энергиях от 20 до 100 ГэВ/с^{/9/}. Было замечено, что при $-t < 0,2$ /ГэВ/с² значения $\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(t)$, полученные из данных при низких энергиях, лежат систематически выше значений, полученных при высоких энергиях.

Б. $\pi^- p \rightarrow \eta n$

Экспериментальные данные как по сечению, так и по поляризации для реакции /2/ значительно беднее, чем для реакции /1/. В области умеренных энергий измерения сечения проводились в работах^{/14-17/}, а при высоких энергиях - в^{/9,18/}. Основные результаты этих работ можно суммировать следующим образом.

1/ Если $\sigma(p) \equiv \int \frac{d\sigma}{dt} dt$ описывать степенной зависимостью:

$$\sigma(p) = A \rho_{\text{лаб}}^{-n},$$

то в интервале импульсов 2,9-100 ГэВ/с^{/7,14/}

$$A = 297 \pm 27 \text{ мкб}, \quad n = 1,47 \pm 0,03.$$

В то же время в интервале 3-50 ГэВ/с^{/14-18/}

$$A = (230 \pm 30) \text{ мкб}, \quad n = 1,35 \pm 0,04.$$

Таким образом, данные в интервале 3-100 ГэВ/с приводят к систематически более низким значениям A и n , нежели данные при 3-100 ГэВ/с.

2/ Измерения дифференциального сечения при малых импульсах, $-t \approx 0,05$ /ГэВ/с², приводят к следующим значениям:

0,4 - из данных при 3-100 ГэВ/с;

0,5 - из данных при 3-50 ГэВ/с.

В то же время эффективные траектории, найденные из данных при 3-18 ГэВ/с^{/14/} и 20-100 ГэВ/с, совпадают, за исключением указанного разногласия при малых t (≈ 0). Подгонка с учетом всех данных /без^{/17/} / дает

$$\alpha_{\text{эфф}}^{\rho}(t) = 0,45 + 0,7t,$$

тогда как в недавней работе^{/17/} найдено

$$a_{\rho \text{ эфф}}^{A_2}(t) = (0,426 \pm 0,07) + (0,737 \pm 0,026)t.$$

3/ Структура дифференциального сечения реакции /2/ при малых t характеризуется передним дипом и широким максимумом при $t \approx -0,1$. Однако в экспериментах при $p = 3,36; 3,72; 7 \text{ ГэВ/с}^{15/}$ для рассеяния вперед обнаружено отсутствие переднего дипа и подъем сечения при малых t .

4/ Поскольку $a_{\rho \text{ эфф}}(t) \approx 0,53 + 0,83t$, то из данных по реакции /2/ следует, что ρ - и A_2 -эффективные траектории не являются обменно-вырожденными при малых t и

$$a_{\rho}(0) - a_{A_2}(0) \approx 0,1,$$

причем наклон эффективной A_2 -траектории /при $t < 0$ / меньше, чем ρ -траектории, $a_{\rho \text{ эфф}}$ и $a_{A_2 \text{ эфф}}$ пересекаются при $t \approx -0,5$.

Как уже отмечалось выше, в реакциях /1/ и /2/ допускаются обмены лишь с квантовыми числами ρ - и A_2 -мезонов соответственно. Однако для описания этих реакций в рамках модели Редже учет лишь полюсных особенностей оказывается недостаточным и приходится вводить дополнительные особенности /с теми же квантовыми числами, что и для ρ - и A_2 -мезонов/. Так, для реакции /1/ вводят ρ' -полюс, разрезы или комплексные полюса. Последние результаты, полученные в этих направлениях, можно найти в работах /19-23/. Теоретическое описание реакции /2/ в рамках абсорбтивной модели оказывается еще более сложным, чем реакции /1/. Так, в работе /24/ для описания $d\sigma/dt(\pi^-p \rightarrow \eta n)$ в области от 2,5 до 18 ГэВ/с было найдено необходимым, помимо A_2 -полюса и связанного с ним ($A_2 - P$)-разреза, ввести вторичный полюс π_N / $a_{\pi_N} = -0,6 + 0,6t$ /, а при учете правил сумм /25/ - еще полюс π_c ($a_{\pi_c} = 1,4t$). В этом смысле от абсорбтивных моделей выгодно отличается модель комплексных полюсов, которая позволяет описать и дифференциальные сечения, и правила сумм при учете лишь одного комплексного A_2 -полюса /26/.

Укажем теперь некоторые проблемы, с точки зрения которых изучение сечений реакций /1/ и /2/ в области малых передач является особенно интересным.

1/ Траектории $a_{\rho}(t)$ и $a_{A_2}(t)$.

Измерения в области вблизи $t=0$ интересны с точки зрения изучения характера "сшивания" поведения траекторий Редже в областях частиц ($t > 0$) и рассеяния ($t < 0$). В грубом приближении данные указывают, что имеет место гладкая экстраполяция при переходе от $t > 0$ к $t < 0$. Однако более детальный анализ указывает на систематическое отклонение, выходящее за пределы экспериментальных ошибок. Это может быть вызвано различными причинами.

а/ На пороге t -канала траектории Редже имеют точку ветвления, что может вызывать искривление $a(t)$ при переходе от $t > t_{\text{пор}}$ к $t < 0$ /27/.

б/ Так как поведение сечения в области $t < 0$ определяется наряду с полюсной траекторией также вкладом разреза, то $a_{\text{эфф}}$, измеряемая при $t < 0$, может не совпадать с полюсной траекторией, интерполирующей положения резонансов при $t > 0$.

в/ Наконец, унитарность может приводить к взаимодействию полюсов и разрезов, что, в свою очередь, также может вызывать искривление $a(t)$ /28/. Обнаружение кривизны $a(t)$ было бы очень важно для проверки теоретических моделей.

Представляет интерес также определение степени нарушения обменного вырождения траекторий ρ и A_2 .

2/ Изучение структуры дифференциального сечения интересно прежде всего для определения отношения спин-флиповых и нефлиповых вкладов. Это отношение дает информацию о роли спиновых эффектов в реакциях при высоких энергиях. В некоторых моделях /"реджеометрия" /2/ / связь различных спиновых амплитуд довольно жестко фиксируется, и эксперимент при малых t , чувствительный к спиновым эффектам, был бы хорошей проверкой этих моделей.

С точки зрения модели Редже это важно по той причине, что выделение флиповой амплитуды означает выделение практически чисто полюсных вкладов, тогда как нефлиповая амплитуда содержит сильный вклад от разреза. Поэтому флиповая амплитуда, дающая информацию об $a_{\rho}(a_{A_2})$, может быть использована при

изучении вопросов, связанных с полюсной траекторией /кривизна $a(t)$, обменное вырождение и т.д./, тогда как нефлиповая дает информацию об абсорбтивных эффектах.

Наконец, в области малых t сечение реакций /1/ и /2/ может в принципе содержать "тонкую структуру", подобную той, которая была обнаружена недавно в упругих процессах /29/.

3/ В энергетической зависимости дифференциального сечения реакций /1/ и /2/ могут содержаться "флюктуации". Наличие подобных флюктуаций, с одной стороны, возможно, позволило бы ликвидировать противоречия между некоторыми группами экспериментальных данных. С другой стороны, подобные флюктуации ожидаются в ряде теоретических моделей /мультикластерная модель /30/, комплексные полюса /31/, и изучение s -зависимости важно с точки зрения проверки подобных моделей.

Подчеркнем еще, что для моделей, в которых учитывается взаимодействие полюсов и разрезов /3/, область малых передач представляет первостепенный интерес, так как именно в этой области развивается указанное взаимодействие и именно здесь наиболее обоснованными являются предсказания моделей и используемые в теории приближения /разложение типа эффективного радиуса в $j-t$ -плоскости /31/.

В настоящем проекте предлагается программа исследований дифференциальных сечений зарядово-обменных реакций:

$$\pi^- p \rightarrow \begin{cases} \eta n, & \eta \rightarrow \gamma\gamma, \\ \eta' n, & \eta' \rightarrow \gamma\gamma, \\ \pi^0 n, & \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \end{cases}$$

при импульсе 3,4,5,6 и 7 ГэВ/с на ускорителе ЛВЭ в области переданных 4-импульсов от 0 до 0,3 /ГэВ/с². /Две последние реакции будут рассмотрены в последующих проектах/. Впервые эти исследования были начаты в 1967 г. и позволили обнаружить распады $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$ и структуру в дифференциальном сечении реакции /2/ при

$-t < 0,1$ /ГэВ/с². Эти результаты были представлены на международных конференциях в Вене /1968 г./, Лунде /1969 г./, Генденберге /1969 г./ и Киеве /1970 г./ и опубликованы в работах /15,16/.

Создание новой установки - 90-канального черенковского масс-спектрометра-открывает возможность исследовать структуру дифференциальных сечений процессов, указанных в той области $-t$, которая до настоящего времени остается плохо исследованной. Следует отметить, что наряду с данными о перечисленных выше процессах, в этих измерениях будут попутно получены сведения и о реакциях:

$$\pi^- p \rightarrow \omega^0 n, \quad \omega \rightarrow \pi^0 \gamma,$$

$$\pi^- p \rightarrow f^0 n, \quad f \rightarrow 2\pi^0,$$

/5/

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n.$$

Последняя особенно интересна, т.к. выделяет π -обмен и может служить хорошим тестом для ОРЕ-модели с абсорбцией.

Большой интерес к систематическому исследованию реакций $\pi^- p \rightarrow \eta n$, $\pi^- p \rightarrow \eta' n$ связан также с возможностью определить угол смешивания унитарного октета - синглета псевдоскалярных мезонов.

Представляет интерес также исследование зарядово-обменных процессов:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n,$$

/6/

$$\pi^- d \rightarrow \pi^0 p n,$$

/7/

с помощью которых можно экспериментально определить различия в сечениях, связанные с глауберовскими поправками и "занулением" амплитуд перезарядки в области малых переданных импульсов. И, наконец, измерение сечений реакций перезарядки отрицательных пионов на протонах - ядрах даст возможность определить сечения взаимодействия короткоживущих η' , η^0 , π^0 -мезонов с нуклонами.

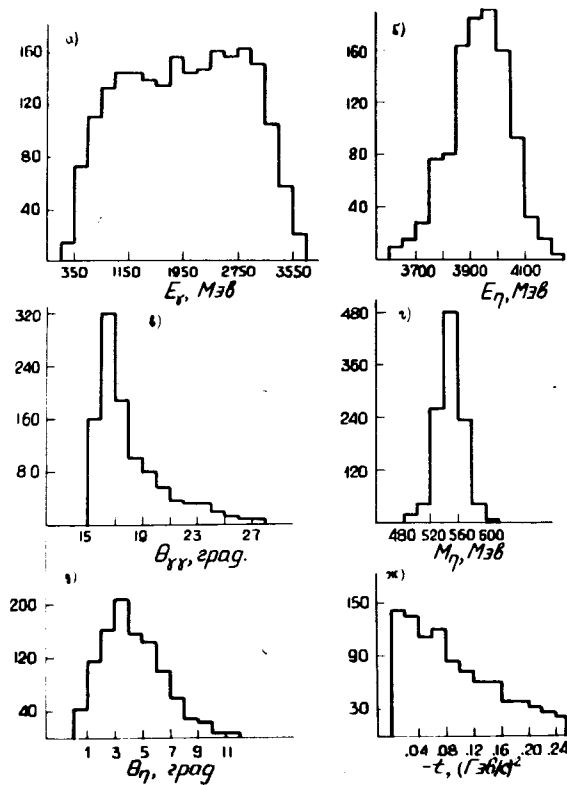


Рис. 1. Результаты моделирования процесса $\pi^- p \rightarrow \eta \pi, \eta \rightarrow \gamma \gamma$ при $P = 4$ ГэВ/с на ЭВМ: а/ распределение энергии отдельных γ -квантов; б/ распределение суммы энергии γ -квантов, $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$; в/ распределение углов разлета γ -квантов θ /в л.с.к./; г/ распределение по эффективной массе M_η для η -мезонов, восстановленное программным образом с учетом угловых и энергетических ошибок аппаратуры; д/ распределение углов вылета η -мезонов θ_η , регистрируемых установкой /в л.с.к./; ж/ интервал переданных нуклону 4-импульсов, регистрируемых установкой в избранной геометрии.

2. Кинематика процесса

Анализ кинематики процесса /2/ проводился для пионов с импульсом 4 ГэВ/с.

Результаты моделирования на ЭВМ представлены на рис. 1. На этом рисунке E_γ - энергетическое распределение отдельных γ -квантов, образующихся в результате распада $\eta \rightarrow \gamma \gamma$, E_η - энергетическое распределение η -мезонов, $\theta_{\gamma\gamma}$ - угол разлета /в л.с.к./ между γ -квантами, θ_η - углы вылета η -мезонов /в л.с.к./, μ_η - распределение по эффективной массе резонанса и t - распределение по переданному 4-импульсу. Эти результаты получены в оптимальной геометрии, когда эффективность регистрации /2/ равна 5%.

В расчетах угловое распределение продуктов распада резонанса предполагалось изотропным в системе покоя резонансной частицы.

Как видно из рис. 1, для процесса /2/ энергетическое распределение имеет выраженный максимум вблизи импульса налетающей частицы, а в распределении углов разлета - выраженный минимум. Эти два обстоятельства имеют важное значение при идентификации процесса /2/.

3. Пучок π^- -мезонов

В эксперименте предполагается использовать пучок π^- -мезонов, сформированный магнитооптическим каналом №30, позволяющим варьировать импульс пионов в интервале от 3 до 7 ГэВ/с.

Ожидаемые параметры пучка при импульсе 4 ГэВ/с следующие:

1. Интенсивность: $3 \cdot 10^4$ пионов/ 10^{11} протонов в ускорителе.
2. Угловая расходимость: $0,5^\circ$.
3. Разброс по импульсам: $\Delta p/p = \pm 1^\circ$.
4. Длительность растяжки: 400 мс.
5. Поперечное сечение пучка: $2,5 \times 3,0$ см².

4. Мишень

В эксперименте используется жидководородная мишень длиной 100 см и диаметром 7 см. Общее коли-

чество вещества стенок составляет 0,005 р.е., толщина входного /выходного/ окна - 450 мкм. Наполнение мишени из промежуточного сосуда - каждые 48 ч.

5. Пучковые сцинтилляционные счетчики

Мониторинг пучка производится с помощью трех сцинтилляционных счетчиков размерами 0,5x7x7 см³, работающих в режиме совпадений с временным разрешением 5 нс. Для исключения срабатывания установки от рассеянных частиц /гало пучка/ используется два счетчика, образующих отверстие размерами 7x7 см² и работающих в режиме антисовпадений с временным разрешением 20 нс.

Блок-схема установки приведена на рис. 2.

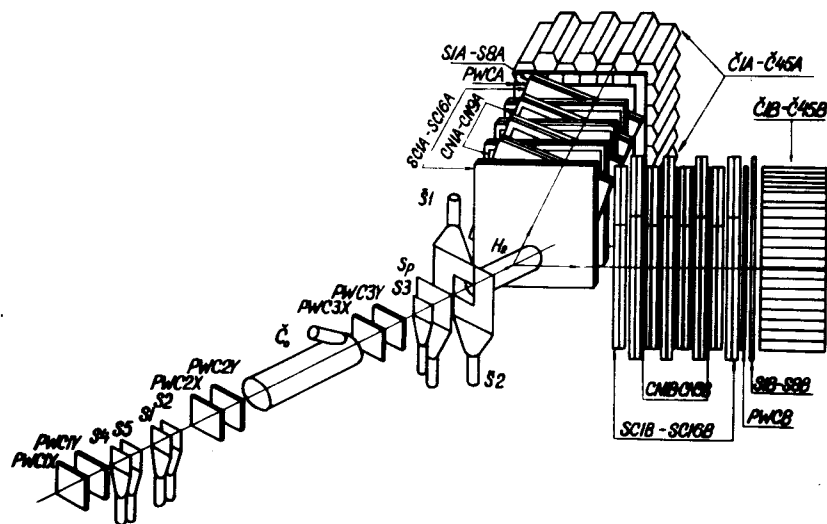


Рис. 2. Блок-схема 90-канального черенковского масс-спектрометра. PWC - пропорциональные камеры; s - сцинтилляционные счетчики; C₀ - пороговый черенковский счетчик; H₂ - жидководородная мишень; SC - волоочные искровые камеры; SA, SB - годоскопические сцинтилляционные счетчики; CA, CB - черенковские гамма-спектрометры из свинцового стекла.

6. Пропорциональные камеры

Для определения направления первичных частиц используется 6 однокоординатных пропорциональных камер размером 15x15 см². Сигнальные проволоки в камерах располагаются на расстоянии 3 мм и позволяют локализовать координату налетающих частиц с точностью ±1 мм. При базе 300 см это позволяет определить направление заряженной частицы с точностью около 0,3 мрад.

7. Искровые камеры

Для определения направления вторичных частиц /γ-квантов/, образующихся в результате распада резонанса в установке, используются 32 искровые камеры с магнитострикционным съемом информации размерами 100 x 100 см². Камеры группируются по 4, из которых две камеры располагаются горизонтально, а две другие - под углом 17°. Камеры разделены на две секции, по 16 в каждой. Между группами из четырех камер располагаются конверторы суммарной толщиной около 1 рад.ед. Точность локализации координат частиц камерами - 0,5 мм. При регистрации γ-квантов направление измеряется группой из четырех камер. В этом случае точность измерения направления определяется толщиной конвертора, и для конвертора толщиной 0,3 р.е. и E_e = 2 ГэВ имеет величину 3,4 мрад.

8. Годоскопические сцинтилляционные счетчики

Для увеличения эффективности запусков установки в случае регистрации γ-квантов и определения направления вторичных частиц используется годоскоп из 20 сцинтилляционных счетчиков размерами 2x10x100 см³. Годоскопические счетчики располагаются между искровыми камерами и черенковскими γ-спектрометрами и работают в режиме совпадений с временным разрешением 20 нс.

9. Черенковские γ -спектрометры

Энергия γ -квантов и их координаты измеряются γ -спектрометрами полного поглощения из свинцового стекла. Общее количество спектрометров - 90. Спектрометры работают независимо и группируются по 45 в каждом из двух каналов. Радиатор спектрометра имеет гексагональную форму с радиусом вписанной окружности 8,75 см /3,5 р.е./ и длиной 35 см /14 р.е./. К радиатору клеится фотоумножитель типа ФЭУ-49Б диаметром 17 см.

Энергетическое разрешение спектрометров, измеренное на пучке электронов известной энергии, равно:

$$\Delta E/E = \pm (5/\sqrt{E})\%,$$

где E - энергия электронов в ГэВ.

10. Триггер

Запуск установки производится, если имеет место совпадение $S_1, S_2, S_3, \bar{S}_H, S_{1-10}^L, S_{11-20}^R, \check{C}_L, \check{C}_R$ при условии, что энергия частиц в спектрометрах левого (L) и правого (R) каналов и их сумма превышают некоторый порог, определяемый кинематикой процесса.

Полная задержка триггера составляет 490 нс. Ожидаемое число триггеров при интенсивности пионов $3 \cdot 10^4$ в цикле $N_{тр} = 0,5$.

11. Электронная аппаратура

Регистрирующая электроника выполнена в стандарте "Вишня" и включает в себя:

- 1/ быструю электронику,
- 2/ спектрометрическую электронику,
- 3/ электронику искровых камер.

Установка работает на линии с ЭВМ типа "Hewlett Packard 2116 B". Электроника, осуществляющая связь

с ЭВМ, представляет собой полную "ветвь" /7 крейтов/, выполненную в стандарте КАМАК. ЭВМ выполняет следующие функции:

- 1/ прием информации с детекторов,
- 2/ контроль и предварительный отбор информации,
- 3/ накопление информации,
- 4/ обработку части информации,
- 5/ контроль и управление работой аппаратуры,

Комплекс ЭВМ включает:

- 1/ телетайп,
- 2/ дисплей,
- 3/ магнитофоны на 9 дорожек /два/,
- 4/ диск с памятью,
- 5/ лайнпринтер,
- 6/ перфоратор,
- 7/ оперативную память на 32 К.

Объем события составляет 824 слова.

12. Измерение эффективной массы

Черенковский масс-спектрометр позволяет прямым образом измерять эффективную массу резонанса:

$$M^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta),$$

где E_1, E_2 и θ - соответственно энергии и угол разлета γ -квантов. Относительная ошибка измерения массы $\Delta M/M = \pm 3,7\%$.

Для резонанса с $M = 545 \text{ МэВ}$ $\Delta M = \pm 20 \text{ МэВ}$. Точность измерения может быть увеличена варьированием толщины конверторов и базой камер.

13. Статистика

Расчет статистики производился при следующих значениях:

- 1/ поток π^- -мезонов: $3 \cdot 10^4$ в цикле,
- 2/ число циклов: 300 в час,
- 3/ длина H_2 -мишени: 100 см,

- 4/ геометрическая эффективность установки: 0,05,
 5/ конверсионная эффективность установки: 0,4,
 6/ сечение процесса $\pi^- p \rightarrow \eta p$, $\eta \rightarrow \gamma \gamma$: 40 мкб
 $R_{\pi^-} = 4 \text{ ГэВ/с}$.

При указанных значениях имеем:

$$N \approx 30 \text{ событий/час.}$$

За 300 часов работы ускорителя будет зарегистрировано около 9000 событий при $R = 4 \text{ ГэВ/с}$, что позволит получить среднюю точность измерения дифференциального сечения в интервале 0-0,25 /ГэВ/с² порядка 5%.

14. Оценка интервала и точности измерения квадрата переданного 4-импульса

Моделирование процесса /2/ показало, что установкой регистрируются события в интервале $-t$ от 0 до 0,3 /ГэВ/с², точность по $-t$ в указанном интервале оценивалась методом Монте-Карло. Результаты анализа вместе с данными работ /14/ и /15/ приведены в табл. 1.

Таблица 1

Интервал t ,	(ГэВ/с) ²	Δt /14/	Δt /15/	Δt (настоящий проект)
0-0,05		$\pm 0,045$	$\pm 0,015$	$\pm 0,006$
0,05-0,10		$\pm 0,080$	$\pm 0,025$	$\pm 0,006$
0,10-0,15		$\pm 0,090$	$\pm 0,030$	$\pm 0,009$
0,15-0,20		$\pm 0,090$	$\pm 0,030$	$\pm 0,009$
0,20-0,30		$\pm 0,110$	$\pm 0,035$	$\pm 0,012$

Как видно из таблицы, точность по |t| новой установки в три раза превышает точность, которая была достигнута в работе /15/, и в девять раз - достигнутую в работе /14/.

15. Оценка величины фоновых процессов

Нами были оценены следующие фоновые процессы:

$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$,	/8/
$\pi^- p \rightarrow \omega p$, $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$,	/9/
$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$,	/10/
$\pi^- p \rightarrow RN^*$, $R \rightarrow \gamma \gamma$.	/11/

Результаты моделирования показывают, что наибольший вклад в фон в условиях предлагаемого эксперимента дает процесс /8/, когда установкой регистрируются два из четырех γ -квантов. Вклад остальных фоновых процессов мал. По оценкам, величина фона при импульсе 4 ГэВ/с менее 4%.

Заключение

При изучении зарядово-обменных процессов очень важно получить детальную информацию об энергетической зависимости сечений.

Программа исследований процесса /2/ предполагает измерение реакции при пяти значениях импульса π^- -мезона от 3 до 7 ГэВ/с с интервалом 1 ГэВ/с.

С учетом времени на настройку аппаратуры и контрольные опыты для проведения эксперимента при импульсе 4 ГэВ/с потребуется около 250 часов работы ускорителя при интенсивности пионного пучка 3.10^4 в цикле. За указанное время на магнитную ленту будет записано около 40000 триггеров /около 5000 распадов $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ /, для обработки которых на ЭВМ CDC-6400 потребуется 100 час. Набор информации планируется на I и II квар-

талы 1976 года; ее обработка - на III и IV кварталы 1976 года.

Измерение и обработка информации при других значениях импульса планируются на 1976-77 годы.

Литература

1. B.Schrempp, F.Schrempp. Nucl. Phys., 54B, 525 /1973/; 60B, 110 /1973/.
2. J.P.Ader, R.Peschanski, R.Lacaze. Nuovo Cimento, 27A, 385 /1975/.
3. Н.П.Зотов, В.А.Царев. Доклад на Школе по актуальным проблемам физики частиц. Сочи, 1974. ОИЯИ, P1,2-8529, Дубна, 1974.
Б.Р.Десай, В.А.Царев. ЭЧАЯ, 5, 693 /1974/.
4. Ю.М.Казаринов, В.Р.Гарсеванишвили. Доклад на Школе по актуальным проблемам физики частиц. Сочи, 1974. ОИЯИ, P1,2-8529, Дубна, 1974.
5. В.И.Саврин, О.А.Хрусталева. ЭЧАЯ, 7, 21 /1976/.
6. A.V.Stirling, P.Sonderregger, J.Kirz et al. Phys. Lett., 14, 763 /1965/; P.Sonderregger, J.Kirz, O.Guisan et al. Phys. Lett., 20, 75 /1966/.
7. I.Mannelli, A.Bigi, R.Carrara et al. Phys. Rev. Lett., 14, 408 /1965/; M.A.Wahlig. Phys. Rev., 168, 1515 /1968/.
8. V.N.Bolotov, V.V.Isakov, V.A.Kachanov et al. Nucl. Phys., B73, 365 /1974/.
9. A.V.Barnes, D.J.Mellema, A.V.Tollestry et al. Paper Submitted to London Conf., 1974.
10. K.J.Folley, R.S.Jones, S.J.Lindenbaum et al. Phys. Rev. Lett., 19, 330 /1967/.
11. Ю.П.Горин, С.Г.Денисов, С.В.Донсков и др. ЯФ, 17, 309 /1973/.
12. A.S.Carrel, I.H.Chiang, T.F.Kycia et al. Phys. Rev. Lett., 33, 932 /1974/.
13. V.Barger. Talk at the XVII Int. Conf. on H.E.Phys., London, 1974.
14. O.Guisan, J.Kirz, P.Zonderregger et al. Phys. Lett., 18, 200 /1965/; E.H.Harvey, E.Marguit, E.A.Peterson et al. Phys. Rev. Lett., 27, 885 /1971/.
15. J.Hladky, A.M.Baldin, M.N.Khachatryan et al. Phys. Lett., 31B, 475 /1970/.
16. М.И.Адамович, Р.Г.Аствацатуров, А.М.Балдин и др. КСФ, 1, 48 /1972/; 5, 9 /1972/.

17. M.N.Shaevitz, M.A.Abolins, J.A.Dankowych et al. Phys. Rev.Lett., 36, 5 /1976/.
18. V.N.Bolotov, V.V.Isakov, D.B.Kakauridze et al. Nucl.Phys., B73, 387 /1974/;
В.Н.Болотов, В.В.Исаков, Д.В.Какауридзе и др. ЯФ, 18, 1262 /1973/;
W.D.Apel et al. Preprint IHEP 74-117, Serpukhov /1974/.
19. V.Berger, R.J.N.Phillips. Phys. Rev., 187, 2210 /1969/; Phys. Lett., 53B, 195 /1974/.
20. D.Joynson, E.Leader, B.Nicolescu et al. Cimento, 30A, 345 /1975/.
21. К.Г.Боресков, А.М.Ланидус, С.Т.Сухоруков и др. ЯФ, 14, 814 /1971/; Ш.С.Еремян. ЯФ, 21, 373 /1975/.
22. P.D.B.Collins, A.Fitton. Nucl.Phys., B91, 332 /1975/; B.R.Desai, P.R.Stevens. Phys. Rev., D11, 2449 /1975/.
23. B.R.Desai, P.Kaus, R.T.Park et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1389 /1970/;
Н.П.Зотов, В.А.Царев. ЯФ, 14, 806 /1971/;
М.И.Джгаркава, Ю.М.Казаринов, И.К.Поташникова и др. ЖЭТФ, 67, 838 /1974/.
24. J.P.de Brion A.Derem, J.Dronkers. Nucl.Phys., B32, 557 /1971/.
25. J.Bitke, J.R.Fulco. PHYS. Rev., 182, 1837 /1969/.
26. Н.П.Зотов, С.В.Тарасевич, В.А.Царев. Письма в ЖЭТФ, 14, 120 /1974/.
27. П.Коллинз, Э.Сквайрс. Полюса Редже в физике частиц. Мир, М., 1971;
А.А.Анسلم, В.Н.Грибов. Phys. Lett., 40B, 487 /1972/;
Е.Л.Бергер, Д.Сиверс. Phys. Rev., D7, 2032 /1973/.
28. Н.П.Зотов, Н.И.Стариков, В.А.Царев. ЯФ, 19, 366 /1974/.
29. V.A.Tsarev. NAL-PUB-74/17 /1974/.
30. A.Garcia, L.Maspero, N.Parge. Nuovo Cim., 25A, 377 /1975/.
31. B.R.Desai, P.P.Kaus, V.A.Tsarev. Phys. Rev., D9, 1991 /1974/.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июня 1976 года.