

Л 427

ЛЕЙТНЕР Руперт

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
РАДИАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \gamma$
ПРИ ЭНЕРГИИ 43 ГэВ

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук Г.В.Мицельмахер

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук, профессор П.Ф.Ермолов
доктор физико-математических наук Б.З.Копелиович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Московский инженерно-физический институт, Москва.

Защита диссертации состоится " " 1989 г.
в ___ часов на заседании специализированного совета
Д-047.01.03 при Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований,
Дубна Московской обл.

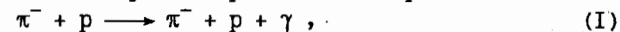
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "8 августа" 1989 г.

Ученый секретарь специализированного совета
доктор физико-математических наук Д.А.Батусов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Целью диссертационной работы являлось экспериментальное исследование процесса радиационного рассеяния:



при энергии 43 ГэВ, измерение интегральных и дифференциальных сечений этого процесса в широком диапазоне энергий γ -квантов, 2-40 ГэВ.

Исследования, положенные в основу диссертации, были выполнены при участии автора совместной группой ОИЯИ-ИФВЭ-ИФ АН ГрССР-ИНЭН (Милан) на установке "СИГМА-АЯКС" на серпуховском ускорителе У-70.

Научные результаты и новизна. В диссертации получены следующие новые результаты, выдвигаемые автором для защиты:

1) Путем математического моделирования обоснована возможность исследования на установке "СИГМА-АЯКС" ранее экспериментально неизученного процесса радиационного рассеяния пионов высоких энергий $\pi^- p \longrightarrow \pi^- p \gamma$. Оптимизирована постановка эксперимента, определены разрешение и аксептанс установки к изучаемой реакции.

2) Выполнен анализ данных эксперимента по исследованию реакции $\pi^- p \longrightarrow \pi^- p \gamma$ при энергии 43 ГэВ. Разработаны и реализованы алгоритмы реконструкции зарегистрированных установкой событий. Найден критерий выделения событий изучаемой реакции, позволившие отделить их от фоновых процессов. Разработаны процедуры технического контроля аппаратуры и выполнен анализ калибровочных измерений.

3) Выполнен физический анализ данных исследуемой реакции и проведены оценки фоновых процессов. Впервые получены экспериментальные значения для интегральных сечений эксклюзивного процесса радиационного $\pi^- p \longrightarrow \pi^- p \gamma$ рассеяния при энергии 43 ГэВ:

$$\sigma_1 = (12,0 \pm 1,1_{\text{стат}} \pm 1,3_{\text{сист}}) \text{ мкб для области передач протону } 0,2 < |t_p| < 0,8 (\text{ГэВ}/c)^2 \text{ и энергий } \gamma\text{-квантов } \omega > 2 \text{ ГэВ;}$$

$$\sigma_2 = (0,31 \pm 0,07_{\text{стат}} \pm 0,04_{\text{сист}}) \text{ мкб для области передач } 0,16 < |t_p| < 0,4 (\text{ГэВ}/c)^2 \text{ и энергий } \gamma\text{-квантов } 32 < \omega < 40 \text{ ГэВ.}$$

4) Впервые при высоких энергиях измерены дифференциальные сечения эксклюзивного процесса радиационного рассеяния π^- -мезонов на протонах в широком диапазоне по энергии фотона, инвариантной массе конечной $(\pi^- \gamma)$ -системы и передаче протону.

5) Выполнены расчеты сечений процесса $\pi^- p \longrightarrow \pi^- p \gamma$ в рамках подхода Лоу и его модификаций. Проведенные расчеты в пределах ошибок описывают полученные в эксперименте данные, что позволяет сделать

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИСПЫТАНИЙ

вывод о применимости подхода Лоу не только в предельном случае $\omega \rightarrow 0$, но и в широкой области энергий излученного γ -кванта (в нашем случае $\omega = 2+40$ ГэВ).

Практическая ценность

Сравнения полученных в эксперименте дифференциальных сечений с расчетами, выполненными в рамках обобщенной теории Лоу, показывают применимость теории Лоу для описания процесса радиационного рассеяния $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \gamma$ при высоких энергиях в широкой области энергий γ -квантов.

Автором были разработаны процедуры и на их основе создан комплекс программ моделирования экспериментальной установки и физического анализа данных. В частности, были разработаны процедуры калибровки экспериментальной установки, программы расчета дифференциальных сечений и аксептанса установки, программы обработки данных и определения сечений, а также учета фоновых процессов.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы, включающего 58 наименований. Объем диссертации - 110 страниц, включая 33 рисунка и 2 таблицы.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на научных семинарах по физике высоких энергий ОИЯИ и рабочих совещаниях сотрудничества СИГМА-АЛКС. Они опубликованы в виде препринтов и статей в физических журналах /1+5/.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе изложены теоретические вопросы, связанные с применением теории Лоу для описания процессов радиационного рассеяния и последующими ее обобщениями. Приводятся формулы для матричного элемента исследуемого процесса (ЕЕД, SPA-и НРТ-приближения), которые использовались для расчета сечений и аксептанса установки. Во втором параграфе обсуждаются существующие экспериментальные данные о процессе $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \gamma$.

Процесс радиационного рассеяния $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \gamma$ можно описать 5 диаграммами, показанными на рис.1. Первые четыре описывают излучение γ -квантов заряженными частицами в начальном и конечном состоянии. Их вклад в матричный элемент (МЭ) $M = \epsilon_\mu M^\mu$ (ϵ_μ - вектор поляризации γ -кванта) можно вычислить на основе квантовой электродинамики:

$$M_{\text{ext}}^\mu = eZ_\pi \left[-\frac{p_1^\mu}{p_1 k} T(s_f, t_p) + \frac{p_3^\mu}{p_3 k} T(s_i, t_p) \right] + eZ_p \left[-\frac{p_2^\mu}{p_2 k} T(s_f, t_\pi) + \frac{p_4^\mu}{p_4 k} T(s_i, t_\pi) \right],$$

где e - электромагнитный заряд электрона ($e^2 = 4\pi\alpha$, $\alpha \approx 1/137$ - постоянная тонкой структуры); $Z_{\pi,p}$ - электромагнитный заряд π -мезона, протона в

единицах элементарного заряда; $s_1 = (p_1 + p_2)^2$; $s_f = (p_3 + p_4)^2$; $t_p = (p_4 - p_2)^2$; $t_\pi = (p_3 - p_1)^2$; $T(s, t)$ - МЭ упругого процесса $1+2 \rightarrow 3+4$ (обозначения см. на рис.1). В случае излучения мягких γ -квантов вклад этих диаграмм является основным и приводит к характерной $1/\omega$ -зависимости МЭ от энергии (ω) γ -кванта. В работе Лоу¹⁾ было показано, что вклад $\approx \omega^0$ пятой диаграммы (M_{int}^μ) в разложении

$$M = a\omega^{-1} + b\omega^0 + c\omega^1 + \dots \quad (2)$$

МЭ по энергиям γ -кванта можно определить из требования калибровочной инвариантности $k_\mu \cdot (M_{\text{ext}}^\mu + M_{\text{int}}^\mu) = 0$ полного МЭ.

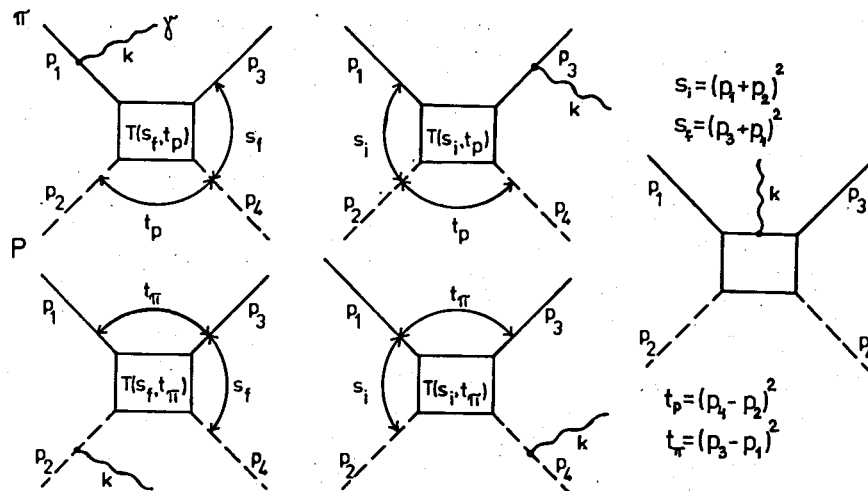


Рис. 1. Диаграммы, описывающие процесс радиационного рассеяния.

P_1, P_3 - четырехимпульсы начального и конечного π^- -мезона; P_2, P_4 - четырехимпульсы начального и конечного протона; k - четырехимпульс γ -кванта; $T(s, t)$ - матричный элемент упругого процесса; значения инвариантов: $s_1 = (P_1 + P_2)^2$, $s_f = (P_3 + P_4)^2$, $t_\pi = (P_3 - P_1)^2$, $t_p = (P_4 - P_2)^2$.

Низкоэнергетическая теорема Лоу утверждает, что в случае $\omega \rightarrow 0$ первые два члена разложения (2) (только они существенны для $\omega \rightarrow 0$) МЭ процесса (1) полностью определены МЭ (и его производной по s) нерадационного (упругого) процесса. Теоретически эта теорема была

¹⁾ Low F.E. Phys.Rev., 110(1958)974.

обобщена и для рассеяния неполяризованных частиц со спином²⁾. Несмотря на то, что низкоэнергетическая теорема Лоу является предельной, расчеты, выполненные в рамках этого подхода, использовались и для описания экспериментальных данных с излучением фотонов конечных энергий. Для этого проводилось разложение МЭ нерадикационного процесса в некоторой промежуточной между значениями s_i и s_f точке, в частности в точке $\bar{s} = (s_i + s_f)/2$: $T(s, t) = T(\bar{s}, t) + \frac{\partial T}{\partial s}(\bar{s}, t)(s - \bar{s})$. Полученное таким образом выражение для МЭ называется SPA (Soft Photon Approximation) - приближением.

Все существовавшие до настоящего эксперимента данные о радиационном рассеянии $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \gamma$ были получены в Δ -резонансной области сечения нерадикационного (упругого) процесса (см. табл. I).

Табл. I. Экспериментальные данные о процессе $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \gamma$

$P_{\text{лаб}}, \text{ГэВ}/c$	$T_{\text{кин}}, \text{ГэВ}$	$\sqrt{s}, \text{ГэВ}$	литература
0,336	0,224	1,258	Deahl. Phys. Rev., 124 (1961) 1987
0,848	0,720	1,585	Walle. Nuovo Cim. 53A (1968) 745
0,459	0,340	1,342	Блохинцева. ЯФ, 8 (1968) 928
0,448	0,330	1,335	Nefkens. Phys. Rev., D18 (1978) 3911
0,415	0,298	1,312	
0,384	0,269	1,291	
0,300	0,192	1,234	Playfer. J. Phys., G13 (1987) 297
43	43	9,0	настоящий эксперимент

Наиболее детально процесс (I) изучался (вместе с процессом $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \gamma$) в экспериментах группы UCLA с целью измерения магнитного момента Δ -резонанса. Короткое время жизни Δ -резонанса не позволяет измерить магнитный момент во внешнем магнитном поле, и для его измерения было предложено³⁾ изучение реакции радиационного рассеяния. Полученные в этом эксперименте данные согласовывались с SPA-расчетами

2 Burnet T.H., Kroll Norman M. Phys. Rev. Lett., 20 (1968), 86;
Bell J.S., Royen Van R. Nuovo Cim., 60A (1969), 62.

3 Кондратюк Л.А., Пономарев Л.А. ЯФ, 7 (1968) III;
Захаров В.И., Кондратюк Л.А., Пономарев Л.А. ЯФ, 8 (1968) 783.

только в области энергий γ -квантов $\omega < 40$ МэВ, и для описания всего спектра (до $\omega < 140$ МэВ) был предложен МЭ EED (External Emission Dominance), полученный заменой

$$T(s, t) \rightarrow T(\bar{s}, \bar{t}) \quad (\bar{s} = (s_i + s_f)/2 \text{ и } \bar{t} = (t_p + t_\pi)/2)$$

в выражении для M_{ext}^1 :

В дальнейшем было показано⁴⁾, что в области резкого изменения МЭ нерадикационного процесса (как, напр., в области Δ -резонанса) разложение с точностью до первой производной недостаточно (результаты расчетов зависят от выбора промежуточной точки, в которой проводится разложение), и был предложен метод учета следующих членов в разложении МЭ нерадикационного процесса. Выражение, полученное таким методом (т.н. метод конечных разностей или НРТ - Hard Photon Theorem), отличается от SPA-приближения заменой

$$\frac{\partial T}{\partial s} \rightarrow \frac{T(s_f) - T(s_i)}{s_f - s_i}.$$

Важным при проведении вычислений в рамках подхода Лоу является вопрос выбора между модификациями расчетов и вопрос о границах их применимости для описания процессов радиационного рассеяния. Теоретически эти вопросы изучались в работах^{4, 5)}, где было указано на некоторое расширение области применимости подхода Лоу и его модификации для γ -квантов высоких энергий.

Практическая проверка этого утверждения важна еще и потому, что аналогичный подход был применен для описания процессов слабого взаимодействия⁶⁾.

Экспериментальное доказательство применимости подхода Лоу для области высоких начальных энергий и для широкой области энергий γ -квантов в настоящее время представляет особый интерес, поскольку такой подход обобщается в теории для описания процессов излучения других типов безмассовых частиц⁷⁾ (калибровочных бозонов, гравитонов).

Во второй главе описана экспериментальная установка³⁾, с помощью которой был исследован процесс радиационного рассеяния π^- -мезонов на протонах¹⁾.

4 Пономарев Л.А. ЯФ, 12 (1970) 570;
Fischer W.E., Minkowski P. Nucl. Phys., B36 (1972) 519;
Haddock R.P., Leung K.C. Phys. Rev., D9 (1974) 2151.

5 Грибов В.Н. ЯФ, 5 (1967) 399.

6 Adler S.L., Dothan Y. Phys. Rev., 151 (1966) 1267.

7 Lipatov L.N. Nucl. Phys., B307 (1988) 705.

Сечение реакции (I) сильно меняется в зависимости от энергии излученного фотона (на два порядка в нашем случае). Поэтому изучение реакции (I) проводилось в два этапа. Область относительно мягких γ -квантов исследовалась одновременно с процессом упругого рассеяния^{4/} в сеансе I, а область жестких γ -квантов - в отдельном сеансе 2. Схема установки приведена на рис.2.

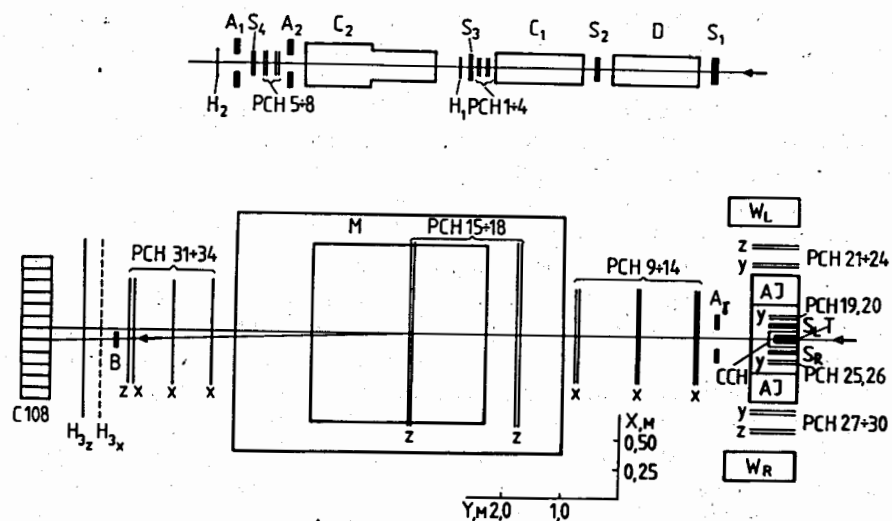


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

S_I+S_4 - сцинтилляционные счетчики совпадений; A_I, A_2, A_3, B - сцинтилляционные счетчики антисовпадений; H_I, H_2 - пучковые сцинтилляционные годоскопы; C_I, C_2 - пороговые черенковские счетчики; D - дифференциальный черенковский счетчик; I+34 - (PCH I+34) пропорциональные камеры; T - жидководородная мишень; S_L, S_R - сцинтилляционные запускающие счетчики; ССН - цилиндрическая камера; АЖ - цилиндрический сцинтилляционный спектрометр; W_L, W_R - плоские сцинтилляционные спектрометры; H_{3x}, H_{3z} - сцинтилляционный годоскоп; С108 - гамма-детектор (ГД).

Пучок π^- -мезонов с импульсом 43 ± 1 ГэВ/с выделялся с помощью сцинтилляционных счетчиков совпадений S_I+S_4 , антисовпадательных счетчиков A_I и A_2 и газовых черенковских счетчиков C_I, C_2 и D. Направление пучковой частицы измерялось годоскопами H_I и H_2 и

пропорциональными камерами (PCH) I+8 с точностью $\sigma=0,1$ мрад в обеих проекциях XY и XZ⁸⁾.

В эксперименте использовалась жидководородная мишень T с рабочим объемом: длина 400 мм, ϕ 60 мм.

Направление рассеянного в мишени π^- -мезона в проекции XY измерялось с помощью пропорциональных камер 9+14 с точностью $\sigma=0,35$ мрад. Направление в проекции ZY измерялось пропорциональными камерами I5+I8 и 34 с точностью 0,2 мрад. Импульс рассеянного пиона измерялся с точностью $\sigma_p/p = 4\%$ (для частиц с импульсом 43 ГэВ/с). Это определялось, в основном, точностью измерения направления рассеянной частицы ($\sigma_\theta=0,6$ мрад) в плоскости XY с помощью камер 3I+33 за магнитом.

Протоны регистрировались двухплечевым спектрометром. Направление протонов измерялось пропорциональными камерами (Y-координата плоскостями I9+22 (25+28); Z-координата плоскостями 23,24 (29,30)), а также цилиндрической камерой ССН. Точность измерения определяли многократное рассеяние в веществе спектрометра на пути протона до пропорциональных камер (суммарное количество вещества - 0,04 рад.дл.) и разрешение пропорциональных камер $\sigma=3$ мрад. Кинетическая энергия T_K протонов измерялась в диапазоне 60-220 МэВ сцинтилляционными калориметрами W_L, W_R с разрешением^{5/}

$$\sigma_{T_K}/T_K = (0,74^2/T_K [МэВ] + 0,03^2) I/2. \quad (3)$$

Для измерения направления и энергии γ -квантов служил гамма-детектор (ГД) С108 с апертурой $X \times Z = 1200 \times 900$ мм², составленный из черенковских счетчиков полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла с поперечным размером 100x100 мм² и длиной 420 мм (I4 рад. дл. и $\approx I$ яд. дл.). Калибровка и изучение характеристик счетчиков проводились на пучке электронов с энергией I3,3 и 26,6 ГэВ. Точность измерения энергии γ -кванта, усредненная по всей площади, определялась формулой

$$\sigma_E/E = 0,015 + 0,09/\sqrt{E [ГэВ]}. \quad (4)$$

Координата попадания γ -кванта в ГД измерялась в среднем с точностью $\sigma \approx II$ мм, что соответствует точности $\sigma_\theta \approx 0,95$ мрад в измерении направления γ -кванта.

Запись событий на магнитную ленту проводилась в том случае, когда вырабатывался сигнал "Триггер", в который были включены:

- сигналы счетчиков пучкового телескопа S_{I+4} , пучковых счетчиков

⁸ Используется система координат: ось Y направлена вдоль пучка, X - горизонтальное направление, Z - вертикальное.

антисовпадений A_1 и A_2 и счетчика В, которые выделяли взаимодействие пучковой частицы в мишени;

- сигналы правого (R) или левого (L) регистрирующего плеча установки, представлявшие собой совпадения сигналов от счетчиков $S_L(S_R)$ и сигналов плоских калориметров $W_L(W_R)$ (счетчики S_L и S_R были расположены вблизи мишени и с запасом перекрывали телесный угол плоских спектрометров, диодные сигналы ФЭУ счетчиков плоских спектрометров суммировались и дискриминировались порогом, соответствующим энерговыделению ≈ 50 МэВ);

- отсутствие сигнала цилиндрического спектрометра $AJ^{5/}$, запрещавшего вылет частиц из мишени в область азимутальных углов, не регистрируемую боковыми спектрометрами;

- отсутствие сигнала с охранного счетчика A_γ , расположенного по пучку за мишенью и имевшего в центре отверстие 170×140 мм² (счетчик A_γ представлял собой сэндвич свинец-цинтиллятор толщиной ≈ 2 рад.ед. и служил для подавления событий с частицами, вылетающими под большими углами);

- сигнал с годоскопа H_{3Z} , который обеспечивал наличие рассеянной вперед заряженной частицы;

- сигнал $\Pi = C_1 \cdot C_2 \cdot D$ пороговых и дифференциального черенковских счетчиков, выделяющий π -мезоны в пучке.

Таким образом, сигнал "Триггер" представлял собой

$$\text{"Триггер"} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot A_1 \cdot A_2 \cdot B \cdot \Pi \cdot (L+R) \cdot A_\gamma \cdot AJ \cdot H_{3Z}. \quad (5)$$

В сеансе 2 для того, чтобы увеличить аксептанс установки, плоскости 9+14, измеряющие направление рассеянной частицы в проекции XY, были подвинуты ближе к мишени. Это привело к небольшому ухудшению точности измерения в проекции XY направления трека рассеянной частицы ($\sigma = 0,40$ мрад). В триггерном сигнале не требовалось срабатывание годоскопа H_{3Z} и дополнительно было включено требование энерговыделения > 30 ГэВ в ГД С108.

За время эксперимента через установку было пропущено $\approx 2,6 \times 10^9$ π -мезонов, а на ленты записано ≈ 900 тыс. событий. Работоспособность отдельных узлов и всей установки в целом контролировалась во время набора статистики с помощью ЭВМ.

В третьей главе описана реализованная автором Монте - Карло процедура расчета сечений процесса радиационного рассеяния и аксептанса установки. Приводятся формулы для расчета сечений, выраженные в использованных кинематических переменных, использованных в расчетах вид матричного элемента нерadiационного (упругого) процесса

и описывается процедура розыгрыша переменных. Приведены результаты расчетов аксептанса установки.

Постановка эксперимента позволяла изучать данный процесс в определенной области энергий γ -кванта ω в лабораторной системе и в определенной области по переданному протону четырехимпульсу $t_p = (p_4 - p_2)^2$. Поскольку экспериментальные ограничения наиболее естественно выглядят в этих переменных, ω и t_p были выбраны для описания процесса (I) вместе с $m_{\pi\gamma}^2 = (p_3 + k)^2$, инвариантной массой системы $\pi\gamma$ в конечном состоянии и двумя угловыми переменными:

Φ_γ - азимутальный угол γ -кванта в С Ц И конечного π^- -мезона и γ -кванта;

Φ_p - азимутальный угол конечного протона в С Ц И.

Программа для расчета аксептанса содержала блок описания установки, в который закладывались размеры и координаты всех детекторов установки, а также критерии, использовавшиеся при анализе данных для отбора событий исследуемой реакции.

Интегральное значение аксептанса установки для событий радиационного рассеяния (I) составляло:

$$\epsilon_{\pi\gamma} = 12\% \text{ для сеанса I,}$$

$$\epsilon_{\pi\gamma} = 11,5\% \text{ для сеанса 2.}$$

Заметим, что аксептанс установки по азимутальному углу составляет 21%. Его значение определено размерами спектрометра протонов отдачи.

Зависимость аксептанса установки от переменных ω , t_p и $m_{\pi\gamma}$ для сеансов I и 2 приведена на рис.3.

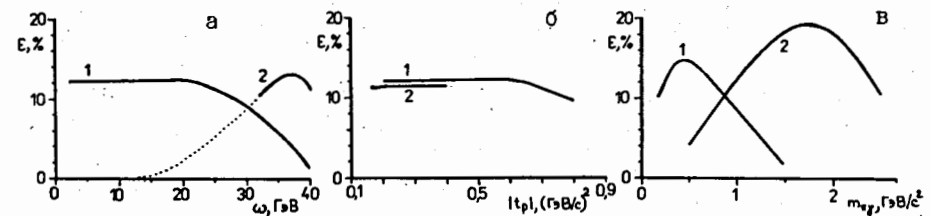


Рис.3. Зависимость аксептанса установки от переменных ω (а), t_p (б) и $m_{\pi\gamma}$ (в) для сеансов I и 2.

Четвертая глава содержит описание системы обработки данных: технического контроля записанной в сеансах информации, процедуры геометрических привязок, реконструкции событий и калибровки аппаратуры. Приводятся данные по обработанной и записанной на выходные ленты статистике.

Процедура геометрической привязки элементов установки состояла из:

- геометрической привязки пучковых пропорциональных камер и пропорциональных камер магнитного спектрометра к оси установки, определенной положением пучковых годоскопов H_1 и H_2 , с помощью итерационной процедуры ZDTST (Zero Degree TeSt);
- привязки пропорциональных камер бокового спектрометра с помощью отображенных событий упругого π^- -рассеяния и относительной привязки левого и правого плеча установки с помощью цилиндрической камеры ССН;
- привязки сцинтилляционного годоскопа H_3 и сцинтилляционного спектрометра W;
- привязки γ -детектора с помощью адронного каскада от π^- -мезонов в γ -детекторе^{/2/}.

Энергетические калибровки

Калибровка магнитного спектрометра проводилась по данным из специальной экспозиции BMTEST (Beam Magnet TEST) установки без мишени с включенным магнитным полем (см. рис.4).

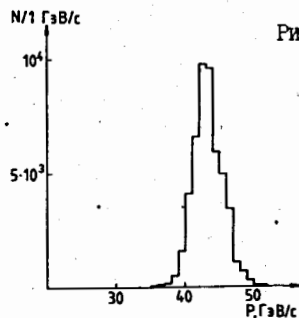


Рис. 4. Распределение пучковых частиц по импульсу, измеренному магнитным спектрометром.

Счетчики γ -детектора калибровались на пучке электронов с импульсом 26,6 ГэВ.

Калибровка сцинтилляционного калориметра^{/5/} была проведена с помощью протонов отдачи в событиях упругого π^- -рассеяния^{/4/}.

Восстановление треков заряженных частиц проводилось по проекциям:

- | | | |
|--|---|--------------------|
| 1 - XY-проекция пучкового трека | } | РСН1+8, H_1, H_2 |
| 2 - ZY-проекция пучкового трека | | |
| 3 - XY-проекция трека π^- -мезона до магнита | | |

- | | |
|---|-----------------------|
| 4 - XY-проекция трека π^- -мезона после магнита | РСН 31+33 |
| 5 - ZY-проекция трека π^- -мезона | РСН 15+18, 34 |
| 6 - YX-проекция трека протона | РСН 19+22(25+28), ССН |
| 7 - ZX-проекция трека протона | РСН 23,24(29,30) |

Во время геометрической реконструкции определялись значения эффективностей трековых систем:

$\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 = (88 \pm 1)\%$ определялось из сравнения числа событий с пучковым треком, восстановленным с помощью пропорциональных камер и пучковых годоскопов, а также из сравнения числа треков, восстановленных по срабатываниям в 4 и 3 плоскостях пропорциональных камер;

$\epsilon_3 = (94 \pm 1)\%$, $\epsilon_4 = (93 \pm 1)\%$, $\epsilon_5 = (92 \pm 1)\%$ определялись из сравнения числа событий со всеми восстановленными проекциями трека π^- -мезона $N_{345} \approx \epsilon_3 \cdot \epsilon_4 \cdot \epsilon_5$ и чисел событий с восстановленными только двумя проекциями $N_{34} \approx \epsilon_3 \cdot \epsilon_4 \cdot (1 - \epsilon_5)$, $N_{35} \approx \epsilon_3 \cdot (1 - \epsilon_4) \cdot \epsilon_5$, $N_{45} \approx (1 - \epsilon_3) \cdot \epsilon_4 \cdot \epsilon_5$;

$\epsilon_6 = (78 \pm 1)\%$, $\epsilon_7 = (82 \pm 1)\%$ были определены из сравнения числа упругих событий с наличием обеих проекций и только одной из проекций трека протона отдачи. Значение ϵ_6 , кроме того, определялось способом^{/4/}, в котором для восстановления XY-проекции вместе с координатами с пропорциональных камер использовалась Y-координата трека, измеренная цилиндрической камерой ССН.

Определение координаты γ -квантов в γ -детекторе установки проводилось с учетом поперечной формы электромагнитного ливня. Энергия γ -кванта вычислялась с учетом координаты^{/2/}. Программами геометрической реконструкции обрабатывалась вся статистика триггерных событий (330712 событий в сеансе 1 и 589395 событий в сеансе 2). На выходные ленты (DST) сеанса 1 записывались события:

- с 1 восстановленным треком пучковой частицы;
- с 1 треком рассеянной частицы, восстановленным во всех 3 измеряемых проекциях (X до магнита, X после магнита и Z).

Для сеанса 2 кроме событий этого класса записывались и события, в которых восстановлена только X-проекция трека рассеянной частицы до магнита.

В ходе реконструкции событий проводилось плавное отслеживание и вычитание пьедесталов для всех каналов амплитудного анализа.

В диссертации приведен формат записанной на DST информации. Всего на DST-ленты было записано 133258 событий в сеансе 1 и 213951 событие в сеансе 2.

Пятая глава содержит описание физического анализа данных с целью определения сечения радиационного рассеяния π^- -мезонов на протонах.

Обсуждаются критерии идентификации событий исследуемой реакции и фоновых процессов, программа кинематического фитирования, процедура нормировки на процесс упругого π -р-рассеяния. Полученные данные сравниваются с теоретическими расчетами.

Отбор событий радиационного рассеяния

События радиационного рассеяния отбирались по критериям, приведенным в табл.2.

Табл.2. Критерии отбора событий

сеанс 1	сеанс 2
наличие одного трека пучковой частицы	
наличие одного трека, зарегистрированного боковым спектрометром	
наличие одного трека рассеянного π^- -мезона, зарегистрированного: всеми системами камер магнитного спектрометра (π^- -мезон попадает в апертуру гамма-детектора)	только в X-проекции до магнита*
в гамма-детекторе требовалось:	
малый сигнал** (<800 МэВ) в счетчике, в который попал π^- -мезон, и отсутствие сигнала в области 3×3 вокруг этого счетчика	(π^- -мезон не попадает в апертуру гамма-детектора)
кроме сигнала от π^- -мезона в ГД зарегистрирован один кластер размером $\leq 2 \times 2$ счетчика	наличие одного кластера размером $\leq 2 \times 2$ счетчика гамма-детектора
* - неизмеренные характеристики π^- -мезона определялись с помощью программы кинематического фитирования.	
** - этим требованием отбирались события без развития адронного каскада в ГД. Они составляли $(39 \pm 1)\%$ от полного числа событий.	
*** - из поперечной формы электромагнитного ливня следует, что сигнал от одного γ -кванта укладывается в кластер 2×2 счетчика.	

При изучении процесса радиационного рассеяния кинематическая область по квадрату переданного протону четырехимпульса t_p ограничивалась снизу требованием энерговыделения в сцинтилляционном калориметре при триггерном отборе. Переопределенность в числе измеренных кинематических переменных в сеансе 1 позволила определять значение кинетической энергии протона с помощью программы кинематического фитирования и изучить процесс (I) также в области

кинетических энергий протона больше максимально измеряемого сцинтилляционным спектрометром значения $220 \text{ МэВ} (\approx 0,40 \cdot (\text{ГэВ}/c)^2$ для t_p).

Включенное в триггерном сигнале сеанса 2 требование энерговыделения в гамма-детекторе определяло область энергий γ -квантов (ω) для изучения процесса (I).

Кинематические области	$ t_p [(\text{ГэВ}/c)^2]$	$\omega [ГэВ]$
сеанс 1	$> 0,2$	> 2
сеанс 2	$0,16 + 0,40$	$32 + 40$

Фоновые процессы

Основным источником фона являются события с π^0 - и η^0 -мезонами в конечном состоянии. Вклад фоновых событий с несимметричными распадами π^0 - и η^0 -мезонов, когда один из γ -квантов не регистрируется ГД (то есть его энергия меньше энергии обрезания $\approx 240 \text{ МэВ}$ или γ -квант не попадает в апертуру ГД), оценивался из распределений событий по совпадению одного из γ -квантов в системе покоя π^0 - и η^0 -мезонов.

Кроме того, вклад фоновых событий с незарегистрированным γ -квантом от распада π^0 - и η^0 -мезонов оценивался также с помощью программы Монте-Карло, моделирующей распады π^0 - и η^0 -мезонов, в которую закладывались измеренные в нашем эксперименте угловое и энергетическое распределения π^0 - и η^0 -мезонов. Обе оценки фона совпадали в пределах точностей первого метода.

Фон симметричных распадов π^0 -мезонов. Для части π^0 -мезонов γ -кванты попадают в соседние счетчики ГД и образуют в ГД только один кластер. Часть таких событий образует кластер размером $\leq 2 \times 2$ счетчика ГД и является также источником фона.

Для подавления фона таких событий был найден количественный критерий для распределения энергии в кластере $^{2/1}$, который использует величины ϵ_x, ϵ_z - отношения энергии половины кластера (по соответствующей оси) к суммарной энергии кластера. Для кластеров с размером $\leq 2 \times 2$ счетчика в ГД, образованных двумя γ -квантами от распада π^0 -мезона, характерно примерное равенство энергий в его двух половинах. То есть одно из отношений ϵ_x или ϵ_z имеет значение $\approx 1/2$. В том же случае, когда кластер возник от одного γ -кванта, $\epsilon_x(\epsilon_z) \approx 1/2$ означает, что γ -квант попал в узкую область посередине между счетчиками. Количественно эти рассуждения можно выразить с помощью величины

$$S = \varepsilon_x(1 - \varepsilon_x) + \varepsilon_z(1 - \varepsilon_z). \quad (6)$$

Выбором значения $S_{cut} = 0,14$ события были разделены на 2 группы. События со значением $S \leq 0,14$ содержат

$$k_1 = (78 \pm 2)\%$$

событий с одним γ -квантом. События же с $S > 0,14$ содержат

$$k_2 = (81 \pm 2)\%$$

событий с кластером, образованным π^0 -мезонами.

Процедура кинематического фитирования

Для определения неизмеренных в эксперименте величин и для уточнения измеренных использовалась программа кинематического фитирования.

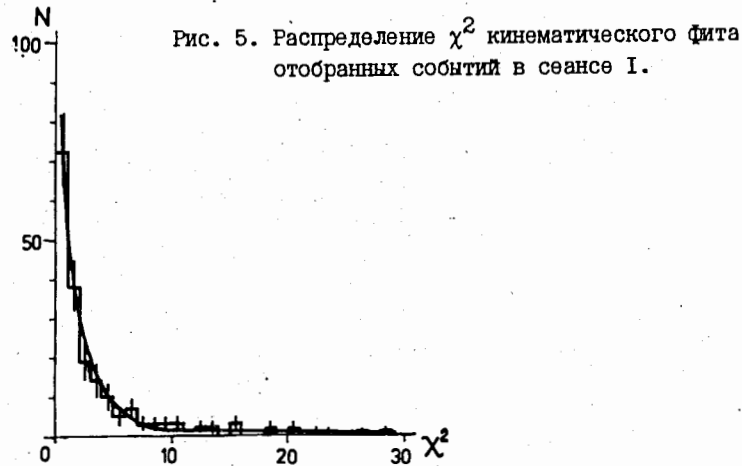


Рис. 5. Распределение χ^2 кинематического фита отобранных событий в сеансе 1.

Число $N_{\pi\gamma}$ наблюдаемых в сеансе 1 событий процесса (I) определялось из приведенного на рис. 5 распределения по значению χ^2 кинематического фита.

В случае сеанса 2 из приведенных на рис. 6 а, б и в распределений χ^2 кинематического фита определялись числа событий с $S < 0,14$, $S > 0,14$ и фоновых событий от распадов η^0 - и π^0 -мезонов с незарегистрированным γ -квантом: $N_{S < 0,14}$, $N_{S > 0,14}$ и $N_{\pi\eta}$. Число событий процесса (I) $N_{\pi\gamma}$ связано с этими значениями и коэффициентами k_1 и k_2 :

$$N_{\pi\gamma} = \frac{k_2 \cdot N_{S < 0,14} - (1 - k_2) \cdot N_{S > 0,14}}{k_1 + k_2 - 1} - N_{\pi\eta}. \quad (7)$$

Определение сечения радиационного рассеяния

Выделение событий упругого π -р-рассеяния в сеансе 1 и 2 позволило при вычислении сечения процесса радиационного рассеяния провести

нормировку на сечение упругого рассеяния:

$$\sigma_{\pi\gamma} = N_{\pi\gamma}^{corr} \cdot coef, \quad (8)$$

где $N_{\pi\gamma}^{corr}$ - число событий, поправленное с учетом акцептанса и коэффициентов, связанных с критериями отбора; coef - нормировочный коэффициент, определенный из значений сечения, зарегистрированного в сеансах числа событий и акцептанса установки для упругого π -р-рассеяния. Значения этого коэффициента составляли:

(3,56 ± 0,02) нб/событие в сеансе 1,

(0,58 ± 0,03) нб/событие в сеансе 2.

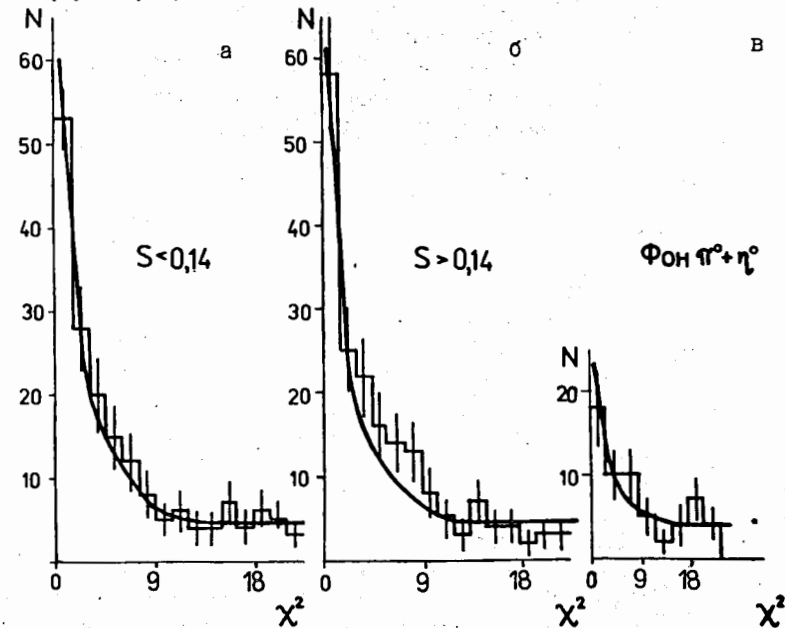


Рис. 6. Распределение χ^2 кинематического фита для событий со значением $S \leq 0,14$ (а), $S > 0,14$ (б) и для фоновых событий с потерей одного γ -кванта от распадов π^0 - и η^0 -мезонов (в) в сеансе 2.

Для интегральных сечений процесса (I) были получены значения ^{1/}:

$$\sigma_1 = (12,0 \pm 1,1_{\text{стат}} \pm 1,3_{\text{сист}}) \text{ мкб для области передач протону } 0,2 < |t_p| < 0,8 (\text{ГэВ}/c)^2 \text{ и энергий } \gamma\text{-квантов } \omega > 2 \text{ ГэВ};$$

$$\sigma_2 = (0,31 \pm 0,07_{\text{стат}} \pm 0,04_{\text{сист}}) \text{ мкб для области передач } 0,16 < |t_p| < 0,4 (\text{ГэВ}/c)^2 \text{ и энергий } \gamma\text{-квантов } 32 < \omega < 40 \text{ ГэВ}.$$

Основной вклад в приведенные систематические ошибки вносит систематическая ошибка в измерении сечения процесса упругого π^-p -рассеяния в сеансе I/4/ - 10%. Рассматриваются и остальные возможные вклады в систематическую ошибку, они составляют не больше нескольких процентов. Систематические ошибки были определены среднеквадратичным сложением приведенных вкладов.

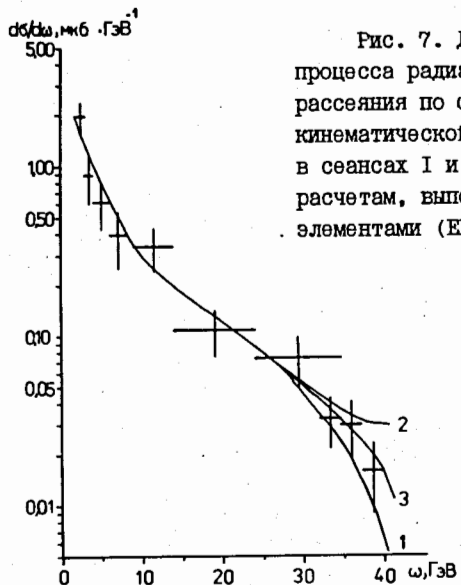


Рис. 7. Дифференциальное сечение процесса радиационного $\pi^-p \rightarrow \pi^-p\gamma$ рассеяния по ω , измеренное в кинематической области $0,2 < |t_p| < 0,4$ (ГэВ/с)² в сеансах I и 2. Кривые 1,2,3 соответствуют расчетам, выполненным с матричными элементами (EED), (SPA), (НРТ).

Сравнение результатов с расчетами

На рис.7 приведено измеренное дифференциальное по ω сечение процесса (I) в сходной для сеансов I и 2 кинематической области $0,2 < |t_p| < 0,4$ (ГэВ/с)². Расчеты, проведенные с матричными элементами (SPA, НРТ, EED), совпадают в области энергий $\omega < 30$ ГэВ и в пределах экспериментальных ошибок (на рисунках приведены только статистические ошибки) описывают дифференциальные сечения по ω , t_p и $m_{\pi\gamma}$ (см. рис.7, 8 а, б).

В области $\omega > 30$ ГэВ расчеты с разными матричными элементами различаются: SPA- и НРТ-приближения описывают в пределах экспериментальных ошибок все дифференциальные распределения, полученные в эксперименте (см. рис.7, 8 в, г), тогда как EED-приближение не описывает дифференциальное сечение по $m_{\pi\gamma}$ -инвариантной массе γ -кванта и конечного π^- -мезона.

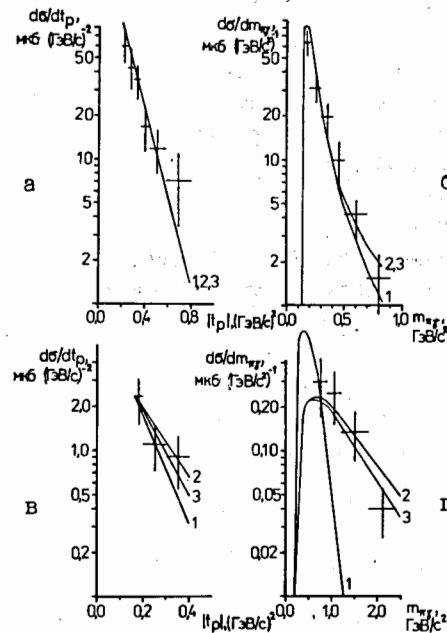


Рис. 8. Дифференциальные (по t_p , $m_{\pi\gamma}$) сечения радиационного π^-p -рассеяния, измеренные в сеансе I (а, б) и в сеансе 2 (в, г). Кривые 1,2,3 соответствуют расчетам, выполненным с матричными элементами (EED), (SPA), (НРТ).

Из сравнения экспериментальных дифференциальных распределений с расчетами сечения процесса (I), выполненными с матричными элементами SPA-, НРТ- и EED-приближений, можно сделать вывод о применимости SPA-приближения и его обобщенного вида - НРТ-приближения для описания процесса радиационного рассеяния π^- -мезонов на протонах при высоких начальных энергиях в широком диапазоне энергий γ -квантов.

Результаты работы кратко суммируются в заключении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антипов Ю.М., Батарин В.А., Беззубов В.А.,..., Лейтнер Р.,... "Исследование радиационного рассеяния $\pi^-p \rightarrow \pi^-p\gamma$ при энергии 43 ГэВ". Препринт ОИЯИ РИ-89-367, Дубна, 1989.
2. Горин Ю.П., Горнункин Ю.А., Карташева В.Г., Котов И.В., Лейтнер Р., Ольшевский А.Г., Петрухин А.И. "Обработка информации с гамма-детектора установки СИГМА-АЯКС". Препринт ОИЯИ РИ-89-206, Дубна, 1989.

3. Антипов Ю.М., Батарин В.А., Беззубов В.А.,..., Лейтнер Р.,....
"Установка СИГМА-АЯКС для исследования упругого π^-p - и K^-p -рассеяния". Препринт ОИЯИ Р1-89-202, Дубна, 1989.
4. Антипов Ю.М., Батарин В.А., Беззубов В.А.,..., Лейтнер Р.,....
"Упругое рассеяние π^- -и K^- -мезонов на протонах при импульсе 43 ГэВ/с". Препринт ОИЯИ Р1-87-539, Дубна, 1987,
ЯФ, 1988, т.48, с.138.
5. Антипов Ю.М., Буданов Н.П., Горин Ю.П., Лейтнер Р.,
Мицельмахер Г.В., Ноздрин А.А., Ольшевский А.Г., Петрухин А.И.
"Широкоапертурные сцинтилляционные спектрометры полного поглощения установки СИГМА-АЯКС".
Препринт ОИЯИ 13-87-344, Дубна, 1987.
ПТЭ, 1988, №5, с.36.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июня 1989 года.