

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК.539.126 + 539.171

A 904

1-89-54

АСЛАНЯН  
Петрос Жораевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ  
СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0$  (1232)  
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ  $3 \div 5$  ГэВ  
И ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ  
 $\pi^- C \rightarrow \pi^0$  ( $180^\circ$ ) X,  $\pi^- Cu \rightarrow \eta$  ( $180^\circ$ ) X  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3,8 ГэВ/с

Специальность 01.04.01 – экспериментальная  
физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1989

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Марлен Нариевич  
ХАЧАТУРЯН

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Валентин Григорьевич  
ГРИШИН

доктор физико-математических наук;  
старший научный сотрудник

Владислав Иванович  
МАНЬКО

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва.

Защита диссертации состоится " " 198 г. в  
\_\_\_\_\_ часов на заседании Специализированного совета Д-047.01.02  
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных ис-  
следований, г. Дубна, Московской области, Лаборатория высоких энергий,  
конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " " 198 г.

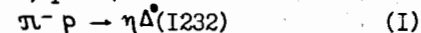
Ученый секретарь Специализированного  
совета

*М.Ф. Лихачев*

М.Ф. Лихачев

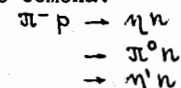
## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. 1) Исследование бинарных реакций имеет фун-  
даментальное значение для понимания многочастичных процессов и, в  
конечном счете, механизма сильных взаимодействий. Исследование реак-  
ции перезарядки дает уникальную возможность для проверки предска-  
ний теории Редже, т.к. позволяет проверить механизмы обмена реджев-  
ских полюсов, в частности, реакция



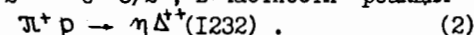
реализуется через обмен  $A_2$ -полюсом. Объединение реджевской модели с  
квантово-хромодинамическими представлениями дало возможность достиг-  
нуть значительных успехов в описании мягких процессов.

Одним из последних достижений теории Редже является квазиэко-  
номная модель (КЭМ). С помощью КЭМ описано поведение дифференциаль-  
ных сечений реакции зарядового обмена:



в интервале энергий от 5 до 200 ГэВ и определены параметры смешива-  
ния глюонных состояний с нейтральными изоскалярными мезонами  $\eta, \eta'$   
и  $i(1440)$ , состоящими из кварк-антикварковых пар<sup>ж)</sup>.

Исследование области малых передаваемых импульсов дает информа-  
цию о роли спиновых эффектов при взаимодействии частиц. В ранее опуб-  
ликованных работах с помощью жидководородных пузырьковых камер были  
исследованы реакции  $0^- 1/2^+ \rightarrow 0^- 3/2^+$ , в частности реакция

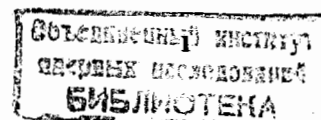


Однако в этих работах из-за малой статистики анализ дифференциально-  
го сечения в области малых переданных импульсов ( $t \sim 0$ ) не прово-  
дился.

2) Кумулятивный эффект - одно из проявлений кварковой структуры  
ядра, был предсказан в 1971 году и ознаменовал возникновение нового  
направления в физике высоких энергий - релятивистской ядерной физи-  
ки<sup>жж)</sup>. Исследование образования заряженных пионов под углом  $180^\circ$  в  
протон-ядерных взаимодействиях в интервале энергий до 10 ГэВ подтвер-  
дило не только существование событий в кумулятивной области и мас-  
штабную инвариантность, но и позволило также установить границу нача-

ж) Г.Г.Аракелян и др.-ЯФ, 43, 5, 1986, с. 1303.

жж) A.M.Baldin.-Particles and Nucl., v.8, issue 3, 1977, p.429.



ла предельной фрагментации ядер или деконфайнмента кварков<sup>\*)</sup>.

### Цель работы

1. Исследование динамики рождения  $\eta$ -мезонов с изобарой  $\Delta^0(I232)$  в реакции (I) при средних энергиях:

- измерение дифференциального сечения реакции (I) ( $d\sigma/dt$ ) при импульсах 3,3 и 4,75 ГэВ/с;
- определение вкладов амплитуд рассеяния в реакции (I) с переворотом и без переворота спина;
- анализ дифференциальных сечений реакций (I) и (2) с помощью КЭМ.

2. Измерение инвариантных инклюзивных сечений реакций

$$\pi^- C \rightarrow \pi^0 X \quad (3)$$

$$\pi^- C_n \rightarrow \eta X \quad (4)$$

и получение данных о динамике образования  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов в кумулятивной области энергий.

### Новизна и научная ценность работ

1. Впервые измерены дифференциальные сечения ( $d\sigma/dt$ ) реакции (I) при импульсах пучка 3,3 и 4,75 ГэВ/с.

2. Обнаружен заметный минимум при  $t \sim 0$  в поведении дифференциальных сечений реакции (I), что указывает на доминирующую роль амплитуды рассеяния с переворотом спина.

3. Измерена эффективная траектория Редже и полные сечения для реакции (I).

4. Дан анализ дифференциальных сечений реакций (I) и (2) с помощью КЭМ в области энергий от 3,3 до 16,0 ГэВ/с.

5. Впервые измерены инвариантные инклюзивные сечения реакции (3) и сделана оценка верхней границы рождения  $\eta$ -мезонов в реакции (4) в кумулятивной области энергий при импульсе 3,8 ГэВ/с.

### Практическая ценность работы

Полученные в диссертации результаты могут быть использованы в планировании новых экспериментов, в которых исследуются взаимодействия адронов с нуклонами и ядрами при высоких энергиях, а также для проверки теоретических моделей.

Разработан алгоритм, позволяющий проводить эффективное разделение бинарных процессов.

Апробация работы. Основные результаты работы обсуждались на се-

<sup>\*)</sup> V.S.Stavinsky. Proc. of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Phys., Tbilisi, D1,2-10400, p. A6-1, p. 46-1, Dubna, 1977.

минарах ЛВЭ ОИЯИ и на международном семинаре по исследованиям в области релятивистской ядерной физики (Дубна, 1982). Они опубликованы в журнале "Ядерная физика" и в препринтах ОИЯИ и ЕрФИ.

Объем диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Работа содержит 108 страниц машинописного текста, 37 рисунков и 17 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 126 наименований.

### СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении сформулировано содержание предмета исследования, обоснованы актуальность, научная новизна и практическая ценность работы, показана структура диссертации.

В первой главе дан краткий обзор развития теории Редже и основных результатов, связанных с исследованиями зарядово-обменных процессов при рассеянии  $\pi^-$ -мезонов на нуклонах, для процессов:

$$\pi^- p \rightarrow \eta n \quad (5)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (6)$$

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{++} (I232) \quad (7)$$

$$\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++} (I232) \quad (2)$$

в интервале энергий от 3,5 до 200 ГэВ.

Последовательное развитие теории комплексных моментов происходило при постоянном сравнении с экспериментальными данными. За последние несколько лет в связи с вводом в строй новых ускорителей и накопителей частиц высоких энергий (ИФВЭ, FNAL, ISR, SPS) появилось большое количество точных экспериментальных данных, результаты которых не полностью согласуются с предсказаниями традиционной реджевской схемы. При некотором усложнении формы вычетов полюсов Редже и определенной модификации "квазиэйкональной" модели можно получить систему функций главных полюсов Редже, позволяющую с единой точки зрения описать все существующие на сегодняшний день экспериментальные данные в области высоких энергий: реакции упругого рассеяния, дифракционной диссоциации, с обменом гиперзаряда, перезарядки и др.

Зарядово-обменные реакции интересны тем, что дают возможность выделить вклады отдельных полюсов Редже. Выделенность процессов (I), (2), (5), (6), (7) связана с тем, что правила отбора допускают в  $t$ -канале этих реакций обмен лишь с квантовыми числами соответственно  $\rho$ -мезонов (реакции (6), (7)) и  $A_2$ -мезонов (реакции (I), (2), (5)), т.е. с точки зрения теории Редже они относятся к числу простейших и, следовательно, наиболее удобны для изучения механизмов реакции.

Изучение структуры дифференциального сечения реакций (I), (2), (5), (6), (7) интересно прежде всего для определения вкладов амплитуд с переворотом и без переворота спина, что, в конечном счете, позволяет определить роль спиновых эффектов.

Экспериментальные данные для процессов (2),(7) значительно беднее по сравнению с (5),(6), а для реакции (I) не существуют вообще. Для процессов (2),(7) экспериментальное исследование структуры дифференциального сечения ( $d\sigma/dt$ ) в области малых переданных импульсов не производилось.

Во второй главе описана аппаратура, с помощью которой были получены экспериментальные данные и программы математического обеспечения.

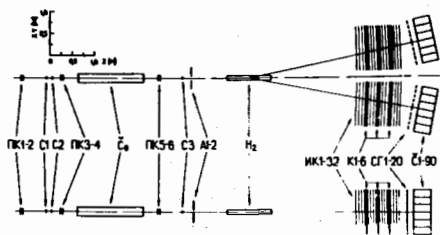


Рис. 1. Блок-схема установки ФОТОН: С - сцинтилляционные счетчики, Ч - черенковские счетчики из свинцового стекла, СГ - годоскопические сцинтилляционные счетчики, ПК - пропорциональные камеры, ИК - проволочные искровые камеры, К - конверторы, Н<sub>2</sub> - ми-

Девяностоканальный черенковский масс-спектрометр (установка ФОТОН) предназначен для исследования резонансов в системах  $e^+e^-$ ,  $2\gamma$ ,  $3\gamma$  и т.д. Блок-схема установки приведена на рис. 1\*).

Завершается вторая глава описанием программ он-лайн, моделирования по методу Монте-Карло, геометрической и энергетической реконструкции экспериментальных событий.

Он-лайн программы осуществляют прием, накопление, контроль и предварительную обработку информации с детекторов.

При моделировании программа FMODEL учитывает динамику процессов, геометрию установки, величины энергетических и угловых разрешений, пространственное и импульсное распределение частиц в пучке и др. Ошибки измерения энергии и углов вылета гамма-квантов вычисляются на основании измеренной экспериментальной зависимости по формулам

$$\sigma E = 2,45 E_{\gamma}^{1/2} \quad \text{и} \quad (8)$$

$$\sigma \theta = 0,005 + \frac{28}{E_{\gamma}} \sqrt{T} \quad , \quad (9)$$

где  $E_{\gamma}$  - энергия гамма-квантов в МэВ, T - толщина конвертора (в рад.ед.).

Информация, полученная с помощью моделирования по методу Монте-Карло, позволяет осуществить проверку и анализ экспериментальных событий.

\* С.А.Аверичев и др.-ПТЭ, 4, 1979, с.57.

Существенным элементом математического обеспечения экспериментов на установке ФОТОН является программа распознавания и геометрической реконструкции событий. Конструкция установки, включающей в себя существенно различные элементы, искровые камеры и черенковские  $\gamma$ -спектрометры, приводит к тому, что и задача геометрической реконструкции событий расчленяется на части, такие, что решение одной части проблемы помогает в решении другой, и наоборот.

Глава третья посвящена обработке экспериментального материала и идентификации событий в реакции (I) при импульсах 3,3 и 4,75 ГэВ/с<sup>1,2/</sup>.

Экспериментальные распределения для  $2\gamma$ -событий по сумме энергий ( $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$ ) и эффективной массе ( $M_{\gamma\gamma}$ ) при импульсах пучка 3,3 (11200  $\gamma\gamma$ -событий) и 4,75 ГэВ/с (6990  $\gamma\gamma$ -событий) до применения критериев отбора представлены на рис. 2 и 3.

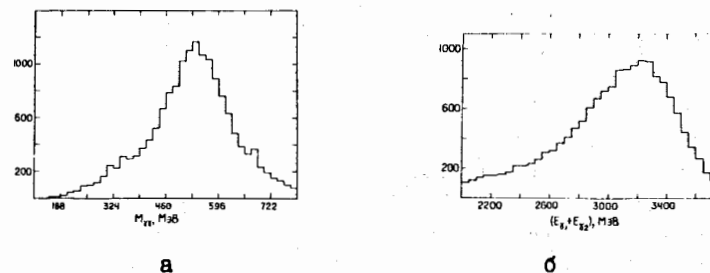


Рис. 2. Экспериментальное распределение  $\gamma\gamma$ -событий до применения критериев отбора при импульсе пучка 3,3 ГэВ/с: а - распределение по эффективной массе ( $M_{\gamma\gamma}$ ), б - распределение по сумме энергий  $\gamma$ -квантов ( $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$ ).

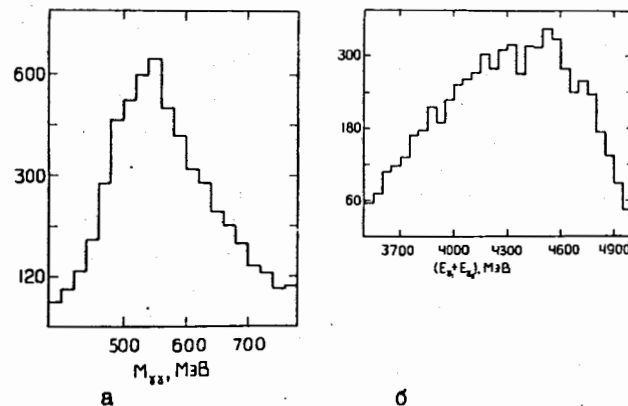


Рис.3. Экспериментальное распределение  $\gamma\gamma$ -событий до применения критериев отбора при импульсе пучка 4,75 ГэВ/с: а - распределение по эффективной массе ( $M_{\gamma\gamma}$ ), б - распределение по сумме энергий  $\gamma$ -квантов ( $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$ ).

Запись событий на ленту суммарных данных (DST) производилась при следующих условиях:

- 1) отсутствие треков заряженных частиц в искровых камерах ИК<sub>А</sub><sup>I-4</sup> и ИК<sub>В</sub><sup>I-4</sup>;
- 2) наличие треков заряженных частиц (ливней) после *i*-го (*i* = 1, 2, 3) конвертора в камерах ИК<sub>А</sub><sup>5-16</sup> и ИК<sub>В</sub><sup>5-16</sup>;
- 3) наличие сигналов в элементах годоскопических сцинтилляционных счетчиков СГА и СГВ, соответствующих направлению треков заряженных частиц или конверсионных  $e^+e^-$ -пар в камерах ИК<sub>А</sub><sup>5-16</sup> и ИК<sub>В</sub><sup>5-16</sup>;
- 4) наличие сигналов в ячейках гамма-спектрометров СА и СВ, соответствующих ливням в камерах ИК<sub>А</sub><sup>5-16</sup> и ИК<sub>В</sub><sup>5-16</sup> и годоскопических сцинтилляционных счетчиках СГА и СГВ и удовлетворяющих условиям (критерий А):

при импульсе 3,3 ГэВ/с:

а)  $300 \text{ МэВ} \leq E_{\gamma_1} \leq 2800 \text{ МэВ}$ ,  $i = 1, 2$ ;

б)  $2800 \text{ МэВ} \leq E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \leq 3500 \text{ МэВ}$ ;

в)  $E_{\gamma}^M / E_{\gamma}^B > 0,2$ ;

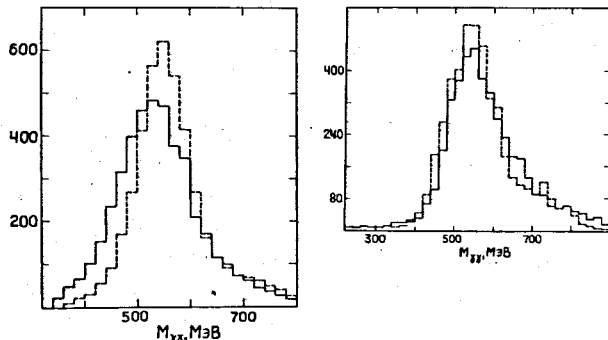
при импульсе 4,75 ГэВ/с:

а)  $400 \text{ МэВ} \leq E_{\gamma_1} \leq 4200 \text{ МэВ}$ ,  $i = 1, 2$ ;

б)  $4100 \text{ МэВ} \leq E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \leq 5000 \text{ МэВ}$ ;

в)  $E_{\gamma}^M / E_{\gamma}^B \geq 0,1$ , где  $E_{\gamma}^M$  и  $E_{\gamma}^B$  - соответственно меньшая и большая энергии двух гамма-квантов.

Требования (а), (б), (в) критерия А были найдены моделированием исследуемых процессов методом Монте-Карло в условиях, когда отношение  $N(\text{эффект})/N(\text{фон})$  максимально.



а

б

а - импульс пучка 3,3 ГэВ/с (4350  $\gamma\gamma$ -событий),  
б - импульс пучка 4,75 ГэВ/с (4630  $\gamma\gamma$ -событий).

Рис. 4. Распределения по эффективной массе ( $M_{\gamma\gamma}$ ) для реакций  $\pi^+p \rightarrow \eta\Delta^+$  и фоновых процессов после применения критерия А; заштрихованные гистограммы - события, моделированные методом Монте-Карло; сплошные гистограммы - экспериментальные события:

На рис. 4 приведены экспериментальные распределения по эффективной массе ( $M_{\gamma\gamma}$ ) для 4350 ( $P_{\pi} = 3,3 \text{ ГэВ/с}$ ) и 4630 ( $P_{\pi} = 4,75 \text{ ГэВ/с}$ )  $\gamma\gamma$ -событий, полученных после применения критерия А.

Отличие энергетических спектров  $\eta$ -мезонов для процессов (I) и (5), связанное с кинематикой этих реакций, открывает принципиальную возможность их разделения по энергии  $\gamma_1, \gamma_2$ .

На втором этапе анализа для разделения реакций (I) и (5) отбор событий осуществляется с помощью  $\chi^2$ -критерия:  $\gamma\gamma$ -событие идентифицируется как  $\eta$ -мезон, образовавшийся в реакции (I), если (критерий Б):

при импульсе пучка 3,3 ГэВ/с:

$$\chi^2_{M_{\Delta}} < \chi^2_{M_{\eta}}, \quad E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \leq 2950 \text{ МэВ},$$

при импульсе пучка 4,75 ГэВ/с:

$$\chi^2_{M_{\Delta}} < \chi^2_{M_{\eta}}, \quad E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \leq 4400 \text{ МэВ}.$$

Формула для  $\chi^2_{M_i}$  ( $i = \Delta, \eta$ ) приведена в работе [1].

При вычислении дифференциального сечения  $\gamma\gamma$ -события отбирались в следующих интервалах (критерий В):

при импульсе пучка 3,3 ГэВ/с:

$$-t_{\min} \leq -t \leq 0,37 \text{ (ГэВ/с)}^2, \quad 1000 \leq M_{\text{от}} \leq 1400 \text{ МэВ},$$

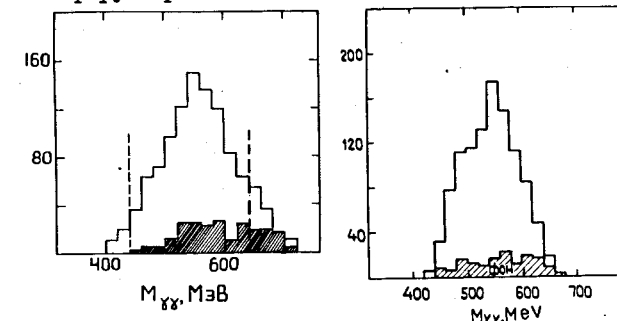
$$19^\circ \leq \Theta_{\gamma\gamma} \leq 29^\circ, \quad 440 \leq M_{\gamma\gamma} \leq 640 \text{ МэВ},$$

при импульсе пучка 4,75 ГэВ/с:

$$-t_{\min} \leq -t \leq 0,37 \text{ (ГэВ/с)}^2, \quad 1100 \leq M_{\text{от}} \leq 1400 \text{ МэВ},$$

$$12^\circ \leq \Theta_{\gamma\gamma} \leq 21^\circ, \quad 0 \leq \chi^2_{M_{\Delta}} \leq 1.$$

Экспериментальное распределение  $\gamma\gamma$ -событий по эффективной массе, после применения указанных выше критериев (А, Б и В) при импульсе 3,3 ГэВ/с (958  $\gamma\gamma$ -событий) и 4,75 ГэВ/с (1060  $\gamma\gamma$ -событий), иллюстрирует рис. 5.



а

б

указывают области обрезания:

а - импульс пучка 3,3 ГэВ/с и б - импульс пучка 4,75 ГэВ/с.

Рис. 5. Распределение по эффективной массе ( $M_{\gamma\gamma}$ ) после применения критериев А, Б и В; экспериментальные события (сплошная гистограмма), фоновые процессы (заштрихованная гистограмма); вертикальные линии указывают области обрезания:

Для оценки фона и его влияния на дифференциальное сечение были рассмотрены следующие процессы:

$$\pi^- p \rightarrow \eta n; \quad (5)$$

$$\rightarrow \omega n; \quad (10)$$

$$\rightarrow 2\pi^0 n. \quad (11)$$

Указанные реакции моделировались методом Монте-Карло. После применения критериев А-В и нормировки на величины сечений вклад всех фоновых процессов от общего числа событий оказался менее 23% при импульсе 3,3 ГэВ/с и 19% при 4,75 ГэВ/с.

Были рассмотрены также следующие реакции:  $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ ,  $\rho^0 \rightarrow \eta \chi$ ;  $\pi^- p \rightarrow \rho^- p$ ,  $\rho^- \rightarrow \eta \pi^-$ ;  $\pi^- p \rightarrow 3\pi^0 n$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma \chi$ ;  $\pi^- p \rightarrow \eta \pi^- p$ ,  $\eta \rightarrow \gamma \chi$ ;  $\pi^- p \rightarrow \omega \Delta^0 (I232)$ ,  $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ ,

которые являются потенциальными источниками фоновых событий. Как показали расчеты, их вклад не превышает 3,5%.

Четвертая глава посвящена измерениям дифференциального сечения и вычислению эффективной траектории Редже для процесса (1).

Дифференциальное сечение определялось из соотношения:  $d\sigma/dt = [\Delta n(t) / \Delta t \xi(t)] F_{\text{норм.}}$ , где  $\Delta n(t)$  - число событий в интервале  $\Delta t$ ,  $\xi = \xi(t)$  - среднее значение геометрической эффективности в этом интервале и  $F_{\text{норм.}}$  - коэффициент нормировки. Методом Монте-Карло было разыграно свыше 90 тысяч событий в интервале по  $-t$  (0,0+0,4) (ГэВ/с)<sup>2</sup> для определения геометрической эффективности  $\xi(t)$ .

Полученные в эксперименте дифференциальные сечения реакции (1) в зависимости от  $t' = t - t_{\text{мин}}$  при импульсе 3,3 и 4,75 ГэВ/с представлены на рис. 6.

Выбранные интервалы по  $-t$ , как правило, больше разрешающей способности аппаратуры. Ввиду малости фона влияние фоновых событий на зависимость дифференциального сечения от  $-t$  не учитывалось. Указан-

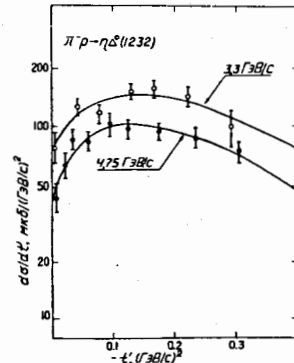


Рис. 6. Дифференциальное сечение  $d\sigma/dt$  реакции  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0 (I232)$  в зависимости от переданного 4-импульса  $-t'$  при импульсах пучка 3,3 и 4,75 ГэВ/с. Кривые получены параметризацией по формуле (12).

ные на рис. 6 ошибки - статистические. Абсолютная нормировка ( $F_{\text{норм.}}$ ) сечения реакции (1) производилась с помощью процесса (5), который измерялся одновременно в том же эксперименте. Экспериментальные данные параметризовались с помощью формулы

$$d\sigma/dt' = A(1 - qct') \exp(ct'), \quad (12)$$

где  $A = (d\sigma/dt)_{t'=0}$  - дифференциальное сечение под нулевым углом,  $q$  - отношение вкладов амплитуд рассеяния с переворотом и без переворота спина,  $c$  - параметр наклона конуса рассеяния. В соответствии с этой параметризацией для величин  $A$ ,  $q$  и  $c$  найдены величины, которые представлены в таблице I.

Таблица I

Реакция	P (ГэВ/с)	A, мкб/(ГэВ/с) <sup>2</sup>	q	c(ГэВ/с) <sup>-2</sup>
$\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0$	3,3	$76,3 \pm 12,6$	$4,0 \pm 1,0$	$5,5 \pm 0,9$
	4,75	$40,6 \pm 8,4$	$5,8 \pm 1,6$	$6,5 \pm 0,8$
$\pi^- p \rightarrow \eta n$ ж)	3,3	$124,9 \pm 9,0$	$5,5 \pm 0,5$	$5,6 \pm 0,2$
	4,75	$88,1 \pm 12,4$	$5,0 \pm 0,9$	$6,5 \pm 0,8$

Из таблицы I видно, что параметры  $q$ , характеризующие отношение вкладов амплитуд рассеяния с переворотом и без переворота спина для реакций (1) и (2), в пределах ошибок совпадают.

Полные сечения реакции (1), полученные путем интегрирования дифференциальных сечений в интервале от  $-t_{\text{мин}}$  до 1 (ГэВ/с)<sup>2</sup> для импульсов 3,3 и 4,75 ГэВ/с, соответственно, равны  $(64,3 \pm 28,7)$  мкб и  $(37,2 \pm 12,6)$  мкб.

Полученные экспериментальные данные для  $(d\sigma/dt)$  при импульсах 3,3 и 4,75 ГэВ/с позволяют с помощью формулы (13) определить эффективную траекторию Редже для реакции (1):

$$d\sigma/dt = F(t) (s/s_0)^{2\alpha_{\text{эфф}}(t) - 2}. \quad (13)$$

После параметризации экспериментальных точек по формуле  $\alpha_{\text{эфф}}(t) = \alpha_0 + \alpha' t$  для эффективной траектории Редже получаем

$$\alpha_{\text{эфф}}(t) = (0,52 \pm 0,09) + (0,8 \pm 0,5) t.$$

Это значение  $\alpha_{\text{эфф}}(t)$  в таблице 2 сравнивается со значениями  $\alpha_{\text{эфф}}$ , полученными разными группами для реакций  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta$  и  $\pi^- p \rightarrow \eta n$ .

В главе 5 с помощью КЭМ построены дифференциальные сечения реакций  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta$  в предположении обмена квантовыми числами  $A_2$ -мезона. Анализ по КЭМ позволяет предположить, что несогласие параметров  $\alpha_{\text{эфф}}$

ж)

V.V. Arkhipov et al. - JINR, E1-11596, Dubna, 1978.

в табл. 2 для реакции  $\pi p \rightarrow \eta \Delta$  возникает из-за применения формулы (13), которая недостаточно точно описывает дифференциальные сечения в широких областях энергии (т.к. существуют корреляции между  $F(t)$  и  $S$ ).

Таблица 2

Реакция	$\alpha_0$	$\alpha'$
$\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^+(I232)$	$0,87 \pm 0,03$	$1,75 \pm 0,13$
$\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^+(I232)$	$0,4 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,3$
$\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0(I232)$	$0,52 \pm 0,09$	$0,80 \pm 0,50$
$\pi^- p \rightarrow \eta n$	$0,43 \pm 0,01$	$0,74 \pm 0,03$

Пятая глава посвящена анализу реакций (1) и (2) с помощью квази-изотопной модели  $^{3/}$ . Реакции типа  $0^- I/2^+ \rightarrow 0^- 3/2^+$  описываются четырьмя независимыми амплитудами (в отличие от процессов  $0^- I/2^+ \rightarrow 0^- I/2^+$ , которые описываются двумя амплитудами), а именно: амплитудой без переворота спина  $M_0 = M_{I/2} I/2$ , амплитудами с однократным переворотом спина  $M_I = M_{I/2-1/2}$  и  $M_{-I} = M_{I/2} 3/2$ , а также амплитудой с двойным переворотом спина  $M_2 = M_{I/2-3/2}$ .

Для определения величин свободных параметров: вычета  $\gamma_{nA_2}$  ( $n = 0; I; -I; 2$ ) и радиуса  $R_{nA_2}^2$  ( $n = 0; I; -I; 2$ ) были использованы экспериментальные данные для дифференциальных сечений реакции  $\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^+$  в интервале энергий 3,3 + 16,0 ГэВ. Существующие данные не позволяют точно определить величины параметров амплитуды с двойным переворотом спина. Так как их вклад незначителен, амплитуды с двойным переворотом спина считались равными нулю. Значения остальных параметров, полученных из сравнения с экспериментальными данными, равны:

$$\begin{aligned} \gamma_{0A_2} &= 0,36 (\text{ГэВ/с})^2, & R_{0A_2}^2 &= 6,31 (\text{ГэВ/с})^{-2}, \\ \gamma_{IA_2} &= 3,68 (\text{ГэВ/с})^2, & R_{IA_2}^2 &= 0,91 (\text{ГэВ/с})^{-2}, \\ \gamma_{-IA_2} &= -2,32 (\text{ГэВ/с})^2, & R_{-IA_2}^2 &= 1,33 (\text{ГэВ/с})^{-2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Результаты расчетов по КЭМ для реакции (2) приведены на рис. 7. Используя изотопические соотношения на основе КЭМ, были вычислены дифференциальные сечения реакции (1) (рис. 8). Как видно из рис. 8, характер дифференциальных сечений указывает на сильную доминантность амплитуды с переворотом спина. Вклад амплитуды без переворота спина существенен только вблизи  $t \sim 0$  и быстро уменьшается с увеличением  $|t|$ . Эти результаты согласуются с феноменологическим анализом дифференциальных сечений реакции (1) при импульсах 3,3 и 4,75 ГэВ/с (см. рис. 8).

Шестая глава диссертации посвящена измерениям инвариантных ин-

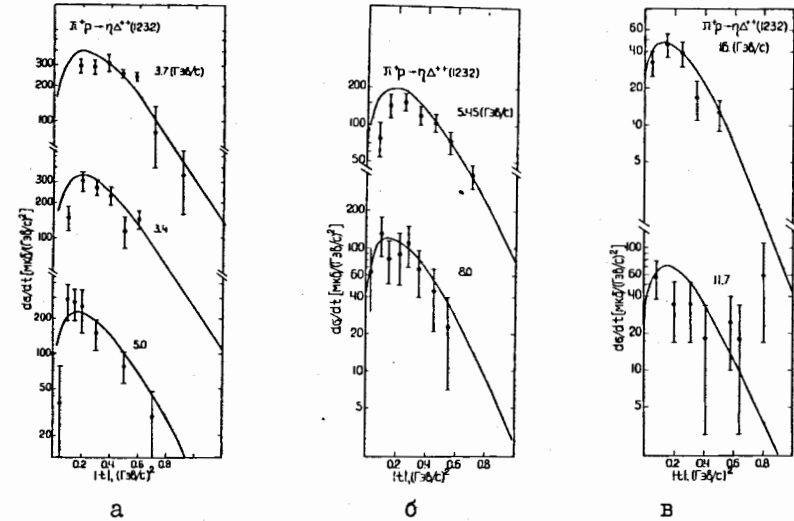


Рис. 7. Дифференциальные сечения реакции  $\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^+(I232)$ .

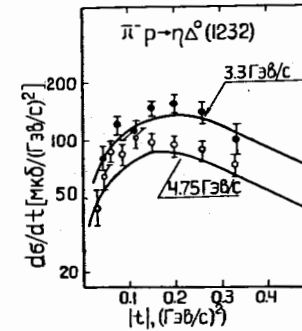


Рис. 8. Предсказания КЭМ для дифференциальных сечений реакции  $\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^+$ .

клюдивных сечений генерации  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов в реакциях  $\pi^- C \rightarrow \pi^0 X$  и  $\pi^- C \rightarrow \eta X$  (180°) при импульсе налетающих  $\pi^-$ -мезонов, равном 3,8 ГэВ/с<sup>4,5,6/</sup>.

В ходе эксперимента на магнитные ленты было записано свыше 30000 триггеров для реакции (3) и 50000 триггеров для реакции (4).

Обработка экспериментальной информации и отбор  $\gamma\gamma$ -событий производились по следующим критериям:

- $50 \text{ МэВ} \leq E_{\gamma_1} (E_{\gamma_2}) \leq 1000 \text{ МэВ}$ ,
- $150 \text{ МэВ} \leq E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \leq 2000 \text{ МэВ}$ ,
- $E_{\gamma_1}^M / E_{\gamma_2}^B \geq 0,2$ , где  $E_{\gamma_1}^M$  и  $E_{\gamma_2}^B$  - соответственно меньшая и большая энергия 2  $\gamma$ -квантов.

При вычислении инвариантных сечений реакций (3) и (4) вводились поправки, учитывающие конверсию  $\gamma$ -квантов в мишени с учетом энергий и углов вылета  $\gamma$ -квантов, долю  $\gamma$ -квантов, проконвертировавших в конверторах проволочных камер, долю  $\mu^-$ -мезонов и электронов в пучке, потери пучка, связанные с несовпадением поперечных размеров пучка и мишени, и неэффективность программы реконструкции событий.

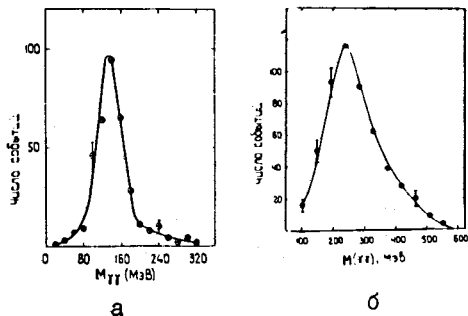


Рис. 9. Распределение  $\gamma\gamma$ -событий по эффективной массе ( $M_{\gamma\gamma}$ ): а для реакции (3) и б для реакции (4).

В таблицах 3 и 4 представлены измеренные экспериментальные данные для инвариантных сечений  $E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3}$   $\pi^0$ -мезонов и оценка верхней границы инвариантного сечения  $\eta$ -мезонов в зависимости от кинетической энергии ( $T$ ). Указанные ошибки - статистические.

Таблица 3

$T_{\pi^0}$ (МэВ)	160	250	345	435
$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} \left( \frac{\text{Мб} \cdot \text{ГэВ}}{(\text{ГэВ}/c)^3} \right)$	$19,4 \pm 3,3$	$3,21 \pm 0,32$	$0,79 \pm 0,10$	$0,18 \pm 0,06$

Таблица 4

$T_{\gamma\gamma}$ (МэВ)	50	150	250
$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} \left( \frac{\text{Мб} \cdot \text{ГэВ}}{(\text{ГэВ}/c)^3} \right)$	$\leq 9,7$	$\leq 1,4$	$\leq 0,54$

Параметризация сечения реакции (3) с помощью экспоненциальной функции

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = A \exp(-T/T_0) \quad (I5)$$

позволяет определить величины, характеризующие наклон экспоненты ( $T_0 = (61 \pm 4)$  МэВ), и сечение при  $T = 0$  ( $A = (212 \pm 63) \frac{\text{Мб} \cdot \text{ГэВ}}{(\text{ГэВ}/c)^3}$ ) (рис.10). На рис. 10 сравниваются инвариантные сечения выхода  $\pi^0$ -мезонов с данными, полученными для реакции  $\pi^-C \rightarrow \pi^\pm(162^0)X$  при импульсе 3,0 ГэВ/с. Отношения инвариантных сечений рождения  $\pi^0$ -мезонов и  $\pi^\pm$  мезонов в реакции  $\pi^-C \rightarrow \pi^\pm X$  представлены на рис. 11а. На

Распределение  $\gamma\gamma$ -событий по эффективной массе иллюстрирует рис.9. Как видно из рис.9а, в распределении по эффективной массе имеется четкий максимум вблизи массы  $\pi^0$ -мезона. В распределении по эффективной массе на рис. 9б максимум в области массы  $\eta$ -мезона не наблюдается, поэтому полученные данные для реакции (4) позволяют оценить лишь верхнюю границу инвариантного сечения образования  $\eta$ -мезонов.

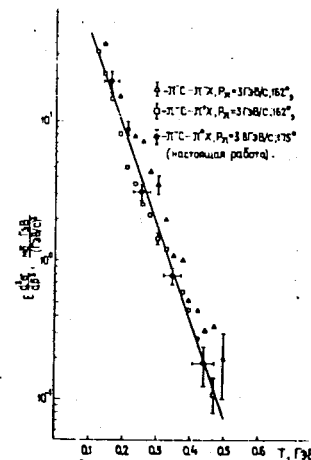


Рис.10. Инвариантные сечения выхода  $\pi^0$  и  $\pi^\pm$ -мезонов в зависимости от их кинетической энергии ( $T$ ).

рис. 11б сравнивается зависимость величины  $T_0$ -параметра наклона экспоненты (формула (I5)) от импульса налетающей частицы. Из рис. 10 и 11а видно, что результаты, полученные для  $\pi^0$ -мезонов в пределах экспериментальных ошибок, согласуются с результатами для заряженных мезонов.

На рис. 12 представлены инвариантные сечения рождения  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от кумулятивного числа  $Q$ . Экспериментальные данные параметризуются с помощью экспоненциальной функции

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = G \exp(-Q/\langle Q \rangle), \quad (I6)$$

где  $\langle Q \rangle$  - среднее число нуклонов в объеме кумуляции.

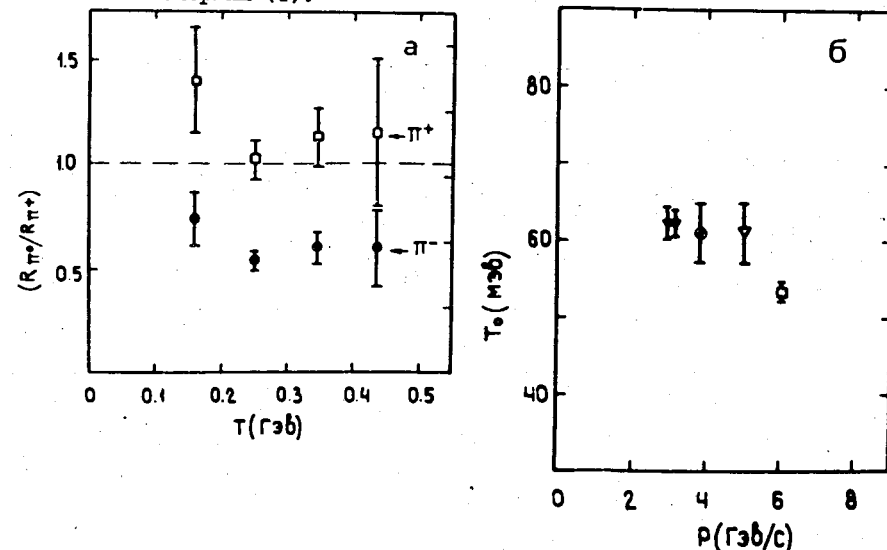


Рис. 11. Отношения инвариантных сечений рождения  $\pi^0$ - и  $\pi^\pm$ -мезонов в реакции  $\pi^-C \rightarrow \pi^\pm X(a)$ ; зависимость величины  $T_0$ -параметра наклона экспоненты (I5) от импульса налетающей частицы:  $\nabla - \pi^-C \rightarrow \pi^- X$ ;  $\square - \pi^-C \rightarrow \pi^+ X$ ;  $\bullet - \pi^-C \rightarrow \pi^0 X$  - данные настоящей работы (б).



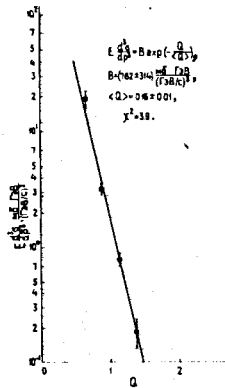


Рис. 12. Инвариантные сечения выхода  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от их кумулятивного числа  $Q$ .

Полученная оценка верхней границы инвариантного сечения реакции (4) не противоречит качественным ожиданиям, основанным на модели фрагментации составляющих кварков из ядра-мишени<sup>\*)</sup>. Для реакции (3) после параметризации по формуле (16) получаем  $\langle Q \rangle = 0,16 \pm 0,01$

$$G = (762 \pm 314) \frac{\text{Мб} \cdot \text{ГэВ}}{(\text{ГэВ}/c)^3} \quad (f^2 = 3,9).$$

Этот результат является независимым подтверждением универсальности параметра<sup>\*\*)</sup>

$$1/\langle Q \rangle = -d \ln E \cdot (d^3 \epsilon / d\mathbf{p}^3) / dQ.$$

В заключении сформулированы основные выводы диссертации:

1. Впервые измерены дифференциальные сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0(I232)$  при импульсах пучка 3,3 и 4,75 ГэВ/с в области переданных 4-импульсов  $-t_{\min} \leq -t \leq 0,37$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Определены основные параметры дифференциальных сечений ( $d\epsilon/dt$ ) при аппроксимации экспериментальных данных выражением (12).

2. На большой статистике (около 1000 событий) исследовано поведение дифференциальных сечений реакции  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0(I232)$  вблизи  $t \sim 0$ . В интервале переданных импульсов  $-t_{\min} \leq -t \leq 0,1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> обнаружен заметный минимум в дифференциальном сечении ( $g \sim 4,0$ ).

3. Проведен теоретический анализ дифференциальных сечений реакций  $\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^+(I232)$  и  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0(I232)$  в интервале энергий 3,3 ÷ 16,0 ГэВ с помощью квазиэikonальной модели. Результаты анализа указывают на то, что:

- вклад амплитуды  $M_0$  без переворота спина существенен только вблизи  $t \sim 0$  и быстро уменьшается с увеличением  $|t|$ ;
  - имеется доминантность амплитуд с переворотом спина  $M_T$  и  $M_{-T}$ ;
  - результаты, полученные с помощью КЭМ, согласуются с феноменологическим анализом дифференциальных сечений реакции  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0(I232)$  при импульсах 3,3 и 4,75 ГэВ/с;
  - процессы (1) и (2) характеризуются обменом только  $A_2$ -полюсом.
4. Аппроксимацией дифференциальных сечений реакции (1) с помощью

\*) V.V. Anisovich, V.M. Shekhter - Nucl. Phys., v. 55B, 1973, p.455.  
\*\*) A.M. Baldin - JINR, E1-80-545, Dubna, 1980.

формулы (12) в интервале от  $-t_{\min}$  до 1 (ГэВ/с)<sup>2</sup> вычислены полные сечения при импульсах 3,3 и 4,75 ГэВ/с, которые соответственно равны  $(64 \pm 29)$  мкб и  $(37 \pm 13)$  мкб.

5. Рассчитана эффективная траектория Редже для реакции (1):

$\alpha_{\text{эфф}}(t) = (0,52 \pm 0,09) + (0,8 \pm 0,5)t$ . Анализ с помощью КЭМ подтвердил предположение, что реакции (1) и (2) реализуются путем обмена частицы с квантовыми числами  $A_2$ -мезона.

6. Разработана методика эффективного разделения реакций  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0(I232)$  и  $\pi^- p \rightarrow \eta \omega$  и на ее основе создана программа идентификации для процесса  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0(I232)$ .

7. Создана программа параметризации дифференциальных сечений процессов  $\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^+(I232)$  и  $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0(I232)$  с помощью квазиэikonальной модели для нахождения свободных параметров модели.

8. Впервые измерены инвариантные инклюзивные сечения реакций  $\pi^- C \rightarrow \pi^0(I80^0)X$  и сделана оценка верхней границы реакции  $\pi^- Cu \rightarrow \eta(I80^0)X$  в кумулятивной области рождения при импульсе 3,8 ГэВ/с. Получено независимое подтверждение универсальности параметра  $\langle Q \rangle^{-1}$ , описывающего кварк-партоновую структурную функцию ядра.

Основные положения диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Асланян П.Ж. и др.-ЯФ, т. 47, вып. 4, 1986, с. 893.
2. Асланян П.Ж. и др.-ЯФ, т. 47, вып. 6, 1988, с. 1649.  
Асланян П.Ж. и др.-ОИЯИ, Р1-87-271, Дубна, 1987.
3. Асланян П.Ж. и др.-ЕрФИ, ЕФИ-948(99)-86, 1986.
4. Асланян П.Ж. и др.-ОИЯИ, Р1-81-125, Дубна, 1981.
5. Асланян П.Ж. и др.-ОИЯИ, Р1-81-504, Дубна, 1981.
6. Асланян П.Ж. и др.-Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики, ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 января 1989 года.