

Б-911



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 10077

БУНЯТОВ  
Степан Агаронович

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$   
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 200-450 МЭВ  
И ПИОН-ПИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук А.А.АНСЕЛМ  
доктор физико-математических наук Л.Г.ЛАНДСБЕРГ  
доктор физико-математических наук В.Б.ФЛЯТИН

Ведущее предприятие:

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.

Защита диссертации состоится " " 197 г.  
в часов на заседании специализированного совета Д-56/3 при  
Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " 1976 г.

Ученый секретарь специализированного совета  
кандидат физико-математических наук

Ю.А.БАТУСОВ

$\pi$ -мезоны являются легчайшими из сильно взаимодействующих частиц и играют особенно важную роль как в физике элементарных частиц, так и в ядерной физике.

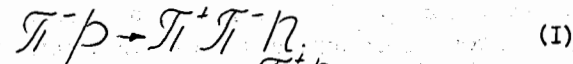
В области физики элементарных частиц важность исследования взаимодействия пионов с пионами, в особенности при низких энергиях, связана с тем, что пион-пионная система является замкнутой с точки зрения теоретического описания на основе самых общих принципов - аналитичности, унитарности, перекрестной симметрии, а амплитуда  $\pi\pi$ -рассеяния входит в амплитуды всех процессов, обусловленных сильными взаимодействиями.

По современным представлениям, пионы являются квантами ядерного поля и определяют характер ядерных сил. Интерес к пион-пионному взаимодействию в ядерной физике усилился в последнее время в связи с гипотезой о возможном существовании сверхплотных ядер. Для вычисления энергии пионного конденсата в ядрах необходимо знать параметры пион-пионного взаимодействия при низких энергиях.

Диссертация посвящена исследованию реакций  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  в интервале энергий 200-450 МэВ, главным образом с целью получения сведений о пион-пионном взаимодействии при низких энергиях. При этом особое внимание было уделено определению  $S$ -волновых длин пион-пионного рассеяния.

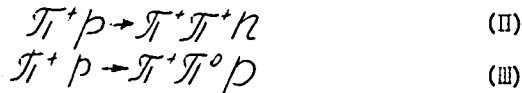
Работы, включенные в диссертацию, были выполнены на синхротроне Лаборатории ядерных проблем и на протонном синхротроне Европейской организации ядерных исследований (ЦЕРН) за период с 1967 по 1976 г.г.

В первой главе изложены результаты исследования процессов образования заряженных мезонов в реакциях  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ ,  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$  и  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$  вблизи порога и анализ  $K \rightarrow 3\pi$  распадов. До выполнения работ, включенных в диссертацию, существовали экспериментальные данные лишь по одному каналу



Экспериментальных данных по неупругим  $\pi^+ p$ -взаимодействиям при энергиях ниже 300 МэВ не было. Для оценки полных сечений реакций

и



нами использовалась методика фотоэмульсионных камер. Четыре камеры, составленные из слоев НИКФИ-БР размерами  $10 \times 10 \times 6,5 \text{ см}^3$  и три камеры размерами  $20 \times 10 \times 4,5 \text{ см}^3$  были облучены на синхротроне ЛП ОЖИ  $\pi^+$ -мезонами с энергией  $240 \pm 8$  и  $290 \pm 8 \text{ МэВ}$ . При просмотре общего объема  $185 \text{ см}^3$  эмульсии и последующего прослеживания треков  $\pi^+$ -мезонов было зарегистрировано 12400 неупругих взаимодействий  $\pi^+$ -мезонов с протонами и ядрами в фотоэмульсии. Для измерения отбирались двухлучевые события, в которых второй след оканчивался в камере. Всего было зарегистрировано 700 таких событий. В систему обработки экспериментальных данных был внесен ряд усовершенствований по сравнению с системой, использованной ранее для исследования реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ . Добавлена программа геометрической реконструкции событий. Для расчета геометрической эффективности регистрации событий в камерах с учетом вида матричного элемента написана программа моделирования реакций методом Монте-Карло. Уточнен метод оценки фоновых событий. В результате введенных усовершенствований создана полная система программ для анализа ядерных реакций в фотоэмульсионных камерах, аналогичная программам, используемым для обработки снимков с пузырьковых камер. Результаты измерения полных сечений реакций (II) и (III), а также процесса радиационного рассеяния при энергиях 230 и 275 МэВ приведены в таблице I. Для сравнения в таблице приведены сечения тех же реакций при энергии 300 МэВ, полученные в ЦЕРНе на водородной камере. На основе полученных оценок сечений реакций (I-III) был проведен изотопический анализ полных сечений реакций  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  при энергиях 270 и 230 МэВ. Основная цель анализа - определить параметр  $\chi$ , равный отношению изотопически инвариантных амплитуд,  $|F_{10}|/|F_{21}|$ , соответствующих образованию  $\pi \pi$ -системы в реакциях  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  в состояниях с изотопическими спинами  $T_{\pi\pi}^+ = 0$  и  $T_{\pi\pi}^+ = 2$ . Значение параметра  $\chi$  на пороге получено равным  $1,8 \pm 0,4$ . Это приводит к необходимости учета при анализе реакций  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ , по крайней мере, квадратичных членов по относительным импульсам.

Таблица I

| Реакция   | Фотоэмульсионные камеры |                  | Водородная пузырьковая камера ЦЕРН |                  |               |                  |
|---|-------------------------|------------------|------------------------------------|------------------|---------------|------------------|
|   | (230 $\pm$ 13) МэВ      |                  | (275 $\pm$ 15) МэВ                 |                  | 300 МэВ       |                  |
|   | Число событий           | Сечение, мкбн    | Число событий                      | Сечение, мкбн    | Число событий | Сечение, мкбн    |
| $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$                                   | 6                       | $30_{-12}^{+18}$ | I                                  | $26_{-20}^{+55}$ | 2             | $25_{-16}^{+31}$ |
| $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$                                   | 5                       | $18_{-9}^{+12}$  | 4                                  | $48_{-25}^{+34}$ | 9             | $110 \pm 40$     |
| $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ p$<br>( $E_{\pi} > 50 \text{ МэВ}$ ) | 24                      | $420 \pm 150$    | II                                 | $820 \pm 350$    | 18            | $280 \pm 50$     |

В диссертации проанализированы экспериментальные данные по реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$  в области энергий 200-260 МэВ (486 событий). Анализ проведен методом максимального правдоподобия. В результате анализа получен простой вид для квадрата матричного элемента реакции (I), удовлетворительно описывающей всю совокупность экспериментальных данных:

$$|M|^2 \sim 1 + C \left( K_{12}^2 - \frac{1}{2} E \right), \quad C = 3,7 \pm 0,6$$

где  $K_{12}$  - относительный импульс конечных  $\pi$ -мезонов,  $E$  - выделенная энергия в единицах массы  $\pi$ -мезона. Найдена зависимость полного сечения реакции (I) от энергии вблизи порога

$$\sigma = \rho^2 E^2, \quad \text{где } \rho^2 = 0,38 \pm 0,05 \text{ мкбн.}$$

На рис. I экспериментальные одномерные распределения реакции (I) сравниваются с теоретическими распределениями.

На рис. 2 показан результат вычисления суммарного вклада членов, содержащих длину  $\pi \pi$ -рассеяния  $A_0$  в одномерные распределения реакции (I) при значении  $\chi = 1,8$ . Этот вклад не превышает 5% при  $A_0 = \lambda_{\pi}$ . По этой причине определить длины  $\pi \pi$ -рассеяния из имеющихся данных по реакциям  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  не удастся.

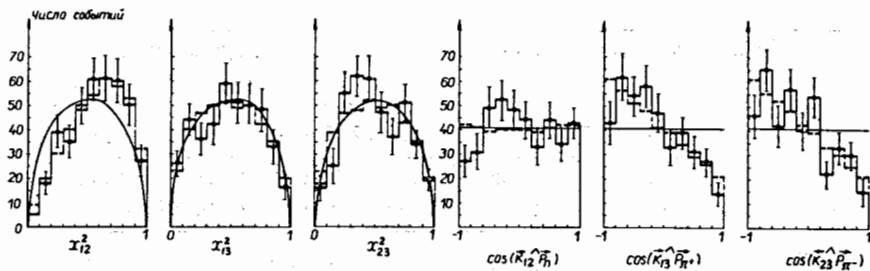


Рис. 1. Одномерные распределения реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ . Сплошная гистограмма - эксперимент. Сплошная линия - постоянный матричный элемент. Пунктир - матричный элемент

$$|M|^2 = |M_1|^2 \left[ 1 + C_1 \left( K_{12}^2 - \frac{1}{2} E \right) \right]$$

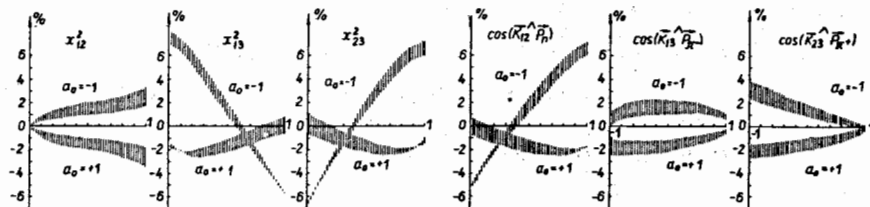


Рис. 2. Вклад неаналитических членов, содержащих длину рассеяния  $a_0$  в одномерные распределения, деленные на аналогичные распределения по фазовому объему (при  $a_0 = \pm 1$ ); заштрихованные области соответствуют неопределенности в параметре  $\lambda = 1,8 \pm 0,4$ . По оси ординат отложена величина отклонения от единицы (в процентах).

Другим объектом применимости теории образования трех сильновзаимодействующих частиц вблизи порога являются  $K \rightarrow 3\pi$  распады. В 1972 г. появились новые экспериментальные данные по  $K \rightarrow 3\pi$  распадам, которые по точности намного превосходили все, что было опубликовано ранее. Эти экспериментальные данные проанализированы нами с целью определения  $S$ -волновых длин  $\pi\pi$ -рассеяния. В настоящей работе впервые проведен совместный анализ всех каналов  $K \rightarrow 3\pi$  распадов; также впервые одновременно исследовались полные вероятности распадов и распределения плотности вероятности на графиках Далица. Проанализирован вопрос о степени нарушения правила  $|\Delta T| = 1/2$  в  $K \rightarrow 3\pi$ -распадах; определен вклад перехода  $|\Delta T| = 3/2$  в амплитуды, парциальные ширины и спектры  $\pi$ -мезонов в различных каналах  $K \rightarrow 3\pi$ . Из анализа экспериментальных данных с учетом кубических по относительным импульсам членов получены две допустимые области для  $S$ -волновых длин  $\pi\pi$ -рассеяния  $a_0$  и  $a_2$ :

$$\begin{aligned} a_0 &= +0,59 \pm 0,20 \lambda_{\pi} & a_0 &= -0,43 \pm 0,20 \lambda_{\pi} \\ a_2 &= -0,20 \pm 0,10 \lambda_{\pi} & a_2 &= +0,10 \pm 0,05 \lambda_{\pi} \end{aligned}$$

При вычислении ошибок учтено влияние членов четвертого порядка. Вклад членов, связанных с длинами  $\pi\pi$ -рассеяния, проявляется на краях кинематической области и для  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$  составляет 1%, в то время как для распада  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  этот вклад достигает 10%.

Вторая глава диссертации содержит результаты исследования реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^+ n$  при энергии 447 МэВ и анализа реакций  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  вблизи порога образования  $\Delta(1232)$ -изобарн с учетом вклада треугольного графика.

Интерес к реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^+ n$  связан с тем, что это один из двух основных каналов мезообразования, в котором может проявиться  $\pi\pi$ -взаимодействие в состоянии с изотопическим спином  $T_{\pi\pi} = 0$ . В частности, могут наблюдаться особенности, связанные с проявлением треугольной диаграммы, рассмотренной в работах Б.Валуева и В.Анисовича. Треугольная диаграмма наиболее существенно влияет на спектр масс  $\pi\pi$ -системы при энергиях 350-450 МэВ, близких к порогу образования  $\Delta(1232)$ -резонанса. Ранее при энергии 454 МэВ были измерены дифференциальные спектры нейтронов от реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^+ n$  в угловом интервале  $10-25^\circ$ .

В настоящей работе измерения проведены в угловом интервале от  $20^\circ$  до максимального угла  $60^\circ$ . В отличие от прежних экспериментов, регистрировались не только нейтроны, но и гамма-кванты от распада  $\pi^0$ -мезонов.

Эксперимент был выполнен совместной группой ЦЕРН-Дубна-Карлсруэ. Экспериментальный материал получен на протонном синхротроне ЦЕРНа, а обработка данных и их анализ были проведены в Лаборатории ядерных проблем. Экспериментальная установка показана на рис. 3. Пучок  $\pi^-$ -мезонов мониторировался счетчиками 1, 2, 7, нейтроны регистрировались пятью сцинтилляционными счетчиками, каждый из которых просматривался с обоих торцов фотоумножителями, что позволяло одновременно измерять направление и время пролета нейтрона. Гамма-кванты от распада  $\pi^0$ -мезонов регистрировались с помощью системы оптических искровых камер. Триггером для запуска искровых камер служили совпадения счетчиков 1 2 7 3 4 5 (21-25). Для просмотра фотографий с искровых камер в Дубне было создано два просмотрных стола с величиной изображения  $1050 \times 700 \text{ мм}^2$ . Результаты просмотра пробивались на перфокарты, а затем записывались на магнитную ленту. Информация о нейтронах считывалась с перфорированной бумажной ленты и после предварительной обработки также записывалась на магнитную ленту. Результаты просмотра фотографий и информация о нейтронах групп ЦЕРНа и Карлсруэ, записанные на магнитную ленту, были присланы в Дубну, и их окончательная обработка проводилась на СДС I604-A. После учета всех поправок были рассчитаны дифференциальные сечения в семи интервалах по недостающей массе рис. 4. Характерной особенностью углового распределения нейтронов является резко выраженная анизотропия; нейтроны летят преимущественно в заданную полусферу. Полное сечение реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  при энергии 447 МэВ равно  $(1.90 \pm 0.25) \text{ мб}$ . Экспериментальные данные по реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  были использованы при проведении парциально-волнового анализа вблизи порога образования

$\Delta(1232)$ -резонанса с учетом вклада треугольного графика. Основная цель анализа состояла в выделении вклада треугольного графика и определении длины  $\pi\pi$ -рассеяния  $a_0$ .

Разработанная нами модель парциально-волнового анализа представляет собой развитие модели В.Анисовича и др., в которой впервые учитывалось влияние треугольного графика.

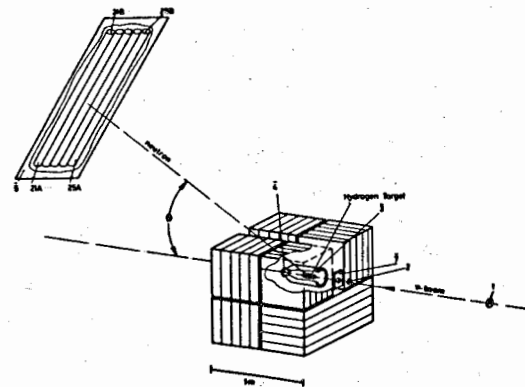


Рис. 3. Общий вид экспериментальной установки, использованной на протонном синхротроне ЦЕРНа.

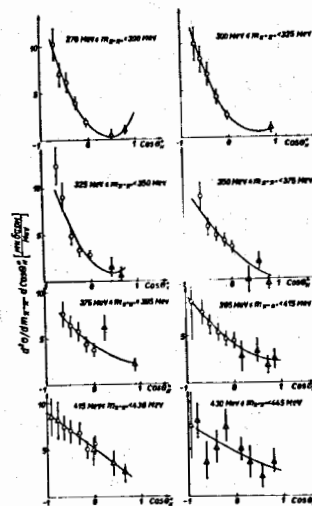


Рис. 4. Дифференциальные сечения реакций  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  при энергии 447 МэВ в системе центра масс;

○ - результаты настоящего эксперимента  
 Δ - данные Барisha при 454 МэВ.

Гладкие кривые соответствуют аппроксимации полиномами Лежандра.

На рис. 5 показаны графики, которые учитывались в нашей модели. На основе результатов фазового анализа упругого  $\pi\pi$ -рассеяния в начальном состоянии были учтены орбитальные моменты  $S$ ,  $P$  и  $D$ , и полные моменты состояний  $J \leq 3/2$ . В анализе использовались данные по всем пяти каналам реакций  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  в интервале энергий 430–450 МэВ. Всего было использовано 20 одномерных распределений, общее число экспериментальных точек 169. Модель содержала 17 неизвестных параметров, из них девять – модули вершин амплитуд переходов в рассмотренных состояниях, семь – фазы, соответствующие этим амплитудам и один – длина  $\pi\pi$ -рассеяния  $A_0$ . Оценка неизвестных параметров выполнялась с помощью программы минимизации. Всего было получено три решения. Следует отметить, что в данной работе удалось получить лучшее по сравнению с подобными анализами описание экспериментальных данных: значение  $\chi^2$  на степень свободы по пяти каналам реакций в трех решениях находится в пределах от 1,9 до 2,0. Однако это значение больше теоретически ожидаемого. Одним из факторов, который может привести к увеличению  $\chi^2$  по сравнению с ожидаемым, может быть наличие неучтенных систематических ошибок в использованных экспериментальных данных.

В рамках модели удалось описать все пять каналов реакций  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  путем введения, помимо  $\Delta(1232)$ -резонанса,  $\pi\pi$ -взаимодействия в  $P_{II}$  и  $S_{II}$ -состояниях ( $\sigma$ -мезон) и учета треугольного графика в  $P_{II}$ ,  $D_{I3}$  и  $P_{I3}$ -состояниях. Во всех решениях главными являются состояния  $P_{II}$  и  $D_{I3}$ , причем вклад  $P_{II}$ -состояния при энергии 447 МэВ больше, чем вклад  $D_{I3}$ .

Одним из характерных распределений является распределение эффективных масс  $\pi\pi$ -системы от реакции (I). Распределение имеет превышение над фазовой кривой в области больших масс и небольшой прилив в области малых масс. На рис. 6 приведены вклады в это распределение от различных членов. Видно, что характерные черты распределения определяются вкладом состояния  $P_{II} + \sigma N$  и  $D_{I3} + \pi\Delta_{33}$  и интерференцией треугольной диаграммы в этих состояниях. Для выяснения вопроса о необходимости введения треугольного графика был проведен анализ экспериментальных данных без включения в модель треугольного графика. Согласно с экспериментальными данными существенно ухудшилось и, согласно критерию Фишера, включение треугольного графика

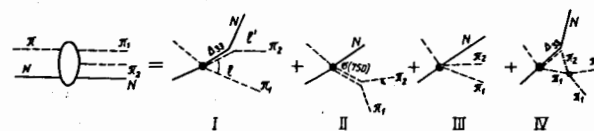


Рис. 5. Диаграммы, которые учитывались в модели парциально-волнового анализа.

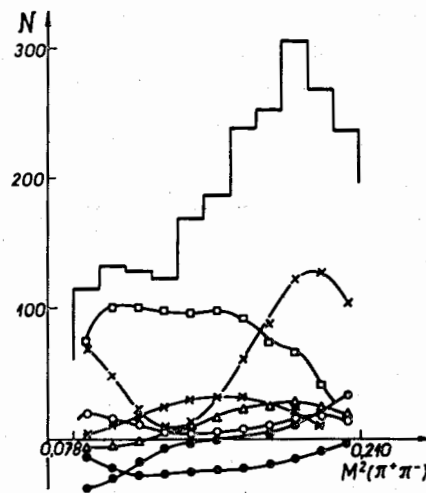


Рис. 6. Вклады различных членов в спектр масс  $M^2(\pi\pi)$  от реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$

- x – неизобарный член  $P_{II}$
- – изобарный член  $D_{I3}$
- – интерференция треугольного графика с изобарным членом  $D_{I3}$
- Δ – интерференция треугольной диаграммы с изобарным и неизобарным членом в  $P_{II}$ .

в рамках нашей модели необходимо. Несмотря на то, что вклад самого треугольного графика невелик и составляет 5-10% от сечений главных состояний  $P_{II} \rightarrow 6N$  и  $D_{I3} \rightarrow \pi\Delta_{33}$ , интерференция треугольного графика в состояниях  $P_{II}$  и  $D_{I3}$  заметно влияет на структуру спектра  $\pi\pi$ -системы в области малых значений масс. Значения длины  $\pi\pi$ -рассеяния  $O_0$  в трех решениях в пределах ошибок совпадают и равны  $(0,35 \pm 0,06) \lambda_{\pi}$ ,  $(0,34 \pm 0,06) \lambda_{\pi}$  и  $(0,30 \pm 0,06) \lambda_{\pi}$ , соответственно. Это позволяет определить знак и величину длины рассеяния

$$O_0 = +(0,32 \pm 0,08) \lambda_{\pi}.$$

В третьей главе изложены результаты исследования реакции  $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^0n$  при энергии 270 МэВ. Интерес к реакциям  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  вблизи порога вновь возник в 60 г.г. в связи с бурным развитием нового направления в теории элементарных частиц, основанного на "алгебре токов" и гипотезе о частичном сохранении аксиально-векторного тока (ЧСАТ). Для определения степени нарушения киральной  $SU_2 \times SU_2$  симметрии и проверки самосогласованности теории для процессов  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$  и  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  нами было предпринято исследование реакции  $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^0n$  вблизи порога. Экспериментальная установка, созданная для исследования реакций с образованием нейтральных частиц, показана на рис. 7.

Головная часть установки состоит из:

- 1) четырех черенковских спектрометров полного поглощения  $C_1, C_2, C_3, C_4$ , предназначенных для регистрации гамма-квантов и измерения их энергии;
- 2) жидководородной мишени;
- 3) мониторингового телескопа из пяти сцинтилляционных счетчиков MI-M5 для выделения взаимодействия пионов в жидководородной мишени.

В установке использовался 4-канальный годоскоп черенковских гамма-спектрометров в сочетании со сцинтилляционными счетчиками. Высокие фоновые загрузки требовали включения спектрометров в быстрые схемы совпадений. Поэтому при конструировании спектрометров ставилась задача, наряду с получением хороших спектрометрических характеристик, обеспечить высокую временную разрешающую способность спектрометров. Хорошие спектрометрические характеристики были достигнуты благодаря высокой прозрач-

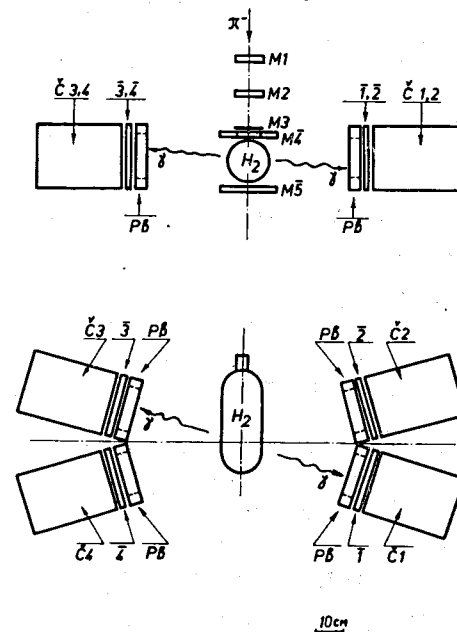


Рис. 7. Схематический вид экспериментальной установки для исследования реакций с образованием нейтральных частиц на синхротроне ЛЯП  
а) Вид сверху  
б) Вид со стороны пучка

ности используемых радиаторов из свинцового стекла марки ТФ-I и тщательному подбору делителей напряжения для ФЭУ-49. Существенное улучшение временных характеристик было достигнуто благодаря использованию формирователей с временной привязкой по пересечению нуля.

Радиаторы были выполнены в виде правильной шестигранной призмы высотой 30 см (12 радиационных длин) и расстоянием между параллельными гранями 17,5 см. Для калибровки спектрометров гамма-квантами использовались две реакции от взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов с протонами



Отрицательные пионы останавливались в жидководородной мишени, а испускаемые гамма-кванты регистрировались спектрометрами, расположенными по разные стороны от мишени под углами  $90^\circ$  по отношению к направлению падающих  $\pi^-$ -мезонов. Энергия гамма-квантов от процесса IV составляет в среднем  $(67,5 \pm 15)$  МэВ. В процессе V образуются моноэнергетические гамма-кванты с энергией 129 МэВ. Для сравнения была проведена калибровка спектрометров электронами с энергиями 30-200 МэВ. В исследуемой области энергий до 130 МэВ амплитуда от гамма-квантов меньше амплитуды от электронов той же энергии. Зависимость энергетического разрешения спектрометров от энергии хорошо описывается формулой;

$$\Delta E/E = A/\sqrt{E}.$$

Разрешение при энергии электронов 100 МэВ составляет  $(28,0 \pm 2,6)\%$ . Этот результат является лучшим для черенковских спектрометров полного поглощения.

Временное разрешение спектрометров с ФЭУ-49 при использовании привязки по переднему фронту импульса в широком диапазоне амплитуд равно примерно времени нарастания импульса на аноде ФЭУ и составляет 15-18 нс. Для улучшения временных характеристик нами использовался метод временной привязки по пересечению нуля. Временное разрешение спектрометров улучшается при этом в 4-5 раз и составляет (4-5) нс.

Для измерения полного сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$  при энергии 270 МэВ использовалась головная часть установки без детектора нейтронов (рис. 7). Спектрометры были установлены парно на расстоянии 40 см от центра мишени. Измерения проводились в двух геометриях. В геометрии I обе пары спектрометров были установлены под углом  $90^\circ$  к пучку, в геометрии II одна пара спектрометров была установлена под углом  $60^\circ$ , а другая - под углом  $120^\circ$ . Реакция  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$  выделялась по  $\gamma\gamma$ -совпадениям от пар черенковских спектрометров, находящихся по разные стороны от мишени. В принципе, установкой могут регистрироваться следующие реакции:



Геометрия установки и пороги регистрации гамма-квантов были выбраны таким образом, чтобы полностью исключить возможность регистрации перезарядки и свести до минимума вклад от реакции (2). При установленном пороге  $E_\gamma \geq 30$  МэВ установка могла регистрировать два гамма-кванта от одного  $\pi^0$ -мезона только с энергией  $E_\pi \leq 50$  МэВ. Так как в эксперименте измеряется суммарный спектр гамма-квантов от двух реакций, то для определения спектра от реакции (1) необходимо было учесть вклад от реакции (2). Сечение процесса  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma n$  было вычислено по модели М.М.Мусаханова. Результаты расчетов при разных порогах регистрации свободного гамма-кванта показаны в таблице II.

Таблица II

| № пп | Порог $E_{\gamma_{св}}$ | МэВ | Полное сечение, мбн |
|------|-------------------------|-----|---------------------|
| 1    | 10                      |     | $0,33 \pm 0,03$     |
| 2    | 30                      |     | $0,24 \pm 0,02$     |
| 3    | 50                      |     | $0,18 \pm 0,02$     |

Точность расчетов не хуже 10%. Спектр гамма-квантов от реакции (1) получался вычитанием из суммарного спектра вклада от реак-



ции (2), который не превышал 10%. На рис. 8 показан спектр гамма-квантов под углом  $90^\circ$ . Экспериментальные спектры сравниваются с результатами моделирования в предположении, что матричный элемент реакции равен константе.

Измерения проводились в трех сеансах. Всего через установку было пропущено  $1,1 \times 10^{10}$  частиц. Результаты измерений полных сечений приведены в таблице III.

Таблица III

| Комбинации          | Сеанс № 1<br>I геом |                 | Сеанс № 2<br>II геом |                 | Сеанс № 3<br>I геом |                 |
|---------------------|---------------------|-----------------|----------------------|-----------------|---------------------|-----------------|
|                     | $N_{\gamma\gamma}$  | $\sigma$ мбн    | $N_{\gamma\gamma}$   | $\sigma$ мбн    | $N_{\gamma\gamma}$  | $\sigma$ мбн    |
| $\zeta_1 + \zeta_3$ | 360                 | 0,41            | 276                  | 0,36            | 365                 | 0,41            |
| $\zeta_1 + \zeta_2$ | 249                 | 0,29            | 191                  | 0,22            | 286                 | 0,34            |
| $\zeta_2 + \zeta_3$ | 229                 | 0,26            | 188                  | 0,22            |                     |                 |
| $\zeta_2 + \zeta_1$ | 384                 | 0,42            | 273                  | 0,33            | 345                 | 0,38            |
|                     | 1222                | $0,34 \pm 0,08$ | 928                  | $0,29 \pm 0,07$ | 996                 | $0,36 \pm 0,04$ |

Полное сечение реакции (I), усредненное по трем сеансам,  $\sigma = (0,32 \pm 0,04)$  мбн.

До выполнения настоящей работы с результатами расчетов, выполненных на основе алгебры токов, сравнивались полные сечения реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ . Расчеты, проведенные нами по методу эффективного Лагранжиана, показали (рис. 9), что значения полных сечений этого канала до энергии 230 МэВ наилучшим образом описываются при  $\xi = -1,4 \pm 0,2$ . Такое значение параметра  $\xi$  не соответствует ни одному из известных вариантов нарушения киральной симметрии. Более того, сечения другого канала  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 n$  (рис. 10), измеренные в данной работе, не описываются при значении  $\xi = -1,4$ , но не противоречат значению  $\xi = 0$ . Сечения исследуемого канала  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 n$  приводятся на рис. 11. Экспериментальные значения сечений при энергии 270 МэВ не совпадают ни с одним из приведенных вариантов теории. Таким образом, с помощью метода эффективного Лагранжиана с учетом только простейших диаграмм в модели мягких пионов

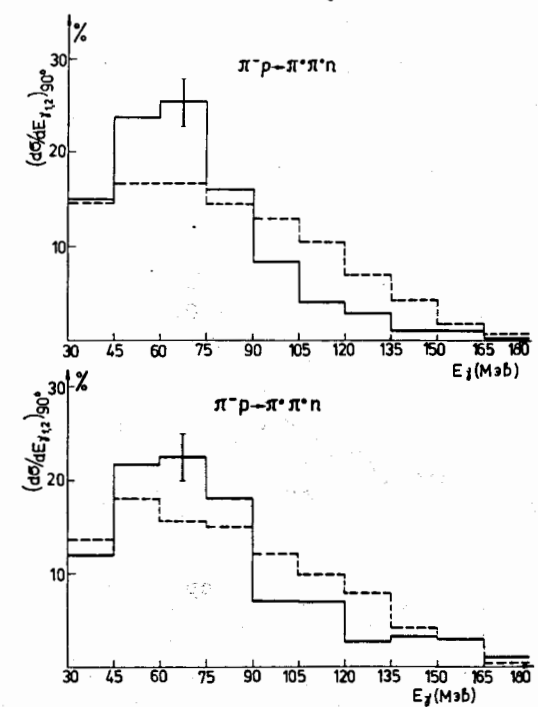


Рис. 8. Спектр гамма-квантов от реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 n$  под углом  $90^\circ$ . Сплошная линия - эксперимент, пунктир - результаты моделирования.

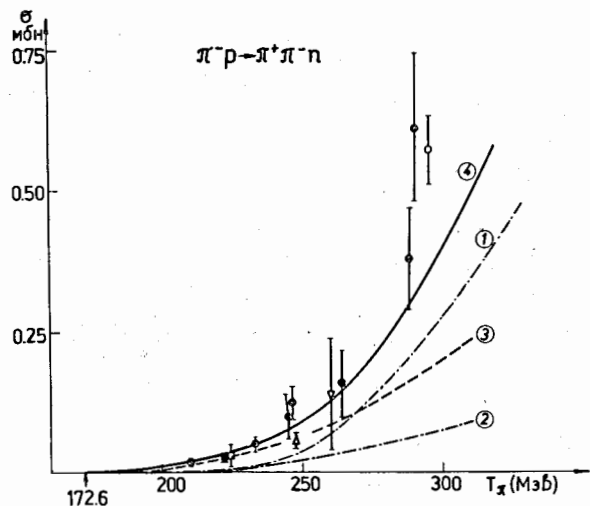


Рис. 9. Полные сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$   
 • - результаты, полученные фотоэмульсионным методом  
 Кривые 1-расчеты по статической модели,  
 2-метод эффективного кирального лагранжиана  $\xi=0$ ;  
 3-метод эффективного кирального лагранжиана  $\xi=-1,4$ ;  
 4-метод коммутаторов токов.

не удается описать полных сечений реакций  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  вблизи порога. При этом канал  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$  оказался очень чувствительным к выбору варианта теории. Одной из причин обнаруженного несоответствия киральной теории для процессов  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  и  $\pi \pi \rightarrow \pi \pi$  может быть слишком малая по сравнению с экспериментом длина  $\pi \pi$ -рассеяния  $A_0$ , которая используется при расчетах полных сечений  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  в рамках киральной теории.

В заключении приводятся основные результаты и выводы.

Основные результаты проведенных исследований могут быть кратко сформулированы следующим образом.

I. Создана экспериментальная установка, предназначенная для исследования на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем реакций с образованием нейтральных частиц. Установка состоит из 4-канального годоскопа черенковских спектрометров, координатного детектора нейтронов и сцинтилляционных счетчиков и работает на линии с ЭВМ.

II. Выполнены измерения сечений следующих каналов реакций:

I. На синхроциклотроне измерены парциальные и полное сечение реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$  при энергии 270 МэВ:

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n) = (0,32 \pm 0,04) \text{ мбн.}$$

2. На протонном синхротроне ЦЕРНа измерены дифференциальные и полное сечение реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$  при энергии 447 МэВ

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n) = (1,90 \pm 0,25) \text{ мбн.}$$

3. Фотоэмульсионным методом оценены полные сечения реакций  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$  и  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$  при энергиях 230 и 275 МэВ. При энергии 230 МэВ

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n) = 30^{+18}_{-12} \text{ мкбн}$$

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p) = 18^{+12}_{-9} \text{ мкбн.}$$

При энергии 275 МэВ

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n) = 26^{+55}_{-20} \text{ мкбн}$$

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p) = 48^{+34}_{-25} \text{ мкбн.}$$

III. Проведен изотопический анализ реакций  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  при энергиях 230 и 270 МэВ. Показано, что амплитуда образования

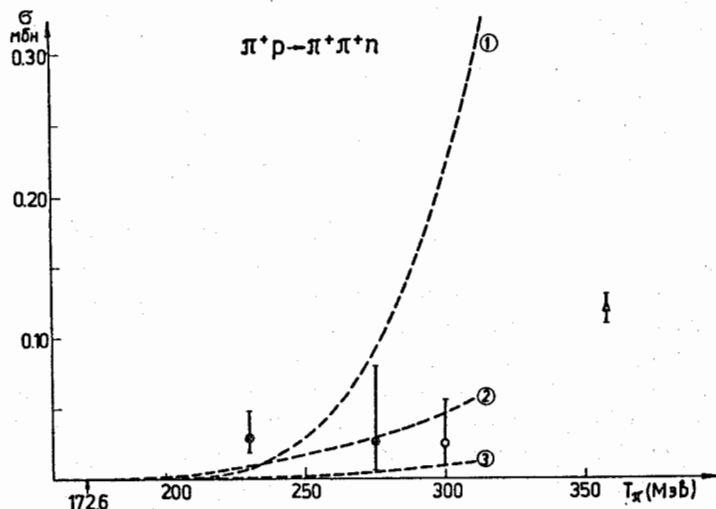


Рис. 10. Полные сечения реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$   
 • - результаты, полученные фотоэмulsionным методом [1,2]

Обозначения 1,2,3 те же, что и на рис. 9

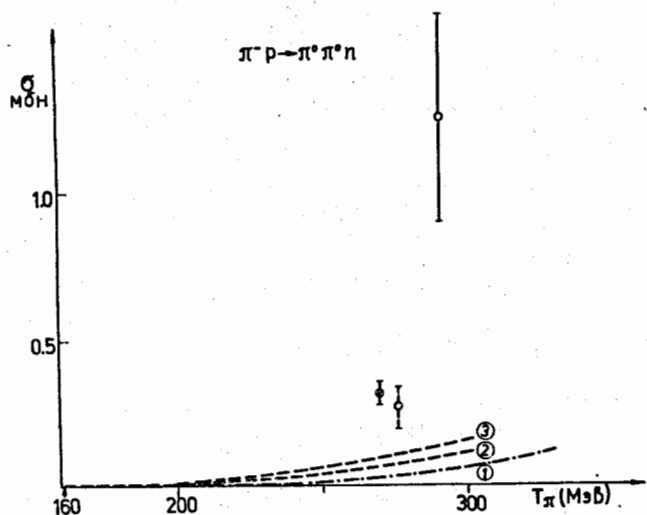


Рис. 11. Полные сечения реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$   
 • - результаты настоящей работы [14]

Обозначения 1,2,3 те же, что и на рис. 9.

пион-пионной системы вблизи порога реакций  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  максимальна в состоянии с угловым моментом  $J=0$  и изотопическим спином  $T=0$ . Измерено отношение амплитуд образования  $\pi\pi$ -системы в состояниях с изотопическими спинами  $T_{\pi\pi} = 0$  и 2. Это отношение равно  $1,8 \pm 0,2$  при энергии 230 МэВ и  $4,7 \pm 1,6$  при энергии 270 МэВ.

IV. Дифференциальные и полные сечения двух каналов реакций  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$  и  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \bar{n}$  в интервале энергий 200-260 МэВ проанализированы на основе полуфеноменологической теории взаимодействия частиц в конечном состоянии Грибова - Ансельма - Анисовича с точностью до кубических по относительным импульсам членов. Показано, что наблюдаемые отклонения экспериментальных величин от фазовых объемов определяются в основном влиянием квадратичных членов; эффекты от неаналитических членов, связанных с длинами  $\pi\pi$  и  $\pi N$ -рассеяния, составляют несколько процентов.

V. На основе теории Грибова-Ансельма-Анисовича проведен совместный анализ данных по всем каналам  $K \rightarrow 3\pi$  распадов. Определена область возможных значений  $S$ -волновых длин пион-пионного рассеяния в изотопических состояниях  $T_{\pi\pi} = 0$  и  $T_{\pi\pi} = 2$  без привлечения модельных соображений.

$$a_0 = 0,59 \pm 0,20 \lambda_{\pi} \quad a_0 = -0,43 \pm 0,20 \lambda_{\pi}$$

$$a_2 = -0,20 \pm 0,10 \lambda_{\pi} \quad a_2 = +0,10 \pm 0,10 \lambda_{\pi}$$

Показано, что  $S$ -волновые длины  $\pi\pi$ -рассеяния в изотопических состояниях  $T_{\pi\pi} = 0$  и  $T_{\pi\pi} = 2$  имеют противоположные знаки.

VI. Создана модель парциально-волнового анализа и проведен совместный анализ всех пяти каналов реакций  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  при энергии 430 МэВ с учетом треугольного графика. Показано, что образование дополнительного  $\pi$ -мезона при этой энергии идет, в основном, через два состояния  $P_{11} \rightarrow \bar{6} N$  и  $D_3 \rightarrow \pi \Delta(1232)$ . Определена  $S$ -волновая длина  $\pi\pi$ -рассеяния в состоянии с изотопическим спином  $T_{\pi\pi} = 0$

$$a_0 = +(0,32 \pm 0,08) \lambda_{\pi}$$

Полученное значение длины рассеяния  $a_0$  примерно вдвое превосходит теоретические значения, предсказанные на основе киральной симметрии сильных взаимодействий и гипотезы о частичном сохранении аксиально-векторного тока.

УП. Для проверки самосогласованности предсказаний теории, основанной на нарушенной киральной симметрии сильных взаимодействий для процессов  $\bar{N}N \rightarrow \bar{N}N$  и  $\bar{N}N \rightarrow \bar{N}N$ , проведен теоретический анализ полных сечений реакций  $\bar{N}N \rightarrow \bar{N}N$  вблизи порога. Измерен параметр  $\xi$ , определяющий степень нарушения киральной симметрии. Показано, что в модели мягких пионов не удастся описать полные сечения реакций  $\bar{N}N \rightarrow \bar{N}N$  ни в одном из рассмотренных вариантов нарушения киральной симметрии.

Основные результаты, изложенные в диссертации, были доложены на международных конференциях по физике высоких энергий (Чикаго 1972, Экс-ан-Прованс 1973, Лондон 1974, Тбилиси 1976), на международных совещаниях по сильным взаимодействиям при низких энергиях (Иркутск 1974, Новосибирск 1976) и опубликованы в работах /1-15/.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян, В.М.Сидоров. ЯФ 18, 86, 1973.
2. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян, В.М.Сидоров, М.Мусаханов, Г.Монице, Е.Лозьяну, В.Михул, Д.Тувдендорж. ЯФ 21, 308, 1973.
3. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян, В.С.Курбатов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ЯФ 18, 829, 1973.
4. Н.М.Агабабян, Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. Сообщение ОИЯИ Ю-2891, 1971.
5. С.А.Бунятов, П.Э.Волковицкий, Г.Р.Гулканян. Препринт ОИЯИ В-8065, Дубна, 1974, ЯФ 21, 1055, 1975.
6. С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян. Препринт ОИЯИ Р1-8401, 1974.
7. С.А.Бунятов, В.С.Курбатов, Д.Дайнет, Н.Мюллер, Д.Шмидт, Г.М.Штауденмайер, Э.Заваттини. Препринт ОИЯИ Р1-5781, 1971, Nucl. Phys. B42, 77, 1972.
8. С.А.Бунятов, В.С.Курбатов, А.К.Лиходед. ЯФ 16, 1279, 1972.
9. С.А.Бунятов, В.С.Курбатов, А.К.Лиходед, Г.М.Штауденмайер. ЯФ 16, 1286, 1972.
10. С.А.Бунятов, В.С.Курбатов, А.К.Лиходед. ЯФ 22, 871, 1975.

11. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, А.Халбаев, Г.М.Штауденмайер. Сообщение ОИЯИ Р13-6222, 1972.
12. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, А.Халбаев. Сообщение ОИЯИ Р13-8987, 1975.
13. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, А.Халбаев. Препринт ОИЯИ, Р13-9491, 1976.
14. С.А.Бунятов, Г.В.Жолобов, Б.Ж.Залиханов, М.М.Мусаханов, В.С.Курбатов, А.Халбаев, В.А.Ярба. Препринт ОИЯИ Р1-9668, 1976.
15. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, В.А.Ярба. Препринт ОИЯИ Р2-9703, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 августа 1976 года.