

3-236

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1 - 10897

ЗАЛИХАНОВ

Борис Жанакаитович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИЙ
С ОБРАЗОВАНИЕМ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ.
ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ
 $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma n$
ПРИ ЭНЕРГИИ 270 МэВ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика
Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук С.А. БУНЯТОВ.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Ю.К. АКИМОВ,
кандидат физико-математических наук В.П. ДОБРЕЦОВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт физики высоких энергий, Серпухов.

Защита диссертации состоится " " _____ 1977 года
в _____ часов на заседании Специализированного совета Д-56/3
при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института
ядерных исследований, г. Дубна, Моск. обл.
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " _____ 1977 года.

Ученый секретарь Специализированного совета
кандидат физико-математических наук Д.А. БАТУСОВ.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Среди процессов однопionного рождения $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p n$ является одним из основных неупругих каналов. Изучение этой реакции позволяет проверить самосогласованность теории, основанной на нарушенной киральной симметрии сильных взаимодействий для процессов $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ и $\pi \pi \rightarrow \pi \pi$ и определить степень нарушения киральной симметрии.

К настоящему времени в области низких энергий до 300 МэВ имеется всего два измерения сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p n$, которые сильно отличаются друг от друга: при 275 МэВ $\sigma = (0,27 \pm 0,07)$ мбн, при 291 МэВ $\sigma = (1,25 \pm 0,35)$ мбн. Поэтому представляет интерес исследование реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p n$ как при энергии 270 МэВ, так и при более низких энергиях.

Цель работы. Диссертация посвящена исследованию реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p n$ вблизи порога.

С этой целью создана экспериментальная установка для исследования реакций с образованием нейтральных частиц. Измерены сечения реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p n$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p n$ при энергии 270 МэВ. Проведен анализ полных сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ на основе изотопической инвариантности и нарушенной киральной симметрии.

Научная новизна. Впервые получены следующие экспериментальные результаты:

- 1) разработан метод исследования характеристик фотоумножителей ФЭУ-49, с помощью которого улучшено относительное энергетическое разрешение черенковских спектрометров полного поглощения в среднем на 35% для электронов с энергией (30+300) МэВ;
- 2) предложен способ калибровки черенковских спектрометров на γ -квантах с энергиями (67,5 \pm 15) МэВ и (29,4 МэВ. Показано, что в области энергий до 130 МэВ амплитуда сигналов от γ -квантов меньше амплитуды сигналов от электронов той же энергии;
- 3) создан и исследован на пучке заряженных и нейтральных частиц первый отечественный многоканальный координатный детектор нейтронов. Разработан метод калибровки и контроля стабильности параметров детектора с помощью электронов;
- 4) измерены методом по времени пролета импульсы и состав π^- -мезонных пучков мезонного тракта синхротрона ЛЯП ОИЯИ;

5) экспериментальные данные по полным сечениям реакций $\Pi^- p \rightarrow \Pi^+ \Pi^- n$, $\Pi^- p \rightarrow \Pi^+ \Pi^+ n$, $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 \Pi^0 n$ при энергиях ниже 300 МэВ проанализированы с помощью теории, основанной на нарушенной киральной симметрии сильных взаимодействий. Проведен изотопический анализ реакций $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ вблизи порога.

Практическая значимость.

1) Разработанный метод исследования ФЭУ-49 позволяет выбрать оптимальный режим питания ФЭУ, при котором обеспечивается более полный сбор фотоэлектронов со всей площади фотокатода, и, тем самым, сводится до минимума влияние неоднородности чувствительности фотокатода на амплитудное разрешение. Метод может быть применен для любых фотоумножителей с большой площадью фотокатода;

2) показано, что вследствие различия в амплитудах сигналов от γ -квантов и электронов низких энергий, калибровка черенковских γ -спектрометров полного поглощения должна проводиться непосредственно на γ -квантах;

3) метод измерения по времени пролета позволяет определить параметры пучков мезонного тракта во всем диапазоне энергий и с высокой эффективностью выделить из пучка π, μ -мезоны или электроны, которые могут быть использованы в экспериментах;

4) созданная экспериментальная установка может быть использована на синхротроне для исследования широкого круга реакций с образованием нейтральных частиц;

5) измеренное сечение реакции $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 \Pi^0 n$ и проведенный анализ позволяют понять особенности процессов мезообразования вблизи порога. Полные сечения реакций $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ используются для определения параметра нарушения киральной симметрии.

Объем работ. Диссертация изложена на 85 страницах машинописного текста, состоит из введения, четырех глав, заключения, содержит 54 рисунка и 15 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе приводятся амплитудные и временные характеристики пяти черенковских спектрометров полного поглощения для электронов и γ -квантов, которые явились основой для 4-канального годоскопа.

Черенковские спектрометры предназначались для регистрации и

измерения энергии γ -квантов до 300 МэВ, образующихся в реакциях



Использование спектрометров продиктовано, главным образом, их нечувствительностью к низкоэнергетическому фону заряженных и нейтральных частиц и линейной зависимостью амплитуды выходного сигнала ФЭУ от энергии регистрируемых частиц.

Радаторы спектрометров изготовлены из свинцового стекла марки ТФ-1 высокой прозрачности и выполнены в виде правильной шестигранной призмы высотой 30 см (12 радиационных длин), со стороны основания 10 см. Черенковский свет регистрируется одним спектрометрическим фотоумножителем ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 15 см.

Основными параметрами, по которым отбирались фотоумножители для спектрометров, являются однородность чувствительности фотокатода, собственное амплитудное разрешение и временные характеристики. Для определения этих параметров был разработан метод исследования характеристик ФЭУ с большим фотокатодом, позволяющий обеспечить максимальный сбор фотоэлектронов со всей площади фотокатода, и тем самым свести до минимума влияние неоднородности чувствительности фотокатода на амплитудное разрешение.

Для одновременного наблюдения на экране осциллографа импульсов ФЭУ, отвечающих различным точкам фотокатода, использовались несколько светодиодов с одинаковыми интенсивностями световых вспышек, запитанных через линии задержки. Величина импульсов отражает зонную характеристику фотокатода и ее зависимость от распределения потенциалов на электродах исследуемого ФЭУ. На рис. I показаны фотографии амплитуд сигналов для точек, расположенных по радиусу фотокатода на расстоянии 2, 4, 6 см от центра, при разных режимах питания ФЭУ. Как видно из рис. Iб, изменение разности потенциала на промежутке фотокатод - модулятор на 5% приводит к уменьшению амплитуды последнего сигнала более чем в два раза, в то время как амплитуда первого и второго сигналов остаются неизменными. Изменение разности потенциала на промежутке модулятор - кольцо также приводит к изменению амплитуды последнего сигнала, но значительно слабее. Одновременное наблюдение сигналов от различных областей фотокатода позволяет распределить потенциалы таким образом, что для 90% площади фотокатода неоднородность чувствительности будет меньше 10%. При испытании фото-

умножителей, делитель напряжения которых подобран описанным способом с помощью кристалла $NaJ(Tl)$ ($\phi = 40$ мм, $H = 30$ мм) и радиоактивного источника Cs^{137} , было получено, что среднее энергетическое разрешение по площади на 20% лучше по сравнению с паспортными данными.

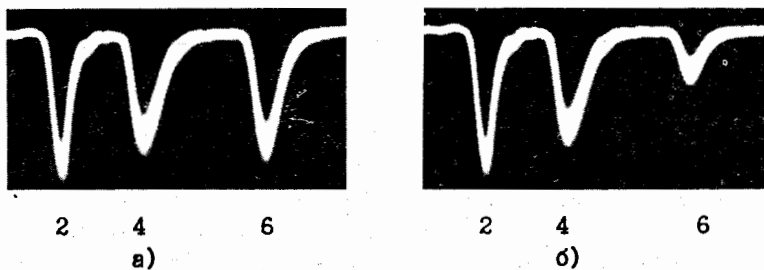


Рис.1. Зависимость амплитуды сигналов ФЭУ для точек, расположенных по радиусу фотокатода на расстояниях 2, 4, 6 см от центра, при различных потенциалах на фокусирующих электродах: а) оптимальный режим; б) потенциал на промежутке фотокатод - модулятор изменен на 5%.

Спектрометрические характеристики черенковских спектрометров полного поглощения исследовались при калибровке электронами и Y -квантами. На рис.2 приведена зависимость энергетического разрешения для одного из спектрометров от энергии электронов. На этом же рисунке для сравнения приведены результаты, полученные другими авторами. Видно, что в диапазоне (30+300) МэВ относительное энергетическое разрешение созданного спектрометра улучшено в среднем на 35%. Полученная зависимость хорошо описывается формулой $\Delta E/E = A/\sqrt{E}$. При энергии электронов, равной 100 МэВ, энергетическое разрешение данного спектрометра составляет 26,5%. В среднем разрешение пяти спектрометров при энергии электронов 100 МэВ составляет (28,0±2,6)% и является лучшим для спектрометров полного поглощения.

Как отмечалось выше, черенковские спектрометры предназначались для измерения энергетических спектров Y -квантов от реакций (1) и (2). Поэтому требовалось определить соответствие энергетической калибровки на электронах и Y -квантах.

Для калибровки спектрометров Y -квантами использовались две реакции от взаимодействия Π^- -мезонов с протонами

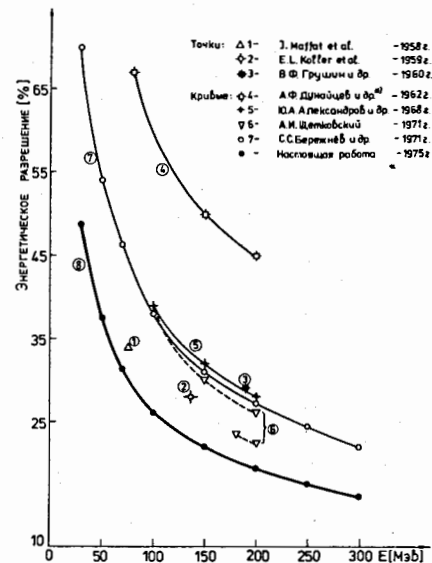
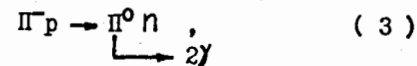


Рис.2. Зависимость энергетического разрешения черенковских спектрометров полного поглощения от энергии электронов.



Отрицательные пионы останавливались в жидководородной мишени, а испускаемые Y -кванты регистрировались спектрометрами, расположенными по разные стороны мишени под углами 90° по отношению к направлению падающих Π^- -мезонов. Энергия Y -квантов от процесса (3) равна в среднем $(67,5 \pm 15)$ МэВ. В процессе (4) образуются моноэнергетические Y -кванты с энергией 129,4 МэВ.

В результате исследования характеристик спектрометров на Y -квантах было получено, что в области энергий до 130 МэВ амплитуда сигналов от Y -квантов меньше амплитуды сигналов от электронов той же энергии. Энергетическое разрешение спектрометров для Y -квантов с энергией 129,4 МэВ равно в среднем 26%, а для электронов той же энергии разрешение составляет 24%. На основании наблюдаемого различия амплитуды сигналов от электронов и Y -квантов одной энергии, в дальнейшем, при измерении энергетических спектров Y -квантов от реакций (1) и (2) использовалась калибровка спектрометров на Y -квантах.

Использование спектрометров в экспериментах по исследованию реакций (1) и (2) при высоких фоновых нагрузках потребовало включения их в быстрые схемы совпадений. Поэтому при конструировании спект -

рометров ставилась задача наряду с получением хороших спектральных характеристик обеспечить высокую временную разрешающую способность всей установки. Однако низкий световой выход черенковского излучения значительно усложняет эту задачу. Использование метода временной привязки к переднему фронту импульса в широком диапазоне амплитуд приводит к неопределенности момента появления сигнала на аноде ФЭУ, равной (15+18) нс. Для устранения зависимости временного разрешения спектрометров от амплитудного разброса был использован метод временной привязки к анодному сигналу ФЭУ по пересечению нуля. В этом случае временное разрешение спектрометров улучшается в (4 + 5) раз и для электронов с энергией (100 + 300) МэВ равно 1,8 нс, а для электронов с энергией 30 МэВ — 3,8 нс (полная ширина на полувысоте). При регистрации электронов или γ -квантов в интервале энергий (30 + 300) МэВ из-за увеличения диапазона амплитуд временное разрешение ухудшается и составляет (4 + 5) нс.

Вторая глава посвящена разработке пятиканального сцинтилляционного детектора, предназначенного для измерения энергетических и угловых распределений нейтронов, образующихся в реакциях (1), (2). Координата точки взаимодействия нейтронов в детекторе измеряется по разности времени распространения световых сигналов до двух фотоумножителей, расположенных на противоположных торцах сцинтиллятора. Энергия нейтронов измеряется по времени пролета.

Детектор нейтронов (рис. 9) состоит из пяти сцинтилляционных спектрометров размерами (70x10x10) см³, каждый из которых просматривается с противоположных торцов двумя фотоумножителями типа ФЭУ-30. Для избавления от заряженных частиц, вылетающих из мишени, и рассеянных частиц пучка перед детектором установлены два сцинтилляционных счетчика размерами (55x46x1) см³, которые включены в канал антисовпадений. Для уменьшения числа блоков электроники во временных каналах детектора аноды фотоумножителей, расположенных с одной стороны, соединены параллельно короткими отрезками кабеля ($\ell = 12$ см, $\rho = 100$ Ом). Номер спектрометра, в котором зарегистрирован нейтрон, определяется с помощью электронной схемы. Детектор расположен на расстоянии 2 м от центра мишени (рис. 6), при этом аксептанс по полярному углу составляет 20° и 14° по азимутальному углу. Начало измеряемого временного интервала для нейтронов задается сцинтилляционным счетчиком БП, расположенным перед мишенью.

Исследование детектора проводилось на пучке Π^- -мезонов с импульсом 168 МэВ/с и шириной 2 см. Величина энерговыделения в сцинтилляторе детектора равнялась ~ 20 МэВ; при этом ширина амплитудных спектров для всех десяти фотоумножителей составила в среднем (25±1)%. Длина поглощения света в сцинтилляторах из полистирола при данной конструкции оказалась равной (220±30) см. Пространственное разрешение пяти спектрометров с учетом конечной ширины пучка (вычитанием дисперсии прямоугольного распределения с шириной 2 см), равняется (3,4±0,1) см. Для определения зависимости координатного разрешения от типа ФЭУ был изготовлен спектрометр, в котором использовались фотоумножители XP-1020. В этом случае разрешение в определении координаты точки взаимодействия заряженных частиц составило 2,4 см. Разрешение детектора по времени пролета для заряженных частиц определялось по спектру от релятивистских электронов, содержащихся в пучке, и равно (400±20) пс.

Для исследования детектора на нейтральных частицах использовались реакции перезарядки и радиационного захвата (3), (4) от остановившихся Π^- -мезонов в жидководородной мишени. Гамма-кванты от процесса перезарядки с энергией (67,5±15) МэВ и нейтроны от процесса радиационного захвата с энергией 8,87 МэВ ($\beta = 0,1365$) использовались для измерения разрешения детектора по времени пролета. Результат измерения показан на рис. 3. Наблюдаемая асимметрия временных распределений вызвана разбросом пролетного расстояния от мишени до нейтронного спектрометра. Для оценки величины временного разрешения использовались передние части полученных спектров, соответствующие γ -квантам и нейтронам, имеющим минимальный разброс по пролетному расстоянию.

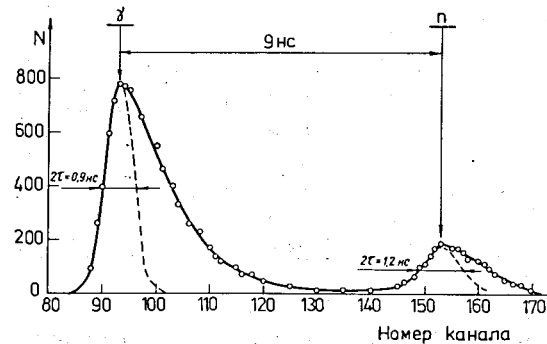


Рис. 3. Спектр по времени пролета γ -квантов от реакции (3) и нейтронов от реакции (4). Пролетное расстояние равно 35 см; 1 канал = 0,15 нс.

Как видно из рис.3, разрешение по времени пролета для γ -квантов с энергией $(67,5 \pm 15) \text{ МэВ} \leq 0,9 \text{ нс}$, а для нейтронов с энергией $8,87 \text{ МэВ} \leq 1,2 \text{ нс}$. В таблице I приведены характеристики многоканальных нейтронных детекторов и модулей, описанных к настоящему времени.

Таблица I.

РАБОТЫ	Тип, размеры спин-ра, см. ³ Кол-во.	Т и п ФЭУ	Пучок, МэВ/с.	Простр. разреш. $2 \Delta X$, см.	Разрешение по времени пролета, $2T$, нс.
Мюллер и др. Универ-т Карлсруэ, 1966	Поливинил- толуол, (160, \emptyset 10) 5	56 AVP	Π^- , 1860	4,3	0,60
			P, 440	2,5	0,60
Боллини и др. ЦЕРН. <i>Nuovo Cimento</i> 61A, 125, 1969	Поливинил- толуол, 100x18x18. 10	XP-1040	Π^- , 810	2,8	0,70
			n, 370-940	5,0	1,40
Астапатуров и др. ЛВЭ ОИЯИ. ПТЭ, №1, 77, 1971	Полистирол 130x8x8. 1	56 AVP	Π^- , 4000	3,4	0,76
Стиер и др. Универ-т. Карлсруэ, 1970	M/E-110 200x16x16. 8	58 DVP	Π^- , γ .	3,6 -	- 2,80
Рихвицкий и др. ЛВЭ ОИЯИ. 13-8152, 1974.	Полистирол 120x10x10 1	XP-1020	Π^- , 4000	3,6	0,56
		ФЭУ-63	Π^- , 4000	5,3	0,64
Настоящая работа. ЛЯП ОИЯИ. 1972/1/ 1976/8/.	Полистирол 70x10x10 1	XP-1020	Π^- , 175	2,4	-
	Полистирол 70x10x10. 5	ФЭУ-30	Π^- , 168	3,4	0,40
			n, 8,87 МэВ	-	$\leq 1,2$
			γ , 67,5 МэВ	-	$\leq 0,9$

Установление зависимости между измеряемыми величинами (время пролета; координата взаимодействия) и соответствующими каналами анализатора, а также контроль стабильности параметров детектора в процессе эксперимента проводится с помощью электронов, содержащих-

ся в первичном пучке Π^- -мезонов. Электроны выделяются из пучка по времени пролета с помощью спектрометра С2 (счетчики Б1 и Б11, рис.6). Характеристики спектрометра С2 приведены в главе 3.

На рис.4а показаны спектры по времени пролета электронов и нейтронов, образующихся в реакциях (1),(2),(3). На рис.4б показано разрешение по координате для электронов и пространственное распределение нейтронов от приведенных выше реакций. Положения максимумов временного и координатного распределений, полученных для электронов, сохранялись неизменными в течение 15 час непрерывной работы детектора.

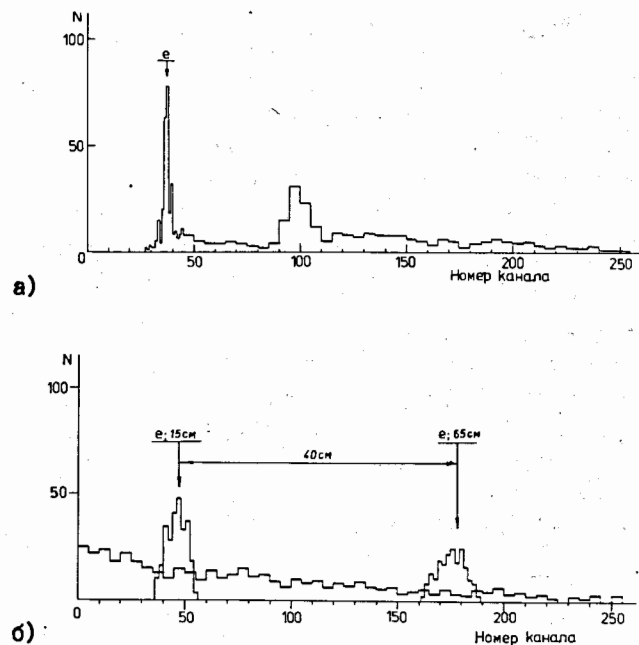


Рис.4: а) спектры по времени пролета для электронов и нейтронов от реакций $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 n$, $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 n$, $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 p n$; б) пространственное разрешение детектора для электронов и распределение нейтронов от реакций $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 n$, $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 n$, $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 p n$.

В третьей главе диссертации приводятся результаты измерений характеристик Π^- -мезонных пучков мезонного тракта синхротронона ЛЯП ОИЯИ. Измерения выполнены с помощью двух прецизионных спектрометров по времени пролета.

Необходимость этих исследований диктовалась основным экспериментом по определению полных сечений реакций (1) и (2), а также экспериментами, связанными с калибровкой аппаратуры на мезонном тракте. Кроме того, имеющиеся к настоящему времени данные о характеристиках пучков тракта получены косвенными методами и не согласуются друг с другом.

Использование методики по времени пролета позволяет непосредственно определить состав и энергию пучка частиц, падающих на мишень, и с эффективностью $\approx 100\%$ выделить из пучка π^+ , μ^- -мезоны или электроны, которые могут быть использованы в экспериментах.

При создании спектрометров большое внимание уделялось временным характеристикам фотоумножителей, качеству светосбора и оптимизации временной привязки к анодному сигналу ФЭУ.

Оба спектрометра состоят из двух различных счетчиков Б I и Б II, определяющих начальный и конечный моменты измеряемого временного интервала. Каждый счетчик просматривается с противоположных торцов двумя фотоумножителями типа XP-1020 и XP-2020. Размеры сцинтилляторов и световодов приведены в таблице 2.

Для спектрометров измерено разрешение по времени пролета, и его зависимость от величины энерговыделения в сцинтилляторе и от метода временной привязки к анодному сигналу фотоумножителя. Разрешение спектрометров определялось по спектру от релятивистских электронов, содержащихся в Π^- -мезонных пучках, и для спектрометра С I составило 130 пс (рис.5), а для спектрометра С 2 - 280 пс (входные схемы работали в режиме следящего порога).

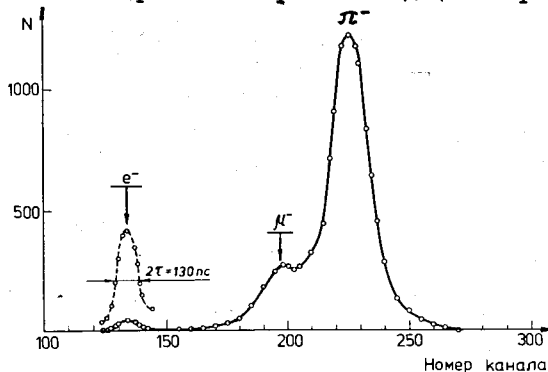


Рис.5. Спектр по времени пролета частиц пучка Π^- -мезонов с импульсом 390 МэВ/с.

I канал = 13 пс.
Пролетная база ≈ 6 м.

Разрешение 130 пс получено для спектрометра С I при энерговыделении ~ 8 МэВ в сцинтилляторе счетчика Б II. При энерговыделении в этом же счетчике $\sim 5,6$ МэВ разрешение равно 170 пс. В случае работы входных схем в однопороговом режиме разрешение по времени пролета для спектрометра С 2 составило 540 пс. Сравнение характеристик созданных спектрометров с результатами других работ дано в таблице 2.

Таблица 2.

РАБОТЫ		Расстояние между ФЭУ, (мм)*. Размеры баз. сч-ка Б I, (мм) ³ . Кол-во и тип ФЭУ	Расстояние между ФЭУ, (мм)*. Размеры баз. сч-ка Б II, (мм) ³ . Кол-во и тип ФЭУ	Разрешение, 2T, нс
В.Г.Лапшин и др. ЛЯП ОИЯИ. I3-3549, 1967.		235 (35 x 35 x 10) 2 XP-1020	360 (\varnothing 160, толщ. 45) 2 XP-1020	0,44
Д.Боллини и др. ЦЕРН. <i>Nucl. Instr and Meth</i> , 30, 61, 1970		81 (2 x 30 x 30) XP-1021	81 (2 x 30 x 30) XP-1021	0,14
С.В.Рихвицкий и др. ЛВЭ ОИЯИ. I3-8152, 1974.		65 (30 x 30 x 10) XP-1021	490 (290 x 50 x 2,5) 2 XP-1020	0,28
Настоящая работа. ЛЯП ОИЯИ, 1976/4/.	С I	230 (30 x 30 x 30) 2 XP-1020	240 (40 x 28 x 40) 2 XP-2020	0,13
		230 (30 x 30 x 30) 2 XP-1020	240 (40 x 40 x 28) 2 XP-2020	0,17
	С 2	900 (100 x 100 x 40) 2 XP-2020	580 (100 x 100 x 40) 2 XP-1020	0,28

ж) Для счетчиков с одним фотоумножителем приведено расстояние от центра сцинтиллятора до фотокатода ФЭУ.

Последние цифры в размерах счетчиков - толщина сцинтилляторов на пути пучка.

Разработанные спектрометры позволили с высокой точностью определить среднее значение импульсов и состав Π^- -мезонных пучков мезонного тракта. В таблице 3 приводятся результаты калибровки анализирующего магнита мезонного тракта при различных значениях тока питания магнита. В первом столбце таблицы 3 в скобках указано напряжение на шунте генератора анализирующего магнита в мВ. В последнем столбце приведены результаты, полученные ранее методом токнесущей нити.

ТАБЛИЦА 3.

J, A	$P, \text{МэВ/с}$ (время пролета)	$P, \text{МэВ/с}$ (токнесущая нить)
126 (3,9)	$88 \pm 3,6$	90
240 (7,4)	$168 \pm 3,0$	172
485 (15,0)	$340 \pm 1,8$	354
490 (15,5)	$354 \pm 2,0$	368
550 (17,0)	$390 \pm 2,5$	405

Состав Π^- -мезонных пучков на выходе из мезонного тракта приводится в таблице 4.

ТАБЛИЦА 4.

$P, \text{МэВ/с}$	$\pi, \%$	$\mu, \%$	$e, \%$
168	$42,0 \pm 2,5$	$24,1 \pm 2,5$	$33,9 \pm 2,0$
340	$78,6 \pm 2,0$	$18,4 \pm 2,0$	$3,0 \pm 0,6$
354	$83,7 \pm 2,0$	$14,0 \pm 2,0$	$2,3 \pm 0,6$
390	$90,7 \pm 2,0$	$8,4 \pm 2,0$	$0,9 \pm 0,6$

В таблице 5 для сравнения приведен состав пучка Π^- -мезонов с импульсом 390 МэВ/с, измеренный разными методами.

ТАБЛИЦА 5.

Метод	$\pi, \%$	$\mu, \%$	$e, \%$
Звездный детектор	68,0	-	-
Упругое Π^- -рассеяние	$78,0 \pm 3,0$	-	-
Время пролета	$90,7 \pm 2,0$	$8,4 \pm 2,0$	$0,9 \pm 0,6$

В четвертой главе изложены результаты исследования реакций $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 p^0 n$ и $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 n$ при энергии 270 МэВ. Схематический вид экспериментальной установки показан на рис.6.

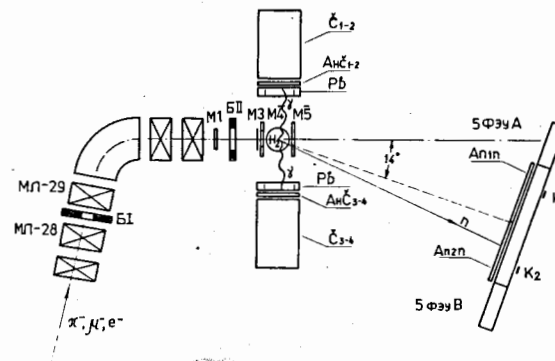


Рис.6. Схематический вид экспериментальной установки для исследования реакций с образованием нейтральных частиц.

Установка состоит из следующих основных частей:

- 1) мониторного телескопа из пяти спинтилляционных счетчиков М1, Б1, М3, М4, М5, предназначенных для формирования пучка и выделения взаимодействия пионов в водородной мишени;
 - 2) жидководородной мишени;
 - 3) 4-канального годоскопа черенковских спектрометров полного поглощения $\check{C}_1, \check{C}_2, \check{C}_3, \check{C}_4$, предназначенного для регистрации γ -квантов и измерения их энергий;
 - 4) спинтилляционного спектрометра по времени пролета (счетчики Б1 и Б11) для выделения электронов в пучке;
 - 5) пятиканального спинтилляционного спектрометра для измерения энергетических и угловых распределений нейтронов.
- При измерении сечений реакций $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 p^0 n$ и $\Pi^- p \rightarrow \Pi^0 n$ детектор нейтронов не использовался.

Черенковские спектрометры устанавливались попарно на расстоянии 40 см от центра мишени на подвижных платформах, которые могут вращаться вокруг оси, проходящей через центр водородной мишени.

Для того чтобы выяснить поведение энергетических спектров гамма-квантов в более широком интервале углов, измерения проводились в двух геометриях. В первой, обе пары спектрометров были установлены под углом 90° по отношению к направлению пучка. Во второй геометрии одна

пара спектрометров была установлена под углом 60° , другая - под углом 120° . В обеих геометриях разные пары спектрометров находились на одной прямой по обе стороны водородной мишени. В эксперименте использовались стандартные блоки наносекундной электроники, разработанные в Отделе новых научных разработок Лаборатории ядерных проблем.

Реакции (1) и (2) выделялись по $\Upsilon\Upsilon$ -совпадениям от пар черенковских спектрометров, находящихся по разные стороны мишени, т.е. по комбинациям $(\check{C}_1 + \check{C}_3)$, $(\check{C}_1 + \check{C}_4)$, $(\check{C}_2 + \check{C}_3)$, $(\check{C}_2 + \check{C}_4)$. Так как реакции с образованием заряженных частиц исключаются счетчиками $\text{Au}\check{C}_1 + \text{Au}\check{C}_4$, включенными в канал антисовпадений, то, в принципе, на установке могут регистрироваться следующие реакции:



Геометрия установки и пороги регистрации Υ -квантов были выбраны таким образом, чтобы полностью исключить возможность регистрации перезарядки и свести до минимума вклад от реакции (2).

При выбранном пороге $E_{\Upsilon} \geq 30$ МэВ на установке можно регистрировать два Υ -кванта от одного П^0 -мезона только с энергией $T_{\text{П}^0} \leq 50$ МэВ. Так как в эксперименте измеряется суммарный спектр Υ -квантов от двух реакций, то для определения спектра от реакции (1) необходимо было учесть вклад от реакции (2). Сечение процесса $\text{Пг} \rightarrow \text{П}^0 \text{У} \text{п}$ было вычислено по модели Мусаханова М.М. Результаты расчетов при различных порогах регистрации свободного гамма-кванта показаны в таблице 6.

ТАБЛИЦА 6.

№, пп	Порог $E_{\Upsilon \text{св}}$, 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 Υ -квантов от реакции (1) получался вычитанием из суммарного спектра вклада от реакции (2), который не превышал 10%. На рис.7 показан спектр Υ -квантов под углом 90° . Экспериментальные спектры сравниваются с резуль-

татами моделирования в предположении, что матричный элемент реакции равен константе. Видно, что экспериментальный спектр мягче расчетного. Поведение экспериментального спектра, измеренного во второй геометрии, по сравнению с расчетным также не меняется.

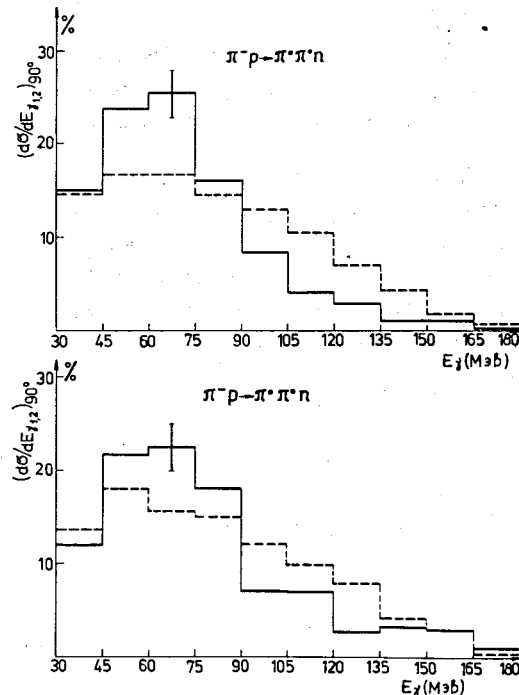


Рис.7. Спектр Υ -квантов от реакции $\text{Пг} \rightarrow \text{П}^0 \text{П}^0 \text{п}$. Геометрия I. Сплошная линия - эксперимент; пунктир - результаты моделирования в предположении постоянного матричного элемента.
а) $\theta_{\Upsilon} = 90^\circ$, $\Upsilon\Upsilon$ -совпадения $(\check{C}_1 + \check{C}_3)$ и $(\check{C}_2 + \check{C}_4)$,
б) $\theta_{\Upsilon} = 90^\circ$, $\Upsilon\Upsilon$ -совпадения $(\check{C}_1 + \check{C}_4)$ и $(\check{C}_2 + \check{C}_3)$.

Измерения проводились в трех сеансах. Всего через установку было пропущено $1,1 \cdot 10^{10}$ частиц. Результаты измерений полных сечений приведены в таблице 7.

ТАБЛИЦА 7.

Комбинации	Сеанс № I I геом.		Сеанс № 2 II геом.		Сеанс № 3 I геом.	
	$N_{\Upsilon\Upsilon}$	σ , мбн.	$N_{\Upsilon\Upsilon}$	σ , мбн.	$N_{\Upsilon\Upsilon}$	σ , мбн.
$\check{C}_1 + \check{C}_3$	360	0,41	276	0,36	365	0,41
$\check{C}_1 + \check{C}_4$	249	0,29	191	0,22	286	0,34
$\check{C}_2 + \check{C}_3$	229	0,26	188	0,22	-	-
$\check{C}_2 + \check{C}_4$	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 $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p^0 n$, усредненное по трем сеансам, $\sigma = (0,32 \pm 0,04)$ мбн. В качестве ошибки приводится дисперсия результатов измерения сечения в трех сеансах.

С измерением сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p^0 n$ стало возможным проведение изотопического анализа реакций $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ при энергии 270 МэВ. В результате анализа были получены значения изотопических амплитуд, из которых следует, что вероятность образования $\pi\pi$ -системы в состоянии с изотопическим спином $T_{\pi\pi} = 0$ намного больше, чем в состояниях с $T_{\pi\pi} = 1$ и 2.

Сравнение полных сечений реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p^0 n$, $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ при энергии 270 МэВ с результатами расчетов, проведенными по методу эффективного лагранжиана, показало, что в модели мягких пионов не удается описать полные сечения реакций $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ вблизи порога ни в одном из рассматриваемых вариантов нарушения киральной симметрии сильных взаимодействий. При этом канал $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p^0 n$ (рис.8) оказался очень чувствительным к выбору варианта теории.

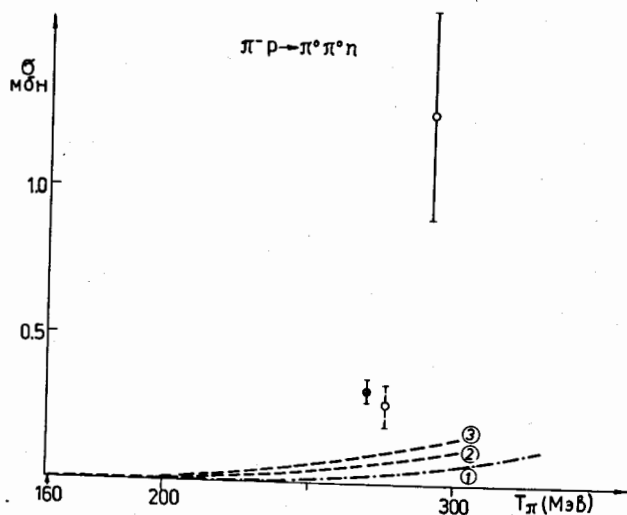


Рис.8. Полные сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p^0 n$. σ — результаты настоящей работы [6]. Кривые: 1 — расчеты по статической модели; 2 — метод эффективного кирального лагранжиана $\xi = 0$; 3 — метод эффективного кирального лагранжиана $\xi = -1,4$.

Таким образом, основные результаты, полученные в диссертации, можно кратко сформулировать в виде следующих выводов.

1. Разработана методика исследования спектрометрических характеристик фотоумножителей с большим фотокатодом, позволяющая свести до минимума влияние неоднородности чувствительности фотокатода по площади на амплитудное разрешение.

2. Разработаны и исследованы пять черенковских спектрометров полного поглощения на электронах с энергией (30+300) МэВ и γ -квантах, образующихся в процессах перезарядки и радиационного захвата с энергиями (67,5±15) МэВ и 129,4 МэВ. Среднее энергетическое разрешение спектрометров для электронов с энергией 100 МэВ равно 28%. Эта величина является к настоящему времени лучшей для спектрометров полного поглощения.

3. Впервые показано, что в области энергий до 130 МэВ амплитуда сигналов от γ -квантов меньше амплитуды сигналов от электронов той же энергии. При выбранных размерах радиаторов указанное различие составляет 12%.

4. Разработан и исследован на пучке заряженных и нейтральных частиц первый в СССР координатный пятиканальный сцинтилляционный детектор нейтронов. Получены следующие значения для параметров детектора: — разрешение по времени пролета для заряженных частиц (400 ± 20) пс; — разрешение по времени пролета для нейтронов с энергией 8,87 МэВ ≤ 1,2 нс, а для γ -квантов с энергией (67,5±15) МэВ ≤ 0,9 нс; — пространственное разрешение для заряженных частиц (3,4 ± 0,1) см.

Детектор имеет более высокое временное разрешение по сравнению с зарубежными спектрометрами подобного типа.

5. Разработана методика временной калибровки и контроля стабильности параметров детектора нейтронов в процессе эксперимента с использованием электронов, содержащихся в первичном пучке π^- -мезонов.

6. На разработанных прецизионных спектрометрах по времени пролета, обладающих высоким разрешением (130 пс и 280 пс), проведено прямое измерение энергии и состава π^- -мезонных пучков мезонного тракта синхротрона ЛЯП ОИЯИ.

7. Создана экспериментальная установка, состоящая из 4-канального годоскопа черенковских γ -спектрометров полного поглощения, сцинтилляционного спектрометра по времени пролета и сцинтилляционного детектора нейтронов. Установка работает на линии с ЭВМ и позволяет проводить одновременное измерение энергетических и угловых распределений γ -квантов и нейтронов, образующихся в реакциях $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p^0 n$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.

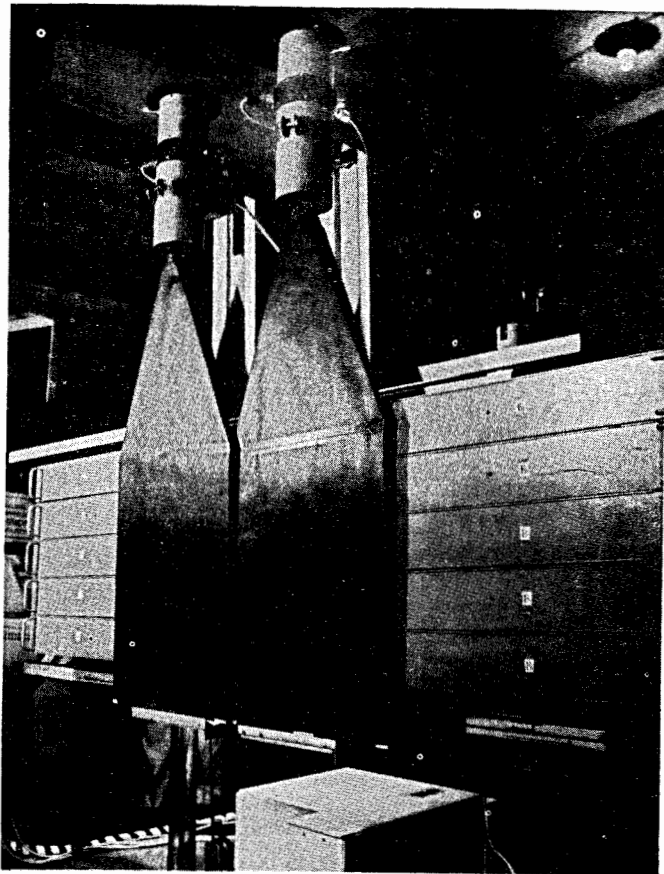


Рис. 9. Общий вид детектора нейтронов.

8. На созданной установке (без детектора нейтронов) измерены парциальные сечения образования γ -квантов от реакций $\text{P}r \rightarrow \text{P}^{\circ}\text{P}^{\circ}\text{P}$ и $\text{P}r \rightarrow \text{P}^{\circ}\text{U}\text{P}$ при энергии 270 МэВ. Определены энергетические спектры γ -квантов от обеих реакций. Полное сечение реакции $\text{P}r \rightarrow \text{P}^{\circ}\text{P}^{\circ}\text{P}$ равно $(0,32 \pm 0,04)$ мбн. Полное сечение реакции $\text{P}r \rightarrow \text{P}^{\circ}\text{U}\text{P}$ при $E_{\gamma} \geq 30$ МэВ равно $(0,24 \pm 0,02)$ мбн.

9. Проведен изотопический анализ реакций $\text{P}N \rightarrow \text{P}P\text{N}$ при энергии 270 МэВ. Показано, что амплитуда образования пион-пионной системы вблизи порога реакций $\text{P}N \rightarrow \text{P}P\text{N}$ максимальна в состоянии с угловым моментом $J = 0$ и изотопическим спином $T_{\text{III}} = 0$.

10. Сравнение с теорией, основанной на нарушенной киральной симметрии сильных взаимодействий, показало, что в модели мягких пионов не удается описать полные сечения реакций $\text{P}N \rightarrow \text{P}P\text{N}$ при энергии 270 МэВ ни в одном из рассмотренных вариантов нарушения киральной симметрии.

Основные результаты, изложенные в диссертации, были доложены на VIII Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси 1976 г.), на международном совещании по сильным взаимодействиям (Новосибирск 1976 г.), на сессиях Отделения ядерной физики АН СССР (Москва 1975 и 1976 гг.) и опубликованы в работах /1 - 9/.

1. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, А.Халбаев, Г.М.Штауденмайер. ОИЯИ, P13-6222, Дубна, 1972.
2. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, А.Халбаев. ОИЯИ, 13-8987, Дубна, 1975.
3. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, А.Халбаев. ПТЭ, № 6, 42, 1976.
4. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, А.Халбаев. ОИЯИ, 13-10156, Дубна, 1976.
5. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, А.Халбаев. ОИЯИ, 13-10157, Дубна, 1976.
6. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, В.А.Ярба. ОИЯИ, P2-9703, Дубна, 1976.
7. С.А.Бунятов, Г.В.Жолобов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, М.М.Мусаханов, А.Халбаев, В.А.Ярба. ОИЯИ, P1-9668, Дубна, 1976.
8. С.А.Бунятов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, А.Халбаев. ОИЯИ, 13-10203, Дубна, 1976.
9. С.А.Бунятов, Г.В.Жолобов, Б.Ж.Залиханов, В.С.Курбатов, М.М.Мусаханов, А.Халбаев, В.А.Ярба. ЯФ, 25, 325, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июля 1977 года.