

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

М.М.Макаров, В.В.Саранцев, Г.Л.Соколов, С.Г.Шерман

### Введение

В ЛИЯФ в 60-е годы была спроектирована, изготовлена и затем экспонировалась на пучках синхроциклотрона 20-ти литровая криогенная пузырьковая камера с диаметром фотографического объема 35 см. Общий вид ее изображен на рисунке 1.

Чтобы выполнить широкую программу работ по физике элементарных частиц, при создании камеры одним из главных вопросов был вопрос о возможности работы на различных криогенных жидкостях (водород, дейтерий, неон). Впервые для этих жидкостей была разработана и опробована единая система термостатирования, осуществляемая жидким водородом, которая позволила иметь рабочие температуры в диапазоне  $25 \div 42$  К. Она принципиально проста и надежна. Система термостатирования включает в себя резервную емкость с жидким водородом, два змеевика-теплообменника, расположенные в камере (над и под "холодным" поршнем), и регулирующее устройство в теплой зоне. Верхний змеевик стабилизирует давление в камере, нижний - температуру. Точность стабилизации температуры 0.05 К и давления 10 Па.

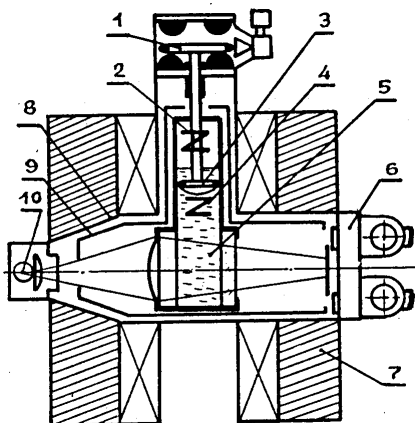


Рис.1.

**Рис.1.** Общий вид камеры. 1 - "теплый" поршень, 2 - змеевик над поршнем, 3 - "холодный поршень", 4 - змеевик под поршнем, 5 - рабочий объем, 6 - стереофотоаппарат, 7 - электромагнит МС-4, 8 - вакуумный кожух, 9 - азотный экран, 10 - осветитель.

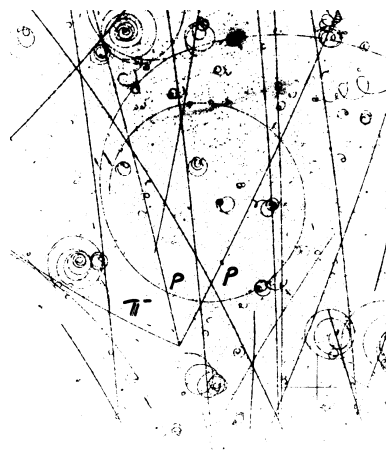


Рис.2.

**Рис.2.** Фотография события  $np \rightarrow pp\pi^-$  в камере, экспонированной пучком нейтронов.

Другим важным вопросом для решения поставленных физических задач являлось создание простого в исполнении, надежного, долговечного и быстродействующего расширительного устройства. Существовавшие к моменту создания камеры расширительные устройства (сильфоновые, мембранные и др.) имели ограниченный ресурс ( $25 \div 50$  тысяч циклов) и малую частоту срабатывания (1 раз за  $5 \div 10$  сек). Задача была успешно

решена. Устройство представляет поршневую пару ("холодный" и "теплый" дисковые поршни). Поршни связаны между собой штоком. Расширение производится по жидкости. Впервые было разработано и опробовано оригинальное уплотнение "холодного" поршня. В две канавки вставляются ленточные эспандеры и по два разрезных кольца из полиэтилена со смещением разрезов на  $180^\circ$ . Уплотнение просто в изготовлении, не требует больших точностей, как в других конструкциях поршневых устройств, и долговечно. В движение поршневая пара приводится через "теплый" поршень путем одновременной подачи и сброса воздуха из соответствующих камер "теплого" цилиндра. Эту задачу выполняет оригинальной конструкции пневматический клапан золотникового типа, управляемый одним электромагнитным пневматическим клапаном. В качестве уплотнителя для плунжера, работающего с большими динамическими нагрузками, в золотниковом клапане впервые использована кольцевая круглого сечения резиновая прокладка вместо плоской, ресурс которой в сотни раз меньше. Полный цикл расширения составляет  $15 \div 20$  мсек. Частота срабатывания —  $2 \div 3$  раза в сек. За все время экспонирования камеры на ускорителе расширительное устройство совершило  $10^7$  циклов без замены каких-либо элементов.

Система освещения камеры темнопольная, на просвет. Съемка ведется четырехобъективным стереофотоаппаратом, что позволяет полностью использовать информацию от событий в камере. На плите фотоаппаратов установлены два лентопротяжных механизма, работающих от одного привода. Каждый механизм обслуживают два объектива. Аппарат работает на 35 мм перфорированной как обычной, так и лавсановой аэрофотопленке. На рис.2 показан типичный снимок события в камере.

Управление камерой в целом осуществлялось автоматизированной системой в стандарте "КАМАК" на базе ЭВМ СМ-4. Динамическое давление в камере измеряется пьезоэлектрическим датчиком. По измерению кривой давления с помощью ЭВМ осуществляется временная привязка зоны чувствительности камеры к микробанчу пучка ускорителя и моменту срабатывания фотовспышки. Это обеспечивало поддержание высокого качества снимков. Разработаны оригинальные приводы различных устройств камеры: высокостабильный источник тока для питания клапана расширительного устройства, телевизионная система дистанционного контроля загрузки камеры с использованием оптоволоконной связи, привод стереофотоаппарата с широтно-импульсным регулированием числа оборотов от ЭВМ, блок управления лампой-вспышкой, обеспечивающий работу лампы без сбоев в течение эксперимента. Перечисленные устройства значительно повысили эффективность работы камеры. В среднем за 100 часов работы камеры на ускорителе производится  $0.5 \times 10^6$  стереоснимков.

Для камеры были созданы пучки  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов в диапазоне энергий  $180 \div 500$  МэВ, протонов в диапазоне  $500 \div 1000$  МэВ, пучок, обогащенный медленными мюонами (до 3-х остановок мюонов в объеме камеры), и квазимонохроматический пучок нейтронов.

Камера является единственной в СССР, на которой получена физическая информация при заполнении ее дейтерием. Всего на камере получено свыше  $5 \times 10^6$  стереоснимков, что позволило выполнить обширную программу работ по физике элементарных частиц и ядра.

Для обработки полученных на камере снимков в ЛИЯФ был создан и успешно эксплуатировался в течение многих лет комплекс программ, обеспечивающих весь цикл обработки стереоснимков. Комплекс состоит из четырех больших разделов:

- а) первичный контроль качества измерений,
- б) пространственное восстановление и определение параметров трека,
- в) определение канала реакции всего события,

г) определение оптических констант для пространственного восстановления.

Основные алгоритмы были разработаны еще до широкого распространения европейских систем обработки событий с трековых приборов (thresh, hydra). Сравнение с последними показало, что при заполнении камеры водородом точность наших программ не уступала зарубежным, а конкретная их реализация на ЭВМ БЭСМ-6 давала значительную экономию машинных ресурсов. В результате, при производительности нашего измерительного центра на потоке в 25000 событий в год, нагрузка на БЭСМ-6 составляла величину порядка 5% ее производительности. В математическом обеспечении предусмотрена возможность вести съемку только на две проекции (например, при поиске редких событий). При этом направление трека, проекция которого имеет малый угол с базой фотографирования, измеряется с помощью стереорепроектора. Был разработан алгоритм и написан пакет программ, учитывающий возникающие при этом систематические ошибки, так что в итоге точность измерения угла этим методом оказалась не хуже, чем при измерении на обычных полуавтоматических установках в условиях выбора оптимальной базы.

## Физические результаты

Высокие рабочие характеристики камеры, ее способность работать как на водороде, так и дейтерии позволили выполнить ряд физических исследований в изучении  $\pi N$ - и  $pN$ -неупругих взаимодействий, а также  $\pi d$ - и  $pd$ -ядерных реакций. К тому же использование дейтерия в качестве рабочего вещества камеры дало возможность изучить процессы рождения пионов на нейтронной мишени, т.к. дейтрон может считаться рыхлой системой, в которой нейтрон почти свободен.

Для первой же работы, посвященной измерению сечения рождения  $\pi$ -мезона в реакции  $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^- p$  (1) в околопороговой области [1], было получено около 800 000 стереофотографий. Определение полных сечений  $\pi N \rightarrow \pi \pi N$  реакций в околопороговой области интересно с точки зрения применимости алгебро-токового подхода и последующего определения характера нарушения киральной симметрии, непосредственно связанной с длинами  $\pi\pi$ -рассеяния. Экспериментальная ситуация с сечениями реакции (1) вблизи порога была следующая: с достаточной статистической точностью сечение было измерено лишь при энергии 357 МэВ, тогда как при меньших энергиях существовали лишь оценки сечений, полученные на основе статистики из единиц событий. Малая статистическая точность была обусловлена как самой малостью сечений, так и экспериментальными трудностями — дело в том, что зарядово-сопряженная реакция  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$  (2), обычно изучаемая в эксперименте, идет на фоне упругого  $\pi^+ p$ -рассеяния, имеющего в конечном состоянии также две положительные частицы. Сечение неупругой реакции (2) составляет менее 1% от сечения упругого процесса при энергии 350 МэВ, а с приближением к порогу эта доля резко уменьшается. В силу этих причин нами исследовалась реакция (1), где методически отсутствуют указанные трудности, и измерения были выполнены при энергиях 226, 250 и 312 МэВ.

Для определения сечения реакции (1) в дейтериевой пузырьковой камере исследовалась реакция  $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^- pp$  (3). Методически главным преимуществом использования этой реакции является наличие в конечном состоянии более двух заряженных частиц, что позволяло однозначно отделиться от фона упругого и квазиупругого процессов уже на стадии просмотра кадров. Для отбора нужных событий регистрировались трех- и четырехлучевые события (трехлучевые события соответствуют тому случаю, когда импульс протона-

наблюдателя меньше 80 МэВ/с и тогда он не виден в камере). Эффективность двойного просмотра составляла 99.5%. Для определения абсолютных значений сечения процесса (1) из данных, полученных для реакции (3), использовалась нормировка на известное сечение перезарядки  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ . При этом предполагалась справедливость импульсного приближения для дейтрона и более медленное по сравнению с волновой функцией дейтрона изменение сечения с энергией. Полученные в результате этих измерений величины сечений реакции  $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^- p$  представлены на рис.3 совместно с данными предыдущих исследований по зарядово-сопряженной реакции (2).

Методические преимущества, получаемые от использования дейтерия как нейтронной мишени, послужили мотивацией к выполнению подобных измерений для изучения процесса рождения отрицательных пионов в протон-нейтронных столкновениях в области энергий 500÷1000 МэВ [2]. Исследования, проводимые в 80-е годы в области физики промежуточных энергий, указывали на возможность существования так называемых дибарионных резонансов. Считалось, что эти резонансы имеют большую неупругость и поэтому могли бы проявиться в энергетической зависимости полных сечений процессов рождения мезонов в  $NN$ -столкновениях. Естественно было искать проявление сигнала от дибарионных резонансов в таких реакциях, где быстро растущий фон от промежуточного вклада  $\Delta_{33}$  изобары максимально подавлен. Так реакция  $pn \rightarrow pp\pi^-$  (4) дает возможность исследовать канал с изоспином двух нуклонов  $T=0$ , в котором одиночное образование мезонов не может проходить через рождение изобары. Имелись теоретические работы, в которых предсказывались дибарионные резонансы в канале с  $T=0$ , но недостаточность и некая противоречивость имеющихся экспериментальных данных не позволяли проверить эти предсказания. Мы выполнили измерение полных сечений реакции  $pn \rightarrow pp\pi^-$  при девяти значениях энергии протонного пучка в интервале 500÷1000 МэВ с точностью 6÷8%.

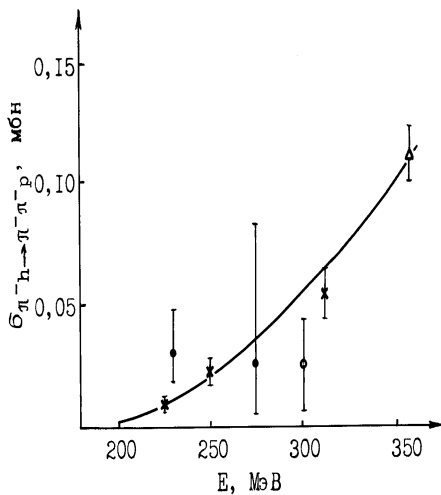


Рис.3.

**Рис.3.** Сечение реакции  $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^- p$  и  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ . Здесь \* – результаты настоящей работы; кривая – результат изотопического анализа.

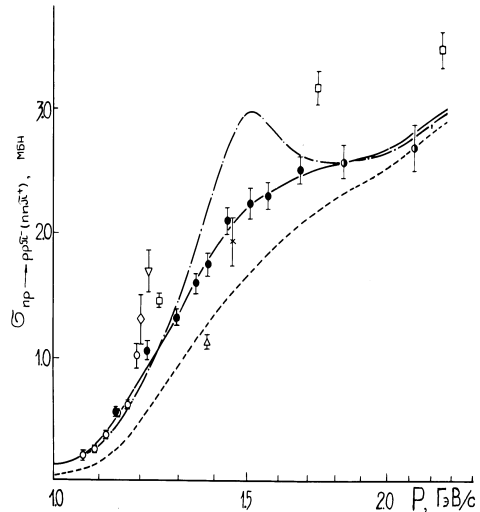


Рис.4.

**Рис.4.** Полные сечения реакций  $pn \rightarrow pp\pi^-$  и  $np \rightarrow nn\pi^+$  (черные точки – настоящая работа). Кривые: штриховая – предсказания модели Дека; штрихпунктирная – включение дибарионных резонансов; сплошная – наилучший вариант решения.

Всего было получено свыше 400 000 стереофотографий, примерно поровну при каждой энергии. Для изучения неупругих  $pn$ -взаимодействий в процессе просмотра отбирались трех- и четырехлучевые события с одним отрицательным треком. Эффективность двойного просмотра составляла 99%. Отобранные события измерялись и идентифицировались по допустимым каналам реакций. Для получения абсолютных сечений определялась полная длина пучковых треков в полезном объеме камеры. Были оценены эффекты влияния ферми-импульса нейтрона в дейтроне, а также эффекты принципа Паули и теневого экранирования, которые были важны, так как они уменьшали сечение процесса на дейтроне дейтрона по сравнению с сечением на свободном нуклоне. Полученные величины сечений  $pn \rightarrow p\pi^-\pi^+$  представлены на рис.4 вместе с результатами других экспериментов по измерению сечений как данной, так и зарядово-симметричной к ней реакции.

Рассматривая дейтронную мишень как систему из слабо связанных протона и нейтрона мы измерили [3] сечения двойного рождения пионов в  $pN$ -соударениях в области энергий  $600 \div 1000$  МэВ. Результаты представлены на рис.5 (кривые - изоспиновый анализ).

Одним из важных экспериментов [4], выполненных на камере с дейтериевым наполнением, было измерение электромагнитной разности масс изобар  $\Delta^- - \Delta^{++}$ . Известно, что массы частиц внутри изотопического мультиплета расщепляются из-за электромагнитного взаимодействия. Величина этого расщепления является существенной характеристикой структуры адронов и предсказывается разной в различных схемах симметрии. Экспериментально значения масс изобар определялись в опытах по упругому рассеянию пионов на протонах и по полным сечениям. Сложнее обстоит дело с определением разности масс изобар из неупругих каналов. Положения изобарных пиков в массовых спектрах, получаемые из экспериментов, нельзя непосредственно отождествлять с массой изобары, так как нерезонансный фон и интерференционные эффекты могут сдвигать положение резонансного максимума. Однако в зарядово-симметричных реакциях фоны и интерференционные эффекты тождественны и их влияние на определение разности масс несущественно. Поэтому мы исследовали для определения разности масс  $\Delta^-$  и  $\Delta^{++}$  изобар две реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$  (5) и  $\pi^+n \rightarrow \pi^-\pi^+p$  (6), используя в обоих случаях дейтрон как мишень, содержащую слабо связанные протон и нейтрон, соответственно. Поскольку положение пиков в массовых спектрах прямо зависит от полной энергии в с.ц.м., эта работа предъявляла повышенные требования к идентичности пучков первичных  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов. Указанные реакции являются наиболее удобными для решения поставленной задачи: в конечном состоянии изобарные состояния —  $\Delta^-$  в реакции (5) и  $\Delta^{++}$  в реакции (6) — входят с максимальным весом, поскольку в области энергий 400-500 МэВ преобладают процессы, идущие из начального  $\pi N$ -состояния с изотопическим спином  $T=1/2$ , и образование изобары в промежуточном состоянии является доминирующим процессом. Идентичность импульсов, а также импульсных разбросов пучков  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов проверялась время-пролетным методом с использованием временной микроструктуры протонного пучка синхроциклотрона и, как показали измерения, разница не превышала 1%. При выполнении этой работы было получено 450 000 снимков, проведены измерения и идентификация событий и в результате анализа  $\pi N$ -массовых спектров определено значение электромагнитной разности масс изобар  $\Delta^- - \Delta^{++} = 5.9 \pm 3.1$ , что на сегодня хорошо согласуется с приводимым PDG значением  $\Delta^0 - \Delta^+ = 2.7 \pm 0.3$  ( заметим, что  $\Delta^- - \Delta^{++} = 3(\Delta^0 - \Delta^+)$ ).

Одним из направлений исследований, выполненных на камере, заполненной дейтерием, было изучение процессов упругого и неупругого рассеяния  $\pi$ -мезонов на дейтроне. Пион-дейтронное рассеяние может быть довольно точно рассчитано, так как пион-нуклонные

амплитуды хорошо известны в широкой области энергий и имеется достаточная информация о волновой функции дейтрона. Особый интерес представляет рассеяние  $\pi$ -мезонов с большими переданными импульсами вне области применимости обычной теории Глаубера. Именно поэтому рассеяние пионов на дейтронах может оказаться существенным для понимания адрон-ядерных взаимодействий. В своем эксперименте мы исследовали упругое  $\pi d$ -рассеяние при импульсах 438 и 552 МэВ/с в диапазоне углов рассеянного  $\pi$ -мезона  $20 \div 180^\circ$  в лабораторной системе [5]. На рис.6 представлено дифференциальное сечение упругого  $\pi d$ -рассеяния совместно с результатами Коула и др. (1978) – черные точки – и выполненными нами расчетами. Сплошная кривая представляет расчет, выполненный в рамках Глаубера с учетом однократного и двукратного рассеяний, но с некоторой модификацией, которая связана с тем, что при продвижении в область больших переданных импульсов остро встает проблема схода с энергетической поверхности и учета ферми-движения нуклонов в ядре (подробности в работе [5]).

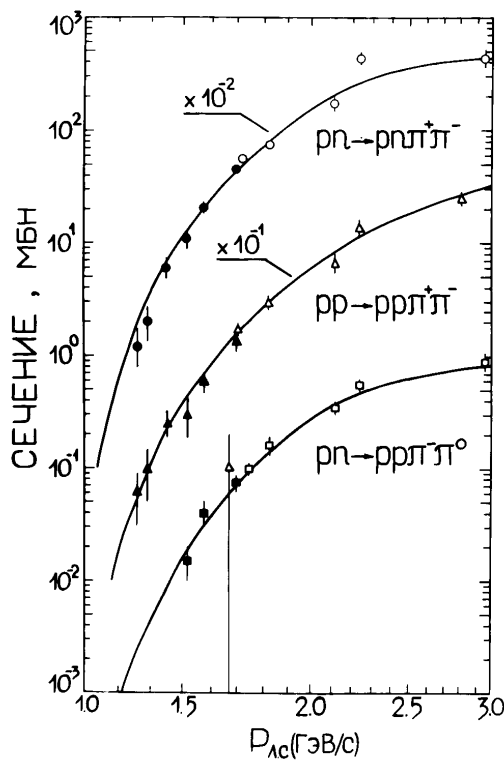


Рис.5.

**Рис.5.** Сечения парного рождения пионов в  $pN$ -соударениях (темные точки – наши данные).

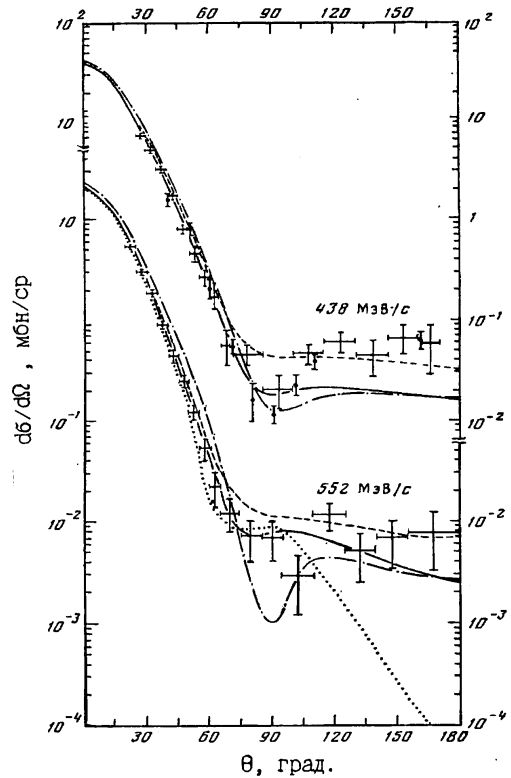


Рис.6.

**Рис.6.** Дифференциальное сечение упругого  $\pi d$ -рассеяния в л.с. Кривые – различные варианты расчета в рамках теории Глаубера.

Одновременно при тех же энергиях нами было выполнено экспериментальное исследование процесса развала дейтрона отрицательными пионами [6]. Было показано, что развал дейтрона может быть описан теорией, включающей когерентную сумму амплитуд

однократного и двукратного рассеяния пиона с добавлением вклада  $NN$ -взаимодействия в конечном состоянии. Исследования различных корреляционных спектров позволило выделить области доминирующих вкладов различных амплитуд. Оказалось, что эти амплитуды имеют особенности, проявляющиеся в различных областях фазового объема. Сравнение теоретических вычислений с экспериментальными данными показало, что существенное перекрывание областей доминирования различных диаграмм, эффекты их интерференций и значимого перерассеяния пионов являются типичной особенностью механизма развала дейтрона в этой энергетической области. С другой стороны, что касается вкладов дибарионных резонансов в процесс развала дейтрона пионами промежуточных энергий, оказалось, что нет никакой необходимости [7] включать их в вычисления, т.к. теория многократного рассеяния дает удовлетворительное описание экспериментальных данных (рис.7).

Одной из важных проблем, изучаемых нами с помощью камеры, была проблема образования высокоэнергичных адронов, вылетающих в кинематическую область, запрещенную для рождения на свободном нуклоне (КЗО). Мы предприняли такие исследования [8] с целью изучения механизма образования нуклонов, летящих в заднюю полусферу при развале дейтрона пионами промежуточных энергий (371, 438 и 552 МэВ/с).

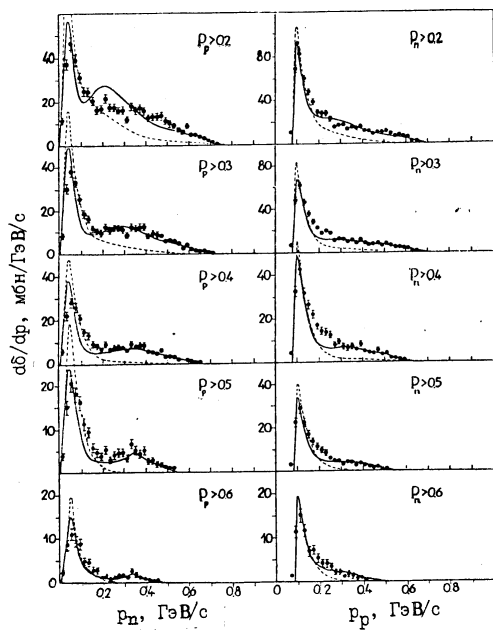


Рис.7.

**Рис.7.** Импульсные спектры нейтронов(слева) и протонов(справа) из реакции  $\pi^- d \rightarrow \pi^- pn$  при импульсе налетающего пиона 438 МэВ/с. Кривые: сплошная – теория многократного рассеяния; штриховая – не включено перерассеяние пиона.

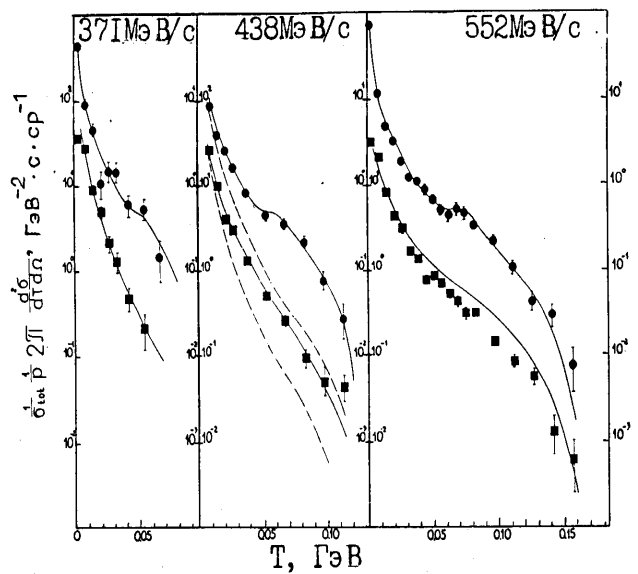


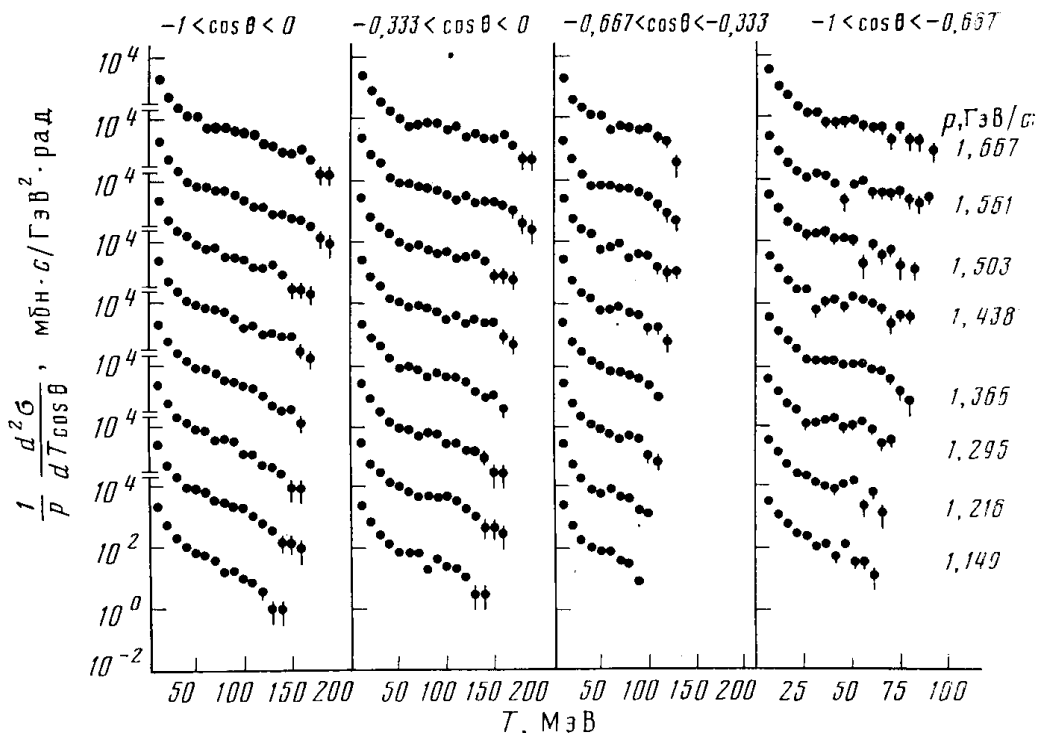
Рис.8.

**Рис.8.** Энергетические спектры КЗО протонов(квадраты) и нейтронов (кружки) из развала дейтрона  $\pi^-$ -мезонами. Правая ось – для нейтронов. Кривые – предсказания теории многократного рассеяния.

На рис.8 показаны энергетические спектры протонов и нейтронов, испущенных в заднюю полусферу по отношению к направлению налетающего пиона. Протонные спектры показывают обычное экспоненциальное поведение, тогда как нейтронные проявляют наличие широкого плеча в области  $60 \div 80$  МэВ. Качественное объяснение этого различия может

быть следующим. Пион, рассеянный на одном из нуклонов, теряет часть своей энергии и меняет направление своего движения так, что после перерассеяния на втором нуклоне последний может испускаться в заднюю полусферу, причем амплитуда второго столкновения может быть довольно большой, если полная энергия окажется вблизи  $\Delta_{33}$  резонансной области. В этом случае  $\pi^-n$  упругое сечение больше  $\pi^-p$  сечения в несколько раз, так что эффект  $\Delta_{33}$  образования много выше в нейтронном, чем в протонном спектре. Аккуратное рассмотрение показывает, что выход двойного перерассеяния для "кумулятивных" нейтронов оказывается в три раза больше, чем для протонов. Кривые на рис.8 показывают предсказания теории многократного рассеяния (штрихованные кривые при 438 МэВ/с соответствуют случаю, когда не учитывается перерассеяние пиона). Основываясь на хорошем согласии предсказаний используемой теоретической модели с экспериментально наблюдаемыми выходами протонов и нейтронов, можно заключить, что резонансный механизм усиления выхода КЗО нейтронов является определяющим при развале дейтрона пионами промежуточных энергий.

Механизм образования нуклонов в КЗО исследовался нами также и в реакции развала дейтрона протонами [9]. Эксперимент был выполнен при 8-ми энергиях налетающего протона в области 500÷1000 МэВ, что позволило проследить изменение спектров нуклонов, вылетающих в КЗО в широком интервале энергий. Возможности, заложенные в использовании  $4\pi$ -геометрии, позволили привлечь для исследования механизма образования коррелированные спектры.



**Рис.9.** Инвариантное сечение для протонов, вылетающих в заднюю полусферу, в реакции развала дейтрона протонами.

Изучение угловых корреляций, импульсных спектров других частиц в конечном состоянии позволило выделить области доминирования разных диаграмм. Совокупность различных

экспериментальных фактов говорит в пользу изобарного механизма образования протонов с большими импульсами в области больших углов. На рис.9 представлено инвариантное сечение для протонов, вылетающих в различные области задней полусферы.

Последние сеансы работы пузырьковой камеры на синхроциклотроне были связаны с водородным наполнением, когда камера экспонировалась в протонном и нейтронном пучках. В первом случае камера облучалась протонами при 8-ми энергиях в интервале  $600 \div 1000$  МэВ и исследовалась реакция  $pp \rightarrow pp\pi^0$ , во втором нейтроны, получаемые от перезарядки протонов на первичной дейтронной мишени, инициировали затем в водородной камере реакцию  $np \rightarrow pp\pi^-$ . Оба исследования ставили основной задачей поиск широких дибарионных резонансов в состояниях с изотопическим спином двух нуклонов  $T = 0, 1$ . На рис.10 представлено полученное нами [10] сечение реакции  $pp \rightarrow pp\pi^0$  (черные точки) совместно с результатами других измерений. Измеренное энергетическое поведение сечения не позволяет сделать однозначного заключения о существовании какого-либо широкого дибарионного резонанса в канале с изотопспином  $T = 1$ . Детальное изучение различных спектров конечных частиц [11] также не подтверждает необходимость включения в рассмотрение такого резонанса, так как спектры качественно хорошо описываются моделью однопионного обмена. Измерения, выполненные нами ранее по изучению энергетической зависимости реакции  $pn \rightarrow pp\pi^-$ , позволили также получить энергетическую зависимость изоскалярного неупругого сечения, определяемого как  $\sigma(T=0) = 3(2\sigma_{np \rightarrow pp\pi^-} - \sigma_{pp \rightarrow pp\pi^0})$ . Рис.11 представляет эту энергетическую зависимость. Видно, что изоскалярное сечение близко к нулю вплоть до 1400 МэВ/с и не проявляет резонансного поведения, предсказанного Грейном (1980), – штрихованная кривая на рис.11.

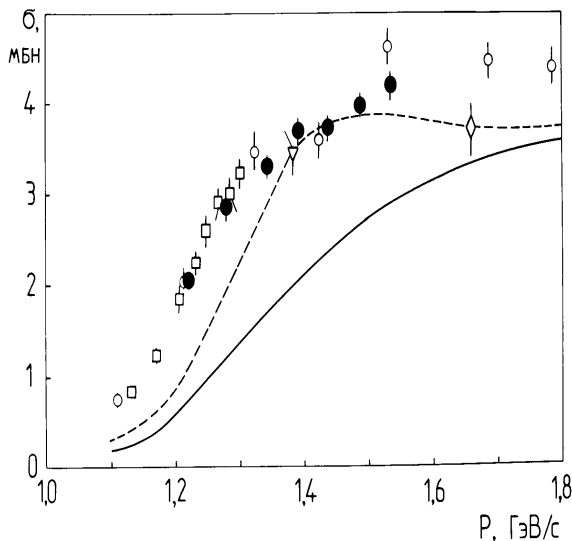


Рис.10.

**Рис.10.** Сечение реакции  $pp \rightarrow pp\pi^0$  (черные точки) совместно с результатами других измерений. Сплошная кривая – предсказание модели Дека; штрихованная – то же с добавлением дибарионных резонансов.

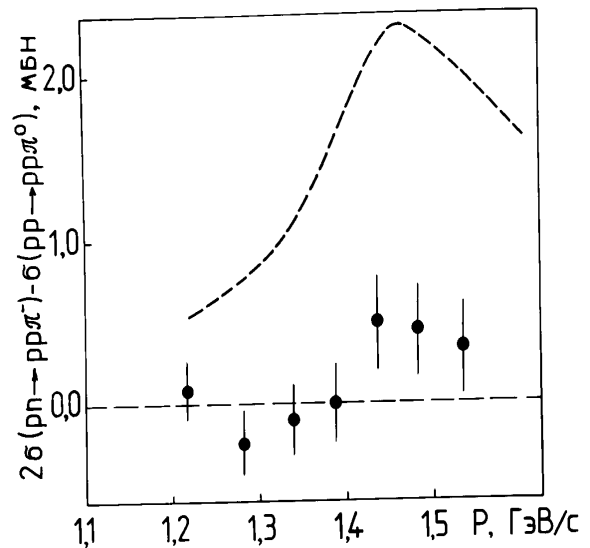


Рис.11.

**Рис.11.** Изоскалярное неупругое сечение. Кривая – ожидаемый эффект изоскалярного дибарионного резонанса.

В заключение хотелось бы отметить, что все эти работы не могли бы быть выполнены без дружного коллектива, создавшего и обеспечившего успешную работу камеры во время сеансов на пучках, без добросовестной работы просмотриц и операторов измерительных устройств и, конечно, сотрудников синхроциклотрона института, обеспечивших пучки, на которых экспонировалась камера.

## Список литературы

- [1] *A.V.Kravtsov, E.A. Lobachev, M.M.Makarov, V.I.Medvedev, V.V.Nelubin, G.Z.Obrant, V.I.Poromov, V.V.Sarantsev, S.G.Sherman, V.M.Sirin, G.L.Sokolov, L.N.Tkach* // Nucl.Phys., 1978. V.B134. С.413.
- [2] *L.G.Dakhno, A.V.Kravtsov, E.A.Lobachev, M.M.Makarov, V.I.Medvedev, G.Z.Obrant, V.I.Poromov, V.V.Sarantsev, S.G.Sherman, V.M.Sirin, G.L.Sokolov* // Phys.Lett., 1982. V.114B. С.409.
- [3] *Л.Г.Дахно, А.В.Кравцов, Е.А.Лобачев, М.М.Макаров, В.И.Медведев, Г.З.Обрант, В.И.Поромов, В.В.Саранцев, Г.Л.Соколов, А.Б.Сокорнов, С.Г.Шерман, В.А.Трофимов.* // Ядерная физика, 1983. Т.37. С.907.
- [4] *Л.Г.Дахно, В.П.Коптев, А.В.Кравцов, Е.А.Лобачев, М.М.Макаров, В.И.Медведев, Г.З.Обрант, В.И.Поромов, В.В.Саранцев, В.М.Сурин, Г.Л.Соколов, Л.Н.Ткач, С.Г.Шерман, Г.В.Щербачков.* // Ядерная физика, 1981. Т.33. С.112.
- [5] *L.G.Dakhno, A.V.Kravtsov, M.M.Makarov, V.I.Medvedev, G.Z.Obrant, V.I.Poromov, V.V.Sarantsev, S.G.Sherman, G.L.Sokolov* // Nucl.Phys., 1979. V.A322. P.439; Ядерная физика, 1980. Т.31. С.626.
- [6] *L.G.Dakhno, A.V.Kravtsov, M.M.Makarov, V.I.Medvedev, G.Z.Obrant, V.I.Poromov, V.V.Sarantsev, S.G.Sherman, G.L.Sokolov* // Nucl.Phys., 1984. V.A414. P.477.
- [7] *M.M.Makarov, G.Z.Obrant, V.V.Sarantsev* // Phys.Lett., 1983. V.122B. P.343.
- [8] *L.G.Dakhno, A.V.Kravtsov, M.M.Makarov, V.I.Medvedev, G.Z.Obrant, V.I.Poromov, V.V.Sarantsev, S.G.Sherman, G.L.Sokolov* // Phys.Lett., 1983. V.123B. P.33.
- [9] *В.П.Андреев, В.В.Добырни, А.В.Кравцов, М.М.Макаров, В.И.Медведев, Г.З.Обрант, В.И.Поромов, В.В.Саранцев, Г.Л.Соколов, А.Б.Сокорнов, В.А.Трофимов, С.Г.Шерман.* // Ядерная физика, 1985. Т.42. С.1420.
- [10] *V.P.Andreev, A.V.Kravtsov, M.M.Makarov, V.I.Medvedev, V.I.Poromov, V.V.Sarantsev, S.G.Sherman, G.L.Sokolov, A.B.Sokornov, V.A.Trofimov* // Z.Phys., 1988. V.A329. P.371.
- [11] *V.P.Andreev, A.V.Kravtsov, M.M.Makarov, V.I.Medvedev, V.I.Poromov, V.V.Sarantsev, S.G.Sherman, G.L.Sokolov, A.B.Sokornov* // Phys.Rev., 1994. V.50C. P.15.