ФИЗИКА С η-МЕЗОНАМИ

В.С.Бекренев, С.П.Круглов, И.В.Лопатин

Введение

Программа "Физика с η-мезонами" является логическим продолжением цикла экспериментов по исследованию пион-нуклонного взаимодействия, выполнявшегося в ПИЯФ с 1970 г.

По своим свойствам η-мезоны существенно отличаются от π-мезонов. Одно из главных различий – они имеют различные изоспины ($T = 0$ для η-мезона и $T = 1$ для π-мезона). Как следствие, ηN-система ($T = 1/2$) связана только с N^*-резонансами – в отличие от πN-системы, которая может быть связана как с N^*-, так и с Δ-резонансами. Если π-мезон состоит только из u- и d-кварков, то η-мезон содержит еще и s-кварк, этим объясняется его бо́льшая масса.

Ввиду малого времени жизни η-мезона (6×10^{-19} с) невозможно получить свободные пучки этих частиц, и поэтому информацию о характере взаимодействия η-мезонов с нуклонами и ядрами можно извлечь только путем изучения процессов образования η-мезонов под действием различных частиц. В настоящее время экспериментальная информация о взаимодействии η-мезонов с нуклонами и ядрами практически отсутствует.

ПИЯФ располагает хорошими возможностями для изучения процессов образования η-мезонов под действием пионов. Если говорить о элементарном процессе $\pi^- p \to \eta n$, то порог этой реакции равен 685 МэВ/с; сечение быстро растет от порога, достигая величины $\sigma_{tot} \simeq 2$ мбн при $P = 785$ МэВ/с. Для (π, η) реакций на ядрах порог значительно ниже. Пи-мезонный канал синхроциклотрона ПИЯФ позволяет получать интенсивные пучки пионов как раз в этом диапазоне импульсов.

Исследование образования η-мезонов на нуклонах

Первый этап программы – изучение процесса $\pi^- p \to \eta n$ в околопороговой области энергий. Детальное исследование энергетической зависимости сечения образования η-мезона вблизи порога позволит получить информацию о таких фундаментальных характеристиках ηN-взаимодействия, как длина рассеяния. В отличие от πN-системы, длина ηN-рассеяния положительна, т.е. ηN-взаимодействие носит притягивательный характер. Это позволяет надеяться на существование связанных состояний η-мезона с ядром (η-мезонных ядер), если длина рассеяния достаточна велика. В настоящее время результаты разных анализов, использующих данные экспериментов по рождению η-мезонов пионами и γ-квантами, дают для реальной части длины ηN-рассеяния величи́ны, сильно отличающиеся друг от друга (от 0.3 до 0.9 Фм). Более точное определение этой величины будет иметь кардинальное значение для оценки возможности существования η-мезонных ядер.

Полученные в результате экспериментов данные будут использованы также для проверки теоретической модели связанных каналов $\pi N \to \pi N$, $\pi N \to \pi\pi N$ и $\pi N \to \eta N$, предложенной Лиу и др. (1988) для совместного описания процессов пион-нуклонного взаимодействия и образования η-мезонов.

Эксперименты по определению выхода реакции $\pi^- p \to \eta n$ были выполнены на пи-мезонном канале синхроциклотрона ПИЯФ путем детектирования вылетающих нейтронов и определения их энергии на основе времяпролетной методики.

Кинематика процесса $\pi^- p \rightarrow \eta n$ в околопороговой области такова, что в лабораторной системе координат все нейтроны испускаются вперед, в относительно узком конусе. Максимальный угол вылета нейтронов увеличивается по мере роста импульса налетающих пионов, при этом большая часть нейтронов испускается под углами, близкими к максимально возможному. Другая специфическая особенность этого процесса – каждому углу вылета нейтрона в лаб. системе θ_n^{lab} отвечают два угла в системе центра масс (один соответствует вылету нейтрона в переднюю, а другой – вылету в заднюю полусферу в с.ц.м.). Это означает, что под заданным углом θ_n^{lab} детектируются две группы нейтронов с различными энергиями.

В околопороговой области образование η-мезонов происходит только в S-состоянии. В этом предположении число детектируемых нейтронов определяется выражением:

$$N = N_\pi N_p \varepsilon_n \sigma_{tot} A_n \quad , \tag{1}$$

где N_π – число падающих пионов; N_p – число протонов в мишени (1/см^2); ε_n – эффективность нейтронных счетчиков; σ_{tot} – полное сечение процесса; A_n – угловой аксептанс (т.е. доля полного телесного угла в с.ц.м., охватываемая детектором). Очевидно, что произведение двух функций, одна из которых, σ_{tot}, резко увеличивается с ростом импульса, а другая, A_n, уменьшается, дает зависимость, характеризующуюся наличием пика. Для условий реального эксперимента эта зависимость должна быть усреднена с учетом импульсного распределения частиц в пучке.

Эксперимент по измерению выходов реакции $\pi^- p \rightarrow \eta n$ [1] был выполнен на пи-мезонном канале синхроциклотрона ПИЯФ. Работа выполнялась российско-американской коллаборацией, в которую входили помимо физиков ПИЯФ ученые Калифорнийского университета в Лос-Анжелесе и Абилинского христианского университета (США). Схема экспериментальной установки представлена на рис.1.

В эксперименте использовалась жидководородная мишень вакуумного типа. Водородный контейнер имеет вид вертикального цилиндра высотой 12 см и диаметром 10 см, толщина стенок 100 мкм алюминия. Ожижение водорода в контейнере осуществляется путем его охлаждения жидким гелием.

Детекторы нейтронов были спроектированы и изготовлены в Калифорнийском Университете в Лос-Анжелесе. Детектор состоит из трех плотно прилегающих друг к другу сцинтилляционных блоков, имеющих размеры 25.4 см $\times$ 25.4 см $\times$ 8.9 см (последний размер – ширина). Каждый блок просматривается двумя ФЭУ, включаемыми на совпадение. Длина сцинтиллятора достаточна, чтобы обеспечить эффективность регистрации нейтронов на уровне не меньше 0.2. Детекторы были предварительно прокалиброваны с помощью "меченых" нейтронов от реакции $\pi^- d \rightarrow nn$ с энергией от 83 до 290 МэВ; ошибка в определении эффективности составляет ± 0.007.

Для уменьшения уровня фона, обусловленного нейтронами от многочастичных реакций типа $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ или $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 n$ мишень окружена вето-счетчиками, перекрывающими телесный угол приблизительно 1.5 ср. Срабатывание любого из этих счетчиков, вызванное прохождением через сцинтиллятор заряженного пиона от указанных выше реакций, формирует сигнал запрета на запуск установки.

Полный импульсный захват пионного канала ПИЯФ составляет $\Delta p/p = 6\%$ (полная ширина на полувысоте). Поскольку вблизи порога полное сечение исследуемого процес-

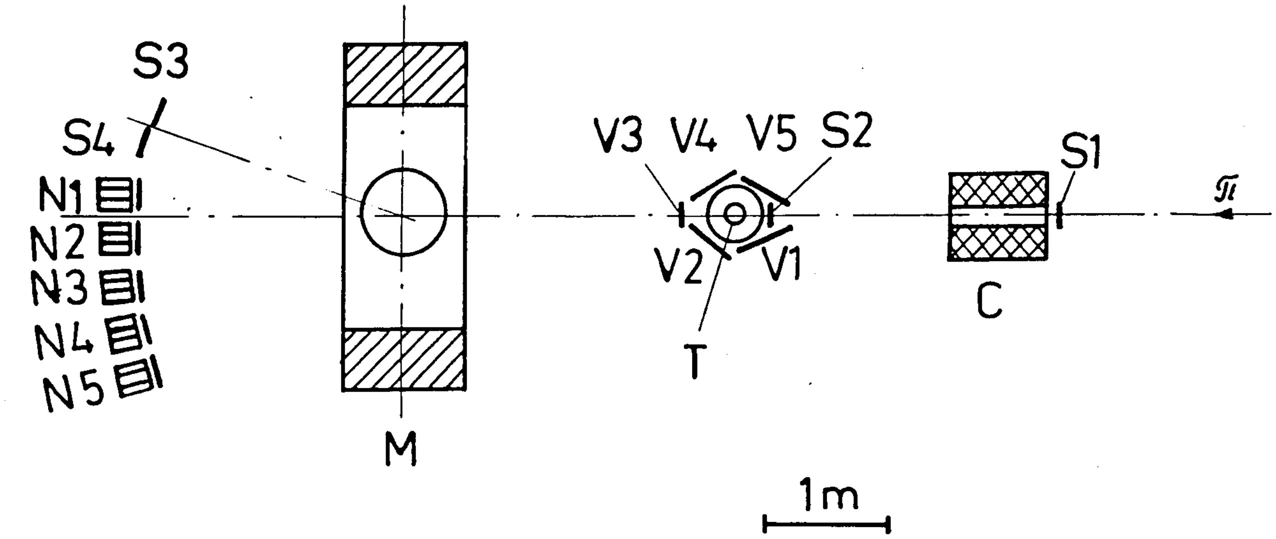

Рис.1. Схема экспериментальной установки. T –жидководородная мишень; N1÷N4 – нейтронные детекторы; S1, S2 – мониторные счетчики; S3, S4, V3 – счетчики антисовпадений на отклоненном пучке пионов; V1, V2, V4, V5 – счетчики антисовпадений вокруг мишени; M – отклоняющий магнит.

са быстро растет с импульсом, желательно при проведении измерений разбить весь захватываемый диапазон импульсов на несколько более узких интервалов. С этой целью в дисперсной плоскости в средней части канала был помещен годоскоп из восьми узких вертикальных сцинтилляционных счетчиков (на рисунке не показаны). Импульсный интервал, выделяемый каждым из этих счетчиков, составляет $\simeq$1.5%.

При проведении данного эксперимента импульсный захват пионного канала был уменьшен путем помещения 4-см импульсного коллиматора в дисперсной части канала, перед годоскопом пучковых счетчиков. Иными словами, были задействованы только два ближайшие к оси пучка счетчика этого годоскопа (H4 и H5).

Измерения выполнены при значениях центрального импульса пучка пионов 670, 680, 690, 695, 700 и 710 МэВ/с. Для каждого импульса набор данных производился одновременно в двух импульсных интервалах, соответствующих пучковым счетчикам H4 и H5.

Выходы реакции образования η-мезонов определялись путем детектирования образующихся нейтронов. Выделение нейтронов, возникающих именно в результате реакции $\pi^- p \to \eta n$, осуществлялось путем измерения их времени пролета на базе между мониторным счетчиком (расположенным непосредственно перед мишенью) и соответствующим детектором нейтронов. Пример времяпролетного спектра приведен на рис.2; число нейтронов нормировано на один падающий пион. Четко виден мощный пик, вызванный попаданием в детектор γ–квантов от распада образующихся π^0- и η-мезонов; для удобства дальнейшей обработки шкала по оси абсцисс смещена таким образом, чтобы начало отсчета совпадало с этим пиком. Второй пик обусловлен нейтронами, образующимися в реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$, третий и четвертый – нейтронами, испускаемыми в реакции $\pi^- p \to \eta n$ в переднюю и заднюю полусферу в с.ц.м. Довольно значительная непрерывная фоновая подложка под η-пиками обусловлена нейтронами, возникшими в таких реакциях как $\pi^- p \to \pi^0 \pi^0 n$, $\pi^- p \to \pi^+ \pi^- n$ и т.п. Для того, чтобы определить число "хороших" событий, связанных с

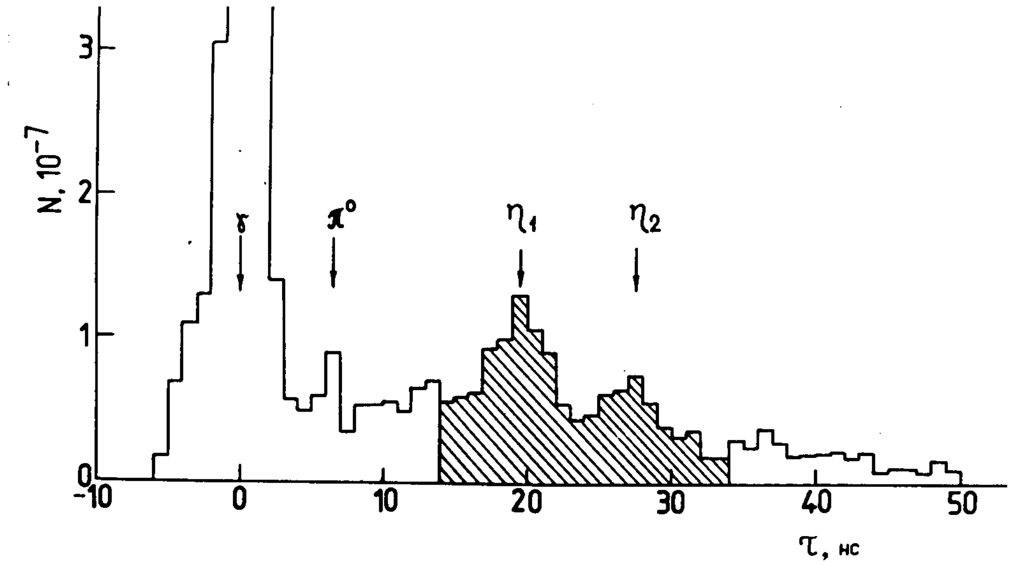

Рис.2. Времяпролетный спектр, зарегистрированный одним из нейтронных счетчиков.

изучаемым процессом образования η-мезонов, необходимо эту подложку вычесть.

Мы использовали упрощенный алгоритм обработки, а именно: вместо определения числа "хороших" событий (т.е. площадей под η-пиками на рис.2) мы вычисляли полное число событий N_w во времяпролетном "окне" от 14 до 34 нс, захватывающем оба η-пика, и откладывали затем значение N_w как функцию импульса налетающего пиона. Полученная зависимость представляет собой сумму кривой выхода η-мезонов и пьедестала за счет реакций рождения пионов ($\pi^- p \to \pi^0 \pi^0 n$ и т.п.). Форма этого пьедестала в сравнительно небольшом исследуемом интервале импульсов может быть аппроксимирована прямой линией, наклон которой определяется из анализа участков времяпролетных спектров, находящихся вдали от η-пиков. После вычитания этого пьедестала мы получим кривые выхода реакции $\pi^- p \to \eta n$, представленные на рис.3. Приведенные ошибки представляют собой квадратичную сумму статистической погрешности и систематической ошибки, связанной с процедурой вычитания пьедестала. Максимумы кривых выхода при увеличении угла смещаются в сторону бо́льших импульсов – если при $\theta_n^{lab} = 0.9°$ этот максимум приходится на $P \simeq 690$ МэВ/с, то при $\theta_n^{lab} = 10.5°$ он соответствует $P \simeq 710$ МэВ/с.

Кривыми на рис.3 показаны результаты расчетов по формуле (1). Входящая в эту формулу величина углового аксептанса A_n получена с помощью моделирования по Монте Карло, учитывающего реальную геометрию эксперимента и измеренные пространственные характеристики пучка; значение массы η-мезона M = 547.45 МэВ/с^2 было взято из последних таблиц Particle Data Group. В расчетах использовалась в качестве первого приближения зависимость полного сечения от импульса $\sigma_{tot}(p)$, полученная путем аппроксимации имеющихся экспериментальных данных в предположении, что процесс $\pi^- p \to \eta n$ идет через возбуждение $S_{11}(1535)$-резонанса. Расчетные зависимости нормированы на экспериментальные данные в максимумах кривых. Как можно видеть, расчет хорошо описывает форму кривых выхода для всех углов. Это согласие свидетельствует о том, что экспериментальные результаты ПИЯФ согласуются с вышеприведенным значением массы η-мезона, а использованная аппроксимация $\sigma_{tot}(p)$ адекватно отражает реальную зависимость сечения от импульса. С другой стороны, хорошее согласие между расчетом и экспериментом подтверждает правильность абсолютной калибровки импульсной шкалы пи-мезонного канала – сдвиг расчетной кривой относительно экспериментально измеренной зависимости не превышает 0.5% (3.5 МэВ/c), что находится в пределах точности проведенной ранее калибровки импульсной шкалы канала [2].

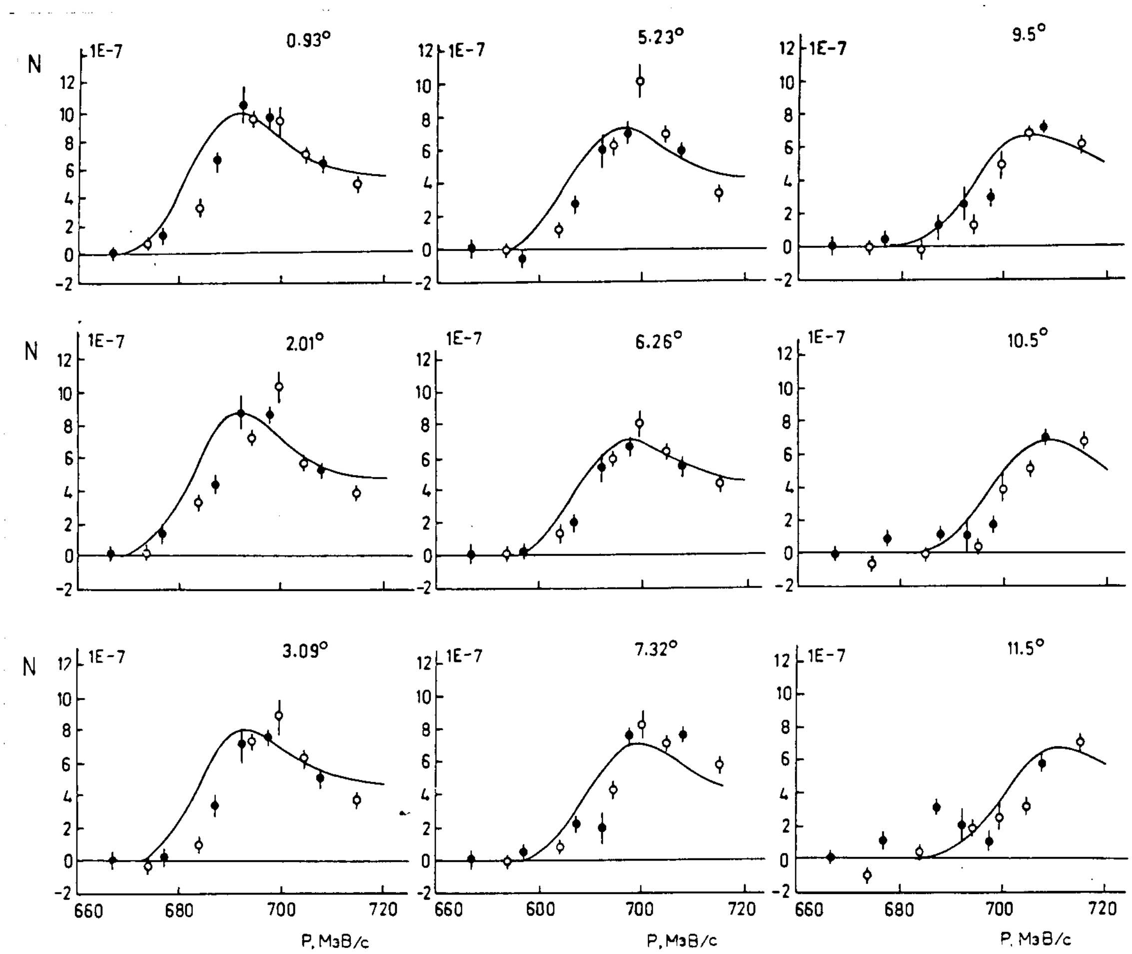

Рис.3. Выходы реакции $\pi^- p \to \eta n$ для различных углов вылета нейтронов.

Измерение сечений $\pi^- p$-рассеяния с перезарядкой в области порога рождения η-мезона

Следующий этап программы – измерение дифференциальных сечений $\pi^- p$-рассеяния с перезарядкой в диапазоне импульсов от 415 до 725 МэВ/c. Одна из основных целей этого цикла экспериментов – исследование пороговых аномалий в реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$ в области порога образования η-мезона. Открывание нового неупругого канала $\pi^- p \to \eta n$ должно приводить к появлению изломов в зависимости дифференциальных сечений реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$ от импульса. Детальное измерение характера этой зависимости в области вблизи порога рождения η-мезона позволит произвести прямое восстановление амплитуды

$\pi^- p$-рассеяния с перезарядкой в точке, соответствующей порогу ($P = 685$ МэВ/с). Сравнение величины этой амплитуды с той, которая извлекается из экспериментальных данных с помощью фазового анализа, послужит хорошим тестом корректности процедуры анализа и справедливости использованных при его проведении предположений и приближений.

Анализ времяпролетных спектров (рис.2) показывает, что нейтроны от реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$ проявляются на них в виде пика, расположенного на довольно значительной фоновой подложке, и вычитание этой подложки приводит к большой систематической ошибке при определении числа нейтронов, образовавшихся в результате такой реакции. Чтобы уменьшить эту ошибку, было решено детектировать нейтрон на совпадение с одним из γ-квантов от распада $\pi^0 \to 2\gamma$. Эффект $n\gamma$-совпадений наглядно иллюстрируется рис.4, где представлен исходный времяпролетный спектр и показано, как он изменяется при регистрации нейтрона на совпадение с γ–квантом. Видно, что первый мощный пик и фоновая подложка существенно подавляются, а нейтроны от реакции перезарядки выделяются очень четко. [1]

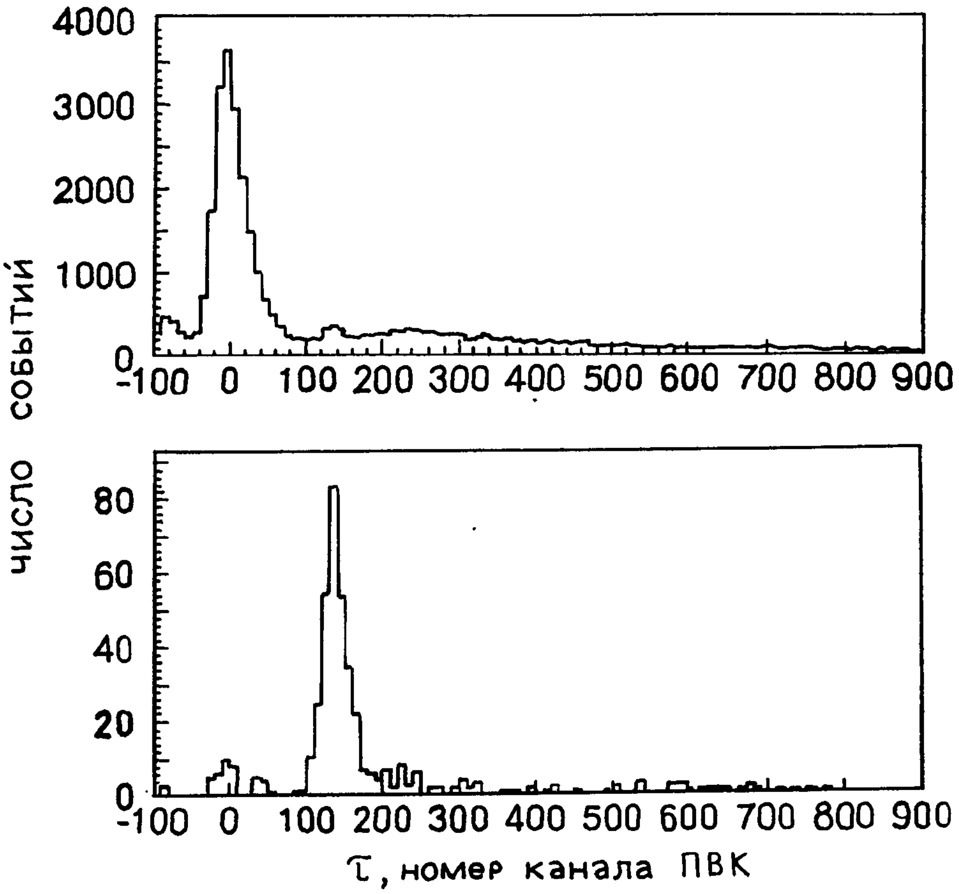

Рис.4. Времяпролетные спектры нейтронов до (вверху) и после (внизу) включения $n\gamma$-совпадений.

[1]Следует обратить внимание на различные шкалы по оси ординат на верхнем и на нижнем рисунках

Схема экспериментальной установки показана на рис.5. Расположение детекторов нейтронов в первом цикле измерений такое же, как в предыдущем эксперименте, тем самым измеряется сечение $\pi^- p$-рассеяния с перезарядкой в заднюю полусферу, для углов от 150° до 180° в с.ц.м. Детекторы γ-квантов размещаются под углами, кинематически сопряженными по отношению к детекторам нейтронов. В качестве гамма-детекторов используются два типа электромагнитных калориметров полного поглощения. Первый состоит из восьми (4×2) черенковских спектрометров, изготовленных из блоков свинцового стекла типа SF-5 размерами 15 см × 15 см × 35 см каждый (последний размер – толщина), второй – из шестнадцати (4×4) кристаллов CsI(Na) размерами 6 см × 6 см × 30 см каждый. Перед калорі ... щию заряже...

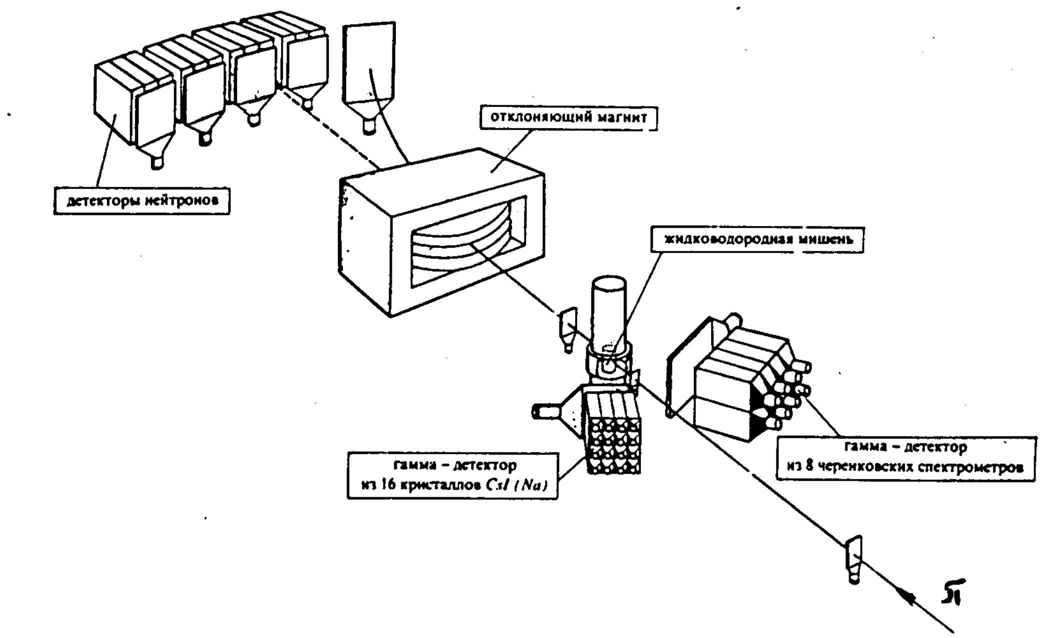

Рис.5. Схематическое изображение экспериментальной установки.

После того, как в результате эксперимента измерено число $n\gamma$-совпадений $N_{n\gamma}$, величина дифференциального сечения реакции $\pi^- p \to \pi^0 n$ в системе центра масс может быть определена с помощью соотношения

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{n\gamma}}{N_\pi N_p \Delta\Omega_n^{lab} J_n \varepsilon_n F_\gamma} \quad , \tag{2}$$

где N_π – число пионов, прошедших через водородную мишень за время эксперимента; N_p – число протонов в мишени (1/см^2); $\Delta\Omega_n^{lab}$ – телесный угол в лаб. системе, захватываемый детектором нейтронов; J_n – нейтронный якобиан; ε_n – эффективность детектора нейтронов. Коэффициент F_γ обозначает, какую долю всех γ-квантов от распада π^0-мезонов, кинематически сопряженных с нейтронами в телесном угле $\Delta\Omega_n^{lab}$, регистрирует гамма-детектор; этот коэффициент определяется путем моделирования по Монте Карло с учетом точной геометрии эксперимента, пространственных характеристик пучка падающих пионов, энергетического разрешения и порога регистрации гамма-детекторов.

Чтобы предотвратить вклад от рассеяния на мониторном счетчике и конструктивных элементах мишени, при каждом из импульсов измерения выполняются как для заполненной водородом, так и для пустой мишени, и затем производится поканальное вычитание соответствующих времяпролетных спектров – после нормировки на один падающий пион.

Предварительные результаты обработки данных, полученных в первых циклах измерений [3], представлены на рис.6; приведены только статистические погрешности. Некоторые нарушения монотонности измеренной зависимости $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$ от импульса , наблюдающиеся в области образования η-мезона (685 МэВ/с), являются отражением пороговых аномалий, упомянутых в начале раздела. Для детального исследования этого эффекта нужны измерения с более высоким разрешением по импульсу налетающих пионов.

Кривыми на рис.6 показаны предсказания фазового анализа ПИЯФ-94 [4], в котором эти данные не использовались. Видно, что в целом фазовый анализ правильно описывает характер измеренной зависимости сечения от импульса, хотя и имеются существенные расхожде

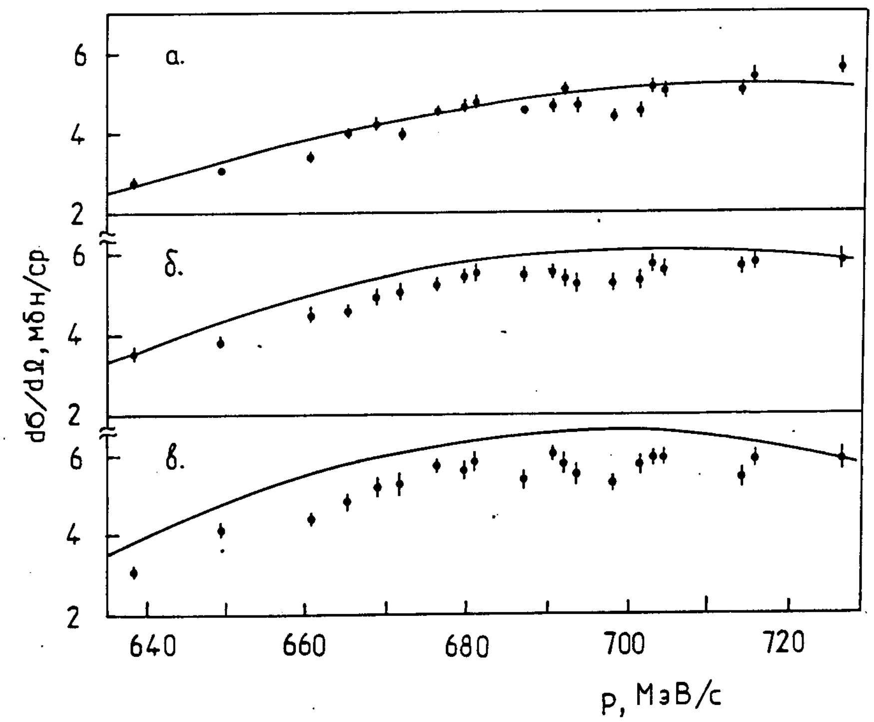

Рис.6. Предварительные результаты измерения дифференциальных сечений $\pi^- p$-рассеяния с перезарядкой для следующих углов в с.ц.м.: а) 157°; б) 166°; в) 177.5°. Кривыми показаны предсказания фазового анализа ПИЯФ–94.

Полученные точные значения дифференциальных сечений $\pi^- p$-рассеяния с перезарядкой позволят – помимо исследования пороговых аномалий – количественно оценить эффект зарядового расщепления в P_{33}-фазе. Такое расщепление впервые было обнаружено в результате фазового анализа ПИЯФ-94 [4], однако препятствием для его детального анализа служит недостаточная точность определения P_{33}-фаз для $\pi^- p$-рассеяния, что, в свою очередь, связано в основном с отсутствием точных экспериментальных данных по сечениям $\pi^- p$-рассеяния с перезарядкой. Кроме того, из измеренных импульсных зависимостей сечения впервые будут извлечены данные о пороговых аномалиях в $\pi^- p$-рассеянии с перезарядкой и о величине амплитуды этой реакции при импульсе, соответствующем порогу образования η-мезона.

Разработка η-спектрометра

Исследование процессов образования η-мезонов на ядрах требует создания детектора нового типа – η-спектрометра, позволяющего не только регистрировать η–мезон, но и определять его энергию с высокой точностью. Принцип действия η-спектрометра – измерение энергий E_1 и E_2 двух γ–квантов, образующихся при распаде $\eta \rightarrow 2\gamma$, и угла их разлета ψ. После того, как эти величины измерены, кинетическая энергия η-мезона может быть определена с помощью соотношения

$$E_\eta = \left[\frac{(2mc^2)^2}{(1-\psi)(1-X^2)}\right]^{1/2} - mc^2 \quad , \tag{3}$$

где m – масса η-мезона, а величина $X = (E_1 - E_2)/(E_1 + E_2)$ характеризует распределение энергии между двумя γ-квантами. Можно показать, что в случае симметричного разлета γ-квантов ($X \leq 0.1$) для определения энергии η-мезона с точностью масштаба 1-2 МэВ необходимо энергетическое разрешение для γ-квантов $\Delta E/E \simeq 10\%$ и угловая точность $\Delta\psi \simeq 5$мрад. В ПИЯФ изготовлен прототип η–спектрометра, состоящий из двух калориметров по 16 кристаллов CsI(Na) – в конфигурации (4×4) – в каждом. Размер отдельного кристалла – 6 см × 6 см × 30 см.

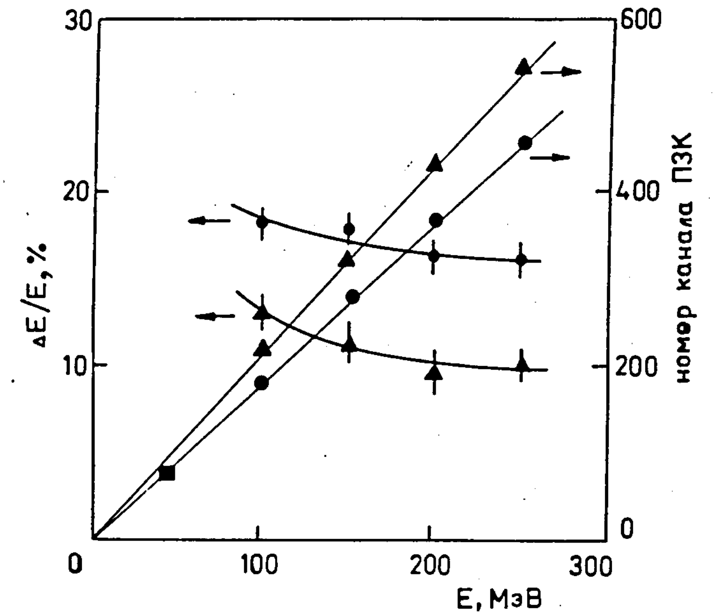

Рис.7. Положение пика в амплитудном спектре (прямые линии) и величина энергетического разрешения (кривые) в зависимости от энергии падающих на калориметр электронов. Данные для центрального счетчика показаны кружка́ми, результаты, полученные суммированием сигналов с девяти кристаллов, – треугольниками. Приведено также (квадрат) положение пика, отвечающего космическим мюонам

Выполнена энергетическая калибровка калориметров с использованием пучка электронов различных энергий [5], результаты показаны на рис.7. Видно, что величина энергетического разрешения $\Delta E/E$ (полная ширина на полувысоте) для отдельного кристалла меняется от 18% до 16% при возрастании энергии электронов от 100 до 250 МэВ; для кластера из 9 кристаллов величина $\Delta E/E$ равна 13% и 10%, соответственно.

Отработана методика энергетической выстройки модулей CsI(Na) друг относительно друга с использованием космических мюонов. При прохождении этих релятивистских частиц через кристалл CsI(Na) они выделяют в нем энергию приблизительно 40 МэВ, образуя в амплитудном спектре четко фиксированную линию. Процедура выстройки заключается в том, что напряжения на ФЭУ подбираются таким образом, чтобы для всех кристаллов эта линия находилась примерно в одном и том же канале амплитудного спектра. В дальнейшем линия, обусловленная космическими мюонами, используется для контроля за долговременной стабильностью отдельных счетчиков CsI(Na) во время экспериментов.

Описанный выше η-спектрометр предназначен для детектирования нейтральных частиц, которые распадаются на два γ-кванта. Для регистрации процессов типа $\pi^- p \to \pi^0\pi^0 n$, $\pi^- p \to \pi^0 \eta n$ и других, связанных с образованием трех, четырех и бо́льшего числа γ-квантов, необходим детектор с угловым аксептансом, близким к 4π. Эти реакции планируется изучать в Брукхэйвенской национальной лаборатории (США) с использованием детектора Crystal Ball.

Список литературы

[1] *I.V.Lopatin, V.V.Abaev, V.S.Bekrenev, E.A.Filimonov, A.B.Gridnev, M.R.Kan, N.G.Kozlenko, S.P.Kruglov, L.V.Lapochkina, A.Yu.Majorov, A.B.Starostin, V.V.Sumachev, B.M.K.Nefkens, J.W.Price, D.B.White, R.M.Clajus,M.E.Sadler, L.D.Isenhower, S.E.Garner, J.R.Phillips, J.A.Redmon.* Proc. Int. Conf. on Physics with GeV–particle Beams, 22 – 25 August 1994, Jülich, Germany, World Scientific, P.120.

[2] *В.А.Гордеев, А.Б.Гриднев, В.П.Коптев, С.П.Круглов, Л.А.Кузьмин, И.В.Лопатин.* // ПТЭ, 1976. Вып.2. С.25.

[3] *I.V.Lopatin, V.V.Abaev, V.S.Bekrenev, E.A.Filimonov, A.B.Gridnev, M.R.Kan, N.G.Kozlenko, S.P.Kruglov, L.V.Lapochkina, A.Yu.Majorov, D.V.Novinsky, A.B.Starostin, V.V.Sumachev, B.M.K.Nefkens, J.W.Price, D.B.White, R.M.Clajus, M.E.Sadler, L.D.Isenhower, S.E.Garner, J.R.Phillips, J.A.Redmon.* // Few Body Systems Suppl., 1995. V.9. P.241.

[4] *V.V.Abaev and S.P.Kruglov.* // Z.Phys., 1995. V.A352. P.85.

[5] *В.С.Бекренев, С.П.Круглов, И.В.Лопатин, А.Б.Старостин, Е.А.Филимонов.* Препринт ПИЯФ–1982, Гатчина, 1994. 28с.