

С 346

Л-932



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.Л. Любимов

1 - 3524

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ
ПИОН- НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна, 1967

А.Л. Любимов

1 - 3524

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ
ПИОН- НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени доктора физико-математических наук

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В основу диссертации легли некоторые из экспериментальных работ, выполненных на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований с участием автора группой, руководителем которой являлся автор. Это опыты по измерению полных сечений взаимодействия π^- -мезонов с протонами $\sigma_t(\pi^- p)$, изложенные во второй части диссертации, и опыты по измерению дифференциальных сечений упругого рассеяния назад π^+ -мезонов на протонах, изложенные в третьей части.

При постановке и проведении этих опытов мы стремились получать точные количественные данные о величинах, являющихся существенными характеристиками пион-нуклонного взаимодействия, и их энергетической зависимости. Это позволило установить ряд качественных особенностей исследуемых процессов.

Подробное описание использованной экспериментальной аппаратуры в диссертации не приводится. В первой части диссертации излагаются некоторые методические разработки (первые пороговые и дифференциальный газовые черенковские счетчики, а также некоторые работы по искровым камерам).

В диссертацию включены также некоторые из работ автора, не связанные с опытами на синхрофазотроне. В одной из этих работ было показано наличие феноменологической связи между зависимостями от энергии полных сечений взаимодействия и наклона дифракционных кривых. Другая работа содержала замечания по поводу использования модели кваркового обмена для объяснения пиков в рассеянии назад, и применение к этому процессу гипотезы аддитивности кварк-кварковых амплитуд. Эти работы изложены при обсуждении экспериментальных результатов соответственно во второй и третьей частях диссертации. В диссертации приведены также результаты некоторых работ автора, без подробного изложения самих работ. Это замечание о квантовых числах Y_1^* (1385), в кото-

ром указывалось, что, исходя из совокупности экспериментальных данных, этому резонансу следует приписать спин-четность $3/2^+$, а не $1/2^-$, как это было сделано в некоторых работах; установление эмпирических закономерностей, касающихся масс и квантовых чисел гиперонных резонансов со странностью $S = -1$, а также результаты выполненного совместно с группой сотрудииков измерения доли антипротонов в пучках π^- -мезонов от синхрофазотрона.

При обсуждении экспериментальных результатов в главе III второй части и в § 3 главы II и § 3 главы III третьей части диссертации приведено сопоставление полученных данных с некоторыми следствиями из теоретических и модельных представлений, относящихся к сильным взаимодействиям.

В диссертации изложены работы, выполнявшиеся в течение ряда лет. Попытка вместить их в рамки одной диссертации неизбежно связана с существенными трудностями вследствие необыкновенно быстрого развития экспериментальной, а также и теоретической физики элементарных частиц.

1 .

1. Разделение по скоростям быстрых заряженных частиц ($\beta \approx 1$) черенковскими счетчиками, использующими зависимость порога или угла черенковского излучения от скорости частиц, возможно только в том случае, если показатель преломления среды n близок к единице. Этому условию удовлетворяют только газовые среды. Поэтому с самого начала подготовки опытов на пучках синхрофазотрона, в 1956 году, мы начали разрабатывать газовые черенковские счетчики.

Сперва было проведено исследование работы порогового газового черенковского счетчика (ПГЧС) на макете (счетчик C_1). Измерения со счетчиком C_1 производились на синхротроне ОИЯИ в пучке π^+ -мезонов с энергией 300 Мэв. Затем был разработан ПГЧС с существенно лучшим коэффициентом светосбора, (счетчик C_2), в котором черенковское излучение собиралось на фотоумножитель, размещенный вне пучка частиц, с помощью наклонного параболического зеркала. Счетчик C_2 , как и все последующие счетчики, испытывался на пучках синхрофазотрона. В ПГЧС C_3 использовалось наклонное сфе-

рическое зеркало и была существенно улучшена конструкция. В результате исследования работы этих счетчиков была показана возможность использования ПГЧС для выделения с хорошей эффективностью редких частиц на большом фоне других частиц (например, π -мезонов на фоне протонов и μ -мезонов на фоне π -мезонов и протонов). Было показано, что основным источником подсчета частиц ниже порога их регистрации является счет δ -электронов и предложено использование для наполнения газовых черенковских счетчиков газов с максимальным значением рефракции n , дающих наименьшую плотность при заданной величине n .

Был разработан и применен метод точного определения импульса частиц пучка P_0 по кривой зависимости эффективности ПГЧС (ϵ) от давления газа в счетчиках. При небольших давлениях и плотностях величина $\ln(1-\epsilon)$ линейно зависит от давления. Линейной экстраполяцией $\ln(1-\epsilon)$ к нулю находится пороговое давление, а по нему определяется пороговое значение

$$n_{\text{пор}} = \frac{1}{\beta}. \text{Тогда}$$

$$P_0 = \frac{M}{\sqrt{n_{\text{пор}}^2 - 1}},$$

где M - масса частиц, регистрируемых счетчиком.

Исследование и разработка ПГЧС были первыми работами в этом направлении в Советском Союзе. Проведенные исследования работы ПГЧС легли в основу разработки дальнейших пороговых газовых черенковских счетчиков, использованных в опытах на синхрофазотроне. В этих дальнейших разработках была также сохранена основная характерная особенность счетчика C_3 - применение наклонного сферического зеркала для собирания черенковского излучения на ФЭУ.

2. С уменьшением угла θ улучшается разрешение черенковского счетчика по скоростям. $\frac{d\beta}{\beta} = \frac{1}{\beta} d\beta = \frac{1}{\beta} \frac{d}{d\theta} \theta = (n^2 \beta^2 - 1)^{-1/2} d\theta$, но уменьшается интенсивность излучения, пропорциональная $\sin^2 \theta$. Поэтому при разработке дифференциального газового черенковского счетчика (ДГЧС) должен быть выбран оптимальный угол θ .

Оптическая система с фокусным расстоянием l собирает черенковское излучение проанализированного по импульсу пучка, состоящего из частиц разных

масс, в ряд концентрических колец с радиусами $r_i = f \operatorname{tg} \theta_i$ (θ_i — угол черенковского излучения частиц массы M_i) и ширинами $\Delta \theta_i$.

Разделение по массам частиц в таком пучке с помощью ДГЧС осуществляется тем, что на фотокатод ФЭУ собирается свет только от одного кольца.

С точки зрения геометрической оптики получение "изображения" пучка по черенковскому излучению частиц сходно с задачей получения изображения в астрономических телескопах (различие состоит в основном в величине поля зрения и в допустимых величинах аберраций). Поэтому для первого ДГЧС, предназначавшегося для выделения К-мезонов в пучках синхрофазотрона ОИЯИ, нами была предложена и рассчитана оптическая схема, использующая принцип, на котором основана одна из простых зеркальных систем астрономических телескопов, телескопа Ломоносова-Гершеля, не содержащая элементов, экранящих пучок света, и наиболее простая в изготовлении. В ДГЧС было использовано наклонное сферическое зеркало, фокусирующее черенковское излучение на кольцевую диафрагму, через которую это излучение попадает на фотоумножитель, расположенный вне пучка частиц так, что плоскость фотокатода перпендикулярна этому пучку. Для выбранного угла $\theta = 4^\circ$ аберрации оптической системы ДГЧС были достаточно малы, чтобы позволить отделять К-мезоны от π -мезонов при энергиях пучков синхрофазотрона. Юстировка оптики ДГЧС производилась с помощью специального коллиматора.

Разрешение по скоростям 2^x ДГЧС указанного типа было доведено до величины $\frac{\Delta \beta}{\beta} = 5 \cdot 10^{-4}$. Созданные в 1959 году, эти ДГЧС, первые в Советском Союзе, были использованы в ряде опытов на синхрофазотроне. Разработка ДГЧС с зеркальной оптикой велась нами одновременно и независимо от сходных разработок за рубежом.

3. В 1957 году нами были начаты работы по созданию искровой камеры на основе разработанного в ФИАНе искрового счетчика диаметром 50 мм с зазором 1 мм, наполнявшегося смесью аргона с эфиром. Для подачи импульсного высокого напряжения был разработан малоинерционный генератор, использующий водородный тиратрон ТГИ1-90/8. Амплитуда импульса высокого напряжения была ≈ 3 кВ, постоянная времени нарастания $\approx 0,1$ мксек.

Искровая камера исследовалась сперва в импульсном "неуправляемом" режиме, когда генератор импульсов высокого напряжения запускался релакса-

ционной схемой, и производился счет искр в присутствии и отсутствии источника ионизации (Co^{60}). При различных соотношениях величин импульсного и постоянного напряжения были получены счетные характеристики, свидетельствующие о высокой эффективности камеры при импульсной подаче высокого напряжения.

Затем был осуществлен запуск искровой камеры телескопом сцинтилляционных счетчиков. Было установлено существование двух рабочих областей работы камеры: при малых очищающих полях и при очищающих полях, близких к напряжению пробоя. Эффективность искровой камеры в управляемом режиме была около 40%. Это, по-видимому, объясняется тем, что при малой величине зазора значительная часть первичных электронов убиралась передним фронтом высоковольтного импульса прежде, чем возникали условия для образования разряда.

Созданная управляемая искровая камера была одной из первых. К сожалению, в 1958 году эта работа, по независящим от нас причинам, была прекращена.

Первым опытом на синхрофазотроне, в котором использовались искровые камеры, было измерение сечений упругого $\pi^+ p$ -рассеяния на 180° . Для этого опыта были разработаны искровые камеры с 5-8 промежутками по 11-22 мм. Герметизированные корпуса камер склеивались из оргстекла, электроды вставлялись в пазы в стенках корпуса. Высоковольтный отсек, включавший искровой разрядник, монтировался на одной из боковых стенок камеры.

Характеристики искровых камер снимались через разное время после их наполнения для определения времени "старения" газа в камере. В дальнейшем при проведении эксперимента газ очищался через 12-20 часов многократной прогонкой через активированный уголь, охлаждаемый жидким азотом.

В первых опытах в качестве рабочего газа использовался неон "особой чистоты". В результате проведенных опытов была установлена возможность замены неона смесью 75% Ne + 25% He, которая может быть получена в качестве побочного продукта при производстве жидкого азота.

В опыте на синхрофазотроне искровые камеры работали в тяжелых фоновых условиях (до $\approx 10^6$ частиц/сек), при этом условия эксперимента требовали регистрации с высокой эффективностью одной или двух частиц в одной камере. Поэтому были произведены количественные исследования эффективности камеры к регистрации нескольких одновременных и разновременных частиц. Было показано,

что следы подлежащих регистрации частиц ("запускающие частицы") могут "поедаться" следами фоновых частиц и была измерена вероятность этого "поедания" следа в зависимости от момента прохождения фоновой частицы через камеру, определенного с помощью осциллографа. Влияние фоновых частиц на эффективность регистрации запускающей частицы тем сильнее, чем больше интервал времени между прохождением запускающей и фоновых частиц (если фоновая частица проходит до подачи высоковольтного импульса). Исходя из предположительного механизма этого явления был высказан ряд общих рекомендаций по повышению эффективности искровых камер с небольшими зазорами, работающих в тяжелых фоновых условиях.

II

В 1960-61 г.г., когда отсутствовали систематические данные о величинах $\sigma_t(\pi^-p)$ при энергиях выше 2 Гэв, нами было произведено измерение $\sigma_t(\pi^-p)$ в интервале импульсов 3,4-9,2 Гэв/с.

Измерения полных сечений взаимодействия проводились методом ослабления пучка в условиях хорошей геометрии.

Было осуществлено 2 постановки опыта. Сечения для импульсов 3,4, 3,9 и 4,9 Гэв/с измерялись с использованием жидководородной мишени длиной 168 см. В измерениях сечений для импульсов 7,8, 8,4 и 9,2 Гэв/с, проводившихся несколько раньше и на другом пучке, определялась разность ослабления пучка π^- -мезонов полиэтиленовым и графитовым поглотителями, содержание углерода в которых было одинаковым. Измерение ослабления пучка производилось для нескольких телесных углов.

Импульс частиц в пучке определялся пороговым газовым черенковским счетчиком C_3 методом, указанным выше.

Поправка на кулоновское рассеяние была измерена экспериментально по ослаблению пучка π^- -мезонов свинцовым поглотителем, эквивалентным водороду в мишени с точки зрения кулоновского рассеяния, т.е. имеющим ту же толщину в t -единицах.

Определение содержания μ^- -мезонов в пучке π^- -мезонов было сделано с помощью ослабления пучка за счет ядерного взаимодействия π^- -мезонов.

Результаты измерений экстраполировались к нулевому телесному углу методом регрессионного анализа.

Определенные таким способом величины $\sigma_t(\pi^-p)$ приведены в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

Р Гэв/с	$\sigma_t(\pi^-p)$ мбн.
3,4	$31,3 \pm 0,6$
3,9	$30,5 \pm 0,4$
4,9	$29,7 \pm 0,4$
7,0	$28,2 \pm 1,0$
8,4	$28,7 \pm 2,3$
9,2	25 ± 4

Полученные в результате наших измерений величины полных сечений взаимодействия π^- -мезонов с протонами хорошо согласуются с измерениями, выполненными одновременно или позже в других лабораториях. Если представить зависимость измеренных нами величин $\sigma_t(\pi^-p)$ от энергии в виде:

$$\sigma_t = A + B y^{-1},$$

где

$$y = \frac{E_\pi}{M_\pi},$$

что достаточно хорошо удовлетворяет экспериментальным результатам, а также оправдано с точки зрения модели полюсов Редже, то коэффициенты А и В имеют следующие значения:

$$A = (25,7 \pm 1,4) \text{ мбн.}, \quad B = (135 \pm 41) \text{ мбн.}$$

Вероятность того, что сечение остается постоянным или возрастает с ростом энергии в измеряемом интервале (то есть, что $B \leq 0$) составляет величину порядка 10^{-3} . Таким образом, в результате эксперимента было установлено убывание с ростом энергии полных сечений взаимодействия π^- -мезонов с

протонами при высоких энергиях (> 3 Гэв), где было принято считать эти сечения постоянными, достигшими асимптотического предела. Аналогичный результат был одновременно и независимо получен в ЦЕРНе^{/1/}.

Установление убывания величин $\sigma_i(\pi p)$ при высоких энергиях весьма существенно для теорий и моделей сильного взаимодействия, описывающих поведение сечений в области высоких энергий, а также устанавливающих связь между величинами сечений различных процессов, в том числе асимптотическими.

Это прежде всего модель полюсов Редже, а также кварковая модель, унитарные симметрии и т.д. В диссертации рассматриваются некоторые следствия для этих моделей, вытекающие из факта убывания полных сечений взаимодействия π -мезонов с нуклонами при высоких энергиях.

Проведенный анализ полученных экспериментальных данных показал, что энергетическая зависимость полных сечений πp -взаимодействия может быть описана с помощью трех полюсов Редже лишь при энергиях выше 4 Гэв.

Нами была установлена эмпирическая зависимость, связывающая изменения с энергией величин полных сечений взаимодействия и наклона дифракционных кривых pp , $\bar{p}p$, $\pi^{\pm}p$ и $K^{\pm}p$ -рассеяния.

Оказалось возможным зависимость от энергии параметра b , определяющего наклон дифракционной кривой, ($\frac{d\sigma}{dt} = A \exp bt$) выразить формулой

$$b(s) = 2\beta' [\ln s + k \sigma_i(s)].$$

При одном значении параметра β' , выбранном для всех перечисленных процессов, получается количественно достаточно хорошо согласующаяся с экспериментальными данными зависимость $b = b(s)$ (сужение дифракционного конуса для pp и $k^{\pm}p$ -рассеяния, расширение для $\bar{p}p$ -рассеяния и т.д.).

III .

1. Упругое пион-нуклонное рассеяние является простейшим процессом сильного взаимодействия и поэтому исследование его играет фундаментальную роль для выяснения свойств этого взаимодействия. В то же время пион-нуклонное рассеяние назад, на углы, близкие к 180° , в области высоких энергий оставалось до недавнего времени неисследованным.

В качестве первой задачи по исследованию упругого рассеяния назад мы решили произвести измерения дифференциальных сечений упругого π^+p -рассеяния в узком угловом интервале около 180° , $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+p)^{180^{\circ}}$ при нескольких энергиях π^+ -мезонов. Угол рассеяния $\theta = 180^{\circ}$ с некоторых точек зрения является выделенным, и были основания ожидать, что если в сечении рассеяния назад имеются особенности, то они должны проявиться сильнее всего при 180° .

В 1962 году мы провели первый опыт по измерению дифференциальных сечений упругого π^+p -рассеяния назад. Измерялись сечения рассеяния на угол 180° при двух импульсах π^+ -мезонов, 3,14 и 4,6 Гэв/с.

Первичный π^+ -мезон, рассеявшийся назад π^+ -мезон и протон отдачи, вылетающий вперед, в направлении пучка, выделялись по их скоростям с помощью газовых черенковских счетчиков. Всего в установке использовалось 3 ДГЧС и 2 ПГЧС (1 ДГЧС - для регистрации первичных π^+ -мезонов, 2 ПГЧС - для протонов отдачи, один ПГЧС большого диаметра для рассеявшихся назад π^+ -мезонов и один ПГЧС, включенный в антисовпадения, для уменьшения фона от π^+ -мезонов пучка).

Использовалась жидководородная мишень длиной 168 см. Этот опыт, как и дальнейшие опыты по измерению сечений упругого π^+p -рассеяния назад, был сделан на пучке положительных частиц, выведенном от мишени, расположенной в камере синхрофазотрона, внутрь кольца, образованного магнитом ускорителя. Магнитная система канала, которая осуществляла анализ пучка по импульсам и фокусировала его, от опыта к опыту изменялась, и интенсивность пучка π^+ -мезонов соответственно увеличивалась. По кинематике упругого рассеяния импульс протонов отдачи примерно на 400 Мэв/с превосходит импульс рассеиваемых частиц пучка. Разрешение по скоростям дифференциальных газовых черенковских счетчиков позволяло отделять протоны отдачи упругого π^+p -рассеяния от протонов пучка.

Наряду с фоном, связанным с работой аппаратуры, который мог быть непосредственно измерен при работе на пустой мишени, имелся также физический фон событий, которые появлялись только при работе с мишенью, наполненной водородом, и удовлетворяли имевшимся критериям отбора искомого события по скоростям частиц. Это в первую очередь случаи неупругого взаимодействия π^+ -мезонов в водороде, в результате которых вперед вылетали частицы, имевшие ту

же скорость, что и протоны отдачи от упругого $\pi^+ p$ - рассеяния на 180° . Доля таких событий могла быть определена только с помощью контрольных опытов.

Измерения производились поочередно с водородом и без водорода. В результате измерений, с учетом поправок на эффективность счетчиков и взаимодействия частиц в мишени и веществе счетчиков были получены следующие величины сечений.

Импульс	π^+ - мезонов	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (мб/стерад)
Гэв/с		
3,14		$0,92 \pm 0,47$
4,8		$0,39 \pm 0,24$

Указанные ошибки чисто статистические.

К сожалению, по независящим от нас обстоятельствам, опыт не был продолжен и не были проведены необходимые контрольные опыты для определения величины физического фона (доли неупругих событий). Поэтому приведенные результаты рассматривались нами как весьма предварительные. Из сказанного выше ясно, что полученные величины являлись только оценкой верхнего предела сечения упругого $\pi^+ p$ - рассеяния на 180° , так как они содержат неизвестную примесь неупругих событий.

2. В начале 1965 года нами были измерены величины $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ p)^{180^\circ}$ в угловом интервале $177-180^\circ$, $\cos \theta_{\text{сцм}} = -(0,998 \pm 1,000)$ при импульсах π^+ -мезонов 3,15; 4,10 и 4,85 Гэв/с. К этому времени уже имелись некоторые экспериментальные данные об упругом πp - рассеянии назад $12^\circ, 13^\circ, 14^\circ$, однако это были данные, усредненные по значительным угловым интервалам. В нашем эксперименте были получены первые данные о величинах дифференциальных сечений упругого πp - рассеяния назад в узком угловом интервале и этот эксперимент до настоящего времени является единственным, в котором непосредственно измерялись сечения упругого $\pi^+ p$ - рассеяния при высоких энергиях в узком угловом интервале, включающем 180° .

Используя опыт, полученный в первом эксперименте по измерению $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ p)^{180^\circ}$, мы во второй эксперимент внесли следующие основные усовершенствования:

а) Увеличение числа критериев, по которым отбирались искомые случаи упругого рассеяния: 1) было введено измерение с хорошей точностью, импульса

протона отдачи; 2) Применены искровые камеры, дававшие информацию о траекториях частиц.

б) Пространственное разделение протонов отдачи от частиц пучка (с помощью того же магнитного спектрометра, который анализировал по импульсу протоны отдачи).

в) Значительное увеличение защиты из бетона и свинца вокруг установки.

г) Существенное уменьшение количества вещества на пути частиц.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В установке использовалась та же, что и в предыдущем опыте, жидководородная мишень длиной 168 см и тот же ДГЧС, (ДС на рис. 1) вместе со сцинтилляционными счетчиками S_1 и S_3 выделявший в пучке π^+ -мезоны. Протоны отдачи, вылетающие вперед, в направлении, близком к направлению падающего π^+ -мезона, отделялись от пучка и анализировались по импульсу магнитным спектрометром М из двух сильнофокусирующих магнитов. Вблизи плоскости изображения спектрометром водородной мишени размещалась искровая камера ИК-II. По горизонтальной координате трека в ИК-II производилось измерение импульса протона отдачи.

Для уменьшения фона от π^+ -мезонов пучка служили пороговые газовые черенковские счетчики C_1 и C_2 .

Рассеявшиеся назад π^+ -мезоны регистрировались сцинтилляционным счетчиком S_2 и останавливались в слое свинца толщиной 22 см между счетчиками S_2 и S_{2A} .

Счетчики S_2 и S_{2A} имели посредние отверстия, в которые проходил пучок. Эти отверстия были несколько больше по размеру, чем счетчик S_3 .

В искровой камере ИК-I наблюдались следы падавшего и рассеявшегося π^+ -мезонов. Запуск искровых камер осуществлялся совпадениями

$$N = S_1 + S_3 + DC_1 + DC_2 + S_4 + S_5 + S_6 + S_7 - S_{2A} - C_1 - C_2.$$

Эффективный телесный угол установки в системе центра масс рассчитывался на ЭВМ методом Монте-Карло и составлял $2,45 \cdot 10^{-3}$ стерад для импульса 3,15 Гэв/с, $2,87 \cdot 10^{-3}$ стерад для 4,10 Гэв/с и $3,04 \cdot 10^{-3}$ стерад для 4,85 Гэв/с.

Сперва была проведена экспозиция при 3,15 Гэв/с и обработаны результаты этой экспозиции. Затем были проведены экспозиции при 4,10 и 4,85 Гэв/с. Обработка данных, полученных при более высоких энергиях, показала, что при

этих энергиях требуются более строгие критерии отбора случаев упругого рассеяния назад, чем были использованы при обработке данных, относящихся только к 3,15 Гэв/с. Это было вызвано как уменьшением величины измеряемого сечения, так и ухудшением фоновых условий из-за меньшего пространственного разделения протонов отдачи от частиц пучка, вследствие чего отношение числа зарегистрированных установкой случаев упругого π^+ p -рассеяния назад к общему числу полученных снимков с увеличением энергии уменьшалось (1:4,4 при 3,15 Гэв/с; 1:11 при 4,10 Гэв/с; 1:40 при 4,85 Гэв/с). Новые критерии были использованы также для повторной обработки данных при 3,15 Гэв/с и дали результат, согласующийся с результатом, полученным из этих данных при первом способе обработки. Примененные критерии достаточно надежно отбирали случаи упругого π^+ p -рассеяния назад.

При вычислении эффективных сечений вводились поправки на ядерное взаимодействие первичного и рассеянного назад π^+ -мезонов и протона отдачи в водородной мишени и счетчиках, на примесь μ -мезонов в пучке, на распад рассеянного π -мезона, на эффективность сцинтилляционных счетчиков и электронных систем и на эффективность искровых камер.

Таблицы 2 и 3, содержащие результаты описываемых измерений, воспроизведены в том виде, как они были опубликованы в работе ^{16/} (3,15 Гэв/с первый способ обработки) и в работе ^{17/} (3,15; 4,10 и 4,85 Гэв/с, второй способ обработки). В таблицах приведены импульсы π^+ -мезонов пучка, которые на 30 Мэв/с больше средних импульсов в точке взаимодействия.

Т а б л и ц а 2

Импульс Гэв/с	$\cos \theta$	$d\sigma/d\Omega$ мкбарн/стерад	Работа
3,15	$-(0,998 \div 1,0)$	91 ± 9	данная работа
2,92	$-(0,58 \div 0,92)$	4 ± 4	(2)
4,0	$-(0,8 \div 1,0)$	19 ± 5	(3)

На основании сравнения измеренной нами величины $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ p)^{180^\circ}$ с имевшимися ко времени окончания нашего опыта результатами других работ, содержащих сечения, усредненные по значительным угловым интервалам, было показано

существование пика в упругом π^+ p -рассеянии назад при всех трех энергиях, при которых нами были произведены измерения. Эти пики являются узкими и значительными по высоте (при 4 Гэв/с, например, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ p)^{180^\circ}$ болсе чем на порядок величины превосходит сечение рассеяния на углы около 90°).

Существование узкого пика в π^+ p -рассеянии назад было затем подтверждено в ряде работ непосредственным измерением углового распределения упруго рассеянных назад мезонов.

Далее в диссертации рассматриваются различные теоретические предсказания по поводу упругого π p -рассеяния назад.

В связи с предложенной в работе ^{15/} моделью, согласно которой пики в мезон-барионном рассеянии назад объясняются как результат обмена кварками, нами было сделано замечание, касающееся связи ширины пика в рассеянии назад и собственных импульсов кварков, а также указано, что в этой модели не должно быть пиков назад в барион-антибарионном рассеянии, что соответствует имеющимся экспериментальным данным. Применение к рассматриваемой модели гипотезы аддитивности кварк-кварковых амплитуд дает ряд предсказаний для отношений сечений упругого рассеяния на 180° при высоких энергиях. В частности,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ p)^{180^\circ} : \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^- p)^{180^\circ} = 4 : 1$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(k^+ p)^{180^\circ} : \frac{d\sigma}{d\Omega}(k^0 p)^{180^\circ} : \frac{d\sigma}{d\Omega}(k^- p)^{180^\circ} : \frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{k}^0 p)^{180^\circ} = 4 : 1 : 0 : 0$$

Эти предсказания отличны от предсказаний модели полюсов Редже. Были также указаны следствия распространения модели на некоторые неупругие двухчастичные процессы. Например,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(k^- p \rightarrow \Sigma^0 \pi^0) : \frac{d\sigma}{d\Omega}(k^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-) : \frac{d\sigma}{d\Omega}(k^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+) = 4 : 1 : 0,$$

когда угол между k^- и π -мезоном равен 180° .

3. Были измерены дифференциальные сечения упругого π^+ p -рассеяния назад в интервале импульсов 2,08-4,70 Гэв/с при 13 значениях импульса π^+ -мезонов. Полученные данные до настоящего времени являются единственными. Измерения производились при фиксированном угле вылета протонов отдачи в

л.с. $\theta = 1,9^\circ$ (что соответствует средним углам рассеяния в сцм от $174,5^\circ$ при 2,06 Гэв/с до 173° при 4,70 Гэв/с). Эффективный интервал углов рассеяния, выделяемый установкой, менялся с энергией и составлял от 2° (в сцм) при 2,06 Гэв/с до 3° при 4,70 Гэв/с.

Схема установки, сходная со схемой предыдущего опыта, приведена на рис. 2.

Монитором π^+ -мезонов служили сцинтилляционные счетчики S_1 и S_2 и ДГЧС 1DC2. Длина жидководородной мишени $H_2 - 50$ см.

Протоны отдачи от упругого π^+p -рассеяния назад проходили через отверстие сцинтилляционного счетчика S_R , пороговый газовый черенковский счетчик 1C1, сцинтилляционный счетчик S_3 и попадали в магнитный спектрометр из двух сильнофокусирующих магнитов M_4 и M_5 . Искровая камера ИК-II помещалась в фокусе магнитного спектрометра между сцинтилляционными счетчиками S_4 и S_5 . Газовые пороговые черенковские счетчики 1C1 и 3C1, служили для подавления фона π^+ -мезонов.

Рассеявшийся назад π^+ мезон детектировался сцинтилляционным счетчиком S_6 и искровой камерой ИК-1. Искровые камеры запускались совпадением счетчиков

$$N = S_1 + 1DC2 + S_2 - S_R - 1C1 + S_3 + S_4 + S_5 - 3C1 + S_6.$$

В ходе эксперимента было получено около 5000 снимков искровых камер, на которых с помощью ряда критериев было найдено 372 случая упругого π^+p -рассеяния назад. Полученные после введения ряда поправок дифференциальные сечения приведены в таблице 4.

Приведенные ошибки являются только статистическими. Для всех энергий имеется общая неопределенность $\pm 10-11\%$ в абсолютной величине сечений и неопределенность около 3% в относительной величине сечений.

Результаты нашей работы показывают существование двух максимумов, положение и ширина которых соответствуют известным изобарам $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$.

Данные работ /6.7/, относящиеся к более широкому угловому интервалу, свидетельствуют о существовании максимума при $\approx 1,4$ Гэв/с, соответствующего изобаре $\Delta(1920)$. Таким образом, характерная структура в энергетиче-

ческой зависимости: дифференциальных сечений π^+p -рассеяния назад в интервале импульсов 1-5 Гэв/с состоит в существовании трех максимумов, уменьшающихся по высоте с ростом энергии (см. рис. 3).

На рис. 4а сплошной линией нанесена расчетная кривая для величины сечений упругого π^+p -рассеяния на 174° (сцм), полученная в предположении, что это рассеяние целиком обусловлено резонансами в S -канале. Полная амплитуда представлялась в виде суммы брейт-вигнеровских резонансных амплитуд

$$f(\theta) = \sum_m f_m(\theta) = \frac{1}{k} \sum \frac{x}{\epsilon - i} (j + \frac{1}{2}) P_\ell(\cos \theta),$$

где $f_m(\theta)$ - резонансные амплитуды рассеяния, обусловленные отдельными изобарами, j и ℓ - полный и орбитальный угловой момент резонанса, $\epsilon = \frac{M^2 - S}{M\Gamma}$, M и Γ - масса и полная ширина резонанса соответственно, x - параметр упругости резонанса. Величина $x = \frac{\Gamma_0 \ell}{\Gamma}$, где $\Gamma_0 \ell$ - ширина для распада резонанса по упругому каналу.

Суммирование производилось по изобарам $\Delta(1236)$, $\Delta(1670)$, $\Delta(1924)$, $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$. Для параметров изобар использовались экспериментальные значения. Варьирование параметров резонансов с целью получения наилучшего согласия с экспериментальными данными не производилось. При расчете кривой, приведенной на рис. 4а, четности изобар $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$ полагались совпадающими с четностью изобары $\Delta(1920)$, которая была установлена ранее, т.е. положительными.

Изменение четностей изобар $\Delta(2420)$ или $\Delta(2840)$ или обеих на обратную (см. рис. 4б, в, г) приводит к зависимостям, качественно отличающимся от полученных в нашем эксперименте, вследствие появляющейся в этом случае деструктивной интерференции с ближайшими Δ -изобарами.

Следует отметить, что π^+p -рассеяние назад (для импульсов до 5 Гэв/с) удается удовлетворительно описать, используя только резонансную амплитуду. Вклад резонансной амплитуды в π^+p -рассеяние назад существен и при 8 Гэв/с. Поскольку основной вклад в π^+p -рассеяние назад в рассматриваемом интервале энергий вносят резонансы в S -канале, для проверки теоретических предсказаний о π^+p -рассеянии назад при высоких энергиях, в частности, предсказаний теории комплексных угловых моментов, необходимы экспериментальные данные при более высоких энергиях, чем имеющиеся в настоящее время.

По нашей просьбе А.Н. Твердохлебовым и А.А. Хрущинским были произведены расчеты дифференциальных сечений упругого π^+p -рассеяния назад, исходящие из представления амплитуды этого рассеяния как суммы резонансных амплитуд, представленных в брейт-вигнеровской форме и нерезонансной амплитуды, представленной в виде, соответствующем модели полюсов Редже

$$f = f_{\text{рез.}} + f_{\text{Редже}} \quad (\text{Рис. 5}).$$

Учет нерезонансной амплитуды рассеяния, при варьировании в широких пределах параметров траекторий, не меняет вывода о положительных четностях изобар $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$, что и следовало ожидать ввиду относительно малого вклада нерезонансной амплитуды в π^+p -рассеяние назад.

Поскольку четности изобар $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$, определенные из этого эксперимента, совпадают с четностями, использованными в работе /8/, где анализировалось упругое π^-p -рассеяние на 180° , то имеется дополнительное экспериментальное подтверждение полученным в этой работе отрицательным значениям четности изобар с изотопспином $T=1/2$ $\Delta(2190)$ и $\Delta(2650)$, расположенных соответственно между изобарами $\Delta(1920)$ и $\Delta(2420)$, $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$.

Установленные нами четности изобар $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$ соответствуют предсказанным на основе представления о траекториях Редже, если эти изобары принадлежат к Δ_8 -траектории.

Основные результаты, изложенные в диссертации, были опубликованы в работах /9-21/, доложены на международных конференциях по физике высоких энергий в Киеве (1959), в Рочестере (1960), в Женеве (1962), в Оксфорде (1965), в Беркли (1966). Часть изложенных в диссертации и выполненных с участием автора работ послужила основой для написания трех кандидатских диссертаций /22-24/, руководителем которых являлся автор.

Л и т е р а т у р а

1. G.Von Dardel et al. Phys.Rev.Lett., 7, 127 (1961).
2. M.L.Perl, L.W.Jones, C.C.Ting. Phys.Rev. 132, 1232 (1963).
3. M.A.Aderholz et al.Phys.Lett., 10, 248 (1964).

4. А.И. Алиханов, Г.Л. Баятян, Э.В. Брахман, Ю.В. Галактионов, Г.П. Елисеев, Ф.А.Еч, О.Я. Зельдович, Л.Г. Ландсберг, В.А. Любимов, Ф.А. Павловский, И.В. Сидоров. XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964, стр. 141.
5. Y.Fujimoto, S.Machida, N.Namiki, SupplProgr.Theor.Phys. Extra Number 1965, p. 304.
6. J.A.Helland et al. Phys.Rev., 134B, 1062 (1964).
7. H.H.Atkinson et al. Proc. Roy.Soc. A 289, 449 (1966).
8. V.Barger and D.Cline. Phys.Rev.Lett., 16, 913 (1966).
9. А.Н. Беляков, А.С. Вовенко, А.Д. Кириллов, Б.А. Кулаков, А.Л. Любимов, Ю.А. Матуленко, И.А. Савин, ПТЭ, № 1, 32 (1961).
10. А.С. Вовенко, Б.А. Кулаков, М.Ф. Лихачев, А.Л. Любимов, Ю.А. Матуленко, И.А. Савин, В.С. Ставинский. ПТЭ, № 2, 49 (1962).
11. А.С. Вовенко, Я. Гладкий, Б.Н. Гуськов, А.Л. Любимов, А.Т. Матюшин, И.А. Савин. Препринт ОИЯИ Р-2506 (1965). Направлено в Чехословацкий физический журнал.
12. А.С. Вовенко, М.Я. Выренкова, Я. Гладки, Б.Н. Гуськов, А.Л. Любимов, И.А. Савин. Препринт ОИЯИ Р-2661(1966). Направлено в ПТЭ.
13. Н.М. Вирясов, А.С. Вовенко, Г.Г. Воробьев, А.Д. Кириллов, Ким Хи Ин, Б.А. Кулаков, А.Л. Любимов, Ю.А. Матуленко, И.А. Савин, Е.В. Смирнов, Л.Н. Струнов, И.В. Чувидо. ЖЭТФ, 38, 445 (1960).
14. А.С. Вовенко, Л.Б. Голованов, Б.А. Кулаков, А.Л. Любимов, Ю.А. Матуленко, И.А. Савин, Е.В. Смирнов. ЖЭТФ 42, 715 (1962).
15. А.Л. Любимов. Письма ЖЭТФ, II, вып. 3, 125 (1965).
16. I.A.Savin, A.S.Vovenko, B.N.Gus'kov, M.F.Likhachev, A.L.Lyubimov, Yu.A.Matulenko, V.S.Stavinsky, Hsu Yun-chang, Phys.Lett., 17, N 1 68,(1965).
17. А.С. Вовенко, Б.Н. Гуськов, М.Ф. Лихачев, А.Л. Любимов, Ю.А. Матуленко, И.А. Савин, В.С. Ставинский. Письма ЖЭТФ, т. II, в. 9, 409 (1965).
18. А.Л. Любимов. Письма ЖЭТФ т. IV вып. 11, 493 (1966).
19. T.Dobrowolski, B.N.Gus'kov, M.F.Likhachev, A.L.Lyubimov, Yu.A.Matulenko, V.S.Stavinsky, A.S.Vovenko. Phys.Lett. 24B, 203 (1967).
20. А.Л. Любимов. ЖЭТФ, 40, 1520(1961).
21. А.Л. Любимов, Сюй Юйнь-чан. Препринт ОИЯИ Р-1290 (1963).
22. Ю.А. Матуленко. Диссертация ОИЯИ, 1963.
23. И.А. Савин. Диссертация ОИЯИ, 1967.
24. А.С. Вовенко. Диссертация ОИЯИ, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 сентября 1967 г.

Таблица 3

Данные по упругому рассеянию π^+ -мезонов на протонах вблизи 180°

Импульс π^+ мезона в лаб. сист. Гэв/с	Интервал углов θ с.п.м. (в градусах)	Интервал $\cos \theta$ с.п.м.	Интервал u (Гэв/с) ²	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ с.п.м. (мкбарн/стер)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (Мкбарн/(Гэв/с) ²)	Ссылка
3,15	177+180	-0,998+ -1,000	0,109+0,104	99 \pm 12	244 \pm 29	Данная работа
4,10	177+180	-0,998+ -1,000	0,086+0,081	74 \pm 11	136 \pm 20	" "
4,85	177+180	-0,998+ -1,000	0,074+0,068	37 \pm 12	56 \pm 18	" "
4,00	143+180	-0,800+ -1,000	0,088+ -0,562	19 \pm 5	36 \pm 9	/3/
	90+180	0+ -1,000	0,088+ -3,252	6,4 \pm 1,3	12 \pm 2,4	

8

Таблица 4

Дифференциальные сечения упругого π^+ -рассеяния назад

P_0 (Гэв/с)	$\cos \bar{\theta}$ (с.п.)	$d\sigma/d\Omega$ (мкб/стер)
2,06	0,9952	45,2 \pm 16,0
2,25	0,9950	93,2 \pm 32,2
2,55	0,9946	190,0 \pm 27,3
2,79	0,9944	107,0 \pm 19,9
2,94	0,9942	83,5 \pm 14,3
3,19	0,9940	33,1 \pm 7,2
3,46	0,9937	53,5 \pm 9,8
3,66	0,9935	51,3 \pm 9,7
3,84	0,9932	58,2 \pm 9,5
4,03	0,9930	55,0 \pm 7,4
4,26	0,9927	29,0 \pm 6,5
4,54	0,9924	27,9 \pm 7,2
4,70	0,9920	23,4 \pm 8,8

21

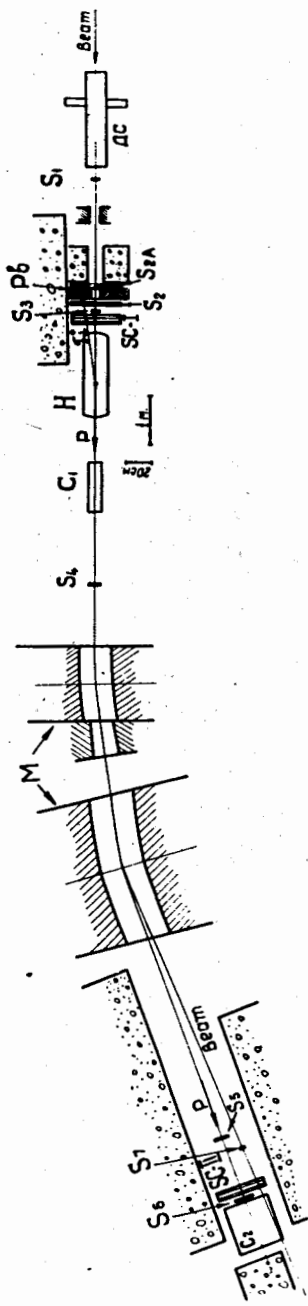


Рис. 1. Схема установки для измерения дифференциальных сечений упругого π^+ p -рассеяния на 180° .

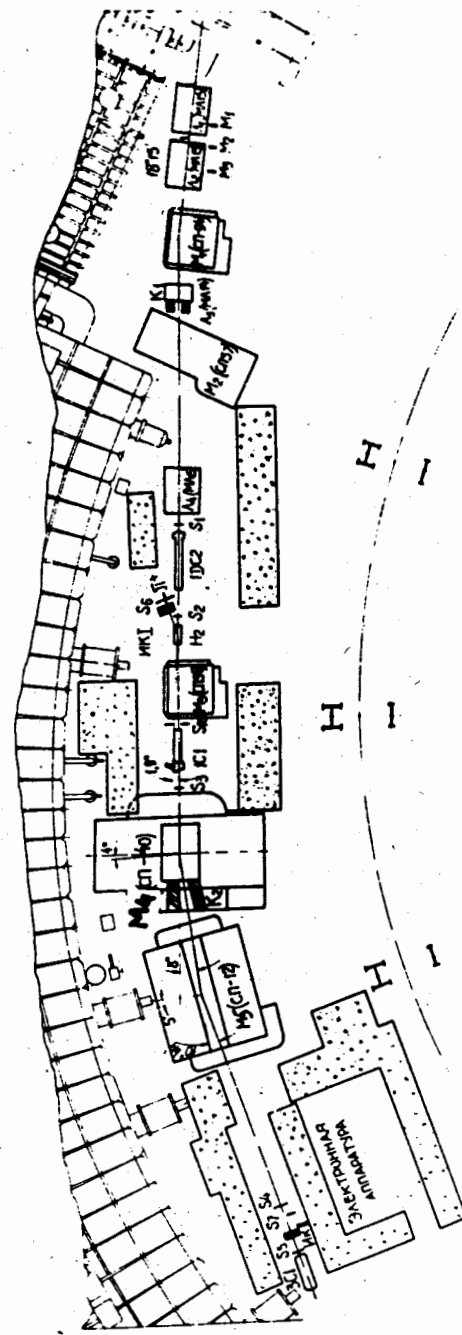


Рис. 2. Схема установки для измерения энергетической зависимости дифференциальных сечений упругого π^+ p -рассеяния назад.

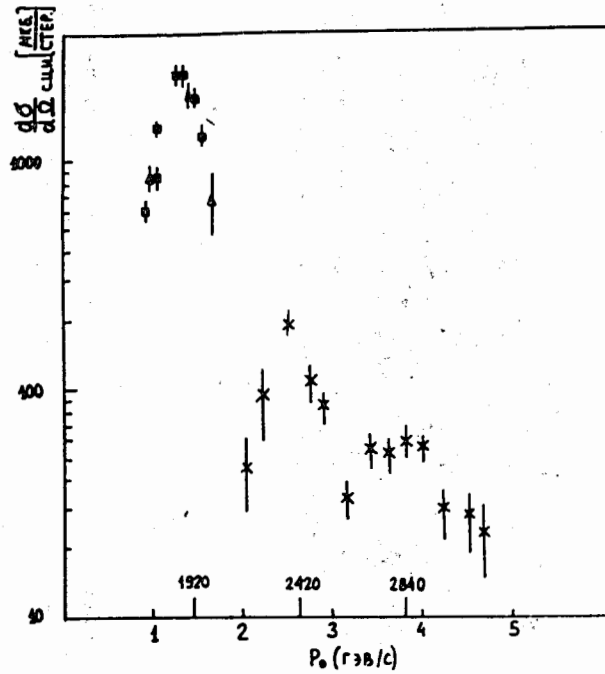


Рис. 3. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений упругого π^+ р-рассеяния назад в интервале импульсов 1-5 ГэВ/с. \blacktriangle и \blacksquare -результаты работ /6,7/. $*$ -результаты данной работы.

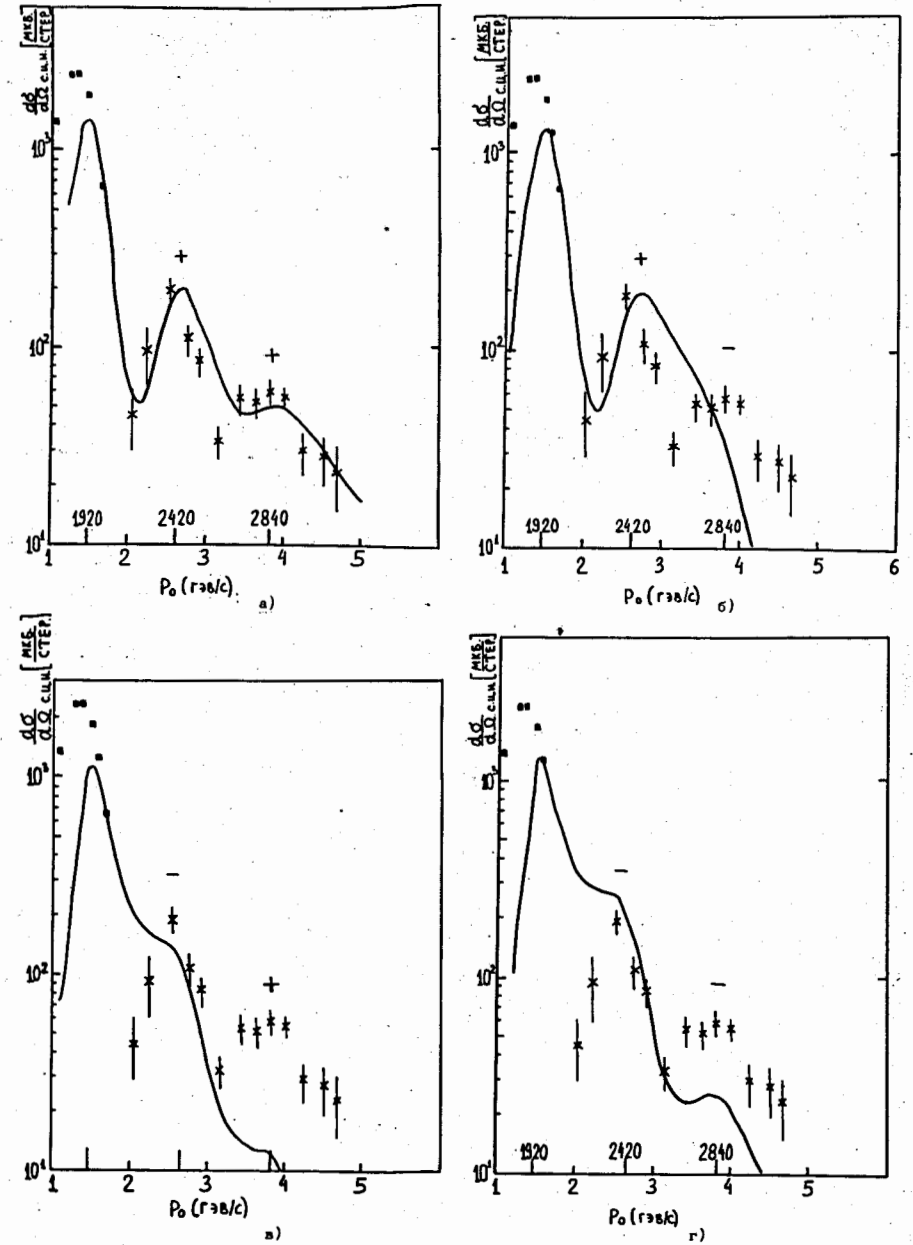
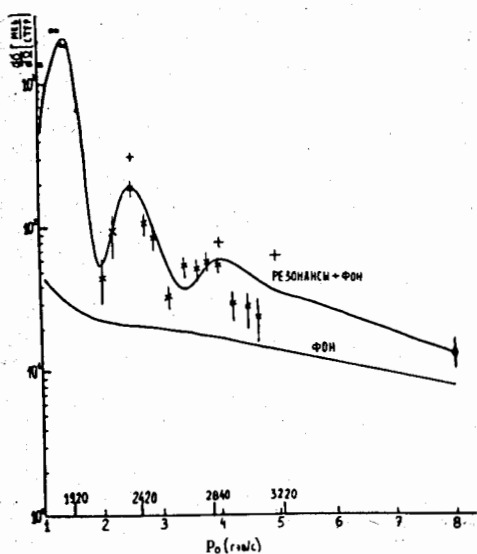
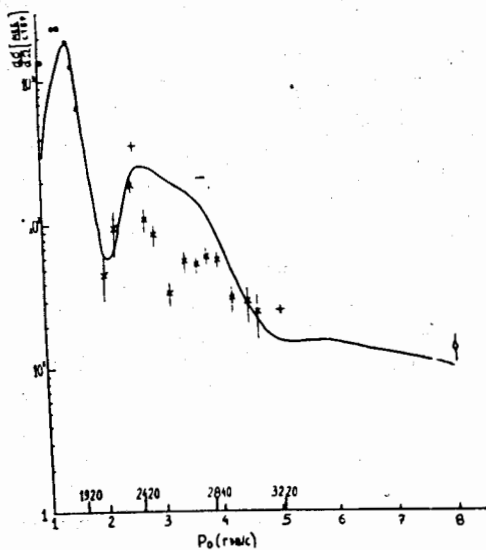


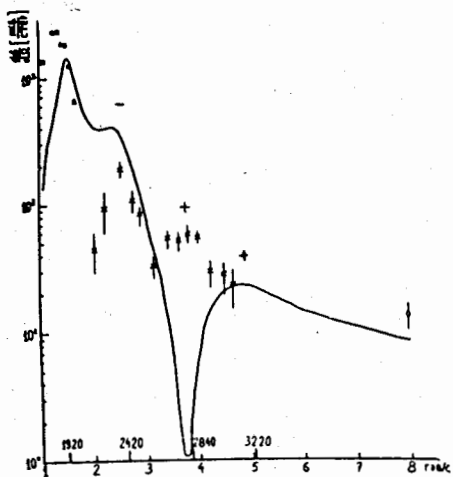
Рис. 4. Кривые энергетической зависимости упругого π^+ р-рассеяния на 174° (сцм) для разных четностей изобар $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$, рассчитанные в предположении, что это рассеяние целиком обусловлено резонансами в прямом канале. а) Четности изобар $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$ соответственно (+)(+) б) четности изобар соответственно (+) (-), в) четности изобар соответственно (-) (+), г) четности изобар соответственно (-) (-).



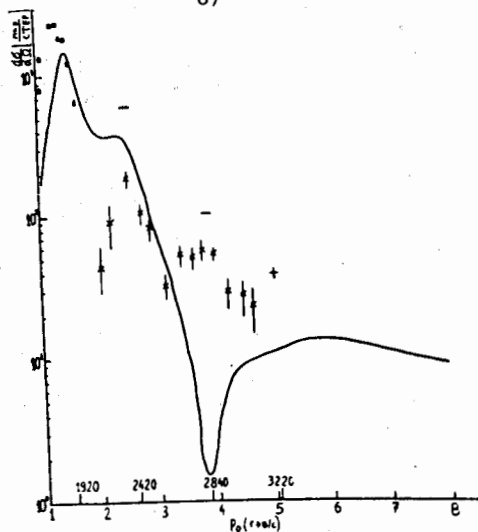
а)



б)



в)



г)

Рис. 5. Кривые энергетической зависимости упругого π^+p -рассеяния на 174° (сцм) для разных четностей изобар $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$, рассчитанные в предположении, что амплитуда этого рассеяния является суммой резонансной и обменной реджевской амплитуд. а) четности изобар $\Delta(2420)$ и $\Delta(2840)$ соответственно (+)(+), б) четности изобар соответственно (+)(-), в) соответственно (-)(+), г) соответственно (-)(-).