

С 346
С-13

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И.А. Савин

3302

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

УПРУГОГО Π^+ p- РАССЕЙЯНИЯ НА УГОЛ 180°

В ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСОВ 3-5 ГЭВ/С

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
кандидат физико-математических наук

А.Л. Любимов

Дубна 1967

И.А. Савин

3302

4492 рг.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ
УПРУГОГО Π^+ p- РАССЕЯНИЯ НА УГОЛ 180°
В ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСОВ 3-5 ГЭВ/С

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
кандидат физико-математических наук

А.Л. Любимов

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

1. До 1961 года измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния π^+ - и π^- -мезонов на протонах при всех доступных энергиях, включая самые высокие, ограничивались, в основном, узкой областью углов рассеяния 30° - 40° в системе центра масс. При этом результаты были таковы, что угловые распределения упругого π^+ p- и π^- p-рассеяния при одной и той же энергии в пределах экспериментальной точности совпадали и имели форму максимума вблизи углов рассеяния 0° , резко спадавшего к краям указанной области.

Теоретическое описание углового распределения упругого рассеяния целиком основывалось на классической картине дифракции от черного или серого шара, не противоречившей эксперименту. Совпадение сечений для π^+ p- и π^- p-взаимодействий объяснялось как следствие одной из теорем Померанчука, согласно которой в асимптотической области при достаточно больших энергиях

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(\pi^+ p) = \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(\pi^- p). \quad (1)$$

Измерения дифференциального сечения упругого рассеяния вне дифракционного конуса были сделаны только для некоторых энергий. Трудности этих экспериментов были связаны с малой величиной сечения и относительно низким уровнем экспериментальной техники.

В 1960-1961 годах появилось несколько теоретических работ, привлекавших внимание экспериментаторов к процессам упругого рассеяния π -мезонов на протонах на большие углы. В то же время усовершенствование различного рода сцинтилляционных и черенковских счетчиков, а также широкое внедрение в эксперимент искровых камер делало постановку этих экспериментов вполне реальной.

Настоящая работа посвящена описанию двух предложенных автором и выполненных в 1962-64 годах экспериментов по измерению дифференциального сечения упругого π^+p -рассеяния на угол 180° в области импульсов 3-5 Гэв/с.

Диссертация состоит из пяти глав и двух приложений. Первая глава является введением.

2. Во второй главе кратко рассмотрены теоретические и экспериментальные работы, предшествовавшие постановке описываемых экспериментов.

а) В ряду теоретических моделей первой рассмотрена теория комплексных угловых моментов /1-3/ (теория Редже).

Асимптотический вид амплитуды рассеяния назад впервые был получен

Грибовым /4/: $M(s, u) = M_+(s, u) + M_-(s, u)$,

$$M_{\pm}(s, u) = S^{\alpha_{\pm}(u)} \frac{1 + \sigma e^{-i\pi\alpha_{\pm}(u)}}{\sin \pi\alpha_{\pm}(u)} r(u). \quad (2)$$

Поведение амплитуды рассеяния назад определяется парой комплексно сопряженных полюсов $\alpha_{\pm}(u) = j(u) \pm \frac{1}{2}$, которые совпадают при $u \rightarrow 0$. Свойства этой амплитуды таковы, что она описывает обмен состоянием, которое при полупелых значениях $\alpha_{\pm}(u)$ становится физической частицей - фермионом.

Дифференциальное сечение упругого πp -рассеяния назад имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = R(u) s^{2[\alpha_{\pm}(u) - 1]}, \quad (3)$$

где первый член зависит только от переданного импульса, т.е. определяет форму $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, а второй определяет энергетическую зависимость $d\sigma/d\Omega$. Теория не предсказывает вида $R(u)$, по аналогии с рассеянием вперед можно считать, что $R(u)$ имеет вид экспоненциального пика. Однако теория предсказывает, что ширина пика будет логарифмически уменьшаться с ростом энергии s .

Теория Редже предсказывает различное поведение дифференциального сечения для π^+p - и π^-p -рассеяния назад, поскольку, как видно из рис. 1, эти процессы описываются разными полюсами Редже. π^+p -рассеяние назад описывается полюсом, на траектории которого лежит физическая частица с

квантовыми числами нейтрона. Для π^-p -рассеяния назад обмен этим состоянием запрещен сохранением заряда.

В теории Редже состояние, через которое происходит обмен, имеет переменный спин. Однако в случае π^+p -рассеяния назад этим состоянием может быть нейтрон. Если нейтрон не ведет себя как полюс Редже, а имеет постоянный спин, то $a \pm (u) = \text{const}$ и $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ будет иметь иную зависимость от энергии.

Суммируя, можно сказать, что теория комплексных угловых моментов стимулировала изучение энергетической зависимости дифференциального сечения упругого π^-p -рассеяния назад, изучение формы углового распределения сечения рассеяния назад и ее изменение с энергией и сравнение сечения для π^+p -и π^-p -рассеяния назад.

б) Померанчук и Грибов рассмотрели проблему π^+p -рассеяния назад на основе дисперсионных соотношений. В работе^{/5/} они показали, что если этот процесс рассматривать как совокупность процессов, описываемых диаграммами на рис. 2, то асимптотическое поведение сечения будет определяться полюсом, вклад которого не компенсируется разрезами в случае дисперсионных соотношений с вычитаниями не больше одного. В этом случае дифференциальное сечение рассеяния назад не зависит от энергии и отлично от нуля в довольно широкой области углов рассеяния $\theta \approx \pi - \pi/E_{LAB}$. В случае дисперсионных соотношений с вычитаниями больше одного дифференциальное сечение рассеяния назад сосредоточено в значительно меньшем интервале углов, а полное сечение убывает с энергией значительно быстрее, чем $1/E_{LAB}$.

в) Еще один подход к проблеме рассеяния назад возможен на основе классического разложения амплитуды рассеяния в ряд по парциальным волнам. Блохинцев просуммировал этот ряд^{/6,7/}, предположив, что фазы рассеяния ведут себя гладко в функции орбитального квантового числа L . При этом получается, что в рассеянии назад должен появляться пик, ширина которого порядка ширины дифракционного пика вперед, а высота в $\approx L^3$ раз меньше, где L - максимальный угловой момент, дающий эффективный вклад во взаимодействие. В рамках этой модели в зависимости от предположений о поведении фаз можно получить различные предсказания о поведении сечения в функции энергии - от постоянства до $\approx 1/E_{LAB}^2$.

Таким образом, все рассмотренные модели предсказывали существование

пика в упругом рассеянии π^+ -мезонов на протонах и определенную энергетическую зависимость дифференциального сечения.

Наибольшая энергия π^+ -мезонов, при которой к 1962 году было измерено дифференциальное сечение для углов рассеяния больше 90° в с.п.м., была равна 890 Мэв. Оно было приблизительно изотропно на уровне 0,3 мб/стер^{18/}.

π^- -рассеяние было известно до энергии 2,5 Гэв/с и тоже было изотропно в задней полусфере на уровне 0,1 мб/стер. При больших энергиях существовали две оценки порядка величины сечения в процессе $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ ^{19,10/}. Для энергии 2,8 Гэв/с σ (140° - 180° с.п.м.) $< 0,02$ мб, для энергии 7-8 Гэв/с σ ($\geq 90^\circ$ с.п.м.) $\leq 0,06$ мб.

Основываясь на приведенных выше теоретических и экспериментальных предпосылках, мы предприняли попытку измерить дифференциальное сечение упругого π^+ -рассеяния назад в области импульсов 3-5 Гэв/с. Поскольку существовавшие экспериментальные данные при меньших энергиях указывали на изотропию дифференциального сечения в области углов рассеяния $> 90^\circ$ с.п.м., мы считали, что для установления факта существования предсказываемого теорией пика, достаточно измерить $d\sigma/d\Omega$ при нескольких энергиях в узком телесном угле вблизи угла рассеяния 180° с.п.м.

3. В главе 3 кратко рассмотрена кинематика упругого π^- -рассеяния и приведены формулы для расчета всех кинематических величин. Особенности кинематики этого процесса заключаются в том, что π^- -мезон, упруго рассеянный на угол 180° в с.п.м., в лабораторной системе имеет угол рассеяния 180° и его импульс почти не зависит от энергии падающего π^- -мезона и равен приблизительно 400 Мэв/с. В соответствии с этим протон, летящий вперед, имеет импульс на ≈ 400 Мэв/с больший, чем импульс частиц в падающем пучке.

4. Четвертая глава посвящена описанию нашего первого опыта. Схема его приведена на рис. 3. Идея эксперимента заключалась в том, что каждая частица реакции $\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+$ (4), кроме протона-мишени, выделялась по скорости с помощью газовых черенковских счетчиков. π^+ -мезоны известного импульса, падавшие на жидководородную мишень длиной 168 см, выделялись из пучка дифференциальным газовым черенковским счетчиком S_1 и спитиляционными счетчиками S_2 . Вылетавшие вперед протоны отдачи фиксировались по направлению вылета и по скорости дифференциальными газовыми черенковскими счетчиками S_3 и S_4 и спитиляционным счетчиком S_5 . π^+ -мезоны, рассеянные назад, регистрировались пороговым газовым черенковским счетчиком

C_2 . Для уменьшения фона от π -мезонов пучка и неупругих взаимодействий в мишени и веществе счетчиков использовался пороговый газовый черенковский счетчик C_5 .

Поскольку вся аппаратура расположена в прямом пучке, то необходимо было выделить исследуемый процесс не только на фоне неупругих взаимодействий, но также на большом фоне падающих частиц. Так как сечение реакции ожидалось малым, то степень подавления ложных процессов должна быть высокой. Методы выделения каждой из частиц описаны. Следует, однако, иметь в виду, что данная постройка принципиально не позволяет исключить возможную примесь неупругих взаимодействий, в которых вторичные частицы имеют ту же скорость, что и продукты упругого рассеяния. Примесь неупругих реакций можно определить в ходе эксперимента, предположив, что в них нет резкой угловой и энергетической зависимости. Тогда, изменив режим работы счетчиков так, чтобы не регистрировать упругие события, но находиться в условиях, близких к нормальным, можно получить экспериментальную оценку примеси неупругих процессов.

В отдельных параграфах данной главы описаны пучок падающих π^+ -мезонов, схемы использованных газовых пороговых и дифференциальных черенковских счетчиков вместе с их характеристиками, а также методы выделения с их помощью всех частиц реакции (4). Кроме того, описана электронная аппаратура, приведены оценки скорости полезного счета и фона. Эксперимент был проведен при двух энергиях падающих π -мезонов: 3,14 и 4,6 Гэв/с. Угол рассеяния - 180° , телесный угол установки ≈ 2 миллистерадиана в с.с.м. При интенсивности падающих π^+ -мезонов 2-2,5 тысячи за цикл ускорителя скорость счета полезных событий была на уровне 1 события в час. В этом эксперименте нам удалось получить только верхнюю оценку величины $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{180^\circ}$, т.к. экспериментально мы не определили величину вклада неупругих процессов с образованием медленных π -мезонов. Теоретические оценки этого вклада также были невозможны, ввиду отсутствия каких-либо подходящих данных. Результаты опыта таковы: $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{180^\circ}$ равняется $0,92 \pm 0,47$ и $0,39 \pm 0,24$ для импульса 3,14 и 4,6 Гэв/с соответственно. Приведенные ошибки являются чисто статистическими.

Результаты этого эксперимента были представлены на Международную конференцию по физике высоких энергий /11/ и вызвали широкое обсуждение.

Дело в том, что вместе с предыдущими оценками полного сечения рассеяния назад ^{/9,10/} $\sigma < 0,02$ мб и результатами измерений дифференциального сечения $\pi^+ p$ -рассеяния по углам $\approx 160^\circ$ в с.п.м. для импульса 2,82 Гэв/с, представленными на конференции ^{/12/} и дававшими сечение 0,004+0,004 мб/стер для последнего углового интервала $126^\circ - 157^\circ$ с.п.м., наши данные, если их рассматривать не как верхнюю оценку, а как определенный результат, указывали на существование узкого пика в рассеянии назад. Чтобы согласовать все имевшиеся данные, нужно было предположить, что все рассеяние назад сосредоточено в интервале углов $170^\circ - 180^\circ$ с.п.м. Такого узкого пика не предсказывала ни одна из рассмотренных моделей.

Несмотря на то, что наши данные представляли лишь верхнюю оценку величины дифференциального сечения рассеяния назад, совместно с данными ^{/9,10,12,13/} они исключали ряд существовавших и появившихся позднее теоретических моделей. В частности, полюсная модель Грибова и Померанчука ^{/8/} на основе дисперсионных соотношений без вычитаний и компенсации вклада полюса разрезами, по-видимому, не соответствует действительности, потому что она предсказывает достаточно широкий пик в рассеянии назад. В рамках этой модели необходимо учитывать частичную компенсацию полюса разрезами. Тот же вывод относится к опубликованным позднее вычислениям ^{/14,15/}, основанным на теории возмущения в предположении одноуклонного обмена и дававшим оценку сечения, превосходящую на 2 порядка экспериментальную величину. Оптическая модель ^{/5,6/}, предсказывавшая довольно широкий пик назад, тоже, по-видимому, не отражает реальности.

Оптическая модель ^{/7/}, хотя и предсказывает пик назад, более узкий, чем пик вперед, но не настолько узкий, чтобы согласовать с имеющимися данными.

Простая оптическая модель ^{/7/}, предсказывавшая постоянство дифференциального сечения под углом 180° , по-видимому, не отражает реальных фактов, так как наши данные указывали на уменьшение сечения с увеличением энергии. Предсказания же других вариантов оптической модели ^{/6,12/} не противоречили нашим данным. Не противоречило предсказаниям оптической модели также отношение сечений рассеяния назад и вперед. Из наших данных и данных ^{/12/} следовало, что $(d\sigma/d\Omega)_\pi / (d\sigma/d\Omega)_0 \approx 150 - 400$.

С методической точки зрения в ходе данного эксперимента был получен богатый опыт подавления фоновых отсчетов, который пригодился для дальнейших экспериментов. Был получен опыт работы с малыми сечениями, когда вероят-

ность взаимодействия $0,8 \times 10^{-5}$ - $1,7 \times 10^{-5}$ и когда скорость набора статистики была примерно на уровне одного события в час.

Б. Пятая глава содержит описание другого опыта по измерению $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{180^\circ}(\pi^+p)$ при трех энергиях 3,15; 4,10 и 4,85 Гэв/с и является главным содержанием диссертации.

Схема пучка и размещения аппаратуры для измерения упругого рассеяния π^+ -мезонов на протонах на угол 180° в новой редакции изображены на рис. 4.

Так, как и в первом опыте, π^+ -мезоны вместе с другими вторичными частицами рождались на мишени, помещенной внутри камеры синхрофазотрона, анализировались по импульсу магнитным полем ускорителя и фокусировались на жидководородную мишень системой квадрупольных линз.

π^+ -мезоны, падавшие на мишень Н, выделялись из смешанного пучка частиц дифференциальным газовым черенковским счетчиком ДС, работавшим на два независимых фотоумножителя, и спинтилляционными счетчиками S_1, S_3 .

Протоны отдачи, вылетавшие в направлении, близком к направлению падающего π^+ -мезона и имевшие импульс примерно на 400 Мэв/с больший, чем падающие частицы, анализировались по импульсу магнитным спектрометром М, состоявшим из двух сильнофокусирующих магнитов. Протоны регистрировались спинтилляционными счетчиками S_4, S_5, S_6 . Измерение импульса протонов отдачи производилось по положению трека в искровой камере SC - II.

Магнитный спектрометр играл еще одну важную роль. Он отклонял и фокусировал пучок падающих частиц в стороне от счетчиков S_5 и S_6 . Таким образом, основная часть направленной фоновой загрузки этих счетчиков была устранена. Это было очень важным достижением, поскольку главной причиной ложных отсчетов в первом опыте были случайные совпадения и эффекты, связанные с падающим пучком. Пороговые газовые черенковские счетчики C_1 и C_2 включались на антисовпадения для уменьшения фона от частиц, идущих в том же направлении, что и упруго рассеянный протон, но имеющих большую скорость. В основном это были π -мезоны, случайно попадавшие в счетчики S_5 и S_6 .

Рассеившиеся назад π^+ -мезоны регистрировались счетчиком S_2 и останавливались в слое свинца между счетчиками S_2 и S_{2A} . Счетчик S_{2A} включался на антисовпадения. Таким образом, комбинация счетчиков S_2 и S_{2A}

со свинцом между ними выделяла направление движения частицы и приблизительно верхнюю границу ее энергии по пробегу. В свинце и счетчиках были сделаны отверстия, в которые проходил падающий пучок. Треки падающего и рассеянного назад π^+ -мезона наблюдались в искровой камере SC-I. Запуск обеих искровых камер осуществлялся совпадениями счетчиков

$$S_1 + DC_1 + DC_2 + S_3 + S_2 - S_{2A} - C_1 + S_4 + S_5 + S_6 - C_2 .$$

Счетчик S_{2A} играл двойную роль в эксперименте. Он включался на антисовпадение дважды. Один раз - с задержкой, соответствующей совпадению с падающим π -мезоном. Этим включением мы требовали, чтобы искровые камеры запускались частицей, прошедшей через отверстие в S_{2A} . Второй раз S_{2A} включался на антисовпадение с задержкой по времени, равной двойному времени пролета от S_{2A} до центра водородной мишени. Это включение снижало фоновые запуски частицами, идущими в SC-I со стороны водородной мишени. Как видно из сравнения с первым опытом, главное отличие настоящей схемы заключается в том, что здесь имеется достаточное количество логических критериев для выделения упругого рассеяния на фоне неупругих. С точки зрения уменьшения вероятности регистрации ложных процессов данная постановка выгодно отличается от предыдущей тем, что на пути пучка находится минимально возможное количество вещества и падающий пучок и пучок упруго рассеянных протонов пространственно разделены.

В данной главе, так же как и в предыдущей, в отдельных параграфах описаны основные узлы и этапы эксперимента.

а) П у ч о к. Пучок π^+ -мезонов формировался с помощью системы, состоявшей из трех квадрупольных линз типа МЛ-15 и двух магнитов, СП-94 и СП-57, и имел следующие характеристики: разброс частиц по импульсу - 0,4%, размер пучка по основанию на входе в водородную мишень - 50 мм по горизонтали, 60 мм - по вертикали, угловая расходимость пучка - 3-6 мрад в обеих плоскостях. Интенсивность π^+ -мезонов в пучке была ≈ 5000 за цикл машины. Длительность сброса - 30-50 мсек. Импульс частиц в пучке определялся несколькими методами с точностью $\lesssim 1\%$. Схема формирования пучка показана на рис. 5.

б) Магнитный спектрометр. Для настоящего эксперимента был впервые разработан и применен спектрометр с жесткой фокусировкой для анализа частиц по импульсам в области 2-8 Гэв/с^{18/}. Спектрометр состоял из двух стандартных магнитов, СП-40 и СП-12, с длиной магнитной дорожки 1,5 и 3 м соответственно, для которых были изготовлены специальные полюсные наконечники. Для частиц разных импульсов был выбран постоянный угол отклонения $\approx 19^\circ$. Экспериментальные значения разрешения и дисперсии, полученные при разных энергиях, приведены ниже. Разрешение характеризуется среднеквадратичным значением ширины изображения пучка в фокусе спектрометра.

Импульс Гэв/с	Разрешение σ %	Дисперсия см/1% $\Delta p/p$
3,15	2,3	1,57 \pm 0,1
4,10	0,85	1,68 \pm 0,08
4,85	0,64	1,62 \pm 0,1

Ход лучей в спектрометре показан на рис. 6.

в) Электроника и счетчики. Для данного эксперимента была разработана и изготовлена электронная аппаратура на полупроводниках, обладающая достаточным быстродействием высокой чувствительностью и стабильностью параметров^{17, 18/}. Аппаратура была выполнена в виде отдельных блоков различного назначения: усилителей, размножителей, схем совпадений и антисовпадений схем пропускания, дискриминаторов и блоков питания. Мертвое время аппаратуры 220 нсек, разрешающее время схем совпадений 7-12 нсек. Работа всех схем совпадений была изучена в условиях реальных загрузок, и было показано, что просчеты пренебрежимо малы. Для каждой схемы существовало типичное плато по счету, так что эффективность электроники считалась равной 100%. Для каждого из использованных счетчиков тщательно избирались условия работы (напряжение, размер, положение на пучке, защита и пр.) с целью всеми средствами снизить фоновые отсчеты аппаратуры.

В результате удалось добиться того, что вероятность случайного запуска аппаратуры фоновыми отсчетами была доведена до уровня $< 10^{-7}$ на один падающий π -мезон в отсутствие водородной мишени. Эффективности счетчиков, необходимые для вычисления сечения взаимодействия, были определены в специальных измерениях.

г) Искровые камеры. Применение искровых камер в данном эксперименте имело ряд преимуществ.

1) Фоновые отсчеты аппаратуры, вызванные случайными совпадениями, по фотографиям искровых камер могли быть уменьшены на несколько порядков; 2) использование искровой камеры в комбинации с магнитным спектрометром позволяло получить непрерывный импульсный спектр частиц, 3) документальность редкого процесса позволяла иметь дополнительную информацию, способствующую его эффективному поиску. Искровые камеры, разработанные для данного эксперимента ^{129/}, были первыми камерами, с которыми было проведено физическое исследование на синхрофазотроне ОИЯИ. В эксперименте использовались многопластинчатые искровые камеры с разрядным промежутком 22 мм (SC-I) и 12 мм (SC-II) и размером электродов $\approx 400 \times 400$ мм², фотографируемые в двух перпендикулярных направлениях. Работа камер была исследована с помощью космических лучей. Измерялась эффективность камер в зависимости от величины высоковольтного напряжения, от задержки в подаче высокого напряжения после прохождения через камеру частиц, измерялось время памяти камер. Характерной особенностью всех измерений является изменение кривых в зависимости от чистоты газа. Поскольку камеры были сделаны из плексигласа, органические выделения из стенок загрязняли первоначально чистый газ неон и изменяли характеристики камер. В качестве иллюстрации на рис. 7 приведены кривые времени памяти камеры SC-I в функции напряжения очищающего поля, снятые в разное время после наполнения камер газом. Для предотвращения "сползания" характеристик камер в ходе эксперимента приходилось очищать газ через 12-20 часов путем многократной прогонки через активированный уголь, охлаждаемый жидким азотом.

В данном эксперименте искровые камеры работали в особых условиях. Камера SC-I работала в прямом пучке и должна была регистрировать два трека — падающий и рассеянный π^- -мезон. Обе камеры находились в непосредственной близости от ускорителя, в условиях интенсивного общего фона. Так как счетчики, необходимые для выделения процесса упругого рассеяния, располагались на базе ≈ 30 м, то полная задержка во времени от момента прохождения частиц через камеру до момента подачи на нее высокого напряжения была велика ≈ 450 нсек. За это время в камеру могли попасть другие частицы. Эти фоновые частицы снижали эффективность регистрации полезных событий. Возмож-

ности работы камер в таких условиях были тщательно проверены. Был проведен эксперимент по определению вероятности полного уничтожения трека запускающей частицы другой фоновой частицей, прошедшей через камеру позже запускающей /19/. Эта вероятность представлена на рис. 8. Эффективность регистрации двух одновременных треков в естественных фоновых условиях для камеры SC-I оказалась равной 93%.

д) Измерения и обработка результатов. В табл. 1 приведена суммарная статистика - полное число π^+ -мезонов, прошедших через водородную мишень, и полное количество фотографий для всех трех энергий. Отбор событий по фотографиям искровых камер происходил по следующим критериям. В камере SC-II треки должны лежать в области, ограниченной счетчиком S_6 , и иметь угол наклона к осям камеры не больше заданного. В камере SC-I должно быть обязательно два трека, один из которых должен находиться в области, ограниченной размерами счетчика S_3 . Второй трек должен обязательно быть вне этой области. Оба трека должны сходиться в направлении водородной мишени. Для отобранных событий измерялись координаты треков, по которым вычислялись пространственный угол между треками θ , расстояние наибольшего сближения между прямыми в пространстве h , расстояние точки наибольшего сближения от искровой камеры X_0 и отношение $\kappa = \frac{h}{X_0}$. Распределения событий по этим параметрам представлены на рис. 9. Обоснование отбора по этим параметрам приведено в приложении 1 к диссертации. Число отобранных событий дано в табл. 2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния назад определялось по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{N}{M} \cdot \frac{1}{a} \cdot \frac{1}{\Delta\Omega}$$

где η - полная эффективность аппаратуры, N - число актов рассеяния назад, M - число π^+ -мезонов, прошедших через мишень, a - толщина водородной мишени в г/см², $\Delta\Omega$ - эффективный телесный угол установки.

Явное выражение η имеет вид

$$\eta = \epsilon_{эл.} \cdot \epsilon_{S_2} \cdot \epsilon_{S_4, S_5} \cdot S_6 \cdot \epsilon_{SC} \cdot \delta_{\mu} \cdot \delta_d \cdot \delta_1 \cdot T,$$

куда в порядке следования входят не только эффективности электроники, счетчиков S_2, S_4, S_5, S_6 , искровых камер, но также и поправки на пресчет

μ -мезонов в мониторе (δ_{μ}), на распад рассеившихся назад π -мезонов (δ_{π}) и на ядерное взаимодействие их в стенках мишени и искровой камере SC-1 (δ_1). Ядерное взаимодействие π -мезонов и протонов в водороде Т учтено при вычислении эффективного телесного угла. Эффективный телесный угол установки был вычислен на электронной счетной машине методом Монте-Карло. Программа вычислений описана в Приложении II. Значения всех факторов, входящих в определение $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ приведены в табл. 3, а дифференциальные сечения - в табл. 4. Ошибки в $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ определены как среднеквадратичные ошибки суммы квадратов ошибок всех входящих в определение $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ факторов.

Результаты данного опыта были опубликованы в работах /20,21/.

Уже первое наше измерение ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$)_{180°} при энергии 3,12 Гэв/с /20/ в сравнении с другими работами свидетельствовало о существовании значительного пика в дифференциальном сечении π^+p -рассеяния назад. В самом деле, при импульсе 2,92 Гэв/с /12/ в интервале $\cos\theta_{\text{с.п.м.}} = -(58 \pm 0,92)$ сечение было 4 ± 4 мкб/стер, а для импульса 4 Гэв/с измерения, опубликованные во время выполнения нашего эксперимента /22/, давали сечение, усредненное по интервалу $\cos\theta_{\text{с.п.м.}} = -(0,8 \pm 1,0)$ $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 19 \pm 5$ мкб/стер. Наша величина 99 ± 12 мкб/стер для интервала $\cos\theta_{\text{с.п.м.}} = -(0,998 \pm 1,0)$. Так как на основании существовавших теорий невозможно было предположить сильную энергетическую зависимость сечения рассеяния назад, то был сделан вывод, что пик является весьма острым. В дальнейшем, когда были завершены измерения для других импульсов /21/ этот вывод подтвердился. Теперь в сравнении с /22/ наши данные при близком импульсе 4,07 Гэв/с давали дифференциальное сечение назад почти в 4 раза большее, чем усредненное по интервалу углов $143^\circ - 180^\circ$. Результаты обеих работ хорошо согласуются между собой, если предположить, что дифференциальное сечение рассеяния назад имеет экспоненциальную форму $d\sigma/d\Omega = A_{\text{exp}}(-r_{\perp}/0,32)$, где r_{\perp} -перпендикулярный переданный импульс в Гэв/с.

После опубликования нашей работы появилась серия сообщений об измерениях π^+p и π^-p дифференциального сечения рассеяния на большие углы /23-33/, в которых было установлено энергетическое поведение сечения и угловое распределение.

Наши данные были подтверждены всеми последующими измерениями при соответствующих энергиях. Однако до настоящего времени наши данные наиболее близки к углу рассеяния 180° , что может оказаться существенным с точки зрения экстраполяции сечения к углу 180° .

Существующие данные о пике назад недостаточно точны для того, чтобы определить его форму. Можно провести сравнение данных при разных энергиях, предположив на основе теории Редже, что пики вперед и назад имеют одинаковую форму $d\sigma/d\Omega \sim e^{-B\chi}$

Тогда в случае π^+p пик назад будет, значительно уже дифракционного пика вперед. В случае π^-p такого вывода сделать нельзя. Существующие данные не позволяют также сделать определенный вывод об изменении формы пика с увеличением энергии, т.е. проверить одно из предсказаний реджистики о сужении пиков.

Величина $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{180^\circ}(\pi^+p)$ быстро убывает в измеренном нами интервале энергий и продолжает убывать при более высоких энергиях^{/27/}. Совокупность всех данных в интервале 3-8 Гэв/с не противоречит тому, что $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{180^\circ} = 1/E_{LAB}$. Более точный закон установить пока невозможно ввиду недостаточности данных и их невысокой точности. Кроме того, следует отметить, что это убывание есть следствие двух причин - изменения падающей энергии, т.е. s , и изменения переданного импульса, поскольку $u_{180^\circ} = (M^2 - m^2)/s$.

Для установления энергетической зависимости $(d\sigma/d\Omega)_{180^\circ}$ необходимо проводить измерения при фиксированном u и при разных s . Поскольку с точки зрения теории Редже рассеяние назад описывается парой комплексно-сопряженных полюсов, совпадающих лишь при $u = 0$, то измерения следует проводить при фиксированном значении $u = 0$. В работе^{/27/} показано, что если рассматривать рассеяние назад с этой точки зрения, то данные согласуются с зависимостью:

$$(d\sigma/d\Omega)_{u=0} \sim s^{2\alpha_n(0)-1} \quad \text{где} \quad \alpha_n(0) = -0,42 \pm 0,13$$

В оригинальной статье^{/8/} указывалось, что нуклон есть составная частица и на эту его природу будет указывать зависимость сечения рассеяния назад от энергии. Однако в работе^{/34/} показано, что даже "первоначально голый" нуклон будет превращаться в объект типа полюса Редже благодаря излучению и поглощению виртуальных векторных мезонов. Согласно результатам этой работы, нет путей различить, является ли нуклон точечной частицей или же он есть полюс Редже при любой энергии. Как будет видно из дальнейшего, в области 3-8 Гэв/с еще существенно влияние резонансов и о чисто реджевском доведении сечения говорить вообще не имеет смысла.

В работах ^{/35/, /36/} появились сообщения об обнаружении новых барионных резонансных состояний с массой больше чем 2 Гэв. В связи с этим появилась возможность связать пики в рассеянии назад с существующим резонансом в этой области.

В работе ^{/37/} в предположении, что π^+p -рассеяние назад описывается барионным обменом, а именно, обменом нуклоном, по теории возмущений с учетом формфакторов и поглощения вычислена форма дифференциального сечения π^+p -рассеяния назад при 4 Гэв/с. На рис. 10 эти вычисления сравниваются с экспериментом. Видно, что данное описание только на основе барионного обмена дает разумное сечение, хотя расчетная кривая и не совсем хорошо согласуется с экспериментальными данными. Это было первое удовлетворительное теоретическое описание экспериментальных данных по π^+p -рассеянию назад.

В работе ^{/37/} была впервые высказана также идея, что амплитуду рассеяния назад в рассматриваемой области энергий можно представить как сумму резонансной амплитуды, имеющей брейт-вигнеровский вид, и некой фоновой амплитуды, в частности однонуклонной обменной амплитуды. Интерференция этих двух амплитуд может описать энергетическую зависимость сечения рассеяния назад и форму дифференциального сечения. Поскольку резонансная амплитуда зависит от углового момента резонанса, то в принципе имеется возможность таким путем определить спин и четность резонанса. Основываясь на идеях работы ^{/37/}, Баргер и Клайн ^{/38/} вычислили абсолютный ход дифференциального сечения π^+p -рассеяния назад и путем сравнения с экспериментом, включая наши данные, получили указание на положительную четность изобар $\Delta_8(2420)$ и $\Delta_8(2850)$. Это указание подтвердилось впоследствии ^{/24/} в эксперименте, послужившем непосредственным продолжением опытов, описанных в данной диссертации. Результаты работы ^{/38/} приведены на рис. 11, откуда видно качественное и количественное согласие теории и эксперимента.

Таким образом, можно считать, что в области энергии 2-8 Гэв/с существенным является процесс обмена барионными резонансными состояниями.

Краткие результаты и выводы

1. В диссертации описаны два опыта по измерению упругого π^+ -рассеяния на угол 180° в области импульсов 3–5 Гэв/с. Основные результаты опубликованы в работах /11,20,19,20,21/.

2. В первом опыте получена оценка верхнего предела $(d\sigma/d\Omega)_{180^\circ}$ при двух энергиях 3,14 и 4,6 Гэв/с: $0,92 \pm 0,47$ и $0,39 \pm 0,34$ мб/стер соответственно. При сравнении с другими данными /9,10,12,13/ этот результат указывал на возможное существование острого пика в π^+ -рассеянии назад.

3. С методической точки зрения первый опыт потребовал совершенствования и создания новых газовых пороговых черенковских счетчиков и всего комплекса аппаратуры, работающего в условиях, когда скорость полезных событий была на уровне 1 события в час.

4. Во втором эксперименте сечение $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{180^\circ}$ было измерено для трех энергий. Результаты измерений приведены в табл. 4. В сравнении с данными других работ /12,22/ из наших результатов следовало существование острого пика в упругом π^+ -рассеянии назад. Наши данные подтвердились позднейшими измерениями /27,29/ и послужили основой для предварительного определения четности изобар $\Delta_8(2420)$ и $\Delta_8(2850)$ /38/.

5. Благодаря тому, что развитая методика позволила производить измерения упругого рассеяния в прямом пучке, наши данные относятся к углам рассеяния, наиболее близким к углу 180° .

6. В методическом плане проведение второго эксперимента потребовало дальнейшего совершенствования существовавших систем, а также создания новой аппаратуры. Впервые был создан магнитный спектрометр с жесткой фокусировкой для анализа частиц по импульсу в интервале 2–6 Гэв/с /16/ с разрешением $< 1\%$. Впервые в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ были применены искровые камеры, для которых были получены количественные данные о вероятности полного уничтожения трека запускающей частицы другой фоновой частицей /19/. Комплекс всей аппаратуры позволял подавлять фоновые процессы в 10^7 раз.

Проделанная работа была бы невозможна без постоянной помощи и поддержки моих коллег А.С. Вовенко, Б.И. Гуськова, Б.А. Кулакова, М.Ф. Лихачева, А.Л. Любимова, Ю.А. Матуленко, В.С. Ставинского, которым я глубоко благодарен. Я благодарю также Я. Гладкого за помощь в разработке и исследовании

довании искровых камер, А.Т. Матюшина, Б. Зеленова, Н. Мороз, Л. Лебедеву за разработку, изготовление аппаратуры и помощь в ее наладке, техников В.К. Бирулева, И.Н.Какурина, Н.И. Чернышева, В.И. Тюфаева, А. Завгороднего за помощь в монтаже и эксплуатации аппаратуры.

Успеху работы способствовала стабильная работа синхрофазотрона и бесперебойное снабжение жидким водородом, обеспеченное криогенным отделом ЛВЭ. Мне приятно поблагодарить коллективы этих отделов.

Л и т е р а т у р а

1. T.Regge. Nuovo Cimento, 14, 951(1959); 18, 947 (1960).
2. M.Froissart. Rep. to the La Jolla Conf. on the Theory of Weak and Strong Interactions, La Jolla, 1961.
3. S.Frautschi, et. al. Phys.Rev., 126, 2204 (1962).
4. V.Gribov. Proc. 1962 Conf. CERN, p. 584.
5. V.Gribov, I.Pomeranchuk. Nucl.Phys., 33, 516 (1962).
6. D.Blokhintsev. Nuovo Cimento, 23, 1061 (1962).
7. Д. Блохинцев. Препринт ОИЯИ, Р-2220, Дубна, 1965.
8. J.Kopp et al. Phys.Rev., 123, N 1 (1961).
9. Ю. Баюков и др. ЖЭТФ, 41, 52 (1961).
10. Р. Арипов и др. ЖЭТФ, 41, 1330 (1961).
11. B.Kulakov, et al. Proc. 1962 Conf. CERN, p.584.
12. M.Perl et al. Phys.Rev., 132, 1252 (1963).
13. Yu.Bayukov, et al. Proc. 1962 Conf. CERN, p. 588.
14. V.Cook, et al. Phys.Rev., 129, 2743 (1963).
15. V.Singh, B.Udgaonkar. Phys.Rev., 123, 1487 (1961).
16. А. Вовенко и др. Препринт ОИЯИ 3008, Дубна, 1967.
17. Б. Зеленов и др. Препринт ОИЯИ, 2188, Дубна, 1965.
18. Б. Зеленов и др. Препринт ОИЯИ, Р-1310, Дубна, 1965.
19. А. Вовенко и др. Препринт ОИЯИ, Р-2881, Дубна, 1966.
20. I.Savin, et al. Phys.Lett., 17, 68 (1965).
21. А. Вовенко и др. Письма ЖЭТФ, 2, 408 (1965).
22. M.Aderholz, et al. Phys.Lett., 10, 248 (1964).
23. W.Frisken, et al. Phys.Rev.Lett., 15, 313 (1965).

24. T.Dobrovolsky, et al. Phys.Lett., 24B, 203 (1967).
25. А. Алиханов и др. Phys.Lett., 19, 345 (1965).
26. W.Baker, et al. Phys.Lett., 23, 605 (1966).
27. J.Orear, et al. Phys.Rev. (to be published).
28. Coffin, et al. Phys.Rev.Lett., 15, 838 (1965); 17, 458 (1966).
29. А. Вовенко и др. Препринт ОИЯИ, Р-2506, Дубна, 1965.
30. S.Kormanyos, et al., Phys.Rev.Lett., 16, 709 (1966).
31. H.Brody, et al. Phys.Rev.Lett., 16, 828 (1966).
32. W.Selove. Rep. to the Conf. on High Energy Two-Body Reactions, Stony Brook, 1966.
33. Б. Кулаков и др. Препринт ОИЯИ, Р13-3132, Дубна, 1967.
34. M.Gell-Mann, et al. Phys.Rev., 113, B145 (1964).
35. A.Citron, et al. Phys.Rev., 144, 1101 (1966).
36. A.Diddens, et al. Phys.Rev.Lett., 10, 262 (1963).
37. R.Heinz, M.Ross. Phys.Rev. Lett., 14, 1091 (1965).
38. V.Barger, D.Cline. Phys.Lett., 22, 666 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1967 г.

Таблица 1. Суммарная статистика

Импульс, Гэв/с	Монитор M	Количество фотографий N_{ϕ}	N_{ϕ} / M
3,15	$221,485 \times 10^6$	426	$1,93 \times 10^{-6}$
4,05	$172,28 \times 10^6$	816	$4,75 \times 10^{-6}$
4,85	$79,55 \times 10^6$	573	$7,2 \times 10^{-6}$

Таблица 2. Отбор событий по фотографиям искровых камер. N_1 -отобранные по фотографиям SC-II, N_2 -отобранные по фотографиям SC-I, N_{12} -совместный отбор, N -истинное число событий, $N_{сл}$ -случайные совпадения.

Импульс, Гэв/с	N_1	N_2	N_{12}	$N_{сл}$	N	N / M
3,15	170	116	98	1,6	96,4	$(4,35 \pm 0,445) \times 10^{-7}$
4,05	121	96	76	2,7	73,3	$(4,15 \pm 0,52) \times 10^{-7}$
4,85	77	23	15	1,0	14,0	$(1,76 \pm 0,5) \times 10^{-7}$

Таблица 3. Факторы, входящие в определение $d\sigma/d\Omega$

Импульс, Гэв/с	$\epsilon_{эл.}$	ϵ_{S2}	ϵ_{SC}	$\epsilon_{S_4 S_5 S_6}$	$\Delta\Omega$	T	δ_{μ}	δ_d	δ_l	N/M
3,15	$0,925 \pm 0,015$	$0,903 \pm 0,02$	$0,85 \pm 0,05$	0,716	$2,45 \cdot 10^{-3}$	0,588	$0,97 \pm 0,005$	0,948	0,91	$(4,35 \pm 0,45) \times 10^{-7}$
4,05	I	$0,734 \pm 0,05$	$0,85 \pm 0,05$	0,79	$2,87 \cdot 10^{-3}$	0,611	$0,97 \pm 0,010$	0,95	0,99	$(4,25 \pm 0,52) \times 10^{-7}$
4,85	I	$0,734 \pm 0,05$	$0,85 \pm 0,05$	0,63	$3,04 \cdot 10^{-3}$	0,619	$0,97 \pm 0,01$	0,952	0,99	$(1,76 \pm 0,5) \times 10^{-7}$

Таблица 4. Дифференциальные сечения упругого π^+ -рассеяния на угол 180° .

Импульс, Гэв/с	Интервал углов в с.п.м.	Интервал cos θ п.м.	Интервал σ , (Гэв/с) ²	$d\sigma/d\Omega$, мкб/ст.	$d\sigma/d\sigma$, мкб/(Гэв/с) ²
3,12	177+180	-(0,998+1)	0,109+0,104	99 \pm 12	244 \pm 29
4,07	177+180	-(0,998+1)	0,086-0,081	74 \pm 11	136 \pm 20
4,82	177+180	-(0,998+1)	0,074-0,068	37 \pm 12	56 \pm 18

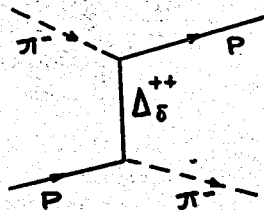
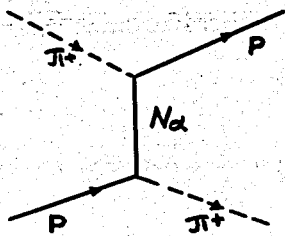


Рис. 1.

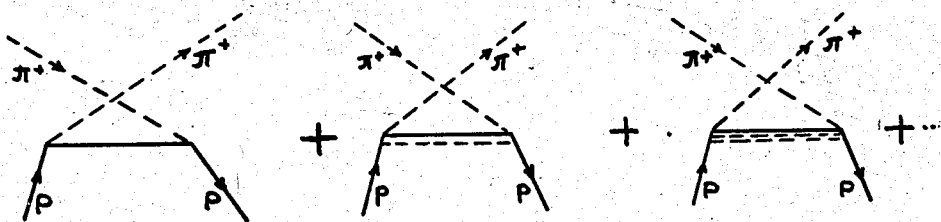


Рис. 2.

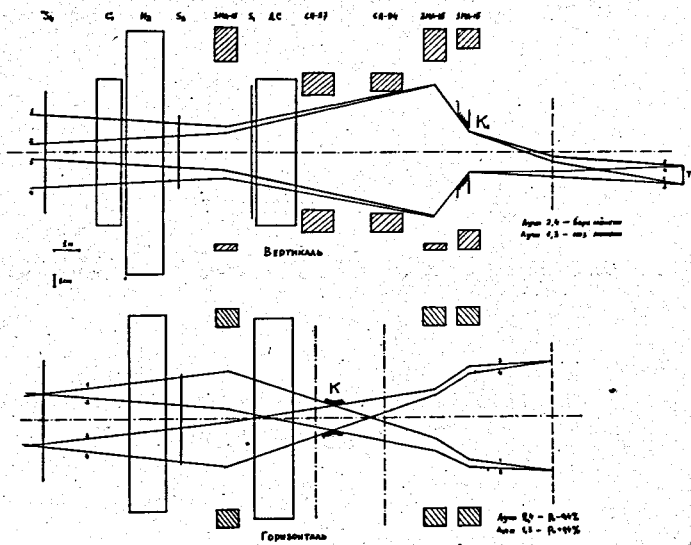


Рис. 5. Схема формирования пучка для второго опыта.

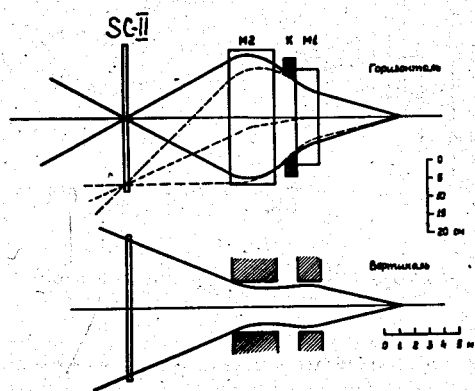


Рис. 6. Ход лучей в магнитном спектрометре.

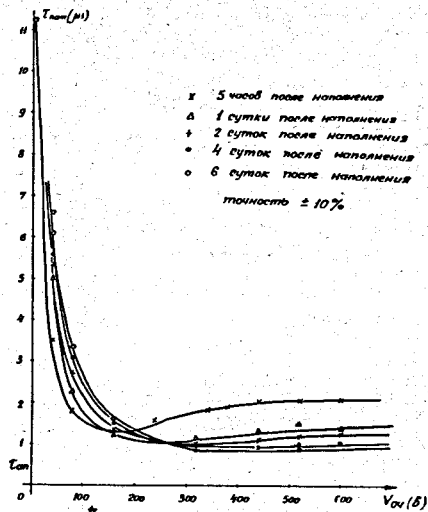


Рис. 7. Время памяти искровой камеры в функции напряжения очищающего поля.

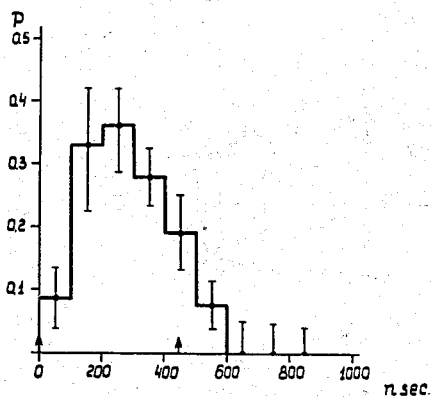


Рис. 8. Вероятность полного уничтожения трека частицы, запустившей камеру, треком фоновой частицы в зависимости от интервала времени, прошедшего между пролетом запускающей частицы и подачей высокого напряжения на камеру.

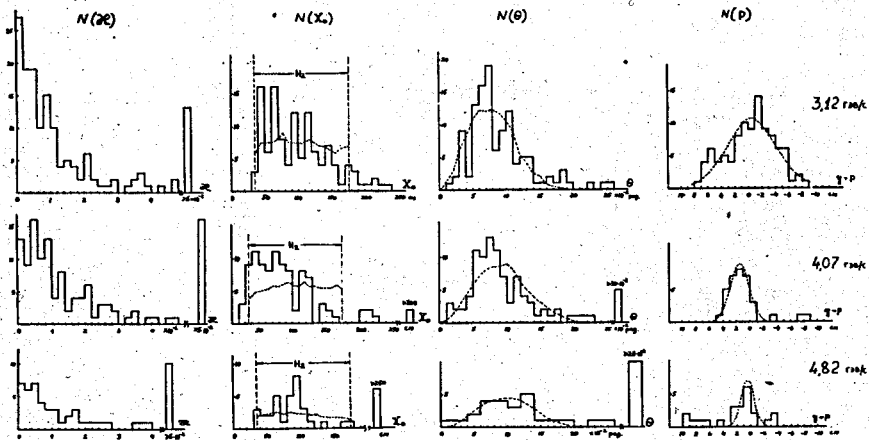


Рис. 9. Распределения событий рассеяния назад по параметрам отбора.

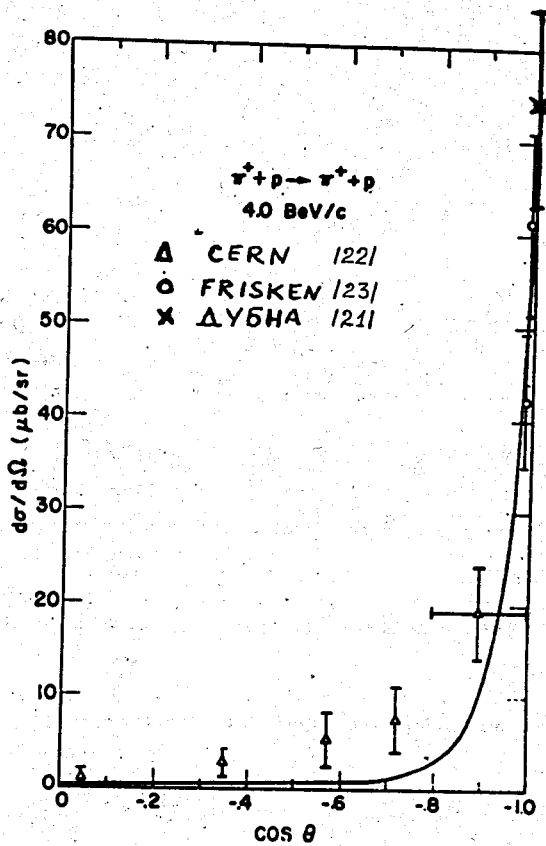


Рис.10. Теоретический расчет поперечного сечения упругого $\pi^+ p$ -
 рассеяния назад на основе модели однонуклонного обмена.

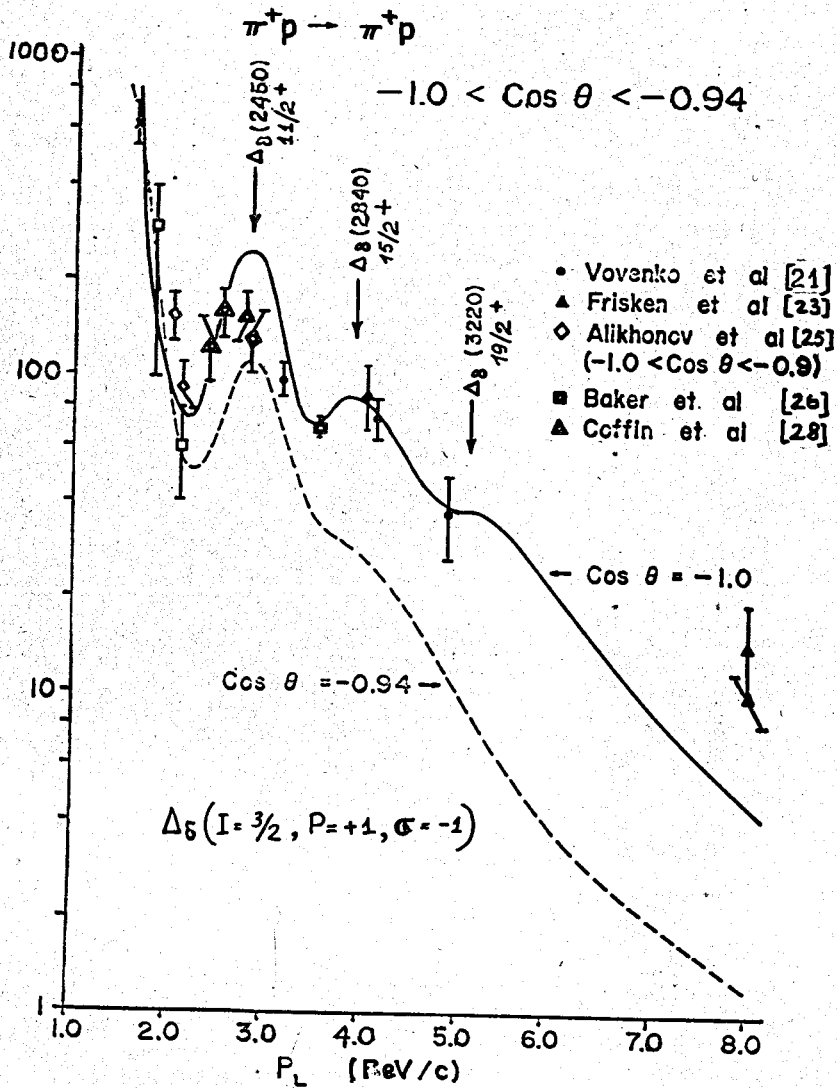


Рис.11. Теоретический расчет поперечного сечения упругого $\pi^+ p$ - рассеяния назад на основе модели обмена совокупностью барионных резонансов Δ_S