

С346

A-61

Н.С. Амаглобели

951

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЯМИ 580 И 630 МЭВ
ПРОТОНАМИ И КОНСТАНТА
П-МЕЗОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

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

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор

В.П. Джелепов

Дубна 1962 год

Н.С. Амаглобели

951

С 346

A-61

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЯМИ 580 И 630 МЭВ
ПРОТОНАМИ И КОНСТАНТА
П-МЕЗОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

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

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор

В.П. Джелепов

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В в е д е н и е

Анализ экспериментальных данных по рассеянию нейтронов протонами при энергиях в несколько сотен Мэв приводит к заключению о том, что уже в настоящее время назрела необходимость, с одной стороны, в проведении соответствующих исследований в области более высоких энергий, а с другой, - в увеличении точности опытных данных во всем диапазоне таких энергий. Получение таких данных открывает широкие возможности, например, для проверки предложенного Чу^{1/} и имеющего принципиальное значение для современной локальной теории поля метода определения перенормированной константы π -мезон-нуклонного взаимодействия f из данных по упругому рассеянию нуклонов нуклонами. Для успешной реализации метода Чу необходимо детальное исследование зависимости дифференциального сечения упругого (n-p) -столкновения $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ от угла рассеяния в области углов, близких к 0° и 180° (с.п.и.). С аналогичным требованием мы встречаемся и в случае определения по известному угловому распределению $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ значения максимального момента l_{max} , при котором для данной энергии еще осуществляется заметное взаимодействие между нуклонами. Кроме того, для будущего совместного анализа (n-p) и (p-p) -взаимодействий необходимо иметь данные об упругом (n-p) -рассеянии при энергии 635 Мэв, при которой уже в настоящее время имеются данные В.П. Джелелова и др. о поляризации, возникающей в (n-p) -рассеянии^{2/}. Следует также заметить, что весьма существенный недостаток экспериментальных данных по упругому (n-p) -рассеянию при высоких энергиях заключается в том, что применяемые обычно пучки нейтронов не являются моноэнергетическими. Нейтроны, образующие пучки, получаются либо в результате "развала" быстрых дейтронов, либо путем "перезарядки" протонов на нейтронах ядер. Следовательно, экспериментально измеренное сечение рассеяния является усредненным по достаточно широкой энергетической области. При таком усреднении могут сглаживаться детали более сложной энергетической зависимости сечения. Поэтому весьма желательно улучшение существующих данных с точки зрения использования в опытах либо более моноэнергетического пучка нейтронов, либо использования более узкого участка спектра имеющегося пучка нейтронов.

Совокупность перечисленных обстоятельств послужила стимулом для проведения возможно более точных измерений дифференциальных сечений упругого (n-p) -рассеяния при неисследованной ранее средней эффективной энергии нейтронов

630 Мэв в интервале углов $11,5^\circ - 180^\circ$ (с.п.и.), а также для изучения этого процесса при энергии 580 Мэв в области малых углов, где нужные данные отсутствовали. Измерения были выполнены на синхротроне Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Диссертация состоит из трех разделов. Первые два раздела посвящаются описанию экспериментов по определению дифференциальных сечений упругого рассеяния при энергии нейтронов 580 и 630 Мэв. Третий раздел посвящается определению перенормированной константы π - мезон-нуклонного взаимодействия f по угловому распределению дифференциальных сечений упругого $(n-p)$ - рассеяния при энергии нейтронов 630 Мэв. Дается метод определения константы f , позволяющий более полно и эффективно использовать опытные данные, чем метод Чу. Показано, что современные опытные данные по $(n-p)$ - рассеянию в пределах ошибок экспериментов не противоречат значению $f^2 = 0,08$.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах ^{13-6/} и доложены на двух Международных конференциях по физике высоких энергий (Киев, 1959 г. и Рочестер, 1960 г.).

Постановка эксперимента и аппаратура

Пучок нейтронов высокой энергии, использованный в опытах, получался в результате обменного рассеяния протонов, ускоренных до энергии 680 Мэв, на бериллиевой мишени, установленной внутри вакуумной камеры синхротрона. Энергетическое распределение нейтронов в пучке, измеренное в специальных опытах В.С.Киселевым и др. ^{17/}, представлено на рис. 1. В опытах по определению дифференциальных сечений упругого $(n-p)$ - рассеяния при энергии нейтронов 630 Мэв использовался участок спектра, соответствующий нейтронам с энергией $E_n \geq 600$ Мэв, а для измерения $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ при энергии 580 Мэв в области малых углов ($\theta \leq 35^\circ$ с.п.и.) использовался участок спектра, соответствующий нейтронам с энергией $E_n \geq 450$ Мэв. При определении средней эффективной энергии нейтронов учитывалась энергетическая зависимость полного сечения упругого $(n-p)$ - рассеяния в интервале энергии 450-700 Мэв.

Измерение дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов протонами при энергии нейтронов 630 Мэв в интервале углов $\theta = 11,5^\circ - 180^\circ$ (с.п.и.) проводилось двумя разными методами.

1. В области углов, где рассеянный нейтрон передает значительную долю своей начальной кинетической энергии протону, дифференциальные сечения определялись методом регистрации протонов отдачи. Для этого на углах $\phi_p = 0-70^\circ$ (лабораторная система) измерялась разность числа заряженных частиц от помещаемых поочередно в нейтронный пучок рассеивателей из полиэтилена $(CH_2)_n$ и графита (С).

Для получения полного числа протонов отдачи под заданным углом в данные этих измерений вносились поправки, учитывающие потерю протонов отдачи вследствие ядерного поглощения и многократного рассеяния в фильтрах, задающих порог детектора, а также поправки, учитывающие примесь заряженных мезонов и электронов. Рассеиватели из полиэтилена и углерода представляли собой цилиндры с равной тормозной способностью для протонов. В интервале углов $\phi_p = 0-20^\circ; 20-70^\circ$ толщина рассеивателей из полиэтилена составляла 2,7 и 0,9 г/см², соответственно.

Детектор, использованный в опытах для регистрации протонов отдачи, состоял из сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадение, и по своей конструкции менялся в зависимости от исследуемой области углов. Для углов $\phi_p \geq 10^\circ$, где фон случайных совпадений не превышал 1-2%, детектором служил телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков, изображенный на рис. 2. Энергетический порог детектора задавался фильтром из вольфрама или меди, помещенным между двумя последними счетчиками. Толщина фильтра на разных углах подбиралась с таким расчетом, чтобы детектор регистрировал только те протоны отдачи, которые соответствовали нейтронам с энергией выше 600 Мэв. Угловое разрешение детектора равнялось 2° .

В интервале углов $\phi_p = 0-10^\circ$, особенно на угле 0° , когда детектор располагался непосредственно в нейтронном пучке, основным источником фона являлись заряженные частицы, выбиваемые из сцинтиллятора, а также медленные протоны, вылетающие из рассеивателя, которые перегружали передние счетчики и тем самым увеличивали фон случайных совпадений. Для уменьшения влияния перечисленных источников фона в этом интервале углов применялся детектор из четырех сцинтилляционных счетчиков (рис. 3). При этом первый счетчик ставился вплотную к рассеивателю, а фильтр, задающий порог детектора, распределялся между вторым, третьим и четвертым счетчиками. Это уменьшало телесный угол, под которым последние счетчики "видят" сцинтиллятор первого, и понижало загрузку трех последних счетчиков. Соответственно, фон от сцинтиллятора первого счетчика и фон случайных совпадений заметно снижались. Угловое разрешение детектора равнялось $0,5^\circ$.

Для того, чтобы исследование углового распределения протонов отдачи в области углов, близких к $\phi_p = 0^\circ$, можно было провести с хорошей точностью в сравнительно короткий срок, наряду с описанным выше обычным детектором протонов отдачи, использовался также детектор с кольцевым рассеивателем. Метод кольцевого рассеивателя имеет то преимущество, что при малом угловом разрешении детектор охватывает сравнительно большой телесный угол. Этим методом, однако, удалось исследовать только ограниченную область углов ($2,5^\circ \leq \phi_p < 8^\circ$). Обычный детектор протонов отдачи мог работать во всем исследуемом интервале углов, но так как в нашем случае требовалось малое угловое разрешение ($0,5^\circ$) и высокий энергетический порог, то при имеющейся интенсивности нейтронного пучка провести эксперимент за короткое время было затруднительно. Таким образом эти

два метода взаимно дополняли друг друга. Схема кольцевого детектора протонов отдачи приведена на рис. 4. Нейтронный пучок формировался двумя последовательно расположенными на одной оси коллиматорами. Первый из них имел длину 3,6 м и отверстие σ 30 см. Пройдя расстояние 14 м от конца первого коллиматора, нейтроны попадали во второй коллиматор, который придавал пучку кольцевую форму. Угловая расходимость кольцевого нейтронного пучка равнялась $\phi = 0,5^\circ$. Между кольцевым коллиматором и рассеивателем помещалась свинцовая защита цилиндрической формы. Свинцовая защита экранировала детектор от заряженных частиц, летящих с конца кольцевого коллиматора. Рассеиватель представлял собой восемнадцатиградусник, собранный из цилиндрических блоков полиэтилена, расположенных по окружности со средним радиусом $R = 32$ см. Протоны отдачи, вылетающие из рассеивателя под углом

$$\Phi = \arctg(R/X) + \phi,$$

регистрировались телескопом из четырех сцинтилляционных счетчиков, установленных на расстоянии X от центра кольцевого рассеивателя. Перемещение телескопа вдоль оси нейтронного пучка позволяло измерять интенсивности протонов отдачи, летящих на разные углы. Эффект, связанный с упругими (п-р) -соударениями, находился как разность в счете с рассеивателями из полиэтилена и графита. Энергетический порог регистрации протонов задавался толщиной вольфрамового и медного фильтров, устанавливаемых на пути протонов отдачи между счетчиками 1,2,3 и 4. Данные, полученные методом кольцевого детектора и обычным детектором протонов отдачи, согласовались между собой по общим точкам измерения.

Поправка на ядерное поглощение и многократное рассеяние протонов отдачи в фильтрах определялась на выведенном из синхротрона пучке протонов с энергией 660 Мэв. Для этого в протонный пучок помещался полиэтиленовый рассеиватель и с помощью двух телескопов, включенных на совпадение (метод сопряженных телескопов), регистрировались акты упругих (р-р)-столкновений. Угол "определяющего" телескопа относительно оси пучка выбирался таким, чтобы энергия регистрируемых протонов совпадала со средней энергией протонов отдачи от упругих (п-р) -столкновений на тех углах Φ_p , для которых измерялись поправки на поглощение. При этом измерение поправок сводилось к определению отношения числа протонов от упругих (р-р)-столкновений, зарегистрированных детектором при работе с фильтром и без фильтра.

Исследования процессов неупругих столкновений нейтронов с протонами, сопровождающихся рождением заряженных π -мезонов при энергии порядка 600 Мэв, были проведены в Лаборатории ядерных проблем В.М.Сидоровым^{/8/} и позднее, более детально - В.П.Джелеповым и др.^{/9/}. В указанных работах были измерены энергетические спектры и выходы π^+ -и π^- -мезонов, вылетающих из мишени с жидким водородом под разными углами к направлению падающих на мишень нейтронов. Пучок нейтронов, использованный в этих опытах, так же как и в нашем

случае, получался обменным рассеянием ускоренных до энергии 680 Мэв протонов на бериллиевой мишени. В силу этого результаты указанных исследований были положены в основу опытов по определению поправок, учитывающих вклад заряженных π -мезонов. Анализ результатов, полученных в работах^{/8/,9/}, показал, что поправки на примесь заряженных мезонов, благодаря наличию высокого энергетического порога детектора в интервале углов $\Phi_p = 0-25^\circ$, практически равны нулю. На углах $\Phi_p = 30-70^\circ$ определение доли мезонов от общего числа заряженных частиц, зарегистрированных детектором, проводилось путем разделения мезонов и протонов отдачи либо по скорости с помощью черенковского счетчика (интервал углов $\Phi_p = 30-60^\circ$), либо по пробегам ($\Phi_p \geq 80^\circ$).

II. На углах $\theta \leq 35^\circ$ измерение дифференциальных сечений упругих (п-р) столкновений проводилось путем непосредственного определения числа нейтронов, рассеянных на данный угол. В качестве рассеивателя использовался цилиндрический стеклянный дьюар, наполненный жидким водородом.

Нейтронный детектор, использованный в опытах для регистрации рассеянных нейтронов, состоял из пяти сцинтилляционных счетчиков и "конвертора" - цилиндра из полиэтилена толщиной 5,6 г/см⁻² и диаметром 6 см, расположенного между первыми двумя счетчиками (рис. 5). Рассеянные нейтроны, попадая в "конвертор", испытывали обменное рассеяние. Протоны отдачи, вылетающие из "конвертора", регистрировались четырьмя (2,3,4,5) последними счетчиками. Первый счетчик служил для исключения заряженных частиц, летящих от мишени, и включался на антисовпадение с остальными счетчиками. Энергетический порог детектора задавался медным фильтром, установленным между третьим и четвертым счетчиками. При расчете толщины фильтров для углов $\Phi_p = 15; 5^\circ$ (лаб.сист.) допускалось, что средняя потеря энергии при "перезарядке" нейтрона в легком веществе составляет 15% от начальной энергии. Угловое разрешение нейтронного детектора составляло 2° .

Полученные двумя методами угловые распределения рассеянных нейтронов от упругих (п-р) -столкновений в области углов $\theta = 180^\circ - 35^\circ$ и $35^\circ - 11,5^\circ$ (с.п.и.) сшивались на угле 35° . Абсолютные значения дифференциальных сечений определялись нормировкой полученного углового распределения на полное сечение упругого рассеяния нейтронов протонами при энергии нейтронов 630 Мэв, равное $(25,8 \pm 4,5) \cdot 10^{-27}$ см².

При помощи описанного выше нейтронного детектора были измерены также относительные дифференциальные сечения упругого (п-р) -рассеяния при средней эффективной энергии нейтронов 580 Мэв в области малых углов ($\theta \leq 35^\circ$). В этом случае толщина фильтров, задающих энергетический порог нейтронного детектора на разных углах, подбирались с таким расчетом, чтобы детектор мог регистрировать те протоны "перезарядки", которые соответствовали нейтронам с энергией $E_n \geq 450$ Мэв. Абсолютные значения сечений были найдены по известному из рабо-

ты /10/ угловому распределению дифференциальных сечений упругого (n-p) -рассеяния при энергии 580 Мэв в области углов 35°-180° (с.п.и.).

Результаты измерений

Измеренные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов протонами при энергии нейтронов 580 Мэв и 630 Мэв приведены на рис. 6 и 7. Указанные ошибки являются стандартными статистическими отклонениями. Погрешность в величине полного сечения упругого (n-p) -рассеяния, на которое нормировались дифференциальные сечения, в указанные ошибки не включена. На рис. 6 и 7 для сравнения приведены также дифференциальные сечения упругих (n-p) -столкновений при энергии 90 и 400 Мэв.

Анализ полученных результатов и сравнение их с данными по упругому рассеянию при более низких энергиях дает возможность отметить следующее:

1) Угловая зависимость дифференциальных сечений упругого (n-p) -рассеяния при энергиях 580 и 630 Мэв заметно несимметрична относительно угла $\theta = 90^\circ$ в области углов, близких к $\theta = 90^\circ$. Минимум кривой лежит на угле 100-110°. Это обстоятельство указывает, по-видимому, на то, что вклад в сечение рассеяния от интерференции волн, соответствующих рассеянию в состояниях (n-p) системы с полными изотопическими спинами $T=0$ и $T=1$ в области углов, близких к $\theta = 90^\circ$ при энергии около 600 Мэв, много больше, чем при энергии 90 Мэв, при которой кривая $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ почти симметрична относительно $\theta = 90^\circ$.

2) С ростом энергии нейтронов от 400 до 630 Мэв характер упругого (n-p) рассеяния заметно меняется. Приблизительное постоянство сечения рассеяния на углах $\theta \leq 35^\circ$, наблюдавшееся при энергии 400 Мэв, нарушается, и симметрия в рассеянии "вперед" (углы $\theta = 0^\circ$) и "назад" (углы $\theta = 180^\circ$), имеющая место для энергии 90 Мэв, в заметной степени восстанавливается. Отношение сечений рассеяния на углы 10 и 170° $\frac{d\sigma_{np}(170^\circ)}{d\Omega} / \frac{d\sigma_{np}(10^\circ)}{d\Omega}$ равно 1, 2,4 и 0,8 для энергии 90, 400 и 580-630 Мэв, соответственно. Таким образом, соотношение между "обычным" и "обменным" рассеянием при энергии около 600 Мэв приближается, по-видимому, к соотношению, существующему при энергии 90 Мэв, где кривая

$\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ почти симметрична относительно угла $\theta = 90^\circ$ (с.п.и.), и оба типа рассеяния дают в полное сечение взаимодействия примерно равный вклад. Эти изменения в характере упругого рассеяния нейтронов протонами в области углов $\theta \leq 35^\circ$ связаны, по-видимому, с ростом вероятности процессов образования π -мезонов в (n-p) -столкновениях с повышением энергии нуклонов от 400 до 630 Мэв.

3) Полученные результаты находятся в хорошем согласии с гипотезой зарядовой инвариантности ядерных сил. Соотношение

$$\frac{d\sigma_{np}(90^\circ)}{d\Omega} > \mu \frac{d\sigma_{pp}(90^\circ)}{d\Omega}$$

которое было получено в работе /11/, как следствие гипотезы зарядовой инвариантности, выполняется с большим запасом.

Определение перенормированной константы π -мезон-нуклонного взаимодействия по угловому распределению дифференциальных сечений упругих (n-p) -столкновений

Угловое распределение дифференциальных сечений упругого (n-p) -рассеяния при энергии нейтронов 630 Мэв было использовано для определения перенормированной константы π -мезон-нуклонного взаимодействия.

Как известно, Чу /1/ обратил внимание на то, что в действительной части амплитуды упругого рассеяния нейтронов протонами, представленной в виде функции квадрата импульса, передаваемого при столкновении Δ^2 , существуют полюсы первого порядка, расположенные в нефизической области в точках $\Delta^2 = -\mu^2$ и $\Delta^2 = 4p^2 + \mu^2$, где \vec{p} - импульс каждого нуклона в системе их центра инерции, μ - масса π -мезона. При этом перенормированная константа π -мезон-нуклонного взаимодействия f определяется вычетами, найденными относительно этих полюсов. К сожалению, в настоящее время восстановить амплитуду (n-p) -рассеяния из экспериментальных данных не удается. Вследствие этого Чу предложил вместо амплитуды рассеяния использовать известную из опыта зависимость сечения упругого (n-p) -рассеяния $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ в области углов, близких к $\theta = 0^\circ$ или 180° , предполагая, что наличие полюсов при $\Delta^2 = -\mu^2$ и $\Delta^2 = 4p^2 + \mu^2$ будет заметно влиять на характер зависимости $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ вблизи границ физической области ($\theta = 0^\circ$ и 180°). Рекомендуемая им процедура определения f сводится, по существу, к аналитическому продолжению функции $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega} (\Delta^2 + \mu^2)^2$ или $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega} (4p^2 + \mu^2 \Delta^2)^2$ в нефизическую область до точек $\Delta^2 = -\mu^2$ или $\Delta^2 = 4p^2 + \mu^2$. С экспериментальной точки зрения для процедуры Чу наиболее подходящей является угловая зависимость дифференциальных сечений упругого (n-p) -рассеяния $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ в интервале углов, близких к $\theta = 180^\circ$, в силу того, что в указанном интервале углов методом регистрации протонов отдачи значения $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ можно определить с достаточно хорошей статистической точностью. Практически метод Чу состоит в следующем: определенные опытным путем дифференциальные сечения упругого (n-p) -рассеяния $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ в интервале углов, близких к $\theta = 180^\circ$, умножаются на величину

$$x^2 = \left(1 + \cos \theta + \frac{\mu^2}{2p^2}\right)^2$$

Затем полученные значения $x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ методом наименьших квадратов аппроксимируются степенным рядом вида:

$$A + Bx + Cx^2 + \dots + Dx^n + \dots \quad (1)$$

Найденный отсюда коэффициент А, согласно существующей мезонной теории, непосредственно выражается через константу f^2 :

$$A = \frac{f^4 m^4}{p^4(m^2 + p^2)},$$

где m - масса нуклона. Интервал углов, пригодных для определения f^2 , задается радиусом сходимости приведенного выше ряда и определяется выражением

$$-1 \leq \cos \theta \leq -1 + \frac{\mu^2}{p^2}.$$

С целью определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия описанным выше путем через экспериментальные точки $x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ в интервале углов

$180^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ методом наименьших квадратов для ряда пробных функций (от линейной функции до параболы четвертой степени включительно) были проведены кривые и затем найдены значения f^2 . В силу того, что число экспериментальных точек

$x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$, пригодных для определения константы f^2 , в нашем случае

было сравнительно невелико (9), мы для определения пробной функции, являющейся наилучшим приближением к действительной зависимости, применили сразу два критерия - критерий Гаусса и критерий Фишера. Оказалось, что по критерию Гаусса наилучшим из всех перечисленных выше пробных функций является кривая вида: $A + Bx + Cx^2$ и при этом $f^2 = 0,041 \pm 0,014$, а критерий Фишера указывал на пробную функцию с $n > 3$. Для устранения противоречия между критериями Гаусса и Фишера необходимо значительно увеличить число экспериментальных точек

$x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ вблизи $\theta = 180^\circ$ в интервале углов, пригодном для метода Чу.

Однако значительное увеличение числа экспериментальных точек в интервале углов $180^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ при имеющемся нейтронном пучке (сравнительно малая интенсивность, широкий энергетический спектр) представляет весьма трудную задачу. Указанное обстоятельство заставило нас для определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия по угловому распределению дифференциальных сечений упругих (n-p)-столкновений применить новый метод, который в отличие от метода Чу разрешает использовать значения $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ во всем интервале $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$. До изложения нового метода интересно отметить, что пробная функция

$A + Bx + Cx^2 + Dx^3$, для которой $f^2 = 0,08$, почти симметрична относительно границы (рис.8, кривая 2). Если предположить, что степенной ряд (1) должен быть симметричным относительно границы физической области при всех энергиях, и попытаться взять, не прибегая к процедуре аналитического продолжения, соответствующее значение

$x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ на ветви кривой, расположенной в физической области

при $\cos \theta = 1 - \frac{\mu^2}{2p^2}$, то оказывается, что значение f^2 , полученное при этом,

колеблется от 0,08 до 0,09 в широком интервале энергии нейтронов от 90 до 630 Мэв. Предположение о симметрии кривой $x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ относительно границы физической области на сегодняшний день можно рассматривать только как оптимистическую гипотезу, проверка которой также требует значительного увеличения числа экспериментальных точек вблизи $\theta = 180^\circ$.

Если учесть, что в действительной части амплитуды (n-p)-рассеяния существуют полюса при $\Delta^2 = -\mu^2$ и $\Delta^2 = 4p^2 + \mu^2$, то дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ в этом интервале изменения может быть представлено в виде:

$$\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega} = a b^2 \left[\frac{1}{(z_0 - z)^2} + \frac{4}{(z_0 + z)^2} \right] + \frac{a_2}{z_0 - z} + \frac{a_3}{z_0 + z} + \sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n. \quad (2)$$

Здесь $z_0 = 1 + \frac{\mu^2}{2p^2}$; $z = \cos \theta$; $b = \frac{\mu^2}{2p^2}$; a_1, a_2, a_3, a_n - неопределенные коэффициенты. При этом ряд $\sum a_n z^n$ должен сходиться быстро, так как остальные особенности $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ находятся достаточно далеко от интересующего нас интервала $-z_0 \leq z \leq z_0$.

Формула (2) может быть легко получена, если воспользоваться разложением $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ в ряд Лорана вблизи точек $z = \pm z_0$. Следует заметить также, что подобная же зависимость $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ может быть получена с помощью дисперсионных соотношений.

В предположении, что вблизи точек $z = \pm z_0$ амплитуда взаимодействия нуклона с нуклоном хорошо описывается "одномезонной" диаграммой Фейнмана [1], коэффициент a_1 может быть выражен через константу π -мезон-нуклонного взаимодействия

$$a_1 b^2 = \frac{f^4 m^4}{4p^4(m^2 + p^2)}$$

Выражение (2) было использовано для аппроксимации экспериментальных данных по угловому распределению дифференциальных сечений упругих (n-p)-столкновений при энергиях нейтронов 90, 380-400, 630 Мэв. Коэффициенты a_n определялись методом наименьших квадратов. Система уравнений для определения коэффициентов a решалась на электронной счетной машине методом последовательных приближений. Число коэффициентов a_n в выражении (2) для $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ выбиралось таким образом, чтобы наилучшим образом удовлетворить критерию Гаусса.

Найденные значения f^2 по данным опытов при энергиях 90, 380-400 и 630 Мэв составляют $0,060 \pm 0,006$, $0,085 \pm 0,007$ и $0,044 \pm 0,012$, соответственно, и в пределах ошибок опытов удовлетворительно согласуются друг с другом. К сожалению, значительные ошибки эксперимента сильно затрудняют решение поставленной задачи. Коэффициенты a оказываются сильно коррелированными друг с другом. Это приводит к тому, что с увеличением числа коэффициентов резко возрастают их корреляции и ошибки, и вследствие этого при существующей точности эксперимента весьма трудно установить наивысшую степень x в выражении (2). В то же время число членов в $\sum_n a_n x^n$ заметно влияет на величину первого коэффициента a_1 . Для проверки того, насколько рассмотренные экспериментальные данные удовлетворяют значению $f^2 = 0,08$ (в настоящее время принято считать, что величина 0,08 является наиболее вероятным значением f^2), было проведено определение коэффициентов a_2, a_3, a_n при фиксированном значении a_1 соответствующем $f^2 = 0,08$. Результаты вычислений приведены на рис. 7.

Полученные результаты показывают, что современные экспериментальные данные по рассеянию нейтронов протонами при энергиях 90, 300-400 и 630 Мэв в пределах ошибок опытов не противоречат значению константы π -мезон-нуклонного взаимодействия $f^2 = 0,08$. Следует заметить, что по абсолютному значению константы π -мезон-нуклонного взаимодействия f^2 , определенная по угловым распределениям дифференциальных сечений упругих (n-p)-столкновений при разных энергиях, систематически меньше величины 0,08. Причинами указанного систематического отличия f^2 от общепринятого значения 0,08 могут служить как неточности экспериментального характера, так и несовершенство наших теоретических представлений о нуклон-нуклонном взаимодействии.

Как известно, экспериментально измеренные дифференциальные сечения упругого (n-p)-рассеяния являются средними по достаточно широкой энергетической области. При таком усреднении могут сгладиться детали более сложной угловой зависимости и, следовательно, изменится значение константы f^2 .

Следующая, более существенная, причина может заключаться в несовершенстве самого метода определения f^2 по опытным данным (n-p)-рассеяния. Нельзя забывать, что при исследовании аналитических свойств амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния Чу использовал методы теории возмущений. При таком не строгом исследовании аналитических свойств амплитуды может остаться неучтенной какая-либо существенная особенность, учет которой мог бы заметно влиять на угловую зависимость дифференциальных сечений упругих (n-p)-столкновений вблизи границ физической области. Если предположить, что у амплитуды (n-p)-рассеяния кроме полюсов при $\cos \theta = \pm (1 + \frac{\mu^2}{2p^2})$ существуют еще полюсы при

$\cos \theta = \pm (1 + \frac{M^2}{2p^2})$, где M - масса какой-нибудь неизвестной частицы ($M > \mu$), то влияние новых полюсов на угловую зависимость дифференциальных сечений

вблизи границ физической области с ростом энергии будет сказываться все более и более сильно. В этом смысле можно понять почему величина f^2 , определенная по угловому распределению $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$, при энергии 630 Мэв значительно отличается от $f^2 = 0,08$, чем значение f^2 , определенное тем же путем, но при энергиях 90 и 400 Мэв.

Сравнительно недавно была опубликована работа Ларсена^{/12/}, посвященная определению π -мезон-нуклонного взаимодействия методом Чу по угловому распределению дифференциальных сечений упругих (n-p)-столкновений при энергии нейтронов 710 Мэв.

В работе^{/12/} через экспериментальные точки $x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ в интервале углов $161^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ (число точек, как и в нашем случае, равно 9) методом наименьших квадратов были проведены кривые для ряда пробных функций, начиная от линейной зависимости и кончая полиномом пятой степени. По критерию Гаусса из перечисленных пробных функций, как и при энергии 630 Мэв, наилучшим оказался полином второго порядка. При этом для константы π -мезон-нуклонного взаимодействия было получено значение $f^2 = 0,032 \pm 0,012$. Однако проведенные в работе^{/12/} дополнительные вычисления по методу Фишера показали, что наиболее вероятным приближением к действительной зависимости является пробная функция с $n > 2$. Получив столь противоречивые результаты, Ларсен пришел к неверному заключению, что экспериментальные точки $x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ при энергии 710 Мэв нельзя аппроксимировать полиномом порядка ≤ 5 и допустил, что причиной этого является существование в амплитуде (n-p)-рассеяния еще одного полюса при неизвестном значении x , присутствие которого заметно влияет на угловую зависимость дифференциальных сечений упругих (n-p)-столкновений вблизи $\theta = 180^\circ$. Как было указано выше, причиной противоречия между критериями Гаусса и Фишера может служить только недостаточность экспериментальной информации. Для разрешения этого противоречия следует значительно увеличить число экспериментальных точек в исследуемой области углов.

В работе^{/11/} было показано, что часть амплитуды упругого (n-p)-рассеяния, соответствующая взаимодействию нуклонов путем обмена двумя виртуальными π -мезонами, имеет точку ветвления при $\cos \theta = -(1 + \frac{2\mu^2}{p^2})$. Ларсен допустил, что между двумя виртуальными π -мезонами, которыми обмениваются нуклоны, существует сильное резонансное взаимодействие. Тогда ясно, что точку ветвления амплитуды при $\cos \theta = -(1 + \frac{2\mu^2}{p^2})$ можно аппроксимировать полюсом, месторасположение которого всецело определяется характером взаимодействия π -мезонов. В настоящее время о характере взаимодействия π -мезона с π -мезоном почти ничего не известно. Поэтому для нахождения месторасположения

предполагаемого полюса Ларсен воспользовался эмпирическим методом, при котором дифференциальные сечения $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ умножаются на соответствующие значения x и $(\cos\theta + 1 + \frac{M_1^2}{2p^2}) = (x + \frac{M_1^2 - \mu^2}{2p^2})^2$ при разных значениях параметра M_1 ($M_1 = \mu; 1,5\mu; 2\mu; 2,3\mu; 2,5\mu; 3,5\mu; 4\mu; 4,5\mu; 5\mu$), а затем для каждого из перечисленных значений параметра M_1 экспериментальные точки $(x + \frac{M_1^2 - \mu^2}{2p^2})^2 x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ методом наименьших квадратов аппроксимировались полиномами разных порядков. По результатам вычислений Ларсен заключил, что наилучшим является полином второго порядка при $M_1 = 2\mu$. Значение константы π -мезон-нуклонного взаимодействия с учетом полюса в амплитуде (n-p)-рассеяния при $\cos\theta = -(1 + \frac{2\mu^2}{p^2})$ оказалось равным $f^2 = 0,085 \pm 0,012$. Следует подчеркнуть, что проведенные в работе /12/ вычисления нельзя считать строгим доводом в пользу существования двух π -мезонного полюса в амплитуде (n-p)-рассеяния. Вследствие малости числа экспериментальных точек невозможно определить порядок полинома, наилучшим образом аппроксимирующего экспериментальные точки $(x + \frac{M_1^2 - \mu^2}{2p^2})^2 x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ для данного значения параметра M_1 . В силу сказанного нельзя также считать, что вычисленное в работе /12/ значение $f^2 = 0,085 \pm 0,012$ является единственным возможным значением константы π -мезон-нуклонного взаимодействия, получающейся путем обработки экспериментальных данных при энергии 710 Мэв по методу Чу с учетом полюса при $\cos\theta = -(1 + \frac{2\mu^2}{p^2})$. Проведенные в работе /12/ расчеты с целью определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия можно считать иллюстрацией только того факта, что даже особенности амплитуды нуклон-нуклонного взаимодействия, далеко находящиеся от границы физической области, заметно могут влиять на величину константы f^2 , определяемой методом Чу по угловому распределению.

С целью выяснения вопроса о том, как влияет присутствие полюса в амплитуде (n-p)-рассеяния при $\cos\theta = -(1 + \frac{2\mu^2}{p^2})$ на величину константы f^2 , определяемой методом Чу, нами также была проведена обработка экспериментальных данных по угловому распределению дифференциальных сечений (n-p)-рассеяния при энергии 630 Мэв с учетом существования полюса в амплитуде при $\cos\theta = -(1 + \frac{2\mu^2}{p^2})$. Однако в отличие от работы /12/ для определения f^2 мы воспользовались значениями $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ в интервале углов $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$. Найденное при этом значение константы π -мезон-нуклонного взаимодействия оказалось равным $f^2 = 0,104 \pm 0,021$.

Краткие выводы

1. Экспериментально с применением техники сцинтилляционных и черенковских счетчиков определены дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов протонами при средней эффективной энергии нейтронов 580 и 630 Мэв.

2. Как известно, Чу предложил свой метод определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия, как один из возможных способов проверки локальной теории поля для сильных взаимодействий (1). Вычисления, проведенные в данной работе, как по методу Чу, так и предложенным нами способом, учитывающим наличие обоих полюсов в амплитуде (n-p)-рассеяния, показали, что современные опытные данные по дифференциальным сечениям упругого (n-p)-рассеяния в пределах ошибок эксперимента не противоречат значению константы π -мезон-нуклонного взаимодействия $f^2 = 0,08$. Однако следует заметить, что жесткие требования предъявляемые методом Чу к точности экспериментальных данных, в некоторых случаях (при энергиях 630 и 710 Мэв) делают невозможным применение при обработке методов регрессионного анализа и тем самым затрудняют нахождение наиболее вероятного значения f^2 .

3. Если предположить, что функция $x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ должна быть симметричной относительно границы физической области при всех энергиях, то оказывается, что значение f^2 , определенное при этом методом Чу, колеблется от 0,08 до 0,091 в широком интервале энергий от 90 до 710 Мэв.

4. Для определения f^2 по угловому распределению $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ нами предложен иной метод, более рациональный по сравнению с методом Чу, учитывающий наличие обоих полюсов в действительной части амплитуды упругого (n-p)-рассеяния справа и слева от границы физической области. Указанный метод, в отличие от способа Чу, разрешает использовать значения $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ во всем интервале углов $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$.

5. Из сравнения коэффициентов a_1, a_2, a_3 в выражении (2) с остальными коэффициентами в этом же выражении видно, что члены, имеющие особенности при $z = \pm z_0$, дают весьма малый вклад в сечение рассеяния. В силу этого обстоятельства для более строгой проверки справедливости выражения (2) для $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$ желательно значительное увеличение точности экспериментальных данных.

6. Крайне необходимо более строгое и обширное изучение аналитических свойств амплитуды нуклон-нуклонного взаимодействия, так как даже сингулярности амплитуды, далеко расположенные от границ физической области, в принципе могут значительно влиять на величину константы π -мезон-нуклонного взаимодействия, определяемую по угловому распределению $\frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega}$.

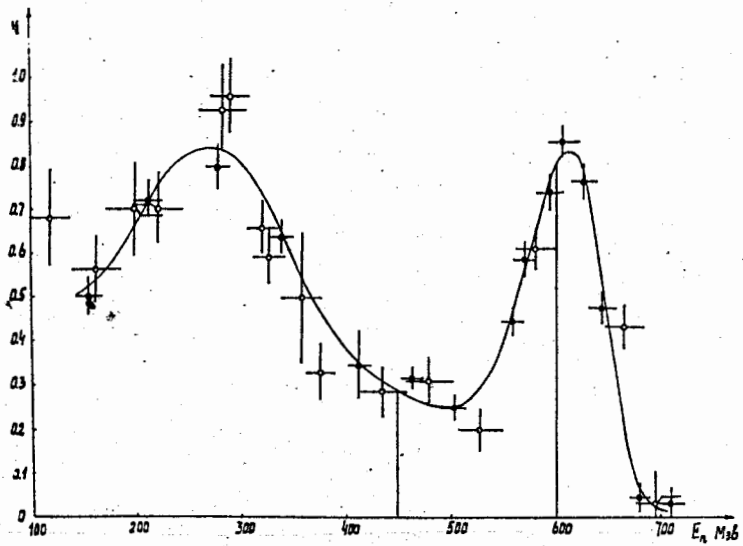


Рис. 1. Энергетическое распределение нейтронов.

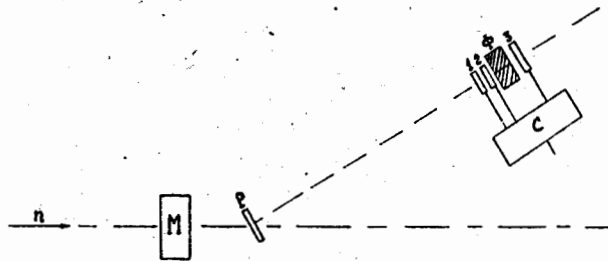


Рис. 2. Детектор для регистрации протонов отдачи в интервале углов $10^\circ \leq \phi \leq 70^\circ$. n - нейтронный пучок, $М$ - монитор, $Р$ - рассеиватель, 1, 2, 3 - сцинтилляционные счетчики, Φ - фильтр, $С$ - схема совпадений.

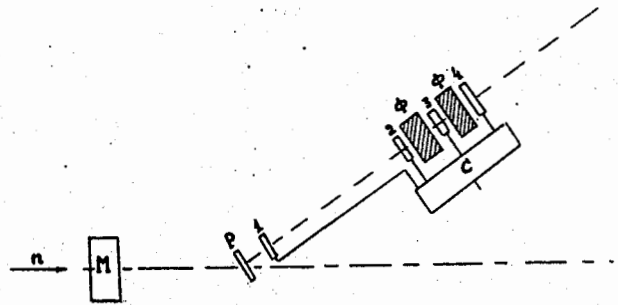


Рис. 3. Детектор для регистрации протонов отдачи в интервале $\phi \leq 10^\circ$. n - нейтронный пучок, $М$ - монитор, $Р$ - рассеиватель, 1, 2, 3, 4 - сцинтилляционные счетчики, Φ - фильтр, $С$ - схема совпадений.

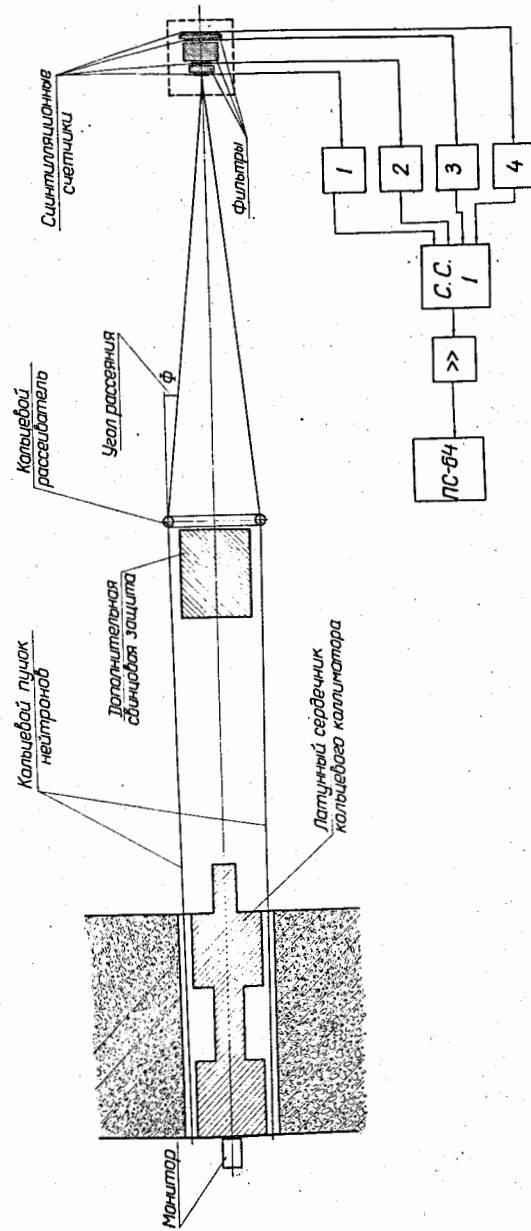


Рис. 4. Кольцевой детектор для регистрации протонов отдачи. 2, 2, 3, 4 - каналы усиления, С.С. - схема совпадений.

943 ср.

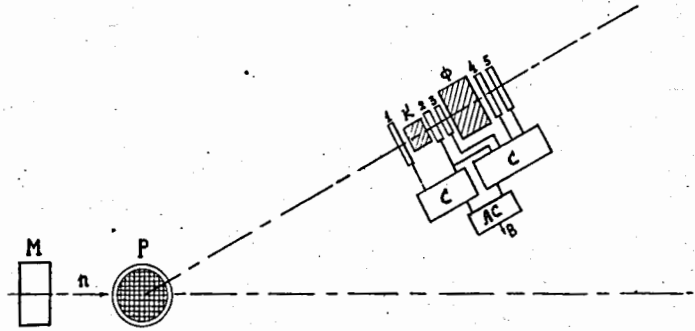


Рис. 5. Нейтронный детектор. М - монитор, Р - дьюар с жидким водородом, n - нейтронный пучок, 1, 2, 3, 4, 5 - сцинтилляционные счетчики, К - конвертор, Ф - фильтр, С - схема совпадений, АС - схема антисовпадений.

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \cdot 10^{27} \text{ см}^2/\text{стерад}$$

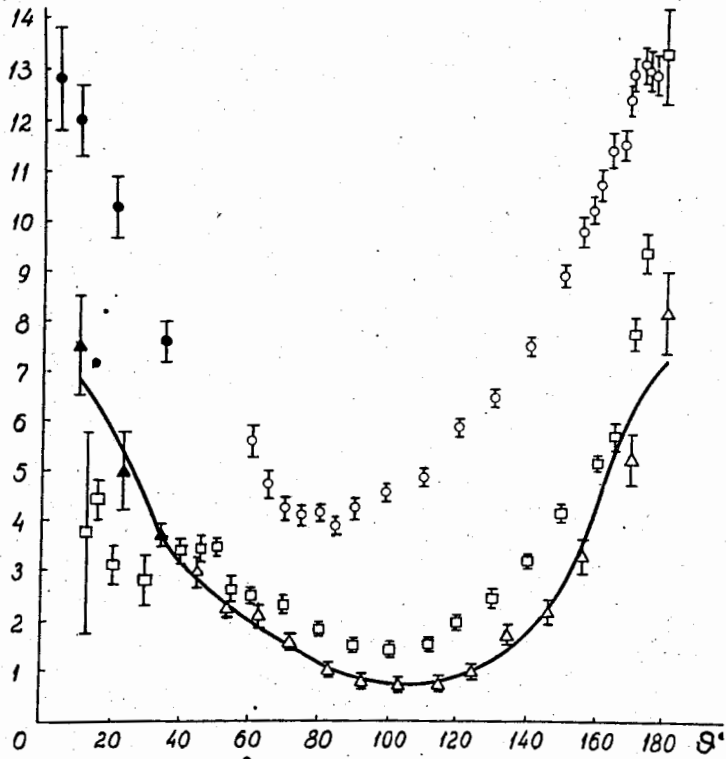


Рис. 6. Дифференциальные сечения упругого (n-p)-рассеяния в с.д.и.

○ - 90 Мэв, △ - $E_n=400$ Мэв, ▲ - $E_n=580$ Мэв,
 □ - $E_n=580$ Мэв (данная работа).

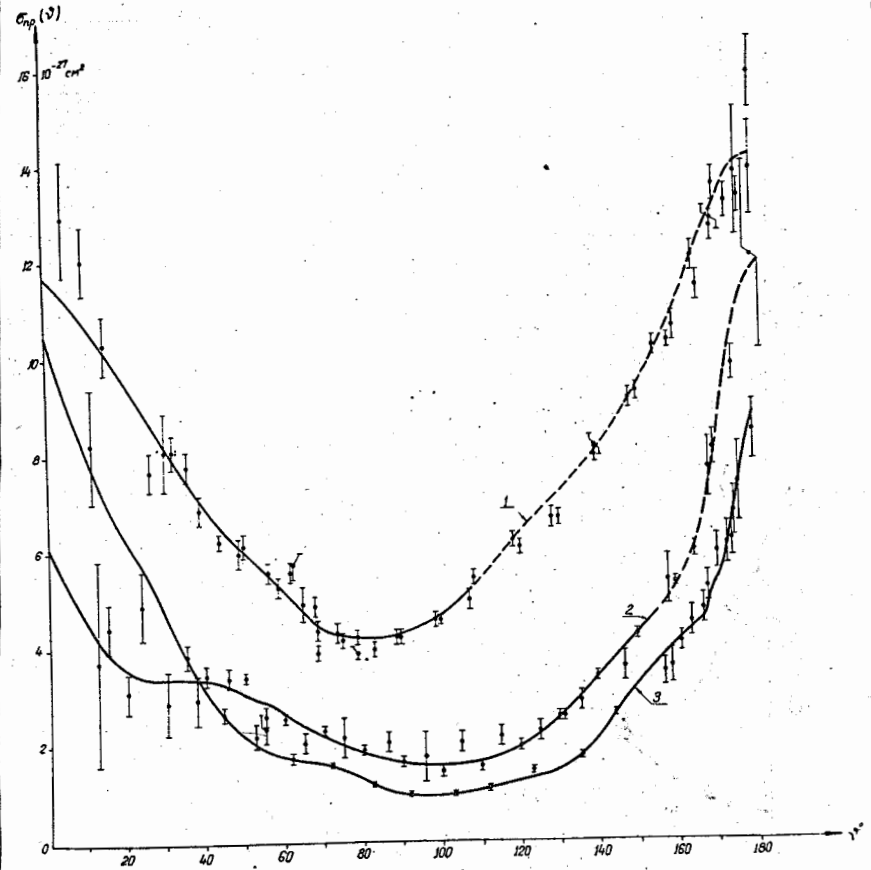


Рис. 7. Зависимость дифференциальных сечений от угла рассеяния в с.д.и.

1 - $E_n=90$ Мэв, 2 - $E_n=380-400$ Мэв, 3 - $E_n=630$ Мэв. Кривые рассчитаны по формуле (2) при $f^2=0,08$

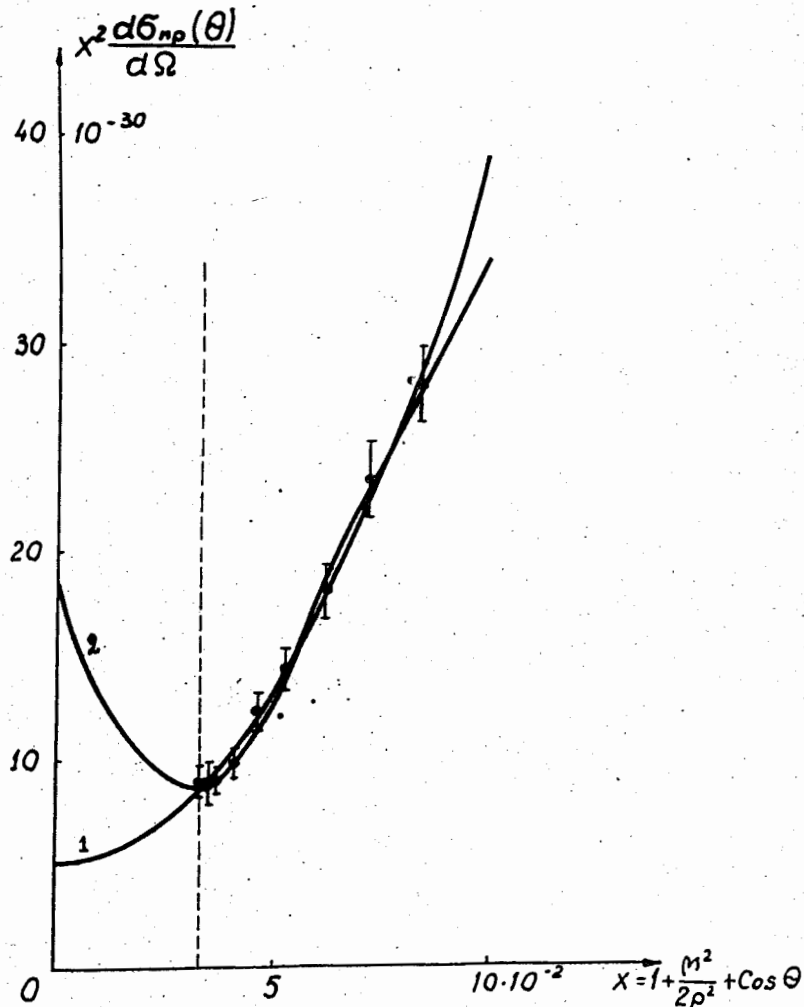


Рис. 8. Определение перенормированной константы π -мезон-нуклонного взаимодействия по методу Чу. Пунктирной линией обозначена граница физической области.

$$1 \quad -x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega} = A + Bx + Cx^2$$

$$2 \quad -x^2 \frac{d\sigma_{np}(\theta)}{d\Omega} = A + Bx + Cx^2 + Dx^3$$

1. G.F.Chew, Phys. Rev. 112, 1380 (1958).
2. Б.М. Головин, В.П. Дзелепов, В.С. Надеждин, В.И. Сатаров. ЖЭТФ, 36, 433 (1959).
3. Н.С. Амаглобели, Ю.М. Казаринов. ЖЭТФ, 33, 53 (1958).
4. Н.С. Амаглобели, Ю.М. Казаринов. ЖЭТФ, 37, 1587 (1959).
5. Н.С. Амаглобели, Б.М. Головин, Ю.М. Казаринов, С.В. Медведь, Н.М. Полев. ЖЭТФ, 38, 660 (1960).
6. Н.С. Амаглобели, Ю.М. Казаринов, С.Н. Соколов, И.Н. Силян. ЖЭТФ, 39, 948 (1960).
7. В.С. Киселев, К.О. Оганесян, Р.А. Позе, В.В. Флягин. ЖЭТФ, 35, 812 (1959).
8. В.С. Сидоров. ЖЭТФ, 28, 727 (1955).
9. V.P.Dzheleпов, V.S.Kiselev, K.O.Oganesyan and V.B.Flyagin, Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics on Rochester (1960).
10. Ю.М. Казаринов, Ю.Н. Симонов. ЖЭТФ, 31, 169 (1958).
11. Я.А. Смородинский. Проблемы современной физики. Вып. 7 (1954).
12. R.R.Larsen. Nuovo Cimento 18, 1039 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1962 года.