

С 346.26

+ С 346:2Г

B-501

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

22/1-66
Českosl. časopis. pro Fyziku,
1967, sek. A, №2, с. 158-211



P - 2426

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

П. Винтерницц, Ф. Легар

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ
ПРОТОННОЙ МИШЕНИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

1965

P-2426

П. Виттеритц, Ф. Легар

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ
ПРОТОННОЙ МИШЕНИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

3895/1 mf.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БРЕЗНЕВИЦА

1. В в е д е н и е	3
2. Матрица рассеяния нуклонов на нуклонах	5
3. Эксперименты, входящие в полный опыт в системе двух нуклонов	8
4. Использование ППМ для изучения симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия	14
5. Источники поляризованных нуклонов	18
6. Поляризация нуклонов при рассеянии на сложных ядрах	20
7. Данные о рассеянии нуклонов на нуклонах в области малых и средних энергий	21
8. Регистрация частиц в NN -рассеянии	22
8. З а к л ю ч е н и е	23
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Экспериментальные величины в нуклон-нуклонном рассеянии	23
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Связь экспериментальных величин в NN -рассеянии с коэффициентами матрицы рассеяния	27
ПРИЛОЖЕНИЕ 3. Фазовый анализ	28
ПРИЛОЖЕНИЕ 4. Нуклон-нуклонный потенциал	30
Л и т е р а т у р а	40
Таблица 1. Полный опыт в системе двух нуклонов	46
Таблица 2. Реакции (dn) в качестве источников поляризованных нейтронов	47
Таблица 3. Реакции (pn) в качестве источников поляризованных нейтронов	48
Таблица 4. Реакции в качестве источников поляризованных протонов	48
Таблица 5. Поляризация в протон-протонном рассеянии	49
Таблица 6. Поляризация в протон-нейтронном рассеянии	50
Таблица 7. Поляризация нейтронов в (dn) реакциях	51
Таблица 8. Поляризация нейтронов в (pn) реакциях	51
Таблица 9. Поляризация протонов в ядерных реакциях	55
Таблица 10. Поляризация при рассеянии нейтронов на ядрах	61
Таблица 11. Поляризация при рассеянии протонов на ядрах	78
Р и с. 1-52. Предсказания экспериментальных величин для pp и pn рассеяния при 33,1 Мэв на основе фазового анализа	118-165
Р и с. 53,54. Схема опытов по двойному и тройному рассеянию	166-167
Р и с. 55. Энергетическая зависимость фазового сдвига 1S_0 для pp и pn рассеяния, вычисленная по эффективному радиусу и длине рассеяния	168

1. Введение

За последнее время в нескольких лабораториях были получены поляризованные протонные мишени, на которых уже проделаны первые успешные эксперименты^{/1-4/}. В ближайшее время поляризованная протонная мишень (ППМ), несомненно, получит широкое применение во многих лабораториях мира, и поэтому следует задуматься над ее экспериментальными возможностями.

Очевидно, что наиболее интересное применение ППМ найдет в области физики высоких энергий. С ее помощью можно будет точно определить ряд характеристик элементарных частиц и прежде всего внутреннюю четность странных частиц. ППМ даст возможность исследовать спиновую структуру сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий, определить формфакторы, восстановить матрицу рассеяния и т.п. ППМ будет весьма эффективной для исследования вопросов, связанных с симметрией физики элементарных частиц относительно непрерывных и дискретных преобразований. Напомним, что уже первый эксперимент с поляризованным ядром^{/5/} принес очень важное открытие - несохранение четности в слабых взаимодействиях.

В прошлом году был опубликован подробный обзор о применении ППМ в экспериментах с частицами высоких энергий^{/6/}; в дальнейшем мы будем часто ссылаться на этот обзор.

Так как ППМ может использоваться физиками даже и в тех странах, где нет и не будет в ближайшее время ускорителей частиц высоких энергий, возникает вопрос о самом рациональном и эффективном использовании последней в ядерных реакциях при низких энергиях (примерно до 25 Мэв). Этому вопросу и посвящен настоящий обзор.

Прежде всего мы подробно остановимся на следующих двух проблемах:

1. Симметрия двухнуклонного взаимодействия.
2. Восстановление матрицы нуклон-нуклонного взаимодействия.

1. В настоящее время не существует удовлетворительной теории элементарных частиц и их взаимодействий. Поэтому необходимо получить как можно более полную информацию при минимальном количестве предположений без использования конкретных динамических моделей. В последнее время успешно применяют теорию групп, исходя

из симметрий в пространстве и времени и симметрии в абстрактных пространствах типа пространства изотопического спина, унитарного спина^{/7/} и т.п.

Экспериментальная проверка следствия этих симметрий очень важна и в будущем, несомненно, окажет существенное влияние на развитие ядерной физики. При низких энергиях ППМ даст возможность проверки инвариантности ядерных сил относительно пространственного отражения, обращения времени и их зарядовой независимости (вращение в пространстве изотопического спина).

2. Одним из самых актуальных и до сих пор не решенных вопросов ядерной физики остается проблема нуклон-нуклонных взаимодействий.

При низких энергиях двухнуклонное взаимодействие обычно стремятся описать с помощью нерелятивистского потенциала, форма которого до сих пор точно неизвестна. Сведения о таком потенциале можно получить прежде всего при исследовании нуклон-нуклонного рассеяния, а также связанных состояний нескольких нуклонов и из некоторых других источников. Максимальная информация, которую можно получить, исследуя процесс рассеяния нуклонов нуклонами — это точная форма матрицы рассеяния в зависимости от угла рассеяния и энергии. Определение матрицы рассеяния является, по-видимому, необходимым шагом для решения проблемы нуклон-нуклонного взаимодействия.

Матрицу рассеяния можно построить на основании полного опыта^{/8/}, о котором будет сказано ниже. Надо подчеркнуть, что все эксперименты, входящие в полный опыт (кроме измерения эффективного сечения), до сих пор проводились в основном только в области высоких энергий. При низких энергиях поляризация нуклонов, возникающая в нуклон-нуклонных столкновениях, практически равна нулю. Без поляризованной мишени или мощного источника поляризованных частиц можно изучать, как правило, только эффективное сечение, которое, как известно^{/9/}, очень мало зависит от типа взаимодействия. Остальные величины, измеряемые в полном опыте (параметры тройного рассеяния, коэффициенты спиновых корреляций) могут достигать и достаточно больших значений. Это подтвердили эксперименты, которые были до сих пор сделаны при помощи ППМ^{/2,169,170,171/}.

В главе 2 настоящего обзора кратко рассмотрены свойства матрицы нуклон-нуклонного рассеяния. В третьей главе обсуждается вопрос о восстановлении матрицы рассеяния на основе "полного опыта" и рассматриваются все входящие в него эксперименты. Специально оговаривается случай низких энергий (S -рассеяние). Четвертая глава посвящена проверке симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия по отношению к пространственному и временному сопряжению и его зарядовой независимости. В главах 5-8 рассмотрены экспериментальные вопросы, связанные с исследованием $N-N$ -взаимодействия при низких энергиях, в частности, описываются источники поляризованных нуклонов и методы измерения поляризации. Некоторые смежные вопросы вынесены в приложения, а именно: в приложении 1 показана связь между различными поляриза-

ционными тензорами и сечениями рассеяния на анализаторах, а в приложении 2 соответствующие тензоры выражены с помощью элементов матрицы рассеяния. В приложении 3 обсуждается вопрос о восстановлении матрицы рассеяния с помощью фазового анализа, и в приложении 4 дан обзор современного состояния теории ядерных потенциалов. Экспериментальные данные по затронутым вопросам сведены в таблицы. Предсказания всех независимых величин, входящих в полный опыт, вычислены на основе фазового анализа при энергии 23,1 Мэв для pp и pn рассеяний и приведены на графиках.

Авторы благодарны С.М. Биленькому, Ю.М. Казаринову, Л.И. Лапидусу, М. Оедгалу, Р.М. Рындиному, Я.А. Смородиному, Л. Трлифай и З. Яноуту за полезные обсуждения рассмотренных вопросов и С. Выскочилу, И. Выскочиловой за помощь в оформлении графиков.

2. Матрица рассеяния нуклонов на нуклонах

Три процесса нуклон-нуклонного рассеяния (pp , pn , nn) можно описать с помощью одной матрицы рассеяния M , если воспользоваться требованиями изотопической инвариантности. Матрица M действует на спиновые и изоспиновые переменные нуклонов и имеет следующий вид:

$$M(\vec{k}_i, \vec{k}_f) = M_0(\vec{k}_i, \vec{k}_f) \left[\frac{1 - (\vec{r}_1 \vec{r}_2)}{4} \right] + M_1(\vec{k}_i, \vec{k}_f) \left[\frac{3 + \vec{r}_1 \vec{r}_2}{4} \right], \quad (2.1)$$

где \vec{r}_1 и \vec{r}_2 — изотопические матрицы нуклонов, \vec{k}_i , \vec{k}_f — единичные векторы в направлении начального и конечного относительного импульса, матрицы M_0 и M_1 описывают изосинглетное и изотриплетное рассеяние.

Общее выражение для матрицы двух нуклонов $M_T(\vec{k}_i, \vec{k}_f)$ можно получить из требования инвариантности взаимодействия относительно пространственных вращений, зеркального отражения и обращения времени^{/10,11/}. Введем систему ортогональных единичных векторов:

$$\vec{n} = \frac{[\vec{k}_i \times \vec{k}_f]}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}_i - \vec{k}_f}{|\vec{k}_i - \vec{k}_f|}, \quad \vec{l} = \frac{\vec{k}_i + \vec{k}_f}{|\vec{k}_i + \vec{k}_f|}. \quad (2.2)$$

Система (2.2) выгодна тем, что в нерелятивистском приближении векторы \vec{l} и \vec{m} совпадают с направлениями импульсов рассеянного нуклона и нуклона отдачи в лабораторной системе координат.

Далее введем единичные векторы $\vec{k} = \vec{k}_i$, $\vec{k}' = \vec{k}_f$ в направлении частицы падающей, рассеянной и отдачи в лабораторной системе и $\vec{s} = \vec{n} \times \vec{k}$, $\vec{s}' = \vec{n} \times \vec{k}'$, $\vec{s}'' = \vec{n} \times \vec{k}''$.

Матрицу $M_T(\vec{k}_f, \vec{k}_i)$ можно написать в самой общей форме:

$$M_T(\vec{k}_f, \vec{k}_i) = a_T + b_T(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + c_T(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + d_T(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + e_T(\vec{\sigma}_1 \vec{m}) + f_T(\vec{\sigma}_1 \vec{\ell}) + g_T(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + h_T(\vec{\sigma}_1 \vec{\ell}) + i_T(\vec{\sigma}_2 \vec{\ell}), \quad (2.3)$$

где $a_T \dots f_T$ являются комплексными функциями энергии взаимодействующих частиц и $(\vec{k}_f, \vec{k}_i) = \cos \theta$. Член типа $d_T[(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) - (\vec{\sigma}_2 \vec{n})]$ в (2.3) отсутствует ввиду симметрии ядерных сил относительно перестановки спинов двух частиц, вытекающей из указанных выше предположений.

Часто употребляется другое выражение для M_T :

$$M_T(\vec{k}_f, \vec{k}_i) = V_T \hat{S} + C_T[(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + \frac{1}{2} G_T[(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + (\vec{\sigma}_1 \vec{\ell})(\vec{\sigma}_2 \vec{\ell})] \hat{T} + \frac{1}{2} H_T[(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) - (\vec{\sigma}_1 \vec{\ell})(\vec{\sigma}_2 \vec{\ell})] \hat{T} + N_T(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) \hat{T}, \quad (2.4)$$

где $\hat{S} = \frac{1}{2}[1 - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)]$, $\hat{T} = \frac{1}{2}[3 + (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)]$ — синглетный и триплетный проецирующие операторы соответственно, а коэффициенты V_T, C_T, \dots, N_T связаны с коэффициентами a_T, b_T, \dots, f_T соотношениями

$$V_T = a_T - b_T - e_T - f_T, \quad C_T = c_T, \quad G_T = 2a_T + e_T + f_T, \quad (2.5)$$

$$H_T = e_T - f_T, \quad N_T = a_T + b_T.$$

Коэффициент V_T описывает синглетное рассеяние, остальные коэффициенты — триплетные.

Требование антисимметрии полной волновой функции относительно изменения пространственных (\vec{k}_f, \vec{k}_i) , спиновых и изоспиновых переменных приводит к тому, что коэффициенты $V_1(\theta), C_1(\theta), N_1(\theta), G_0(\theta), N_0(\theta)$ сохраняют прежнее значение при замене θ на $\pi - \theta$, а $V_0(\theta), C_0(\theta), H_0(\theta), G_1(\theta), N_1(\theta)$ меняют знак. Использование соотношений (2.5) даст возможность определить поведение коэффициентов a_T, b_T, \dots, f_T при замене $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Из этих соотношений вытекает, что при изучении (p, p) и (n, n) рассеяния можно ограничиться измерениями в интервале углов $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$, так как величины в интервале $\frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi$ уже заданы отношениями симметрии. В случае (p, p) рассеяния необходимо производить измерения в интервале $0 \leq \theta \leq \pi$.

Отметим, что из (2.5) вытекает, что

$$a_1(\theta) = -a_1(\pi - \theta), \quad b_1(\theta) = -c_1(\pi - \theta), \quad c_1(\theta) = -b_1(\pi - \theta), \quad d_1(\theta) = d_1(\pi - \theta), \quad e_1(\theta) = e_1(\pi - \theta), \quad (2.6)$$

$$a_0(\theta) = a_0(\pi - \theta), \quad b_0(\theta) = c_0(\pi - \theta), \quad c_0(\theta) = b_0(\pi - \theta), \quad d_0(\theta) = -d_0(\pi - \theta), \quad e_0(\theta) = -e_0(\pi - \theta).$$

Приведем еще соотношения, которые связывают коэффициенты $\bar{a}_T = \frac{4m}{\sqrt{12-14/E}} a_T$ с элементами матрицы рассеяния в триплет-синглетном представлении

$$\bar{a}_T = 2M_{11} + M_{00} + M_{ss},$$

$$\bar{b}_T = -2M_{11} + M_{00} - M_{ss},$$

$$c_T = M_{10} - M_{01},$$

$$e_T = [M_{11} + M_{1-1} - M_{ss}] - \sec \theta [M_{11} - M_{1-1} - M_{00}], \quad (2.7)$$

$$f_T = [M_{11} + M_{1-1} - M_{ss}] + \sec \theta [M_{11} - M_{1-1} - M_{00}],$$

$$M_{1-1}(\theta, \phi) = M_{11}(\theta, -\phi), \quad M_{01}(\theta, \phi) = -M_{0-1}(\theta, \phi),$$

$$M_{-11}(\theta, \phi) = M_{1-1}(\theta, -\phi), \quad M_{10}(\theta, \phi) = -M_{-10}(\theta, \phi)$$

(m — масса нуклона, E — полная энергия). Из шести элементов M_{ik} независимых только пять, M_{1-1} можно, например, выразить через остальные матричные элементы с помощью соотношения

$$M_{1-1} = M_{11} - M_{00} - \sqrt{2} \cot \theta (M_{10} + M_{01}),$$

которое является следствием инвариантности относительно обращения времени. Индексы $1, 0, -1$ у матричных элементов соответствуют состоянию $S_z = 1, 0, -1$ и синглету, ось z при этом направлена по пучку.

Требование унитарности S -матрицы^{/8/} даст до порога мезообразования интегральное соотношение:

$$\frac{2\pi}{ik} [M_T^+(\vec{k}_f, \vec{k}_i) - M_T^-(\vec{k}_i, \vec{k}_f)] = \int M_T^+(\vec{k}_f, \vec{k}) M_T^-(\vec{k}, \vec{k}_i) d\Omega_k, \quad (2.8)$$

где $d\Omega_k$ — элемент телесного угла в направлении \vec{k} . Выражение (2.8) эквивалентно пяти интегральным соотношениям между десятью действительными функциями угла и энергии (действительными и мнимыми частями коэффициентов a_T, b_T, \dots, f_T — см. /8/). Эти соотношения уменьшают число необходимых экспериментов в 2 раза.

В дальнейшем необходимо найти зависимость между матричными элементами матрицы рассеяния и экспериментальными величинами.

3. Эксперименты, входящие в полный опыт в системе двух нуклонов

В работе /8/ Пузиков, Рядина и Смородинский впервые ввели понятие "полного опыта" как набора экспериментов, на основании которых можно однозначно построить матрицу рассеяния. В случае нуклон-нуклонного рассеяния до порога мезообразования для нахождения всех коэффициентов $a_T \dots f_T$ из формулы (2.3), необходимо, как было сказано выше, провести пять экспериментов во всем диапазоне углов для данной энергии.

Понятие "полного опыта" в определенном смысле введено формально. Заранее не ясно, можно ли решать интегральные уравнения, которые следуют из унитарности (2.8), и насколько их решение будет однозначным. Влияние экспериментальных ошибок на однозначность решений также не полностью изучено. Этими вопросами занимался Клепиков /15/ и пришел к заключению, что на основании полного опыта можно действительно однозначно (или в крайнем случае двужначо) построить матрицу рассеяния, удовлетворяющую условиям унитарности.

Возможные эксперименты, входящие в "полный опыт", отличаются состоянием поляризации в пучке и мишени до рассеяния, а также характером измеренных величин. Все варианты рассеяния нуклонов на нуклонах приведены в таблице 1 (взятой из работы /8/) и подробно обсуждены в /8/ и /8/. Во всех экспериментах речь идет об измерении среднего значения оператора, действующего в спиновом пространстве обеих частиц:

$$\langle \hat{L} \rangle = \frac{\text{Sp } L \rho M^+ I}{\sigma} \quad (3.1)$$

где ρ - матрица плотности в начальном состоянии; σ - дифференциальное сечение. Всегда измеряются величины, являющиеся квадратичными комбинациями коэффициентов матрицы M_T . Таким образом, мы получаем 25 линейно независимых действительных величин /16/ типа $|a|^2$, $\text{Re} a b^*$, $\text{Im} a b^*$ и т.д., из которых только 9 являются полностью независимыми для каждой энергии и угла (определение общей фазы матрицы M_T отсюда невозможно; для этого необходимо использовать, например, соотношение унитарности (2.8)). Остальные 16 экспериментов помогают устранять неоднозначности, проверить непротиворечивость различных экспериментальных результатов и т.д.

Кратко перечислим все эксперименты, воспользовавшись таблицей 1 и формулами работы /8/, где все экспериментальные величины выражаются через коэффициенты матрицы рассеяния.

1. Эффективное сечение для обеих неполяризованных частиц

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{4} \text{Sp } M M^+.$$

2. Поляризация рассеянной частицы $\sigma(\theta) P_1^0(\theta) = \frac{1}{2} \text{Sp} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{a}) M M^+$

Поляризация рассеянной частицы и поляризация частицы отдачи одинаковы $P_1^0 = P_2^0$. Измерения поляризации в случае неполяризованного пучка и мишени требуют двойного рассеяния. Использование ППМ делает возможным проведение эквивалентного эксперимента, обозначенного в таблице 1 как С1, в котором достаточно измерение асимметрии, возникающей при рассеянии неполяризованного пучка на ППМ. В случае рассеяния нейтронов на протонах в зависимости от условий эксперимента можно измерить асимметрию протонов отдачи или рассеянных нейтронов.

3. Тензор деполаризации $\sigma D_{ik} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{ik} M \sigma_{ik} M^+$

дает пять величин, из которых четыре будут линейно независимы.

Вольфенштейн /17/ ввел для них следующие обозначения:

$$\begin{aligned} D &= D_{nn} \quad , \quad \text{(деполяризация)} \\ R &= D_{mm} \cos \theta / 2 - D_{m\ell} \sin(\theta/2) \quad , \\ A &= -D_{mm} \sin(\theta/2) - D_{m\ell} \cos \theta / 2 \quad , \quad \text{(параметры вращения поляризации)} \\ R' &= D_{\ell\ell} \sin(\theta/2) + D_{m\ell} \cos(\theta/2) \quad , \\ A' &= D_{\ell\ell} \cos(\theta/2) - D_{m\ell} \sin(\theta/2) \quad . \end{aligned} \quad (3.2)$$

Величины связаны соотношением

$$A + R' = (A' - R) \text{tg}(\theta/2). \quad (3.2')$$

Это так называемые параметры тройного рассеяния. Без ППМ (или пучка поляризованных частиц) для их определения необходимо трехкратное рассеяние. Применение ППМ позволит провести эквивалентный эксперимент - С3 из таблицы 1 (как следствие симметрии M_T относительно замены $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$); первое (поляризующее) рассеяние становится ненужным. Поляризованный пучок заменяется мишенью, поляризованной в том же самом направлении, и измеряется поляризация частицы отдачи.

4. Тензор передачи поляризации $\sigma K_{ik} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{ik} M \sigma_{ik} M^+$ (четыре линейно независимые величины). Эксперименты аналогичны измерению D_{ik} , но в них при использовании ППМ необходимо измерять поляризацию рассеянной частицы. Измерение D_{ik} на малых углах в случае неполяризованной мишени и поляризованного пучка проще, чем на больших углах (рассеянная частица теряет существенную часть своей энергии). При рассеянии на большие углы частицы отдачи, энергия которых велика, проще исследовать с использованием ППМ. Аналогичные рассуждения можно провести для K_{ik} . Отсюда видно, что эксперименты с ППМ и неполяризованным пучком хорошо дополняются экспериментами с неполяризованной мишенью и поляризованным пучком.

В случае тождественных частиц ($p-p$ и $n-n$ рассеяние) за рассея-

ную частицу мы берем частицу, вылетающую под углом $\theta \leq \pi/2$. Определение составляющих тензора D_{ik} в экспериментах с поляризованным пучком требует измерения поляризации рассеянных частиц, определение K_{ik} — измерения частиц отдачи. В случае идентичных частиц определение K_{ik} является расширением измерения составляющих D_{ik} до области углов $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$. Связь между компонентами D_{ik} и K_{ik} в этом случае имеет вид:

$$D_{nn}(\pi-\theta) = K_{nn}(\theta), \quad D_{mm}(\pi-\theta) = K_{\ell\ell}(\theta), \quad (3.3)$$

$$D_{\ell\ell}(\pi-\theta) = K_{mm}(\theta), \quad D_{m\ell}(\pi-\theta) = K_{\ell m}(\theta) = -K_{m\ell}(\theta).$$

Эти соотношения легко получить, если учесть, что замена $\vec{k}_1 \rightarrow -\vec{k}_1$ ($\theta \rightarrow \pi - \theta$, $\phi \rightarrow \phi + \pi$), $\vec{k}_2 \rightarrow \vec{k}_2$ соответствует $\vec{m} \rightarrow -\vec{\ell}$, $\vec{\ell} \rightarrow -\vec{m}$, $\vec{n} \rightarrow -\vec{n}$. Таким образом, ППМ сильно упрощает измерение D_{ik} для (p, p) — рассеяния во всем интервале углов.

Б. Тензор корреляции поляризации $\sigma C_{ik} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{11} \sigma_{2k} M M^+$ (четыре линейно независимые величины). При использовании ППМ возможна замена очень сложных экспериментов определения C_{ik} измерением эффективного сечения рассеяния поляризованных частиц на поляризованной мишени:

$$\sigma_{P_1 P_2} = \sigma_0 (1 + P_{11} P_1^0 + P_{2k} P_k^0 + P_{ik} P_{11} P_{2k}), \quad (3.4)$$

где величина P_{ik} связана простыми соотношениями с тензором корреляции поляризации

$$P_{nn} = C_{nn}, \quad P_{mm} = C_{mm}, \quad P_{\ell\ell} = C_{\ell\ell}, \quad (3.5)$$

$$P_{m\ell} = -C_{m\ell}.$$

Измерение эффективных сечений при разных направлениях поляризации пучка и мишени позволяет определить компоненты C_{ik} .

Перечисленные выше эксперименты (2-5) можно в принципе провести без использования ППМ, но применение ППМ значительно облегчает их выполнение.

Эксперименты, которые указаны ниже (6 и 7), невозможно выполнить без применения ППМ.

6. Тензор поляризации при рассеянии поляризованных нуклонов на поляризованных нуклонах $\sigma M_{pik} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1p} \sigma_{11} \sigma_{2k} M^+$. Из 27 компонент только 13 ненулевые, что следует из закона сохранения четности. Эти компоненты определяют 10 линейно независимых между собой величин, из них только 8 являются линейно независимыми от экспериментов 1-5.

7. Корреляция поляризаций при рассеянии поляризованных нуклонов на поляризованных нуклонах $\sigma C_{p,qik} = \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1p} \sigma_{2q} M \sigma_{11} \sigma_{2k} M^+$ дает следующие 15 экспериментов, из которых только два линейно независимы от всех предыдущих^{x/}.

Все указанные эксперименты описаны в работах^{/6,8,18/}, где также приводятся отношения между экспериментальными величинами и коэффициентами матрицы рассеяния. Соотношения между экспериментальными величинами и элементами матрицы рассеяния в синглет-триплетном представлении приводятся в^{/12,13/}.

Отметим еще, что при использовании принципа Паули (см. (2.6)) получаем следующие соотношения для рассеяния на угол $\pi/2$: а) для PP — рассеяния:

$$P(\pi/2) = C_{m\ell m m}(\pi/2) = 0, \quad K_{mm}(\pi/2) = -K_{\ell\ell}(\pi/2),$$

$$D_{mm}(\pi/2) = -D_{\ell\ell}(\pi/2), \quad C_{mm}(\pi/2) = C_{\ell\ell}(\pi/2),$$

$$C_{m\ell}(\pi/2) = -C_{\ell m}(\pi/2),$$

$$C_{nm\ell}(\pi/2) = C_{n\ell m}(\pi/2), \quad D_{nn}(\pi/2) + K_{nn}(\pi/2) + C_{nn}(\pi/2) + 2C_{mmmm}(\pi/2) = 1;$$

$$C_{\ell mn}(\pi/2) = -C_{m\ell n}(\pi/2)$$

б) для связи между PP и pP — рассеянием:

$$\sigma^{(pp)}(\pi/2) C_{\ell m}^{(pp)}(\pi/2) = 4\sigma^{(np)}(\pi/2) C_{\ell m}^{(np)}(\pi/2),$$

$$\sigma^{(pp)}(\pi/2) C_{mmn}^{(pp)}(\pi/2) = 4\sigma^{(np)}(\pi/2) C_{mmn}^{(np)}(\pi/2),$$

$$\sigma^{(pp)}(\pi/2) [1 - C_{mmmm}^{(pp)}(\pi/2)] = 4\sigma^{(np)}(\pi/2) [1 - C_{mmmm}^{(np)}(\pi/2)],$$

$$\sigma^{(pp)}(\pi/2) [1 + C_{nn}^{(pp)}(\pi/2) - D_{nn}^{(pp)}(\pi/2) - K_{nn}^{(pp)}(\pi/2)] = 4\sigma^{(np)}(\pi/2) [1 + C_{nn}^{(np)}(\pi/2) - D_{nn}^{(np)}(\pi/2) - K_{nn}^{(np)}(\pi/2)].$$

Эти соотношения нетрудно получить, пользуясь формулами приложения 2 и тем, что $a_1(\pi/2) = d_0(\pi/2) = e_0(\pi/2) = 0$, а также выражениями для амплитуд (p, p), (p, n) и (n, p) — рассеяния:

^{x/} Известно (см., например, таблицу 1), что, кроме тензора M_{pik} , существует еще аналогичная величина N_{dik} для частицы отдачи и два тензора корреляции поляризаций для поляризованного пучка и мишени соответственно. Все они просто выражаются через M_{pik} ^{/18/}.

$$\langle p, p | M | p, p \rangle = \langle n, n | M | n, n \rangle = M_1 ;$$

$$\langle n, p | M | n, p \rangle = \frac{1}{2}(M_1 + M_0) ;$$

$$\langle p, n | M | n, p \rangle = \frac{1}{2}(M_1 - M_0) .$$

Соотношения между $p p$ и $n p$ рассеянием получены в предположении изотопической инвариантности при пренебрежении кулоновским взаимодействием.

В действительности в эксперименте всегда измеряют только величины, пропорциональные эффективным сечениям в определенных спиновых состояниях, а все выше упомянутые экспериментальные величины определяются из них. Соотношения между эффективными сечениями и величинами типа P_1, D_{1k} и т.п. приведены в приложении 2.

Интересно, что при помощи ППМ можно определить три независимых полных эффективных сечения синглетного и триплетного рассеяния /19/

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{1}{4}(\sigma_0^s - \sigma_0^t)(\vec{P}_1 \vec{P}_2) + \frac{1}{2}(\sigma_+^s - \sigma_+^t)(\vec{P}_1 \vec{k})(\vec{P}_2 \vec{k}) , \quad (3.6)$$

где σ_0 - сечение для неполяризованных частиц, P_1, P_2 - начальные поляризации, \vec{k} - начальный относительный импульс, $\sigma^s, \sigma_{\pm 0}^t$ - полные сечения в синглетном и триплетном состояниях. При помощи формул

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \frac{1}{4}\sigma^s + \frac{1}{4}\sigma_0^t + \frac{1}{2}\sigma_+^t , \\ \sigma_+^t &= \sigma_-^t \end{aligned} \quad (3.7)$$

можно найти $\sigma^s, \sigma_{\pm 0}^t$. Для этого надо мерить σ при трех состояниях поляризации

$$\text{а) } \vec{P}_1 = \vec{P}_2 = 0 , \quad \text{б) } \vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2 \perp \vec{k} , \quad \text{в) } \vec{P}_1 \parallel \vec{P}_2 \parallel \vec{k} .$$

Полные сечения, измеренные с помощью ППМ, можно также использовать для изучения матрицы рассеяния (как дополнение и проверку полного опыта).

Матрица рассеяния в случае рассеяния вперед имеет вид:

$$M(\vec{k}_1, \vec{k}_1) = M(\vec{k}, \vec{k}) = a(0) + e(0)(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + [f(0) - e(0)](\vec{\sigma}_1 \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \vec{k}) , \quad (3.8)$$

$$c(0) = d(0) = 0, \quad b(0) = e(0) .$$

Используем оптическую теорему

$$\text{Im Sp } \rho M(0) = \frac{k}{4\pi} \cdot \sigma_{\text{tot}} , \quad (3.9)$$

где k - волновое число, ρ - матрица плотности начального поляризованного состояния и σ_{tot} - полное эффективное сечение в состоянии, определенном матрицей ρ .

Получим соотношение между элементами матрицы рассеяния и эффективными сечениями

$$\text{Im } a(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}} ,$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{С использованием условий} \\ \text{унитарности } S \text{-матрицы} \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} \text{Im } e(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}} , \\ \text{Im } [f(0) - e(0)] = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}} , \end{array} \right. \quad (3.10)$$

где σ_{tot} - эффективное сечение рассеяния поляризованных частиц. Отсюда видно, что три коэффициента матрицы рассеяния (для $\theta = 0$) определяются измерением полных эффективных сечений при разных, удобно выбранных направлениях поляризации частиц перед рассеянием /18-21/.

Возможные эксперименты, как уже было сказано, показаны в таблице 1 /8/. Из-за отсутствия синглет-триплетных переходов получаем следующие соотношения: $A2 = A3, B1 = C1, D4 = C4, D3 = -B3, B2 = -C2$. В случае идентичных частиц получаем еще $B2(\theta) = -B3(\pi - \theta), C2(\theta) = -C3(\pi - \theta)$. Инвариантность матрицы рассеяния относительно обращения времени делает эквивалентными эксперименты, расположенные симметрично относительно главной диагонали (таблица 1). Разными будут только эксперименты, обозначенные звездочкой (*).

Сказанное выше о матрице рассеяния и полном опыте справедливо для любой энергии (с некоторыми изменениями в релятивистской области). При низких энергиях во взаимодействии участвует в основном S -состояние. В чистом S -состоянии матрица рассеяния не зависит от направления векторов \vec{k}_1 и \vec{k}_2 и

$$M = a + b(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) , \quad (3.11)$$

где a и b - функции энергии.

Из принципа Паули дальше вытекает, что $a = -b$ для идентичных нуклонов. Для (n, p) - рассеяния в S -состоянии мы имеем

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= |a|^2 + 3|b|^2 , \\ \sigma_0 D_{1k} &= (|a|^2 - |b|^2) \delta_{1k} , \\ \sigma_0 K_{1k} &= 2\text{Re}(a^* b + |b|^2) \delta_{1k} , \\ \sigma_0 P_{1k} &= 2\text{Re}(a^* b - |b|^2) \delta_{1k} ; \end{aligned} \quad (3.12)$$

подобные соотношения имеются и для остальных экспериментальных величин. Для (p, p) -рассеяния

$$\sigma_0 = 4|a|^2, \quad P_0 = D_{ik} = K_{ik} = 0, \quad (3.13)$$

$$\sigma_0 P_{ik} = -\delta_{ik}.$$

В чистом S-состоянии получаем только очень ограниченную информацию о S-матрице. Для (p, p) рассеяния полный опыт ограничится измерением эффективного сечения в зависимости от энергии, для (n, p) рассеяния нужно провести еще два эксперимента. (Например, D_{nn} и P_{nn}). Таким способом можно найти три величины из четырех, определяющих M_T (a, b - комплексные). Четвертую величину можно определить по оптической теореме (для $\theta=0$) или из соотношений унитарности.

Проведение этих трех экспериментов для (n, p) рассеяния было бы очень интересным для всех (включая самые низкие) энергий. При этом экспериментальные величины, как вытекает из (3.12), не обязаны быть малыми, а их определение будет не очень трудным (первые опыты см. /1,168-171/).

Еще более интересным (при энергиях до 30 Мэв) является измерение отклонений от формул (3.12) и (3.13), которое эквивалентно определению присутствия высших волн в матрице рассеяния, т.е. отклонению матрицы M_T от формулы (3.11). Здесь речь идет об измерении очень малых величин и требуется высокая экспериментальная точность.

Надо подчеркнуть, что очередность экспериментов по трудности их проведения в системе двух нуклонов сохранится и для ППМ как в случае низких, так и в случае высоких энергий: $\sigma(\theta)$, P_n , D_{nn} , K_{nn} , $P_{nn}P_{kp}$ и т.д.

4. Использование ППМ для изучения симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия

При выводе общей формулы для матрицы рассеяния предполагается ее инвариантность как относительно непрерывных групп преобразований (вращения и преобразования Галилея, которые в релятивистской теории заменяются лоренц-инвариантностью), так относительно дискретных групп (перестановка частиц, отражение во времени и пространстве).

В опытах с рассеянием нуклонов на нуклонах существует возможность проверки всех этих законов инвариантности. В этой главе мы остановимся на вопросе о дискретных симметриях.

Из совокупности всех существующих данных вытекает, что возможное нарушение P (пространственной) и T (временной) инвариантности в нуклон-нуклонном рассеянии

может быть только очень малым. С другой стороны, из теории слабых взаимодействий вытекает, что может существовать и прямое слабое взаимодействие между нуклонами, которое будет интерферировать с ядерным взаимодействием, что приведет к несхождению четности. На основании сегодняшних знаний о взаимодействии элементарных частиц невозможно точно вычислить величину такого эффекта - тем важнее его экспериментальное определение.

а) Проверка T-инвариантности

В таблице 1 указаны все возможные эксперименты для проведения полного опыта в двухнуклонной системе. В работе /8/ приведены соотношения между экспериментальными величинами, которые являются следствием T-инвариантности. Этот вопрос для случая протон-протонного рассеяния подробно рассмотрел Вудраф /22/. Он исходил из всех непрерывных симметрий и принципа Паули, но не использовал P- и T-инвариантности. Матрица рассеяния в /22/ задана в форме:

$$M = a_1 + a_2(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{n}) + a_3(\vec{\sigma}_1, \vec{m})(\vec{\sigma}_2, \vec{m}) +$$

$$+ a_4(\vec{\sigma}_1, \vec{l})(\vec{\sigma}_2, \vec{l}) + a_5(\vec{\sigma}_1, \vec{k})(\vec{\sigma}_2, \vec{n}) +$$

$$+ b_1(\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2, \vec{m}) + b_2(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2, \vec{l}) +$$

$$+ c_1(\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2, \vec{l}) + c_2(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{m}) +$$

$$+ d[(\vec{\sigma}_1, \vec{l})(\vec{\sigma}_2, \vec{m}) + (\vec{\sigma}_1, \vec{m})(\vec{\sigma}_2, \vec{l})]. \quad (4.1)$$

Здесь a_i - P и T-инвариантные коэффициенты, c_i - только T-инвариантные, d - только P-инвариантный, b_i - не инвариантные при обеих отражениях. Вудраф доказывает, что при нарушении T-инвариантности (даже при одновременном сохранении P) нарушаются следующие соотношения между экспериментальными величинами:

$$P = a, \quad (4.2a)$$

$$(A + R') = (A' - R) \operatorname{tg}(\theta/2), \quad (4.2b)$$

$$A_{kk} + A_{nn} = C_{kk} + C_{nn}, \quad (4.2в)$$

$$A_{kk} \cos(\theta/2) + A_{nk} \sin(\theta/2) = C_{ll} \cos(\theta/2) - C_{lm} \sin(\theta/2), \quad (4.2г)$$

$$A_{kk} \sin^2(\theta/2) - A_{nn} \cos^2(\theta/2) = C_{ml} \sin \theta + C_{mm} \cos \theta, \quad (4.2д)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_P &= \frac{1}{4} \text{Sp} M^+ (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) M, & \sigma_{R'} &= \frac{1}{4} \text{Sp} M^+ (\vec{\sigma}_1 \vec{\ell}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{k}), \\ \sigma_a &= \frac{1}{4} \text{Sp} M^+ M (\vec{\sigma}_1 \vec{n}), & \sigma_{C_{ij}} &= \frac{1}{4} \text{Sp} M^+ (\vec{\sigma}_1 \vec{\ell}) (\vec{\sigma}_2 \vec{j}) M, \\ \sigma_A &= -\frac{1}{4} \text{Sp} M^+ (\vec{\sigma}_1 \vec{m}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{k}), & \sigma_{A_{ij}} &= \frac{1}{4} \text{Sp} M^+ M (\vec{\sigma}_1 \vec{i}) (\vec{\sigma}_2 \vec{j}), \\ \sigma_{A'} &= \frac{1}{4} \text{Sp} M^+ (\vec{\sigma}_1 \vec{\ell}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{k}), & \sigma &= \frac{1}{4} \text{Sp} M^+ M, \\ \sigma_R &= -\frac{1}{4} \text{Sp} M^+ (\vec{\sigma}_1 \vec{m}) M (\vec{\sigma}_1 \vec{s}), \end{aligned} \quad (4.2e)$$

Вудраф выражает разность между левыми и правыми сторонами в (4.2) через угол рассеяния и коэффициенты a_1 и d . С помощью его выражений можно из экспериментов, последние три из которых требуют применения ППМ, определить коэффициент d - вклад взаимодействия, нарушающего T -инвариантность.

Итак, для проверки T -инвариантности в нуклон-нуклонном взаимодействии нужно измерять величины, входящие в (4.2), а именно:

- 1) Асимметрию a при рассеянии поляризованных нуклонов на поляризованной мишени и сравнить ее с поляризацией P , возникающей при рассеянии неполяризованных нуклонов на неполяризованных нуклонах. Последнюю нужно, конечно, измерить независимо^{X/} (см. (4.2a)).
- 2) Все четыре параметра тройного рассеяния A, R, A', R' . Как уже было сказано, их измерение облегчается с использованием ППМ (ср. соотношение (4.2б)).
- 3) Коэффициенты асимметрии a_{ik} при рассеянии нуклонов, поляризованных в направлении i на мишени, поляризованной в направлении k . Коэффициенты спиновой корреляции C_{ik} (здесь i, k - направление поляризации после рассеяния первоначально не поляризованных нуклонов). (См. (4.2 в, г, д)).

^{X/} 167,168) Опыты по проверке соотношения $R=a$ в p - p рассеянии были уже проделаны при высоких энергиях. При этом использовался тот факт, что при рассеянии нуклонов на мишени со спином ноль равенство $R=a$ вытекает из ротационной и P -инвариантностей, а не требует сохранения T -четности. Ставились три опыта по двойному рассеянию. В первом опыте определялась асимметрия ϵ_0 (поляризация) на бесспиновой мишени (углероде). Во втором опыте первое рассеяние было на углеороде, второе - на водороде и определялась асимметрия в p - p рассеянии a . В третьем - мишени менялись местами и определялась поляризация в p - p рассеянии P . Оказалось, что $R=a$ в пределах ошибок (т.е. с точностью 2-3%).

б) Проверка P -инвариантности

В работе^{/22/} также рассмотрены простейшие опыты по проверке P -инвариантности в нуклон-нуклонном взаимодействии и приведены формулы для экспериментальных величин, содержащих спина только одной частицы. Из этих опытов два ставятся с целью обнаружения влияния на дифференциальное эффективное сечение начальной поляризации одной из частиц, лежащей в плоскости рассеяния. В случае сохранения P -четности псевдоскаляры типа $(\vec{\sigma} \vec{s})$ и $(\vec{\sigma} \vec{k})$ не могут войти в выражение для сечения, и следовательно, соответствующее сечение равно сечению для неполяризованных частиц и не наблюдается асимметрии по отношению к направлению поляризации. Оба эти опыта удобно производить с помощью ППМ.

Кроме того, в случае нарушения P -инвариантности может возникнуть поляризация в плоскости рассеяния в результате рассеяния неполяризованных частиц.

В выражения для всех этих величин дают вклад коэффициенты b_1 и c_1 одновременно, и следовательно, трудно различить влияние нарушения P - и T -инвариантностей в отдельности.

С этой точки зрения удобны опыты по измерению полных сечений в определенных поляризационных состояниях. Полное сечение связано с помощью оптической теоремы с амплитудой для рассеяния вперед и, следовательно, в отличие от других опытов, коэффициенты матрицы рассеяния в выражения для полного сечения входят линейно, а не квадратично (что очень важно для измерения малых величин).

Для рассеяния вперед имеем $\vec{k}_1 = \vec{k}'_1$, и следовательно, матрица $M(0)$ должна быть симметричной относительно вращений вокруг направления пучка (ось z). Нетрудно видеть, что в этом случае (4.1) дает

$$\begin{aligned} M(0) &= a_1(0) + a_2(0) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 + [a_4(0) - a_3(0)] \sigma_{1z} \sigma_{2z} + \\ &+ b_2(0) [\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2]_z + c_1(0) (\sigma_{1z} - \sigma_{2z}). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Из оптической теоремы вытекает, что σ_{tot} для двух неполяризованных частиц и σ_{tot} для рассеяния одной продольно поляризованной частицы и одной неполяризованной могут отличаться друг от друга только в том случае, если P -четность нарушается. Разность между этими сечениями дает именно коэффициент $c_1(0)$. Коэффициент $b_2(0)$ отличается от нуля только при одновременном нарушении P - и T -четности. Его можно получить, измеряя сечение рассеяния двух частиц, поляризованных взаимно перпендикулярно и перпендикулярно к направлению пучка. При измерении $c_1(0)$ ППМ полезна, при измерении $b_2(0)$ - она необходима.

Интересно отметить, что нарушение P -инвариантности можно проверить аналогичным образом, рассеивая нуклоны на мишени со спином ноль. Действительно, для этого случая из оптической теоремы вытекает, что полное сечение можно записать в виде $\sigma = \sigma_0 + \sigma_1(P, \vec{k})$, где \vec{p} - поляризация нуклона, \vec{k} - вектор в направлении

нии пучка. Наличие второго члена свидетельствует о нарушении P -инвариантности, и его величина линейна по отношению к P -нарушающей амплитуде в матрице рассеяния.

в) Проверка зарядовой независимости ядерных сил

Проведение полного опыта для p, p и p, p рассеяния и полное восстановление матрицы рассеяния в триплетном состоянии по изотопическому сплину дало бы исчерпывающую информацию о зарядовой независимости ядерных сил. Ответ на этот вопрос можно получить и более простым способом. Как было показано выше (см. ^{18/} и ^{18/}), нарушение зарядовой инвариантности привело бы к синглет-триплетному переходу в p, p рассеянии. Поэтому некоторые эксперименты из таблицы 1 станут неэквивалентными. Так, при рассеянии неполяризованных нейтронов на неполяризованных протонах поляризации протона отдачи и рассеянного нейтрона будут разными (для проверки этого достаточно одного опыта), эффективное сечение рассеяния для поляризованной частицы на неполяризованной мишени будет отличаться от эффективного сечения рассеяния для неполяризованной частицы на поляризованной мишени. Также будет необходимо ввести два различных тензора деполяризации: $D_{p,1}^1$ - для налетающей частицы (на неполяризованной мишени) и $D_{ок}^2$ - для частицы отдачи (опыт с ППМ). В работах ^{18,8/} подробно рассмотрен ряд других опытов такого типа.

5. Источники поляризованных нуклонов

Поляризация, возникающая в нуклон-нуклонном рассеянии при низких энергиях, очень мала, а для осуществления полного опыта необходимы пучки сильно поляризованных нуклонов. Их можно получить или рассеивая нуклоны на ядрах, или с помощью ядерных реакций. Кроме того, можно получить поляризованные протоны непосредственно на ускорителях ^{178/}. Использование рассеяния особенно удобно при исследованиях с протонами. Поляризованные нейтроны получаются из ядерных реакций.

В экзоэнергетических реакциях можно получить нейтроны с энергией до 14 Мэв, используя ускоритель заряженных частиц на 1 Мэв. С помощью ускорителя Ван де Граафа на 5 Мэв можно получить нейтроны с энергией около 18 Мэв, и при помощи циклотрона, ускоряющего дейтроны до энергии 12-15 Мэв, получим поляризованные моноэнергетические нейтроны и протоны с энергией до 25 Мэв.

Нейтроны, возникающие в результате большинства известных реакций, подробно исследованы в ряде работ. Здесь мы ограничимся только основными характеристиками отдельных реакций и для наглядности укажем часть экспериментальных значений поляризации в зависимости от энергии и угла рассеяния.

Для получения поляризованных нейтронов наиболее "выгодны" реакции с использованием ускоренных дейтронов. В этих реакциях протон переходит из налетающего дейтрона в ядро, и нейтрон освобождается. Следовательно, энергия реакции равна разности энергий связи протона в конечном ядре и в дейтоне.

Поскольку энергия связи в дейтоне мала ($2,22452 + 0,0020$ Мэв) и в большинстве ядер она значительно больше, энергия реакции обычно положительна. Для малых E_d выход реакции определяется проходимостью потенциального барьера для дейтона. Для легких ядер с $Z < 12$ кулоновский барьер не превосходит 3 Мэв. Следовательно, при реакциях дейтронов с легкими ядрами имеется довольно большой выход нейтронов.

Кроме (d, n) реакции с возникновением промежуточного ядра, излучающего нейтроны, возможна еще и прямая реакция "срыва" протона из дейтона. Из теории известно, что радиус дейтона больше радиуса ядерных сил; следовательно, вероятность срыва довольно большая и возрастает с ростом энергии.

Далее возможно и расщепление дейтона в кулоновском поле ядра, т.е. реакция $(d; p, n)$ (без изменения ядра рассеивателя).

Основные характеристики ядерных реакций с дейтонами приведены в таблице 2. Эффективное сечение всех рассмотренных реакций достаточно большое, и с их помощью можно получить нейтроны в различных областях энергий. Наиболее удобны, конечно, реакции, в которых получаются моноэнергетические нейтроны. В других случаях нужно еще измерять энергии нейтронов. Значения поляризации в зависимости от энергии и угла рассеяния приведены в таблице 7.

Мишень из дейтерия готовится в виде слоя из тяжелого льда, дейтерия, адсорбированного на металлической подложке, газовой мишени и т.п. Для энергий до 700 кэв наиболее удобен тяжелый лед, при более высоких энергиях можно использовать газовую мишень или адсорбированный слой газа в качестве тонкой мишени.

Мишени из трития могут быть газовыми или готовиться путем адсорбции трития, на металле (чаще всего). Однако работа с газовыми тритиевыми мишенями требует довольно сложного оборудования и является опасной; поэтому стараются использовать адсорбированный тритий.

Азотная мишень готовится или в виде нитрида металла, или в газовой форме. Нитридные мишени очень устойчивы при высоких температурах. В реакциях на Li, Be, C^{12} мишени готовятся из твердых тел, и в таком случае создать мишень в виде тонкого слоя значительно проще.

В ядерных реакциях типа (p, n) один нейтрон в ядре заменяется протоном и возникает ядро, изобарическое по отношению к исходному. Так как стабильные изобары очень редки, по крайней мере одно из ядер (начальное или конечное) радиоактивно. Если выбрать в качестве ядра-мишени стабильное ядро, то конечное ядро обладает позитронной радиоактивностью и в результате его распада снова возникает исходное ядро. Следовательно, такие реакции, вообще говоря, не будут экзоэнергетическими.

хими. Реакции (p, n) обычно используются для получения моноэнергетических нейтронов в области низких энергий до 10 Мэв.

Наиболее удобные для получения нейтронов для нуклон-нуклонных экспериментов реакции (p, n) - это реакции $Li^7(p, n)He^7$ и $T(p, n)He^3$. Характеристики этих реакций приведены в таблице 3.

Обзор других реакций (p, n) дан в /80,81/. Экспериментальные значения поляризации вылетающих нейтронов даны в таблице 8.

На основе экзоэнергетических ядерных реакций с использованием дейтронов можно получить и быстрые протоны. Однако здесь мы сталкиваемся со значительно большими трудностями, чем в случае быстрых нейтронов. Мишени всегда должны быть очень тонкими и без подложки, иначе полученные протоны потеряют свою энергию. Следовательно, всегда более выгодно получать быстрые протоны непосредственно в ускорителях и поляризовать их с помощью рассеяния. Для этого, конечно, нужен ускоритель протонов до энергий 25-30 Мэв.

Из ядерных реакций, в которых возникают поляризованные протоны, заслуживают внимания только реакции, указанные в таблице 4.

Экспериментальные значения поляризации приведены в таблице 8.

6. Поляризация нуклонов при рассеянии на сложных ядрах

При рассеянии нуклонов на ядрах некоторых элементов возникает поляризация, достигающая почти 100%. Такие ядра очень удобны в качестве поляризаторов и анализаторов. Наиболее выгодны для этих целей ядра C^{12} и He^4 .

Рассеяние на C^{12} годится для исследования нейтронов малых энергий, поскольку первый возбужденный уровень находится при $E = 4,433 \pm 0,005$ Мэв, второй - при $E = 7,858 \pm 0,007$ Мэв.

Исследование рассеяния на C^{12} имеет ряд трудностей. При рассеянии протонов необходимо пользоваться очень тонкими углеродными мишенями, возможно многократное рассеяние и т.п. С этой точки зрения рассеяние нуклонов на He^4 /137/ более выгодно. Энергия первого возбужденного уровня He^4 равна $E = 22,5$ Мэв, и следовательно, можно мерить упругое рассеяние в широком интервале энергий. Так как масса ядра He^4 только в четыре раза больше, чем масса нуклона, можно регистрировать вместо нуклона α -частицу отдачи и тем самым значительно понизить фон и повысить эффективность. Измеряя энергию α -частицы при рассеянии нуклонов (особенно нейтронов) при заданном угле рассеяния, можно определить и энергию нуклонов. Поляризация при рассеянии нуклонов на He^4 тоже большая.

Теория рассеяния нуклонов на ядрах со спином ноль подробно изложена в ряде обзоров и книг /83,84/. Экспериментальные величины вплоть до энергий 25 Мэв хорошо описываются с помощью пяти первых фаз (т.е. $l \leq 2$).

Дифференциальное сечение для рассеяния нейтронов на ядрах со спином ноль дается выражением

$$k^2 \sigma \cos(\theta) = |A|^2 + (1 - \cos^2 \theta) |B|^2,$$

где

$$A = \sum_{\ell} \{ (\ell + 1) \sin \delta_{\ell}^+ \exp(i \delta_{\ell}^+) + \ell \sin \delta_{\ell}^- \exp(i \delta_{\ell}^-) \} P_{\ell}(\cos \theta),$$

$$B = \sum_{\ell} [\sin \delta_{\ell}^+ \exp(i \delta_{\ell}^+) - \sin \delta_{\ell}^- \exp(i \delta_{\ell}^-)] P'_{\ell}(\cos \theta)$$

и δ_{ℓ}^+ , δ_{ℓ}^- - фазы для $\ell = J + 1/2$ и $\ell = J - 1/2$ соответственно, $P_{\ell}(\cos \theta)$ - полином Лежандра, штрих означает производную по аргументу.

Для полного сечения имеем

$$k^2 \sigma_{tot} = 4\pi \sum \{ (\ell + 1) \sin^2 \delta_{\ell}^+ + \ell \sin^2 \delta_{\ell}^- \}$$

и для поляризации

$$P(\theta) = (AB^* + BA^*) / (AA^* + BB^*).$$

Фазовый анализ был проделан в ряде работ, наиболее подробно в /85,89/ (для $n - He^4$).

Заметим еще, что аналогично можно проанализировать и $p - He^4$ рассеяние, учитывая кулоновское взаимодействие.

Вследствие причин, вызванных условиями эксперимента существует значительно больше данных о рассеянии $p - He^4$, чем о $n - He^4$. Однако, исходя из предположения о зарядовой независимости ядерных сил, можно получить необходимые сведения о рассеянии нейтронов на основе фаз для рассеяния протонов /85-89/.

Другие ядра менее удобны в качестве анализаторов поляризации нуклонов. Данные о поляризации нуклонов на различных ядрах приведены в таблицах 10 и 11.

7. Данные о рассеянии нуклонов на нуклонах в области малых и средних энергий

Как уже было сказано выше, для энергий нуклонов до 25 Мэв без ППМ измерялись только эффективные сечения и поляризация в нуклон-нуклонном рассеянии. Работа Абрагама и др. /2/ ($C_{nn}(90^\circ)$) для $p-p$ рассеяния при энергии $(20 \pm 1,4)$ Мэв является первым опытом с использованием ППМ для исследования нуклон-нуклонных

взаимодействий при низких энергиях. Абрагам и др. получили значение

$C_{nn}(90^\circ) = -0,91 + 0,05$. Трудность опыта состоит в основном в измерении поляризации мишени, которая для таких экспериментов должна быть очень тонкой, в сохранении равномерной (гелиевой) температуры во всем объеме мишени и в получении достаточно мощного, высокочастотного поля (с длиной волны = 4-8 мм). Кроме работы Абрагама и др., к настоящему времени по нуклон-нуклонному рассеянию при малых энергиях сделаны следующие измерения с ППМ:

$$\begin{aligned} R(23,2^\circ) &= -0,324 \pm 0,063; & A(23,2^\circ) &= 0,012 \pm 0,030 \\ (P,P; 27,6 \text{ МэВ}) & R(39^\circ) = -0,187 \pm 0,030; & A(39^\circ) &= 0,037 \pm 0,025 \\ & R(54,6^\circ) = -0,243 \pm 0,026; & A(54,6^\circ) &= 0,090 \pm 0,022 \end{aligned} \quad /169/$$

$$\left. \begin{aligned} C_{nn}(P,P; 25,7 \text{ МэВ}, 90^\circ) &= -0,725 + 0,014, \\ C_{nn}(P,P; 18,2 \text{ МэВ}, 90^\circ) &= -0,876 + 0,037, \\ C_{nn}(P,P; 10 \text{ МэВ}, 90^\circ) &= -0,987 + 0,015, \\ A_{..}(P,P; 25,7 \text{ МэВ}, 90^\circ) &= -0,925 + 0,015, \\ A_{..}(P,P; 18,2 \text{ МэВ}, 90^\circ) &= -0,954 + 0,037, \\ C_{nn}(n,P; 23 \text{ МэВ}, 175^\circ) &= -0,01 + 0,01; \end{aligned} \right\} \quad /170/$$

($A_{..}$ см. (4,2e)); все углы в с.ц.и.) /171/

Из этих данных видно, что уже при энергиях 10-30 МэВ заметный вклад дают P и более высокие фазы. Значения экспериментальных величин хорошо согласуются с предсказаниями фазового анализа, сделанными Казариновым и др. /37/ Данные по поляризации, существующие в области низких энергий, приведены в таблицах 5 и 6.

8. Регистрация частиц в NN рассеянии

В нуклонных опытах всегда необходимо регистрировать рассеянную частицу, частицу отдачи или обе частицы. Протоны можно регистрировать с помощью всех методов, известных для регистрации заряженных частиц, однако необходимо иметь в виду конкретные условия эксперимента. Например, протоны, вылетающие из поляризованной мишени, находятся в очень сильном магнитном поле (10-20 кгаусс). Если энергия протонов не позволяет им покинуть магнитное поле, необходимо их регистрировать именно внутри этого сильного поля. Сцинтилляционные счетчики не очень удобны для таких опытов, поскольку необходимость экранировать фотоумножители от магнитного поля и использовать длинные световоды приводит к большим потерям света. В таких условиях очень удобны полупроводниковые детекторы, с помощью которых можно очень точно определить энергию заряженных частиц. Использование фотоэмульсий также удобно, но возникают большие затруднения при их обработке.

При регистрации частиц вне области сильного магнитного поля обстановка несколько другая (это всегда имеет место для рассеянных нейтронов или нейтронов отдачи). В таком случае можно использовать все известные методы для регистрации частиц.

Если необходимо еще раз рассеять нейтроны вне магнитного поля, то лучше всего осуществить рассеяние так, чтобы можно было регистрировать заряженные частицы отдачи (т.е. использовать, например, гелиевый анализатор). Практически наиболее удобно осуществить такое рассеяние в газовом сцинтилляционном счетчике под давлением, в ионизационной камере, пропорциональном счетчике и т.п. При высоких энергиях успешно применялись искровые камеры, очень удобные при малой интенсивности пучка. При малых энергиях искровые камеры пока не применялись, однако может оказаться, что, например, изотропные искровые камеры станут удобным регистрирующим прибором в этой области энергий.

При измерении асимметрий рассеяния возникает проблема устранения приборных асимметрий. Для этого обычно меряют еще и асимметрию с обратной поляризацией или проводят измерения на углах, при которых поляризация равна нулю. Используя поляризованную протонную мишень, очень легко перевернуть направление поляризации. Достаточно изменить частоту микроволнового генератора, не изменяя геометрию эксперимента, или соответственно изменить статическое магнитное поле.

9. Заключение

Из материала, рассмотренного в этом обзоре, вытекает, что постановка опытов, входящих в полный опыт по нуклон-нуклонному рассеянию в области низких энергий, хотя и очень трудна, но уже вполне осуществима с использованием ППМ. Осуществление этих опытов дало бы существенный вклад в решение одной из самых важных проблем современной ядерной физики - проблемы нуклон-нуклонного взаимодействия. Для этой цели не нужны большие ускорители и подобные крайне дорогие установки - следовательно, и малые страны здесь могут внести существенный вклад. При наличии небольших ускорителей особенно выгодно проводить опыты с рассеянием нейтронов на ППМ ввиду возможного использования экзоэнергетических реакций.

С точки зрения ядерной физики и физики твердого тела было бы очень интересно получить поляризованную дейтонную мишень. Осуществление полного опыта в нуклон-дейтонной системе очень важно для изучения ядерных сил, с одной стороны, и для теории атомного ядра - с другой.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Экспериментальные величины в нуклон-нуклонном рассеянии

Фактически можно измерять не тензоры, входящие в таблицу 1, а просто дифференциальные сечения в определенных спиновых состояниях. Здесь мы покажем, как наиболее важные величины, входящие в полный опыт, связаны с соответствующими сечениями. Ввиду того, что в последнее время для регистрации частиц при рассеянии используют чаще всего искровые камеры или другие приборы, охватывающие большой телесный

угол, то мы дадим выражения для сечений и не будем переходить к асимметриям.

Введем следующие обозначения:

- P_i - анализирующая способность i -той мишени,
- I_i - дифференциальное сечение на i -той мишени,
- I_i^0 - дифференциальное сечение на i -той мишени для неполяризованных частиц.

Здесь мы рассмотрим только тензоры поляризации, зависящие от двух или менее индексов.

1. Опыты без поляризованной протонной мишени

- 1) Сечение простого рассеяния I_1^0 .
- 2) Сечение двойного рассеяния

$$I_2 = I_2^0 (1 + P_1 P_2 \cos \phi_2). \quad (П1.1)$$

Имеем $\cos \phi_2 = (\vec{n}_1, \vec{n}_2)$, $\sin \phi_2 = (\vec{n}_1, \vec{n}_2 \times \vec{k}_2)$,

т.е. ϕ_2 - угол между нормальными к плоскости рассеяния.

3) Сечение тройного рассеяния:

- а) \vec{n}_1, \vec{n}_2 - параллельны,

$$I_3^{\parallel} = I_3^0 \left\{ 1 + \frac{P_3}{1 + P_1 P_2} (P_2 + D P_1 \cos \phi_3) \right\}. \quad (П1.2)$$

- б) \vec{n}_1, \vec{n}_2 - перпендикулярны,

$$I_3^{\perp} = I_3^0 \left\{ 1 + P_2 P_3 \cos \phi_3 - P_1 P_3 R \sin \phi_3 \right\}. \quad (П1.3)$$

в) между первой и второй мишенями - магнитное поле $H_{1,2}$, перпендикулярное к \vec{n}_2 и \vec{k}_2 , поворачивающее поляризацию в плоскости \vec{n}_2, \vec{k}_2 (рис. 53).

Тогда

$$I_3^{H_{1,2}} = I_3^0 \left\{ 1 + \frac{P_3}{1 + P_1 P_2 \cos \chi} [\cos \phi_3 (P_2 + D P_1 \cos \chi) - \sin \phi_3 P_1 A \sin \chi] \right\}. \quad (П1.4)$$

При параллельных \vec{n}_1, \vec{n}_2 и $\chi = \frac{\pi}{2}$ имеем

$$I_3^{H_{1,2}} = I_3^0 \left\{ 1 + P_2 P_3 \cos \phi_3 - P_1 P_3 A \sin \phi_3 \right\}. \quad (П1.5)$$

г) Между второй и третьей мишенью - магнитное поле, параллельное \vec{n}_2 ; можно регистрировать продольную часть поляризации:

$$I_3^{H_{2,3}} = I_3^0 \left\{ 1 + P_2 P_3 \cos \phi_3 + P_1 P_3 (-R \cos \alpha + R' \sin \alpha) \sin \phi_3 \right\}, \quad (П1.6)$$

где α - угол поворота в плоскости второго рассеяния.

д) Два магнитных поля: первое - между 1-ой и 2-ой мишенями - $H_{1,2}$, параллельное $\vec{n}_2 \times \vec{k}_2$, и второе - между 2-ой и 3-ей мишенями - $H_{2,3}$, параллельное \vec{n}_2 ,

$$I_3^{H_{1,2} H_{2,3}} = I_3^0 \left\{ 1 + \frac{P_3}{1 + P_1 P_2 \cos \chi} [(P_2 + P_1 D \cos \chi) \cos \phi_3 + P_1 \sin \chi (A \cos \chi - A' \sin \alpha) \sin \phi_3] \right\}. \quad (П1.7)$$

С помощью этих опытов можно измерить D, R, R', A и A' , связанные с тензором D_{ik} соотношениями (3.2). Последний опыт излишний, т.к. имеется соотношение (3.2) (если опыт не ставится специально с целью проверки T -инвариантности).

4) Аналогичные опыты можно проводить, регистрируя не рассеянную частицу, а частицу отдачи. Соответствующие интенсивности можно выразить с помощью тензора передачи поляризации K_{ik} . Формулы аналогичны формулам (П1.2)-(П1.7).

5) Тензор корреляции поляризаций при рассеянии неполяризованных нуклонов можно получить, измеряя корреляционную функцию

$$\begin{aligned} \sigma(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2) = & \sigma(\theta_1) \sigma(\theta_2) [1 + P_0(\theta) P_1(\theta_1) \cos \phi_1 + \\ & + P_0(\theta) P_2(\theta) \cos \phi_2 + C_{nn} P_1(\theta) P_2(\theta) \cos \phi_1 \cos \phi_2 + C_{kp}(\theta) P_1(\theta_1) P_2(\theta_2) \sin \phi_1 \sin \phi_2], \end{aligned} \quad (П1.8)$$

где θ - угол первого рассеяния в системе центра масс; θ_1, ϕ_1 и θ_2, ϕ_2 - углы второго рассеяния на первом и втором анализаторах.

Для получения остальных компонент тензора C_{ik} нужно проводить более сложные опыты.

2. Опыты с поляризованной протонной мишенью

- 1) Сечение простого рассеяния

$$I_1 = I_1^0 (1 + \langle \sigma_2 \rangle_n P_1), \quad (П1.9)$$

где $\langle \sigma_2 \rangle_n$ - проекция поляризации мишени на направление \vec{n} .

2) Сечение двойного рассеяния, вторая мишень (анализатор) - неполяризованная, регистрируем рассеянную частицу. Получаем составляющие тензора K_{ik} (рис. 54).

Имеем

$$I_2(\theta_2, \phi_2) = I_2^0(\theta_2) [1 + P_2 \langle \vec{\sigma}_1 \rangle \cdot \vec{n}_2] \quad (\text{П1.10})$$

и

$$I_1 \langle \vec{\sigma}_1 \rangle \cdot \vec{n}_1 = I_1^0 (P_1 + K_0 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \cdot \vec{n}_1),$$

$$I_1 \langle \vec{\sigma}_1 \rangle \cdot \vec{s}_1 = I_1^0 (K_2 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \cdot \vec{k}_1 + K_1 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \cdot (\vec{n}_1 \times \vec{k}_1)),$$

$$I_1 \langle \vec{\sigma}_1 \rangle \cdot \vec{k}_1' = I_1^0 (K_4 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \cdot \vec{k}_1 + K_3 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \cdot (\vec{n}_1 \times \vec{k}_1)), \quad (\text{П1.11})$$

где $\vec{s}_1 = \vec{n}_1 \times \vec{k}_1'$, $\vec{k}_1' = \vec{k}_1$, $\vec{k} = \vec{k}_1$. Величины $K_0 \dots K_4$ связаны с K_{ik} соотношениями типа (3.2). Рассмотрим отдельные величины:

$$\text{а) } \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \parallel \vec{n}_1, \quad (\text{П1.12})$$

$$I_2^{\parallel} = I_2^0 \left[1 + \frac{P_2}{1 + \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \cdot \vec{P}_1} (P_1 + K_0 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle) \cos \phi_2 \right]; \quad (\text{П1.13})$$

$$\text{б) } \langle \vec{\sigma}_1 \rangle \parallel \vec{n}_1 \times \vec{k}_1,$$

$$I_2^{\perp} = I_2^0 [1 + P_1 P_2 \cos \phi_2 - K_1 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \cdot P_2 \sin \phi_2]; \quad (\text{П1.14})$$

$$\text{в) } \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \parallel \vec{k}_1,$$

$$I_2^{\text{прод}} = I_2^0 [1 + P_1 P_2 \cos \phi_2 - K_2 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \cdot P_2 \sin \phi_2];$$

г) $\langle \vec{\sigma}_2 \rangle \parallel \vec{n}_1 \times \vec{k}_1$, между 1-ой и 2-ой мишенями — магнитное поле, перпендикулярное к плоскости первого рассеяния и поворачивающее $\langle \vec{\sigma}_1 \rangle$ на 90° ,

$$I_2^{\perp} = I_2^0 (1 + P_1 P_2 \cos \phi_2 - K_3 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \cdot P_2 \sin \phi_2); \quad (\text{П1.15})$$

$$\text{д) } \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \parallel \vec{k}_1, \text{ такое же поле, как в предыдущем случае,}$$

$$I_2^{\text{прод}} = I_2^0 (1 + P_1 P_2 \cos \phi_2 - K_4 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle \cdot P_2 \sin \phi_2). \quad (\text{П1.16})$$

3) Сечение двойного рассеяния, регистрируется частица отдачи.

Опыты и формулы вполне аналогичны предыдущим, однако K_1, \dots, K_4 надо заметить параметрами Вольфштейна.

4) Сечение рассеяния двух поляризованных нуклонов

$$\sigma_{P_1 P_2} = \sigma_0 \{ 1 + P^0(\vec{P}_1 \vec{n}) + P^0(\vec{P}_2 \vec{n}) + P_{nn}(\vec{P}_1 \vec{n})(\vec{P}_2 \vec{n}) + P_{\ell\ell}(\vec{P}_1 \vec{\ell})(\vec{P}_2 \vec{\ell}) + P_{mm}(\vec{P}_1 \vec{m})(\vec{P}_2 \vec{m}) + P_{m\ell}[(\vec{P}_1 \vec{\ell})(\vec{P}_2 \vec{m}) + (\vec{P}_1 \vec{m})(\vec{P}_2 \vec{\ell})] \}.$$

Эти опыты подробно рассмотрены в /6/. Подобного типа соотношения для более сложных опытов с использованием поляризованной мишени и поляризованного пучка даны в работах /18,45,46/. В /18,45/ рассматривается рассеяние поляризованных нуклонов на поляризованной протонной мишени и дается выражение для сечения рассеяния на анализаторе, позволяющее определить тензор поляризации M_{pik} . В /46/ дано выражение для угловой зависимости вероятности коррелированного рассеяния для двух первоначально поляризованных нуклонов, позволяющее определить компоненты тензора корреляции поляризаций C_{pdk} .

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Связь экспериментальных величин в NN рассеянии с коэффициентами матрицы рассеяния M

$$M = \frac{a+b}{2} + \frac{a-b}{2} (\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + \frac{c}{2} (\vec{\sigma}_1 \vec{v}_2, \vec{n}) + \frac{c+d}{2} (\vec{\sigma}_1 \vec{m}) + \frac{c-d}{2} (\sigma \ell)(\sigma \ell),$$

$$\sigma = \frac{1}{2} \{ |a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 \} \quad \sigma C_{nn} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 - |b|^2 - |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 \},$$

$$\sigma D_{nn} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 + |b|^2 - |c|^2 - |d|^2 + |e|^2 \} \quad \sigma C_{mmmm} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 - |e|^2 \},$$

$$\sigma K_{nn} = \frac{1}{2} \{ |a|^2 - |b|^2 + |c|^2 - |d|^2 + |e|^2 \},$$

$$\sigma P = \text{Re} a e^* \quad , \quad \sigma C_{m\ell m} = -\text{Im} a e^* ,$$

$$\sigma C_{mm} = \text{Re} b e^* \quad , \quad \sigma D_{\ell m} = -\text{Im} b e^* ,$$

$$\sigma C_{nnn} = \text{Re} c e^* \quad , \quad \sigma K_{\ell m} = -\text{Im} c e^* ,$$

$$\sigma C_{mmn} = \text{Re} d e^* \quad , \quad \sigma C_{\ell m} = -\text{Im} d e^* ,$$

$$\sigma D_{mm} = \text{Re}(a^* b + c^* d) \quad , \quad \sigma C_{mm\ell} = -\text{Im}(a^* b + c^* d) ,$$

$$\sigma D_{\ell\ell} = \text{Re}(a^* b - c^* d) \quad , \quad \sigma C_{\ell nm} = -\text{Im}(a^* b - c^* d) ,$$

$$\sigma K_{mm} = \text{Re}(a^* c + b^* d) \quad , \quad \sigma C_{nm\ell} = -\text{Im}(a^* c + b^* d) ,$$

$$\sigma K_{\ell\ell} = \text{Re}(a^* c - b^* d) \quad , \quad \sigma C_{n\ell m} = -\text{Im}(a^* c - b^* d) ,$$

$$\sigma C_{mm} = \text{Re}(a^* d + b^* c) \quad , \quad \sigma C_{\ell mn} = -\text{Im}(a^* d + b^* c) ,$$

$$\sigma C_{\ell\ell} = -\text{Re}(a^* d - b^* c) \quad , \quad \sigma C_{m\ell n} = -\text{Im}(a^* d - b^* c) .$$

Все эти величины определены в главе III.

Фазовый анализ является методом, который дает возможность восстановить матрицу рассеяния при помощи экспериментальных данных. Проведение полного опыта, т.е. пяти независимых экспериментов во всем диапазоне углов, бывает, как правило, очень трудной задачей. Надо учесть, что экспериментальные величины измеряем всегда с ошибкой и что существуют такие области углов рассеяния, где измерение совсем не осуществимо. Для упрощения расчета матричных элементов надо учесть то обстоятельство, что максимальный орбитальный момент l_{max} , дающий вклад в матрицу рассеяния, будет тем меньше, чем меньше энергия рассеивающихся частиц.

Разложим элементы матрицы рассеяния в ряд по шаровым функциям. Коэффициенты разложения содержат величины, которые зависят только от энергии и называются фазовыми сдвигами и коэффициентами смешивания ^{/23,24/}. Фазовые сдвиги, действительно, имеют смысл сдвига фазы асимптотики волновой функции системы двух рассеянных нуклонов по отношению к разложению плоской волны. Коэффициенты смешивания определяют смешивание волн с $l = J \pm 1$ (J - полный момент) в пределе, когда кинетическая энергия сталкивающихся частиц стремится к нулю.

При рассеянии протонов на протонах, кроме ядерного взаимодействия, существует также кулоновское. Для энергий выше 10-15 Мэв можно предполагать, что кулоновские силы дают вклад только на таких расстояниях между взаимодействующими нуклонами, на которых ядерные силы пренебрежимо малы. Наоборот, в той области, где действие ядерных сил велико, вклад кулоновских сил пренебрежимо мал. Очевидно, что при переходе к более низким энергиям будет необходимо учитывать кулоновские силы и в области действия ядерных сил, а также интерференцию кулоновских и ядерных сил. Для более высоких энергий можно считать, что вклады этих сил аддитивны.

Фазовый анализ был подробно описан во многих работах ^{/25,28/}. Связь между элементами матрицы рассеяния и фазовыми сдвигами дана в работах ^{/12,13/}. Подробное рассмотрение вопросов, связанных с фазовым анализом, выходит за пределы настоящего обзора. Здесь только будут сделаны некоторые необходимые замечания. Как было сказано выше, проведение полного опыта для взаимодействия нейтронов с протонами или протонов с протонами наталкивается на большие экспериментальные трудности, которые до сих пор не удалось преодолеть (главным образом для (p, p) рассеяния).

В случае неполной информации при проведении фазового анализа для нуклон-нуклонной системы необходимо использовать предположения об изотопической инвариантности ядерных сил и обрабатывать (p, p) и (n, n) данные совместно. При этом получаем дополнительную информацию из-за интерференции состояний с полными изотопическими спинами $T = 0$ и $T = 1$.

При фазовом анализе можно ограничиться вкладом волн с $l \leq l_{max}$. Фазовый анализ

может быть нестабильным относительно выбора l_{max} , изменение которого влияет, в принципе, на все фазы с меньшим l ^{/25,28/}. Очень интересным является то обстоятельство, что применение так называемого модифицированного фазового анализа (МФА) приводит к стабильным в этом смысле решениям. В МФА часть амплитуды рассеяния, которая соответствует периферическому взаимодействию с $l > l_{max}$, можем оценить с помощью так называемого одномезонного приближения ^{/25,27/}. МФА значительно снижает число параметров, которые надо определить экспериментально, и, кроме того, дает некоторые ограничения для действительной части амплитуды рассеяния.

В связи с фазовым анализом Клепиков ^{/28,29/} ввел понятие "необходимого опыта" (в отличие от полного опыта). Подчеркнем, что в фазовом анализе мы не требуем полного восстановления матрицы рассеяния, но ищем только такие значения для первых n фаз, которые самым лучшим образом описывают результаты экспериментов. При этом предполагаем, что или остальными фазами можно пренебречь, или фазы уже заданы (МФА). Для определения n фаз нужно как минимум n независимых уравнений, которые получим разложением угловых зависимостей экспериментальных величин в ряды по полиномам Лежандра. Полученные коэффициенты приравняем коэффициентам, выраженным с помощью фаз в формулах для тех же самых величин. Клепиков подробно проанализировал возникающие уравнения и показал, что они имеют 2^n решений. Часть этих решений будет неунитарной, т.е. фазы будут комплексными. Такие решения в области, где не существуют неупругие процессы, должны быть исключены. "Необходимый опыт" - совокупность измерений, которые дают возможность выбрать правильный набор фаз из 2^n возможных.

Для рассеяния частиц со спином 0 поступают следующим образом. Измеряется эффективное сечение в n точках и находится 2^n решения уравнений типа

$$\sum_{k, l=1}^n C_k \sin \delta_k \sin \delta_l \cos(\delta_k - \delta_l) = A_i \quad i = 1, \dots, 2^n - 1,$$

где A_i - экспериментальные коэффициенты. Из этих решений надо выделить унитарные случаи, построить все возможные кривые $\sigma(\theta)$, найти угол θ , где кривые не пересекаются, и для этого угла провести дополнительные измерения.

В случае рассеяния $(0, 1/2)$ будет только n величин A_i , а $(n+1)$ -ю точку можно получить, измеряя поляризацию. Угол выбираем аналогично. В обоих случаях проведение "необходимого опыта" требует только $(n+1)$ измерений. Полный опыт требует $2^n - 1$ измерение.

В случае нуклон-нуклонного рассеяния ^{/29/} для получения n отношений между n величинами надо провести n измерений величин $\sigma(\theta)$, K_{nn} , D_{nn} . Однозначность (точнее, двухзначность, так как остается симметрия относительно обращения спиральностей ^{/30/}) достигается еще одним $(n+1)$ измерением величины

P_n или C_{nn} в точке, которая выбирается планированием эксперимента. При этом не учитывается необходимость планирования эксперимента по минимуму затраченного времени на ускорителе. Практически обычно оказывается более удобным проводить дополнительное измерение в нескольких точках, если сумма затраченного времени меньше времени для получения необходимой точности в одной точке /31,32/.

Данные для рассеяния нуклонов на нуклонах, имеющиеся в настоящее время, дали возможность провести фазовый анализ для энергии 23,1; 40, 52, 86, 95, 126, 147, 210, 310, 400, 480, 630, 870 Мэв.

При энергиях 147 и 210 Мэв амплитуда рассеяния определена однозначно. При всех остальных энергиях было найдено несколько равноценных фазовых наборов. Предположение плавного изменения фаз в зависимости от энергии дало возможность найти в области энергий 52-310 Мэв наиболее вероятное решение.

Фазовые сдвиги для состояний с изотопическим спином $T = 1$, найденные разными авторами в разных лабораториях /33-39/, /40-44/, /172,173/, в пределах ошибок совпадают. Этого нельзя сказать о состояниях с $T = 0$. Наибольшее отличие существует в поведении параметра смешивания ϵ_1 фаз 3S_1 и 3D_2 , найденного Казариновым и др. /38/ и Брайтом /43/ при малых энергиях. Недостаточная экспериментальная информация и большие ошибки измерений не позволяют определить эту зависимость однозначно. Правильное решение можно будет найти только на основании экспериментов, проведенных в области энергий 10-50 Мэв. Планирование эксперимента, проведенное Казариновым /38/ при энергии 52 Мэв, показало, что для более точного определения параметра смешивания ϵ_1 самым удобным и простым является измерение коэффициентов спиновой корреляции C_{nn} и C_{np} в (n, p) рассеянии. При таких измерениях является очень полезным использование ППМ.

На рис. 1-52 приведены предсказания угловых зависимостей разных экспериментальных величин для 3-х наборов фазовых сдвигов, полученных Казариновым и др. /37/ при энергии 23,1 Мэв. Кривые для M_{pik} и C_{pdk} определены в работах /45,46/. Для тех экспериментальных величин, где показано меньше чем 3 кривые, предсказания фазовых наборов 1 и 2 совпадают. Ошибки величин M_{pik} и C_{pdk} вычислены методом Монте-Карло без учета их корреляций.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Нуклон-нуклонный потенциал

Матрица рассеяния играет очень важную роль при описании двухнуклонного взаимодействия, но в некотором смысле она является лишь вспомогательным аппаратом, а основная величина - это гамильтониан взаимодействия, т.е. в нерелятивистском при-

ближении двухнуклонный потенциал. (Возможна, конечно, и обратная точка зрения, получающая широкое распространение в теории элементарных частиц, когда всю теорию строим без динамических принципов, исходя прямо из экспериментальных величин типа матрицы рассеяния). С помощью потенциала можно описать не только рассеяние, но и все связанные состояния, матричные элементы вне энергетической поверхности и другие величины, зависящие не только от асимптотических свойств волновых функций.

Нуклон-нуклонный потенциал, который, строго говоря, может и не существовать, можно тогда рассматривать как удобный математический аппарат для аналитического продолжения амплитуд в нефизические области и т.п.

Наиболее общий нуклон-нуклонный потенциал, с помощью которого можно описать упругое рассеяние, был впервые введен в работе Пузикова, Рындина и Смородицкого /8/ и подробно рассмотрен Маршаком и Окубо /47/.

Исходя только из самых общих предположений о нерелятивистском потенциале (инвариантность по отношению к трансляциям, вращениям и галилеевским преобразованиям, пространственному и временному отражению и замене двух частиц, эрмитовость), Окубо и Маршак показали, что, например, протон-протонный потенциал можно записать в виде

$$V = V_1 + V_2 (\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2) + V_3 (\vec{\sigma}_1 \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \vec{r}) + V_4 (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{L}) + V_5 (\vec{\sigma}_1 \vec{L})(\vec{\sigma}_2 \vec{L}) + V_6 (\vec{\sigma}_1 \vec{p})(\vec{\sigma}_2 \vec{p}), \quad (П4.1)$$

где $\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}]$. и V_i ($i=1, \dots, 6$) - вещественные функции скаляров r^2, p^2, L^2 . Если потребовать еще зарядовую независимость (инвариантность по отношению к вращениям в изотопическом пространстве), то общий нуклон-нуклонный потенциал получается, если к (П4.1) добавить 8 аналогичных членов с функциями $V_7 \dots V_{12}$, умноженных на (\vec{r}_1, \vec{r}_2) . На потенциал накладываются те же условия инвариантности, что и на матрицу рассеяния, поэтому у них подобная структура и одинаковое число коэффициентов.

Проводя вычисления на энергетической поверхности, можно ограничиться пятью первыми членами в (П4.1) и можно считать, что V_i зависят только от r^2, L^2 . Вклад зависящих явно от импульса членов в матричные элементы в этом случае эквивалентен комбинации членов, зависящих только от r и L . Отсюда видно, что на основе исследования упругого рассеяния и восстановления матрицы рассеяния можно получить лишь набор эквивалентных потенциалов. Выбор между ними осуществляется на основе данных о связанных состояниях, волновых функциях ядер, задаче трех тел и т.п. /48/

Необходимо подчеркнуть, что потенциалы типа (П4.1), зависящие от скоростей,

эквивалентны общим нелокальным потенциалам в уравнении Шредингера^{/49/}.

Строгое решение обратной задачи теории рассеяния^{/50,51/}, т.е. вычисление потенциала на основе экспериментальных данных, связано с принципиальными трудностями, и поэтому здесь необходим другой подход (с одной стороны, можно описать рассеяние с помощью феноменологических потенциалов, полученных из различных физических и математических предпосылок, с другой стороны, нужно последовательно развивать мезонную теорию ядерных сил). Дело в том, что в вычислениях обязательно встречаются интегралы от физических величин по всем энергиям. Это требует знания этих величин вплоть до бесконечных энергий, и, более того, мы при этом обязательно переходим в релятивистскую область и область, где необходимо учитывать неупругие эффекты. Тогда само понятие потенциала лишено смысла.

При низких энергиях существует очень мало данных о нуклон-нуклонном взаимодействии. Поведение сечений можно описать почти любым потенциалом с двумя свободными параметрами^{/9/} и можно, конечно, ограничиться первым, центрально-симметричным членом в (П4.1). В этой области удобно пользоваться наглядным описанием с помощью эффективного радиуса и длины рассеяния^{/52,53/}. Для протон-нейтронного рассеяния можно описать зависимость 1S_0 фазы от энергии с помощью выражения

$$-k \cot \delta_0 = \frac{1}{a_p} - \frac{1}{2} k^2 r_0 + P r_0^2 k^4 - Q r_0^5 k^6 \dots, \quad (\text{П4.2})$$

где: $a_p = (-23,680 \pm 0,028) \cdot 10^{-13}$ см - длина (n, p) рассеяния;
 $r_0 = (2,48 \pm 0,05) \cdot 10^{-13}$ см - эффективный радиус;

P, Q - поправочные члены; в первом приближении ими можно пренебречь^{/54,55/}. Для рассеяния протонов на протонах надо еще учесть кулоновские силы. Тогда

$$\frac{\pi}{e^{2\eta} - 1} \cot \delta_0 + h(\eta) = \rho \left[-\frac{1}{a_p} + \frac{1}{2} r_0 k^2 - P r_0^2 k^4 + Q r_0^5 k^6 \dots \right], \quad (\text{П4.3})$$

$$\rho = \frac{\hbar^2}{m e^2} = 2,88 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad \eta = \frac{1}{2k\rho},$$

$$h(\eta) = -\ln \eta - \gamma + \eta^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 - \eta^2)},$$

$a_p = (-7,778 \pm 0,008) \cdot 10^{-13}$ см, $r_{op} = (2,714 \pm 0,010) \cdot 10^{-13}$ см и
 $\gamma = 0,57721$ - постоянная Эйлера.

Величины, вычисленные по (П4.3), хорошо согласуются с данными, полученными на основе эффективных сечений для (p, p) рассеяния^{/56/} в области энергий 0,17-10 Мэв (см. рис. 55).

На основе метода эффективного радиуса и длины рассеяния нельзя получить насыщение ядерных сил, так как эта теория не учитывает обменных сил, нелинейных эффек-

тов и не предполагает наличия отталкивания на малых расстояниях. Однако сечения рассеяния описываются в пределах экспериментальных ошибок вплоть до 10 Мэв (по крайней мере для (p, p) рассеяния; к сожалению, надежные данные для эффективного радиуса (d, p) рассеяния отсутствуют).

Выше 10 Мэв фазы рассеяния, вычисленные в рамках теории эффективного радиуса и длины рассеяния, расходятся с фазам, найденными из анализа экспериментальных данных. Дело в том, что при малых энергиях сказываются только ядерные силы притяжения. При более высоких энергиях влияние отталкивающей сердцевины возрастает, кроме того, заметную роль начинают играть более высокие фазы, и для их описания двух параметров недостаточно.

Сделано много попыток описать нуклон-нуклонное взаимодействие с помощью статического потенциала, зависящего от пространственных, спиновых и изотопических переменных нуклонов и от их относительной четности, но не от их скоростей (момента количества движения). Это соответствует учету первых трех членов в общем потенциале (П4.1). Такие потенциалы дают удовлетворительное согласие при не очень высоких энергиях (примерно до 150 Мэв).

Из них, например, потенциал Гартенхауза^{/57/}, полученный на основе статического приближения в мезонной теории, хорошо удовлетворяет феноменологическим требованиям. Он получен с помощью теории Чу и Лоу^{/58/} в предположении, что покоящиеся нуклоны обмениваются π -мезонами в P-состоянии и что обменом больше чем двумя π -мезонами можно пренебречь. Потенциал Гартенхауза хорошо описывает сечения рассеяния и фоторасщепления дейтрона вплоть до энергии 310 Мэв, но очень плохо согласуется с pp-рассеянием и дает неправильную поляризацию. Интересно отметить, что в этом потенциале нет свободных параметров и что он содержит только физические величины.

С помощью мезонной теории ядерных сил можно получить еще ряд других статических потенциалов. Одномезонный потенциал получается по существу однозначно:

$$V_2(\vec{r}) = \frac{f^2}{\hbar c} \mu c^2 (\vec{r}_1 \vec{r}_2) \left[\frac{1}{3} (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + \frac{1}{3} S_{12} \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2} \right) \right] \cdot e^{-x} / x. \quad (\text{П4.4})$$

$$x = \frac{\mu c}{\hbar} \cdot r, \quad \mu - \text{масса } \pi\text{-мезона}, \quad S_{12} = \frac{3(\vec{\sigma}_1 \vec{r})(\vec{r} \vec{\sigma}_2) - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2}{r^2}.$$

Статический потенциал обычно записывают в виде

$$V(\vec{r}) = V_2(\vec{r}) + V_4(\vec{r}), \quad (\text{П4.5})$$

где $V_4(\vec{r})$ соответствует двухмезонному обмену. Этот член сильно зависит от метода его получения. Хорошо известны потенциалы ТМО^{/59/}, ВВ^{/60,61/}, КМО^{/82/} и др. (см.^{/83/}).

Согласие с экспериментом можно заметно улучшить, добавляя член, зависящий линейно от скорости (спин-орбитальное взаимодействие - четвертый член в (6.1)). В мезонной теории^{/84/} такой член возникает при учете отдачи нуклона. Сигнелл и Маршак добавили к потенциалу Гартенхауза такой член, по существу феноменологически^{/85/} (см. также^{/86/}):

$$V_{LS}(\vec{r}) = \frac{V_0}{\mu_{LS} r} \cdot \frac{d}{d(\mu_{LS} r)} (e^{-\mu_{LS} r} / \mu_{LS} r) \quad \text{для } r > r_0, \quad (П4.6)$$

$$V_{LS}(\vec{r}) = V_{LS}(r_0) \quad \text{для } r_0 \geq r,$$

где $V_0 = 30$ Мэв, $\frac{1}{\mu_{LS}} = 1,07 \cdot 10^{-13}$ см, $r_0 = \frac{\hbar}{\mu c} = 0,21 \cdot 10^{-13}$ см.

Потенциал Сигнелла-Маршака хорошо описывает поведение эффективных сечений и поляризации вплоть до 150 Мэв, однако неправильно описывает $D(\theta)$. При более высоких энергиях чисто феноменологические потенциалы дают лучшие результаты.

На основе фазового анализа Стаппа и др. Гамелл и Талер^{/87/} записали потенциал для $p-p$ рассеяния в виде

$$V = V_C(\vec{r}) + V_T(\vec{r}) \cdot S_{12} + V_{LS}(\vec{r}) \cdot \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2, \quad (П4.7)$$

где V_C , V_T и V_{LS} от энергии не зависят. Потенциал (П4.7) отличается от общего (П4.1) только тем, что опущен член $(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L}) \cdot (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L})$ (член $(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$ явно не выписываем и вместо этого различаем синглетные и триплетные потенциалы). Этот потенциал уже содержит отталкивающую сердцевину. Четный синглетный потенциал взят из предыдущей работы Гамелла, Кристиана и Талера^{/88/}:

$${}^1V^+(\vec{r}) = \begin{cases} +\infty & \text{для } r \leq r_0^+, \\ \frac{{}^1V_C^+ \exp(-\mu_C^+ r)}{\mu_C^+ r} & \text{для } r > r_0^+, \end{cases} \quad (П4.8)$$

где $r_0^+ = 0,41 \cdot 10^{-13}$ см, $1/\mu_C^+ = 1,45 \cdot 10^{-13}$ см,
 ${}^1V_C^+ = 425$ Мэв,

Нечетный триплетный потенциал выбран в виде

$${}^3V^-(\vec{r}) = \begin{cases} +\infty & , r \leq r_0^-, \\ -V_T^-(r) S_{12} + V_{LS}^-(r) (LS) & , r > r_0^-. \end{cases} \quad (П4.9)$$

где $\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}]$, $\vec{S} = \frac{1}{2}(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)$ и $V_{LS} = 0$ для четных ℓ . Этот потенциал выбран так, чтобы он как можно лучше описывал фазовый анализ для (p,p) рассеяния, проделанный в Беркли для энергии 310 Мэв (для фаз 1 и 3), и сечение при энергиях 18,3 и 70 Мэв.

Радиус спин-орбитального потенциала меньше центрального и равен $0,3 \cdot 10^{-13}$ см. Для улучшения согласия при низких энергиях тензорный потенциал несколько видоизменен и равен

$$V_T^-(\vec{r}) = V_T^-(1 - \frac{3r_0^-}{r}) \cdot \exp(-\mu_T^- r) / \mu_T^- r. \quad (П4.10)$$

При $r \rightarrow \infty$ (малые энергии) он переходит в потенциал Юкавы; при более высоких энергиях он менее сингулярен. Лучшее согласие получается при следующем наборе параметров:

$${}^3r_0^- = 0,4125 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad {}^3V_T^- = -26 \text{ Мэв}, \quad {}^3\mu_T^- = 0,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$$

$${}^3V_{LS}^- = 7318 \text{ Мэв}, \quad {}^3\mu_{LS}^- = 3,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}.$$

Потенциал Гамелла-Талера хорошо согласуется с данными по сечениям и поляризации в области 10-310 Мэв.

Исходя из зарядовой независимости ядерных сил, Гамелл и Талер применили этот потенциал к описанию $n-p$ рассеяния. Они пришли к выводу, что в четных триплетных состояниях действует спин-орбитальный потенциал с таким же знаком и радиусом действия (но меньшей глубиной), как в нечетных состояниях. Величины, аналогичные (П4.9), оказались равными:

$${}^3V_{LS}^+ = 5000 \text{ Мэв}, \quad {}^3\mu_{LS}^+ = \mu_{LS}^- = 3,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}.$$

Для состояния с $T = 0$ ^{/87/} радиусы твердой сердцевины равны

$${}^3r_0^+ = 0,41 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad {}^1r_0^- = 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

При $T = 0$ все потенциалы выбирались юкавовскими, и с их помощью тоже можно описать эффективное сечение и поляризацию в широкой области энергий. Согласно с экспериментом можно еще несколько улучшить, видоизменяя потенциал Юкавы при $T = 0$ с помощью слабого притягивающего потенциала, обладающего твердой сердцевиной с размытым краем.

Потенциал Сигнелла-Маршака и потенциал Гамелла-Талера были построены раньше, чем стали известны данные о тройном рассеянии, корреляции поляризации и т.д. Предсказания этих экспериментальных величин для обоих потенциалов, отличаются между собой и к тому же противоречат экспериментам.

В работе Брайана /69/ предложен потенциал

$$V = \sum_{n=2}^5 A_n x^{-n} \exp(-2x) + V_2 \text{ (OPEP)}, \quad (П4.11)$$

где V_2 дается соотношением (6.4) и введена бесконечная отталкивающая сердцевина для центрального потенциала. Четный центральный потенциал опять близок к потенциалу Гаргенхауза:

$${}^1V_C^+(x) = \begin{cases} \infty & \text{для } 0 \leq x \leq 0,28, \\ [108,4 - 305,8x + 89,4x^2] \cdot x^{-5} \exp(-2x) + {}^1V_{2C}^+(x) & \text{для } x > 0,28. \end{cases} \quad (П4.12)$$

Потенциал задается в Мэв, а x - в единицах $\hbar/\mu c$. Остальные члены в потенциале равны

$${}^3V_C^-(x) = \begin{cases} \infty & \text{для } 0 \leq x \leq 0,38, \\ [-55,84 + 132,85x - 96,00x^2] \cdot x^{-5} \exp(-2x) + {}^3V_{2C}^-(x) & \text{для } x > 0,38, \end{cases} \quad (П4.13)$$

$${}^3V_T^-(x) = [27,45 - 172,50x + 242,75x^2 - 116,82x^3] \cdot x^{-5} \exp(-2x) + {}^3V_{2T}^-(x), \quad (П4.14)$$

$${}^3V_{LS}^-(x) = \begin{cases} -550 & \text{для } 0 \leq x \leq 0,54, \\ -12,0 \cdot x^{-8} \exp(-2x) & \text{для } 0,54 < x. \end{cases} \quad (П4.15)$$

Потенциал Брайана хорошо описывает сечения и поляризацию в области 40-310 Мэв и дает хорошее согласие и для параметров тройного рассеяния.

Дальнейшее улучшение связано с рассмотрением члена в общем потенциале (П4.1) квадратичного в скоростях. Хамада и Джонстон /70/ предложили потенциал, хорошо описывающий фазы рассеяния, полученные из фазового анализа, и экспериментальные данные в области 10-310 Мэв:

$$V(\vec{r}) = V_C(\vec{r}) + V_T(\vec{r})S_{12} + V_{LS}(\vec{r})(\vec{L}\vec{S}) + V_{LL}(\vec{r})L_{12}, \quad (П4.16)$$

где

$$L_{12} = (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \vec{L}^2 - \frac{1}{2} [(\vec{\sigma}_1 \vec{L})(\vec{\sigma}_2 \vec{L}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{L})(\vec{\sigma}_1 \vec{L})] = \frac{1}{2} [\delta_{12} + (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)] L^2 - (\vec{L}\vec{S})^2$$

и

$$V_C = 0,08 \cdot \frac{\mu}{3} (\vec{r}_1 \vec{r}_2) (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) Y(x) [1 + a_Y Y(x) + b_C Y^2(x)],$$

$$V_T = 0,08 \cdot \frac{\mu}{3} (\vec{r}_1 \vec{r}_2) (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) Z(x) [1 + a_T Y(x) + b_T Y^2(x)],$$

$$V_{LS} = \mu \cdot G_{LS} Y^2(x) [1 + b_{LS} Y(x)],$$

$$V_{LL} = \mu G_{LL} \frac{Z(x)}{x^2} \cdot [1 + a_{LL} Y(x) + b_{LL} Y^2(x)],$$

$$Y(x) = \exp(-x)/x,$$

$$Z(x) = 1 + 3/x + (3/x^2) \cdot Y(x).$$

Здесь μ - масса π - мезона, $x = r \cdot \frac{\mu c}{\hbar}$, ℓ - орбитальный момент количества движения, J - полный момент в системе двух нуклонов, радиус твердой сердцевины

$x_0 = 0,343$, при $x = x_0$ потенциал обращается в бесконечность.

Потенциал, соответствующий одномезонному обмену фиксирован, в остальных членах имеются свободные параметры. Значения этих параметров приведены в /70/, и там же приведено сравнение с экспериментом.

Таким же образом построен потенциал в работе /71/:

$$V = V_2 + V_C + V_T S_{12} + V_{LS}(\vec{L}\vec{S}) + V_2 [Q_{12} - (\vec{L}\vec{S})^2], \quad (П4.17)$$

где V_2 - опять одномезонный потенциал, $Q_{12} = (\vec{L}\vec{S})^2 = (\vec{L}\vec{S})^2 + (\vec{L}\vec{S}) + L^2$, имеем $L^2 = \ell(\ell+1)$ для несмешивающихся состояний ($J = \ell$) и $L^2 = 0$ для остальных, радиус твердой сердцевины $x_C = 0,35$, $x = r \cdot \frac{\mu c}{\hbar}$, где r - межнуклонное расстояние. Все потенциалы, кроме V_2 , выбираются в виде

$$V = \sum_n a_n \exp(-2x)/x^n. \quad (П4.18)$$

В работе получены коэффициенты для всех состояний, при этом не учитывались данные для энергий ниже 10 Мэв.

При построении всех вышеуказанных потенциалов предполагалось, что нуклоны обмениваются одним, двумя или больше π - мезонами. Можно, конечно, тоже учесть обмен мезонами ω , ρ , η , ϕ и т.д. В таком случае получается непелочисленный показатель степени, соответствующий отношению масс тяжелого мезона и π - мезона. Свободные параметры связаны с константами связи для взаимодействия отдельных мезонов с нуклонами. Такая модель для потенциала называется резонансной и рассмотрена, например, в /72-74/.

Итак, с помощью статического (феноменологического или мезонного) потенциала нельзя хорошо описать рассеяние при более высоких энергиях. Поэтому вводились различные, вообще говоря, нелокальные, члены типа спин-орбитального линейного и квадратичного взаимодействия, твердой сердцевины и т.п.

Фешбах и Ломон^{/75,76/} предложили другое описание ядерных сил - с помощью краевых условий, наложенных на волновую функцию. Они исходили из того, что, благодаря многомезонным и странным виртуальным состояниям, нестационарные явления проявляются главным образом на малых расстояниях (меньше половины комптоновской длины π -мезона). Эти виртуальные состояния обладают высокой энергией, поэтому можно предположить, что на таких расстояниях волновая функция не зависит от собственной кинетической энергии рассеивающихся нуклонов. "Внутреннюю" область исключают из рассмотрения с помощью краевого условия (не зависящего от энергии), наложенного на логарифмическую производную волновой функции. Радиус внутренней области надо выбирать так, чтобы вне ее можно было использовать стационарный потенциал. Этот метод очень удобен для рассмотрения многочастичных взаимодействий. При подходящем выборе граничных условий и внешнего стационарного потенциала получается хорошее согласие для нуклон-нуклонного рассеяния вплоть до 310 Мэв.

Обычно ищут потенциал, хорошо описывающий фазы рассеяния, полученные с помощью фазового анализа экспериментальных данных. Как уже было сказано, такая задача решается неоднозначно, хотя бы потому, что фазы определяют поведение волновой функции только на бесконечности, в то время как потенциал ее определяет во всем пространстве.

Конкретно обычно поступают следующим образом. На основе общих соображений выбирают определенные члены в потенциале (П4.1), далее постулируется функциональная зависимость коэффициентов от расстояния между нуклонами (и от их взаимной скорости), содержащая достаточное число свободных параметров. Оптимальные значения параметров определяются с помощью вариационного метода.

Вообще говоря, фазовый анализ не является обязательной промежуточной стадией между экспериментальными данными и потенциалом. Однако он является очень удобным для экономии времени на счетных машинах, и, кроме того, он автоматически учитывает унитарность матрицы рассеяния.

Существует два основных способа построения потенциалов. Первый основан на непосредственном решении уравнения Шредингера. В качестве примера рассмотрим потенциал Хамада-Джонстона и пренебрежем пока кулоновскими силами.

Положив

$$k^2 = M E_{\text{сдн}} / \mu^2, \quad U_1 = (M/\mu^2) \cdot V_1(x),$$

получим для синглетного состояния

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + k^2 - \frac{J(J+1)}{x^2} - U_C(x) + 2J(J+1)U_{LL}(x) \right\} \psi(x) = 0. \quad (\text{П4.19})$$

Для триплета при $J=L$ имеем

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + k^2 - \frac{J(J+1)}{x^2} - U_C(x) - 2U_T(x) + U_{LS}(x) - [2J(J+1)-1]U_{LL}(x) \right\} \psi_J(x) = 0, \quad (\text{П4.20})$$

и при $L=J \pm 1$ получаем два дифференциальных уравнения второго порядка:

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + k^2 - \frac{J(J-1)}{x^2} - U_C(x) + 2 \frac{J-1}{2J+1} U_T(x) - (J-1)U_{LS}(x) - (J-1)U_{LL}(x) \right\} \psi_J(x) - \frac{6\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} U_T(x) w_J(x) = 0, \quad (\text{П4.21})$$

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + k^2 - \frac{(J+1)(J+2)}{x^2} - U_C(x) + \frac{2(J+2)}{2J+1} U_T(x) + (J+2)U_{LS}(x) + (J+2)U_{LL}(x) \right\} w_J(x) + \frac{6\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} U_T(x) \psi_J(x) = 0,$$

где $\psi(x)$ и $w(x)$ - волновые функции дейтрона.

Фазы рассеяния здесь содержатся в неявном виде и входят в волновые функции $\psi(x)$ и $w(x)$.

Второй метод предложен в работе Друкарева^{/77/}. Вместо волновой функции рассматривается ее логарифмическая производная, и уравнение Шредингера потом заменяется дифференциальным уравнением первого порядка для фаз рассеяния.

Для несмешивающихся состояний (синглет и триплет при $L=J$) получаем:

$$\frac{d\delta(kx)}{dx} = -\frac{1}{2} \pi x U(x) \left[J_{\ell+\frac{1}{2}}(kx) \cos \delta_{\ell}(kx) - N_{\ell+\frac{1}{2}}(kx) \sin \delta_{\ell}(kx) \right], \quad (\text{П4.22})$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \delta_{\ell}(kx) = \delta_{\ell}(k), \quad \lim_{k \rightarrow 0} \delta_{\ell}(kx) = 0,$$

где $J_{\ell+\frac{1}{2}}(kx)$ - функция Бесселя и $N_{\ell+\frac{1}{2}}(kx)$ - функция Неймана. Для остальных состояний получаются три уравнения, содержащие фазы $\delta_{J,J+1}$, $\delta_{J,J-1}$, $\delta_{J,J}$. Для фаз Стаппа эти уравнения приведены, например, в^{/78/}.

Вся ситуация заметно усложняется при низких энергиях, где нельзя разделить ядерные и кулоновские части фаз. Тогда надо учесть кулоновский потенциал в уравне-

нии Шредингера или Друкера. Уравнение Друкера для несмешивающихся фаз тогда переписывается в виде [78/

$$\frac{d\delta_\ell(r, k, \eta)}{dr} = -k^{-1} \text{Vr} [\cos \bar{\delta}_\ell(r, k, \eta) F_\ell(kr, \eta) + \sin \bar{\delta}_\ell(kr, \eta) G_\ell(kr, \eta)]^2 \quad (14.23)$$

$$\delta_\ell(0, k, \eta) = 0,$$

где F_ℓ - и G_ℓ - кулоновские функции сплошного спектра.

Пока не удалось получить потенциал, описывающий все фазы в области энергий 100 кэв - 310 Мэв. Необходимо отметить, что при низких энергиях известны только S-фазы, а P- и D-фазы получены только для энергий 15-20 Мэв и выше.

Определение вклада высших фаз при малых энергиях и положение соответствующего потенциала, несомненно, является очень важной задачей.

Л и т е р а т у р а

1. A.Abragam, M.Borghini, P.Catillon, J.Coustant, P.Roubeau, T.Thirion, Phys. Lett., 2, 310 (1962).
2. M.Borghini, M.Odehnl, R.Roubeau, C.Ryter, G.Colignet, L.Dick, L. di Lella. Доклад на XII-ой международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1984.
3. H.Steiner, J.Arens, F.Betz, O.Chamberlain, B.Dieterle, E.Grannis, M.Hansrell, C.Shultz. Bull. Am.Phys. Soc., 9, 95 (1964).
4. O.Chamberlain, C.D.Jeffries, C.H.Shultz, G.Shapiro, L. Van Rossum, Phys.Lett., 7, 293 (1963);
В.И. Лушиков, Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов. Препринт ОИЯИ, 1828, Дубна, 1984.
5. C.S. Wu et al., Phys.Rev., 105, 1413 (1957).
6. С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин, УФН, 84, 243 (1984).
7. M.Gell-Mann. Phys.Rev., 125, 1067 (1962); Y.Neeman, Nucl.Phys., 26, 222 (1961)
8. Л.Д. Пузиков, Р.М. Рындин, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, 32, 592 (1957). (Более подробно см. Р.М. Рындин. Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1957).
9. Л.Д. Лаядау, Я.А. Смородинский. Лекции по теории атомного ядра, ИЛ, Москва, 1955.
10. L.Wolfenstein, J.Ashkin, Phys.Rev., 85, 947 (1952).
11. R.H.Dalitz. Proc.Phys.Soc., A65, 175 (1952).
12. M.Goldberger, Y.Nambu, R.Oehme. Ann. of Phys., 2, 226 (1957).
13. H.P.Stapp, T.J.Ypsilantis, N.Metropolis. Phys.Rev., 105, 302 (1957).
14. S.C.Wright. Phys.Rev., 99, 996 (1955).
15. Н.П. Клепиков. ЖЭТФ, 47, 757 (1984).
16. R.J.N.Phillips. Helv.Phys. Acta, Suppl., 6, 429 (1960).
17. L.Wolfenstein. Phys.Rev., 96, 1654 (1954).

18. С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин. ЖЭТФ, 49, 1853 (1965).
19. S.M.Bilenky, R.M.Ryndin. Phys.Lett., 6, 217 (1963).
20. R.J.N.Phillips. Nucl.Phys., 43, 413 (1963).
21. П. Винтернитц. ЖЭТФ, 46, 2108 (1964).
22. A.E.Woodruff. Ann.Phys. (NY) 7, 65 (1959).
23. J.Blatt, L.Biedenharn, Rev. Mod. Phys., 24, 258 (1952).
24. А.М. Балдин, В.И. Гольданский, И.Д. Розенталь. Кинематика ядерных реакций. Физматгиз, Москва, 1959.
25. M.MacGregor, M.I.Moravcsik, H.R.Stapp. Ann.Rev.Nucl.Sci., 10, 291 (1960); M.H.MacGregor, M.I.Moravcsik, H.P.Stapp, H.P.Noyes. Phys.Rev., 123, 1835 (1961); P.Cziffra, M.I.Moravcsik, H.P.Stapp. Phys.Rev., 116, 1248 (1959).
26. J.Iwadare, S.Otsuki, R.Tamagaki, W.Watari. Progr. Theor. Phys., 16, 455 (1956).
27. G.F.Chew. Phys.Rev., 112, 1380 (1958).
28. Н.П. Клепиков. ЖЭТФ, 41, 1187 (1961).
29. Н.П. Клепиков. ЖЭТФ, 44, 378 (1963).
30. Н.П. Клепиков, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, 43, 2173 (1962).
31. Н.П. Клепиков, С.Н. Соколов. Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия. Москва, "Наука", 1984.
32. Н.П. Клепиков, В.В. Федоров, ЯФ, 1, № 6, 1032 (1985).
33. Ю.М. Казаринов, И.Н. Силин. ЖЭТФ, 43, 692, 1385 (1962).
34. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, И.Н. Силин. ЖЭТФ, 45, 637 (1963).
35. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, В.И. Сатаров. ЖЭТФ, 46, 920 (1964).
36. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, ЖЭТФ, 46, 797 (1964).
37. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, В.И. Сатаров. Препринт ОИЯИ, P-1553, Дубна, 1984.
38. Ю.М. Казаринов. Материалы XII международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1984.
39. И. Быстрицкий, Р.Я. Зулькарнеев. ЖЭТФ, 45, 1189 (1963).
40. G.Breit et al. Phys.Rev., 128, 826 (1962).
41. M.H.Hull et al.. Phys.Rev., 128, 830 (1962).
42. G.Breit. Nucl. Forces and the Few Nucleon Problem, Vol. 1, Pergamon Press, 1960.
43. Г. Брейт. Материалы XII-ой международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1984 г.
44. J.K.Perring. Nucl. Phys., 42, 306 (1963).
45. С.И. Биленькая, П. Винтернитц, Ф. Легар, З. Яноут. Препринт ОИЯИ, P-2349, Дубна, 1985.
46. П. Винтернитц, Ф. Легар, З. Яноут. Препринт ОИЯИ, P-2407, Дубна, 1985.
47. S.Okubo, R.E.Marshak. Ann. Phys. (NY) 4, 166 (1958).
48. A.Mirza, Baqi Beg, Ann. Phys. (NY) 13, 110 (1961).

49. R.E. Marshak. Nucl. Forces and Few Nucleon Problem, Vol. 1, Pergamon Press, 1960.
50. И.М. Гельфанд, Б.М. Левитан. Изв. АН СССР, серия мат. 15, 309 (1961).
51. З.С. Агранович, В.А. Марченко. Обратная задача теории рассеяния. Харьков, 1960.
52. Л.Д. Ландау, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, 14, 289 (1944).
53. H. Bethe. Phys. Rev., 76, 38 (1949). H. Bethe, F. Morrison. Elementary Nuclear Theory, N.Y., 1956.
54. R. Wilson. Nucleon-Nucleon Scattering, NY, 1963.
55. L. Hulthén, M. Sugawara. Encyclopedia of Physics XXXIX, Springer Verlag, Berlin, 1957.
56. J. Jackson, J. Blatt. Rev. Mod. Phys., 22, 77 (1950).
57. S. Gartenhaus. Phys. Rev., 100, 900 (1955).
58. G.F. Chew, F.E. Low. Phys. Rev., 101, 1570, 1579 (1956).
59. M. Taketani, S. Machida, S. Onuma. Progr. Theor. Phys., 7, 45 (1952).
60. K.A. Brueckner, K.M. Watson. Phys. Rev., 90, 699 (1952).
61. K.A. Brueckner, K.M. Watson. Phys. Rev., 92, 1023 (1953).
62. D.M. Konuma, H. Miyazawa, S. Otsuki. Prog. Theor. Phys., 19, 17 (1958).
63. R. Cirelli, G. Stabellini. Nuovo Cim., Suppl., 20, 157 (1961).
64. P. Klein. Phys. Rev., 90, 1011 (1953); 92, 1017 (1953).
65. P.S. Signell, R.S. Signell, R.E. Marshak. Phys. Rev., 106, 832 (1957); 109, 1229 (1958).
66. L.I. Goldfarb, D. Feldman. Phys. Rev., 88, 1099 (1952).
67. J.L. Gammel, R.M. Thaler. Phys. Rev., 107, 291, 1337 (1957).
68. J.L. Gammel, R.S. Christian, R.M. Thaler. Phys. Rev., 105, 311 (1957).
69. R.A. Bryan. Nuovo Cim., 16, 895 (1960).
70. T. Hamada, I.D. Johnston. Nucl. Phys., 34, 382 (1962).
71. K.E. Lassila, M.H. Hull, H.M. Ruppel, F.A. MacDonald, G. Breit. Phys. Rev., 126, 881 (1962).
72. N. Hoshizaki, S. Machida. Prog. Theor. Phys., 26, 680 (1961).
73. В.В. Бабилов. Преприят ОИЯИ, Д-1128, Дубна, 1962.
74. В.В. Бабилов, И. Быстрицкий, Ф. Легар. Материалы XII -ой международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г.
75. H. Feshbach, E.L. Lomon. Phys. Rev., 102, 891 (1956).
76. E.L. Lomon. Nuclear Forces and the Two-Nuclear Problem. Vol. 1, 83 (1960).
77. Г.Ф. Друкарев. ЖЭТФ, 19, 247 (1949).
78. В.В. Бабилов. Преприят ОИЯИ, Р-1728, Дубна, 1964.
79. A. Ashmore et al. PLA Progress Report, N/RL/R/ 81, 34, 1964.
80. A.O. Hanson, R.F. Tachek, I.H. Williams. Rev. Mod. Phys., 21, 635 (1949).
81. Н.А. Власов. Нейтроны, ГИТТЛ, Москва, 1955.
82. P.E. Hodgson. Advances in Phys., 7, 1 (1958).
83. А.С. Давыдов. Теория атомного ядра, Москва, 1958.
84. H. Faisner, Erg. d. Exakt. Naturwiss., 32, 180 (1959).
85. J.D. Seagrave. Phys. Rev., 92, 1222 (1953).
86. P. Huber, E. Baldinger. Helv. Phys. Acta, 25, 435 (1952).
87. R.K. Adair. Phys. Rev., 86, 755 (1952); R.K. Adair, S.E. Darden, R.E. Fields. Phys. Rev., 96, 503 (1954).
88. D.C. Dodder, J.L. Gammel. Phys. Rev., 88, 520 (1952).
89. I.I. Levintov, A.V. Miller, V.N. Shamshev. Nucl. Phys., 3, 221 (1955).
90. Л.Д. Пузиков. ЖЭТФ, 34, 947 (1958).
91. L. Brandus. Revue de Phys., 5, 169 (1960).
92. E. Engels et al. Phys. Rev., 129, 1858 (1963).
93. W.R. Gibbs, W.E. Grubler. Helv. Phys. Acta, 36, 693 (1963).
94. F. Ajsenberg-Selove, T. Lauritsen. Nucl. Phys., 11, 1 (1959).
95. F. Lehar. Czech. J. Phys., 8, 583 (1958).
96. C.A. Kelsey. Nucl. Phys., 45, 235 (1963).
97. I. Alexeff, W. Haeblerli, I.X. Saladin. Nucl. Phys., 47, 212 (1963).
98. W.A. Blanpied, K.N. Brockman. Phys. Rev., 116, 738 (1959).
99. K.W. Brockman. Phys. Rev., 110, 163 (1958); 109, 2041 (1958).
100. H.E. Canceff et al. Helv. Phys. Acta Suppl., 6 (1960); A.E. Taylor. Nucl. Phys., 41, 388 (1963).
101. P. Christmas, A.E. Taylor. Nucl. Phys., 41, 388 (1963).
102. C.I. Batty et al. Nucl. Phys., 45, 481 (1963).
103. Н.П. Бабенко и др. ЖЭТФ, 47, 767 (1964).
104. W. Benenson, R.L. Walker, T.H. May. Phys. Rev. Lett., 8, 66 (1962).
105. P.H. Bower et al. Phys. Rev. Lett., 7, 248 (1961).
106. R.B. Perkins, I.E. Sonmans. Phys. Rev., 130, 272 (1963).
107. P.H. Bowen et al. Nucl. Phys., 22, 640 (1961).
108. P.S. Dubbeldam, R.L. Walker. Nucl. Phys., 28, 414 (1961).
109. B.M. McCormac et al. Phys. Rev., 108, 116 (1957).
110. E. Baumgarten, P. Huber. Helv. Phys. Acta, 26, 545 (1953); R. Budde, P. Huber. Helv. Phys. Acta, 28, 49 (1955).
111. R.W. Meier, P. Sherer, G. Trumpy. Helv. Phys. Acta, 27, 577 (1954).
112. Е.В. Еремиева, А.Н. Матышко, В.Г. Никольский, И.И. Левинтов. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Изд. АН СССР, Москва, 1958.
113. P.L. Pasma. Nucl. Phys., 6, 141 (1958).
114. I.A. Baicker, K.W. Jones. Nucl. Phys., 66, 424 (1960).
115. P. Avignon, Y. Deschamps, L. Rossier. J. Phys. et Radium, 22, 563 (1961).
116. W.W. Daehnick. Phys. Rev., 115, 1008 (1959).

117. R.L.Walker, C.A.Kelsey. Nucl. Phys., 46, 666 (1963).
 118. И.С. Тростян, В.А. Смотряев. ЖЭТФ, 44, 1160 (1963).
 119. Н.В. Алексеев, И.Р. Арифханов, Н.А. Власов, В.В. Давыдов, Л.Н. Самсылов. ЖЭТФ, 45, 1416 (1963).
 120. R.V.Perkins, L.E.Simmons. Helv. Phys. Acta Suppl. 6, 1960.
 121. И.И. Левинтов, А.В. Миллер, В.И. Шамшев. ЖЭТФ, 34, 1030 (1958).
 122. Т.Н. Май, R.L.Walker, H.H.Barshall. Nucl. Phys., 45, 17 (1963).
 123. И.С. Тростян, В.А. Смотряев, И.И. Левинтов. ЖЭТФ, 41, 725 (1961).
 124. A.Budzanowski, K.Grotowski, H.Niewodniczanski, L.Nurzynski. Report 108/OFI PAN Warszawa, 1959.
 125. W.Benenson, T.H.May, R.L.Walker. Nucl.Phys., 32, 510 (1962).
 126. H.R.Striebel, S.E.Darden, W.Haeberli. Nucl. Phys., 6, 188 (1958).
 127. L.Minsatu et al. Nucl. Phys., 40, 347 (1963).
 128. L.Minsatu et al. Phys.Lett., 4, 357 (1963).
 129. J.D.Clement et al. Nucl. Phys., 6, 177 (1958).
 130. A.Okazaki. Phys. Rev., 99, 55 (1955).
 131. L.E.Beghan et al. Nucl. Phys., 42, 1 (1963).
 132. A.I.Elwyn, R.O.Lane. Nucl. Phys., 31, 78 (1962).
 133. R.I.Olness, K.K.Sett, H.W.Lewis. Nucl. Phys., 52, 529 (1964).
 134. L.Cranberg. Phys. Rev., 114, 174 (1961).
 135. R.I.Brown, W.Haeberli. Bull. Am. Phys.Soc., 6, 307 (1961).
 136. A.Strzalkowski et al. Proc. Phys. Soc., 75, 502 (1960).
 137. M.S.Bokhari et al. Proc. Phys. Soc., 72, 88 (1958).
 138. P.Hillman. Phys. Rev., 104, 176 (1956).
 139. S.E.Darden, C.A.Kelsey, T.R.Donoghue. Nucl.Phys. 16, 351 (1960).
 140. H.J.Gerber, M.Brullman, D.Meier. Helv. Phys. Acta, 31, 580 (1958).
 141. M.Brullman et al. Helv. Phys. Acta, 33, 511 (1960).
 142. M.Brullman, H.J.Gerber, D.Meier. Helv. Phys. Acta, 31, 318 (1958).
 143. R.E.White et al. Nucl. Phys., 7, 233 (1958).
 144. R.E.White, F.L.Farley. Nucl. Phys., 3, 476 (1957).
 145. R.I.Olness, K.K.Sett, H.W.Lewis. Nucl. Phys., 52, 529 (1964).
 146. R.Giyvod et al. Helv. Phys. Acta, 36, 287 (1963).
 147. L.Dursch et al. Helv. Phys. Acta, 36, 269 (1963).
 148. L.Rosen, L.E.Brolley, Jr., L.Stewart. Phys. Rev., 121, 1423 (1961).
 149. L.Cranberg. Bull. Am. Phys. Soc., 3, 365 (1958).
 150. S.M.Shofrott, R.A.Chalmers, E.N.Shalt. Phys. Rev. 118, 1054 (1960).
 151. D.G.McDonald, W.Haeberli, L.W.Marrow. Phys.Rev., 133B, 1178 (1964).
 152. M.L.Scott. Phys. Rev., 110, 1398 (1958).

153. A.C.Juveland, K.W.Jentschke. Z.Phys., 144, 521 (1956).
 154. L.Rosen, L.E.Brolley, Jr., Phys. Rev., 107, 1454 (1957).
 155. R.I.Brown, W.Haeberli, L.X.Saladin. Nucl. Phys., 47, 212 (1963).
 156. I.Sanada et al., J.Phys. Soc. Japan, 15, 1954 (1960).
 157. L.Rosen et al. Phys. Rev., 124, 199 (1961).
 158. L.E.Evans. Nucl. Phys., 27, 41 (1961).
 159. П.В. Сорокин, А.Я. Тарапов. ДАН СССР, 111, 82 (1958).
 160. L.Rosen et al. Nucl. Phys., 33, 458 (1962).
 161. P.Bem et al. Czech. Phys., B12, 660 (1962).
 162. P.Bem et al. Czech J. Phys., B14, 404 (1964).
 163. P.Bem et al. Phys.Lett., 10, 114 (1964); Czech. J.Phys., B14, 798 (1964).
 164. W.A.Blanpied. Phys. Rev., 113, 1099 (1959).
 165. R.M.Craig et al., Nucl. Phys., 58, 515 (1964).
 166. A.B.Robbins, G.W.Greenless. Phys. Rev., 118, 803 (1960).
 167. P.Hillman, A.Johanson, G.Tibell. Phys. Rev., 110, 1218 (1958).
 168. A.Abashian, E.M.Hafner. Phys. Rev.Letts. 1, 225 (1958).
 169. A.Ashmore et al. Nucl. Phys. 73, 256 (1965).
 170. P.Catillon, M.Chapellier, D.Carreta, J.Thirion. Karlsruhe Conference, paper 8-4, 1965.
 171. P.S.Bendt, J.J.Malanify, T.R.Roberts, J.E.Simmons. Karlsruhe Conference, paper 5/8-3, 1965.
 172. R.A.Arndt, M.H.MacGregor. UCRL 14252 (1965).
 173. H.P.Noyes. Karlsruhe Conference 1965.
 174. W.P.Alford, R.E.Warner. Atomic Energy Commission Report NYO-2174.
 175. L.Boca, M.Cenja, E.Iliescu, N.Martalogu. Nucl. Phys. 55, 471, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
 11 ноября 1965 г.

Таблица 1

Полный опыт в системе двух нуклонов. Таблица взята из работы /8/

Результат измерения	Начальное спиновое состояние			
	А	В	С	Д
	Неполяризованный пучок, неполяризованная мишень	Поляризованный пучок - неполяризованная мишень	Неполяризованный пучок, поляризованная мишень	Поляризованный пучок - поляризованная мишень
1. Сечение	σ^*	$\sigma_i^{*(1)}$	$\sigma_k^{(2)}$	P_{ik}^*
2. Поляризация рассеянной частицы	$P_p^{(1)}$	$D_{ip}^{*(1)}$	K_{kp}^*	M_{pik}^*
3. Поляризация частицы отдачи	$P_q^{(2)}$	K_{iq}	$D_{kq}^{(2)}$	N_{qik}
4. Корреляция поляризаций	C_{pq}	C_{pqi}	P_{pqrk}	C_{pqrk}^*

Звездочкой обозначены независимые эксперименты, наиболее выгодные при наличии ППМ.

Таблица 2

Реакции (d, n) в качестве источников поляризованных нейтронов

Реакция	Q Мэв.	Примечание
$D(d, n)He^3$	+3,28	Единственное значение Q до $E_d = 10$ Мэв. Реакция удобна для получения моноэнергетических нейтронов в диапазоне энергий $E_n = 2 - 10$ Мэв.
$T(d, n)He^4$	+17,586	Реакция, удобная для получения моноэнергетических нейтронов с $E_n = 12-25$ Мэв. Первый возбужденный уровень He^4 при $E = 22,5$ Мэв.
$N^{14}(d, n)O^{15}$	+5,1	При $E_d < 1$ Мэв наблюдаются моноэнергетические нейтроны. При $E_d = 7$ Мэв наблюдалось 8 групп нейтронов с Q в пределах с -0,15 - 3,9 Мэв. /93-95/
$Li^7(d, n)2He^4$	+15,05	Непрерывный спектр. Моноэнергетические нейтроны. Обе реакции проходят одновременно. Возникает сплошной спектр с ярко выраженным максимумом.
$Li^7(d, n)Be^8$	+14,91	
$Be^9(d, n)B^{10}$	+4,39 +3,70 +2,19 +0,73 -0,74	Реакция удобна в качестве источника моноэнергетических поляризованных нейтронов при малых энергиях.
$C^{12}(d, n)N^{13}$	-0,26	Моноэнергетические нейтроны до 2 Мэв.
$T(t, n)He^5$	+10,371	/94/
$T(He^3, n)Li^5$	+10,297	/94/

Таблица 3

Реакции (p, n) в качестве источников поляризованных нейтронов

Реакция	Q, Мэв	Примечание
$\text{Li}^7(p, n) \text{Be}^7$	-1,646	Удобная для получения нейтронов с энергией до $E_n = 2$ Мэв ($E_p = 3,8$ Мэв). При более высоких энергиях возникает несколько групп нейтронов.
$\text{T}(p, n) \text{He}^3$	-0,764	При $E_p = 11$ Мэв наблюдалась единственная группа нейтронов.
$\text{Be}^9(p, n) \text{B}^9$		См. /86/. Несколько групп нейтронов в зависимости от энергии падающей частицы.

Таблица 4

Реакции в качестве источников поляризованных протонов /84/

Реакция	$\text{D}(d, p) \text{T}$	$\text{He}^3(d, p) \text{He}^4$	$\text{C}^{12}(d, p) \text{C}^{13}$	$\text{T}(\text{He}^3, p) \text{He}^4$
Q, Мэв	+4,0	18,351	+2,719	11,136

Таблица 5

Поляризация в протон-протонном рассеянии *)

E_p , Мэв	θ^0 сци	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
3,11	30	-0,25	0,32	
3,28	45	0,43	0,22	
3,28	30	-0,03	0,28	/97/
3,52	53	0,58	0,24	
3,52	30	0,32	0,23	
3,52	45	0,06	0,23	
16,2	50	0,6	0,5	/98/
17,7	60	1,2	2,0	/99/
22	50	0,6	1,0	/100/
27,4	45	0,31	0,46	/101/
30,0	45	-0,04	0,33	
30,0	90	0,10	0,74	/102/

*) Знак поляризации везде соответствует Базельскому соглашению.

Таблица 6
Поляризация в протон-нейтронном рассеянии

Е, Мэв	θ° сцм	P%	$\pm \Delta P\%$	Лит.
16,4	100	1,1	2,1	
16,4	120	5,2	2,7	/104/
16,4	140	2,3	2,3	
22,5	20	3	9	
22,5	30	-3	1,2	
22,5	40	-2	10	
22,5	50	20	8	
22,5	60	10	9	
22,5	80	-12	9	/105/
30	20	13	6	
30	30	5	7	
30	40	-4	6	
30	50	11	4	
30	60	8	6	
30	80	5	4	
23,1	50	4,9	1,4	
23,1	70	5,3	1,0	
23,1	90	5,2	0,7	/106/
23,1	110	3,1	0,7	
23,1	110	2,5	0,9	
23,1	150	-0,4	0,9	
23,7	80	3,4	2,5	
23,7	100	2,8	2,1	/104/
23,7	120	2,8	1,9	
23,7	140	0,7	2,1	
20	20	7,5	5,3	
20	30	1,4	4,5	
20	40	9,3	4,5	/107/
20	60	7,6	4,5	
20	70	4,8	4,5	
30	30	4,1	3,2	
30	40	13,2	3,1	
30	120	10,8	3,2	/107/
30	140	2,3	2,0	

Таблица 7
Поляризация нейтронов в (d, n) реакциях:

Е d, Мэв	θ° лад	D (d, n) He ³				
		θ° сцм	Е n, Мэв	P n, %	$\pm \Delta P n, %$	Лит.
1,9	17,5	22	5	-1,3	1,3	
1,9	36	45	4,6	-12,4	2,2	
1,9	49	61	4,2	-15,4	1,7	
3	22,5	29	6,0	-1,5	1,3	
3	34,5	45	5,6	-8	1,4	
3	53	67,5	4,9	-6,2	2,4	
3,7	17	22,5	6,8	-0,1	0,7	
3,7	22,5	30	6,6	0,4	1,0	
3,7	33	45	6,2	-2,4	1,6	
3,7	51	67	5,4	-7,3	2,3	
3,7	57,5	75	5,0	-3,8	1,7	/108/
5,5	33	45	7,7	8,5	1,8	
7,0	16	22,5	9,8	16,4	0,9	
7,0	32	45	9,0	16,4	2,4	
7,0	-32	-45	9,0	16,4	2,4	
7,0	32	45	9,0	20,0	5,0	
7,0	49	67,5	7,6	6,6	1,8	
8,9	16	22,5	11,6	4,8	2	
8,9	25,5	35	11,0	18,0	3	
8,9	32	45	10,4	31	8	
8,9	48,5	67,5	8,4	12,4	2,2	
8,9	54	75	8,2	2,9	2,0	
11	32	45	12,1	30	5	
0,6	46,1	53	3,1	-10,6	1,1	/109/
0,6	39	45	3,39	-18,0	7,0	/110/
0,6	43,3	50	3,33	-9,8	1,7	
0,6	47	54	3,28	-11,7	1,7	
0,6	50,7	58	3,20	-10,6	1,7	
0,6	55	63	3,15	-8,2	2,4	/111/
0,6	76,7	86	2,83	-3,2	2,4	
0,6	86,4	96	2,66	4,7	2,6	
0,6	102,6	112	2,42	7,1	2,4	

$E_d, \text{Мэв}$	$\theta^\circ \text{ лав}$	$\theta^\circ \text{ сци}$	$E_{\text{п}}, \text{Мэв}$	$P_{\text{п}}, \%$	$\pm \Delta P_{\text{п}}, \%$	Лит.
0,5	55,2	62,5	3,08	-6	-	/II2/
0,5	59,7	67	3,02	-9	-	
0,2	47	51,1	2,9	-5,8	2,5	
0,3	47	52	3,0	-9,0	2,3	
0,35	47	52,4	3,05	-8,2	2,4	/II3/
0,4	47	52,8	3,09	-8,6	II	
0,45	47	53,1	3,14	-9,5	1,3	
0,5	47	53,4	3,19	-9,2	0,8	
2	40	50,3	4,6	-22,7	3,5	
2,5	40	51,2	5,0	-20,8	3,7	
3	40	52	5,4	-17,9	2,9	/II4/
3,5	40	52,6	5,7	-17,6	2,2	
4	40	53,2	6,15	-15,8	2,2	
4,5	40	53,7	6,52	-16,9	1,5	
0,9	49	57,7	3,51	-13,7	0,4	
1,2	49	58,9	3,74	-13,8	1,4	
1,5	59	71,3	3,63	-15,8	0,9	/89/
1,8	59	72,3	3,86	-16,8	1,0	
5,7	40	54,6	7,4	-16,4	5	/II5/
8,2	0	0	11,3	-0,7	0,7	
8,2	34	47	9,7	-9,7	6	/II6/
8,2	42	59	9,0	-10,1	6	
8,4	32	45,2	10,0	26	-	/II7/
9,0	20	29	11,4	-1,6	1,0	
9,0	30	43	10,7	1,6	3,4	
9,0	40	57	9,8	10,1	3,9	
12,0	20	29	14,0	2,2	1,1	/II8/
12,0	30	43	13,1	18,5	2,3	
12,0	40	57	11,9	10,8	3,3	
12,0	50	71	10,5	-2,2	3,7	
11,6	15	22	14,1	1,0	4,5	
11,6	25	36	13,2	20,1	5,8	
11,6	30	43	12,8	30,4	6,2	/II9/
11,6	35	56	12,2	27,9	6,6	
11,6	45	64	10,9	11,6	5,2	
13,9	30	44	14,7	33,5	6,1	

$E_d, \text{Мэв}$	$\theta^\circ \text{ лав}$	$\theta^\circ \text{ сци}$	$E_{\text{п}}, \text{Мэв}$	$P_{\text{п}}, \%$	$\pm \Delta P_{\text{п}}, \%$	Лит.
15,3	30	44	15,8	31,7	6,1	
17,1	30	44	17,2	23,3	8,4	
19,2	20	30	20,4	11,1	5,7	/II9/
19,2	30	44	18,9	23,4	7,0	
4,7	32,7	45	6,9	3,9	2,0	
5,6	33,1	45	7,65	8,7	2,0	/I03/
$T(d,n) \text{He}^4$						
0,1	29,3	30	14,7	-1	3	
1,8	27,7	30	17,5	-5	3	
1,8	84,4	90	14,5	-16	3	
3,0	27,2	30	18,9	6	3	
3,0	83,1	90	15,2	-21	3	
4,0	26,5	30	20,0	11	3	
4,0	82	90	15,6	-38	3	
5,0	13	15	21,7	12	3	
5,0	26	30	21,1	26	3	
5,0	39,2	45	20,0	15	3	
5,0	53	60	18,8	-13	3	
5,0	67,2	75	17,4	-43	3	/I20/
5,0	81,1	90	16,0	-43	3	
5,0	96	105	14,8	-37	3	
5,0	111,7	120	13,7	-32	3	
6,0	25,8	30	22,1	32	3	
6,0	80,5	90	16,4	-54	3	
7,0	25,5	30	23,1	59	3	
7,0	79,9	90	16,8	-51	3	
7,7	25,3	30	23,7	64	3	
7,7	79,4	90	17,1	-52	3	
1,8	41,3	45	17,1	-7	3	
1,8	62,5	67,5	16,2	-12	3	
1,8	84,4	90	15,1	-10	3	/I21/
1,8	107	112,5	13,8	-2	3	
1,8	130,7	135	13	0	5	

Таблица 8
Поляризация нейтронов в (p - n) реакциях:

E_d , Мэв	θ^0 лаб	θ^0 сци	E_n , Мэв	P_n %	$\pm \Delta P_n$ %	Лит.
6,0	90	99,7	16,4	-50	-	/117/
7,7	30	35,3	23,7	60	-	
6,0	90	99,7	16,4	-47	7	/122/
7,7	30	35,3	23,7	55	15	
9,9	70	81,1	20,7	33,1	3	/123/

$c^{12(d,n)} N^{13}$						
E_d , Мэв	θ^0 лаб	θ^0 сци	E_n , Мэв	P_n %	$\pm \Delta P_n$ %	Лит.
12,9	15	16,08	9,91	-39	11	/124/
12,9	28,5	32,17	9,7	3	8	
12,9	43	48,15	9,3	25	8	
12,9	57,7	64	8,8	55	20	

E_p , Мэв	θ^0 лаб	E_n , Мэв	E_n^* , Мэв	P_n %	$\pm \Delta P_n$ %	Лит.
3,97	0	2,29	1,84	2,8	2,0	
3,97	10	2,28	1,82	16,6	2,0	
3,97	20	2,24	1,79	19,1	2,5	
3,97	30	2,17	1,73	28,4	2,5	
3,97	40	2,09	1,65	33,0	3,0	
3,97	50	1,99	1,56	29,1	3,0	
4,46	50	2,43	2,00	22,2	2,0	
4,70	0	3,03	2,58	-1,1	2,0	
4,70	10	3,01	2,56	14,3	2,5	
4,70	20	2,96	2,52	25,0	2,5	
4,70	30	2,88	2,44	28,3	2,0	
4,70	40	2,78	2,34	24,2	2,5	
4,70	50	2,65	2,23	15,4	3,0	
4,70	60	2,51	2,10	6,5	2,5	
4,70	80	2,22	1,83	2,5	3,5	
5,44	50	3,37	2,94	-5,4	2,5	
5,91	20	4,16	3,72	-8,3	2,0	
5,92	30	4,07	3,64	-7,3	3,0	
5,92	40	3,93	3,50	-11,6	2,0	
5,92	50	3,77	3,35	-15,5	2,0	
5,92	60	3,57	3,17	-16,9	2,0	
5,92	70	3,39	2,98	-18,0	2,5	
5,92	80	3,19	2,80	-15,2	2,5	
5,91	110	2,65	2,30	7,1	2,0	
6,93	10	5,24	4,80	-11,0	2,0	
6,93	20	5,16	4,73	-18,5	2,0	
6,93	40	4,88	4,45	-17,0	2,0	
6,93	60	4,46	4,05	-15,7	2,0	
6,93	80	3,98	3,59	-15,3	2,5	
6,93	110	3,33	2,98	-15,6	2,0	
7,94	10	6,25	5,81	-0,4	2,5	
7,90	20	6,12	5,68	-11,8	2,0	
7,94	30	6,01	5,58	-10,2	2,0	

1) E_n^* соответствует первому возбужденному состоянию.

$E_p, \text{Мэв}$	θ^0 лаб	$E_{II}, \text{Мэв}$	$E_{II}^{\text{ж}}, \text{Мэв}$	$P_{II}, \%$	$\pm \Delta P_{II}, \%$	Лит.
7,94	40	5,82	5,39	-2,3	2,5	
7,95	60	5,32	4,91	2,3	3,0	
7,94	70	5,05	4,65	-4,5	2,0	
7,94	80	4,77	4,38	-10,9	3,0	
7,94	110	4,02	3,66	0,7	2,5	
9,10	20	7,30	6,87	3,0	2,5	
9,10	40	6,90	6,48	-3,9	3,5	/125/
9,10	60	6,33	5,92	8,8	3,0	
9,10	80	5,68	5,30	5,9	3,0	
9,10	110	4,80	4,45	0,5	3,0	
10,02	20	8,19	7,45	-5,9	3,0	
10,02	40	7,74	7,32	-15,8	4,0	
10,02	60	7,12	6,72	-3,3	4,5	
10,02	80	6,41	6,03	0,4	3,5	
10,02	110	5,43	5,08	-2,0	3,0	
<hr/>						
2,618	50	0,774		30,4	6,6	
2,667	50	0,788		31,4	4,5	
2,739	50	0,855		27,2	2,7	
2,798	50	0,912		25,6	1,8	
2,857	50	0,965		30,4	0,9	/126/
2,857	50	0,965		31,9	4,8	
2,990	50	1,086		35,5	5,2	
3,127	50	1,213		36,6	3,9	
3,284	50	1,357		24,3	3,3	
2,722	30	0,948		24,0	1,8	
<hr/>						
4,3	10	2,61		3	4	
4,3	15	2,60		14	4	
4,3	20	2,56		12	3	
4,3	25	2,53		22	2	
4,3	30	2,50		36	3	
4,3	35	2,45		33	4	/127/
4,3	40	2,40		20	3	
4,3	45	2,34		29	5	
4,3	50	2,29		28	3	
4,3	55	2,23		17	3	
4,3	60	2,17		2	3	

$E_p, \text{Мэв}$	θ^0 лаб	$E_{II}, \text{Мэв}$	$E_{II}^{\text{ж}}, \text{Мэв}$	$P_{II}, \%$	$\pm \Delta P_{II}, \%$	Лит.
4,5	10	2,81		5	3	
4,5	20	2,76		28	3	
4,5	25	2,73		24	2	
4,5	30	2,69		32	3	
4,5	35	2,64		34	3	
4,5	40	2,59		25	3	
4,5	50	2,47		26	3	
4,5	60	2,34		-1	3	
4,5	70	2,20		-0,4	3	
4,5	80	2,07		-19	5	
4,5	90	1,93		-23	12	
4,5	100	1,81		34	10	/128/
4,5	110	1,70		53	11	
4,5	120	1,60		58	81	
4,5	135	1,48		8	83	
4,9	10	3,21		17	3	
4,9	20	3,16		21	3	
4,9	40	2,96		18	3	
4,9	50	2,83		13	3	
4,9	60	2,69		10	3	
4,9	70	2,54		-12	3	
4,9	80	2,38		0,4	3	
4,9	90	2,23		8	3	
4,9	110	1,97		52	3	
4,9	120	1,86		26	3	
4,9	130	1,76		10	3	
4,9	135	1,72		8	3	
<hr/>						
2,98	50	1,08		40,2	7,7	
3,15	50	1,24		29,9	3,7	
3,36	50	1,43		35,4	6,0	
3,58	50	1,63		35,6	7,2	
3,78	50	1,82		39,0	3,6	
3,99	50	2,01		41,2	3,8	
4,20	50	2,20		34,3	4,9	/114/
4,42	50	2,40		35,4	3,4	
4,57	50	2,53		27,4	4,8	
4,66	50	2,62		28,6	6,0	

$E_p, \text{МэВ}$	θ° лаб	$E_n, \text{МэВ}$	$E_n^*, \text{МэВ}$	$P_n, \% \pm$	$P_n, \%$	Лит.
4,86	50	2,80		17,2	3,5	
5,01	50	2,93		9,9	3,3	
5,03	50	2,95		5,4	2,9	
5,20	50	3,11		-8,6	2,3	/114/
5,39	50	3,28		-15,2	2,5	
5,58	50	3,45		-23,8	3,7	
5,78	50	3,63		-32,5	4,8	
5,98	50	3,81		-23,0	4,2	
2,262	50	0,400		53	6	/87/
2,3	42,8	0,38		-38	4,5	/129/
2,23	42	0,38		-41	2,0	
2,21-2,45	42	0,38	(-25- -41)		2,0	/130/
2,7	30	0,830		31	6	/131/
2,0	51	0,154		7,5	3,5	
2,025	51	0,171		12,0	3,5	
2,05	51	0,197		18,3	3,5	
2,075	51	0,223		26,0	3,5	
2,10	51	0,248		35,0	3,2	
2,125	51	0,273		45,0	3,0	
2,15	51	0,298		53,5	2,7	
2,175	51	0,322		57,8	2,5	/132/
2,20	51	0,347		57,8	2,5	
2,225	51	0,372		53,3	2,5	
2,25	51	0,396		44,7	3,2	
2,275	51	0,420		33,7	3,5	
2,30	51	0,444		26,0	3,2	
2,325	51	0,467		22,7	2,5	
2,35	51	0,491		21,8	2,5	
2,375	51	0,515		22,5	2,5	
2,40	51	0,537		24,2	3	
2,45	51	0,586		25	5	
2,46	51	0,595		26	5	
2,47	51	0,605		23	6	
2,53	51	0,650		23	4	

$E_p, \text{МэВ}$	θ° лаб	$E_n, \text{МэВ}$	$E_n^*, \text{МэВ}$	$P_n, \%$	$\pm \Delta P_n, \%$	Лит.
2,61	51	10,728		28	6	/132/
3,368	35	1,509		26	3	/133/
3,48	50	1,494	-	44	3	
3,48	50	-	1,062	0	15	
3,98	50	1,953	-	37	5	/134/
3,48	35	1,613	-	28	3	
3,48	35	-	1,165	-9	10	
3,98	35	2,094	-	38	3	
4,50	35	2,592	-	31	7	
4,95	35	3,032	-	16	3	
$T(p,n) \text{He}^3$						
$E_p, \text{МэВ}$	θ° лаб	θ° спи	$E_n, \text{МэВ}$	$P_n, \%$	$\pm \Delta P_n, \%$	Лит.
3,4	31	42,8	1,9	25	-	/117/
7,8	41	54	6,0	-20	-	
2,9	16	22	2,0	14,7	2,0	
2,9	33,2	45	1,8	26	3	
2,9	49,7	67	1,6	25	5	
4,0	16	22	3,1	5,6	2,0	
4,0	33	45	2,8	8,1	2,0	
4,0	50	67	2,4	14,0	2,0	
4,0	69	90	1,9	15,5	2,0	
5,0	16	22	4,1	-0,5	2,0	
5,0	32,8	45	3,7	-1,1	2,0	
5,0	50,3	67	3,2	6,2	2,0	
5,0	70,5	90	2,5	12,9	2,0	
6,0	16,2	22	5,0	-9,6	2,0	/108/
6,0	33,3	45	4,6	-11,2	2,0	
6,0	40,3	54	4,4	-14,3	2,0	
6,0	53	70	3,9	-7,8	2,0	
6,0	70	90	3,2	4,8	2,5	
6,0	88	110	2,4	18,8	2,0	
8,0	40	53	6,1	-19,0	2,5	
10,0	40	53	7,8	-23	3	
10,0	34	45	8,1	-17	4	

$E_p, \text{ Мэв}$	θ° лас	θ° сци	$E_{\text{п}}, \text{ Мэв}$	$P_{\text{п}}, \%$	$\pm \Delta P_{\text{п}}, \%$	Лит.
12,0	16,4	22	10,9	-9	5	
12,0	34	45	9,9	-20	4	
12,0	51	67	8,6	-14	4	/108/
12,0	71	90	6,9	-7	4	
12,0	90	110	5,4	-1	6	
12,2	15	24	11,2	-3	2,6	
12,2	30	47	10,4	-14,5	3,3	
12,2	45	70	9,3	-17,5	3,1	
12,2	73	107	6,8	-11,8	7,0	
14,5	15	24	13,4	-4,8	3,6	
14,5	30	47	12,6	-19,8	5,3	/119/
14,5	45	70	11,1	-19,4	6,1	
16,5	15	24	15,4	-10,4	6,5	
16,5	30	47	14,8	-17,34	4,6	
16,5	44,5	71	12,8	-18,3	8,6	
16,5	73	107	9,4	-20,2	21,4	

Таблица 9
Поляризация протонов в ядерных реакциях:

$E_d, \text{ Мэв}$	θ° лас	$D(d,p)T$		$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
		θ° сци	$E_p, \text{ Мэв}$			
1,8	47,7	58	4,9	14	5	/112/
$He^3(d,p)He^4$						
6	25,9	30	23,1	53	3	
6	90,5	100	17,1	-66	6	/135/
8	25,5	30	25,1	82	5	
8	89,3	100	18,0	-6	10	
$C^{12}(d,p)C^{13}$						
8,9	15		11,5	-15,7	7,8	
8,9	20		11,4	-17,9	5,6	
8,9	25		11,4	-14,9	5,3	
8,9	30		11,3	-11,2	5,5	/137/
8,9	35		11,2	-28,9	6,0	
8,9	40		11,0	-36,6	8,0	
8,9	50		10,8	-46,5	7,5	
8,9	60		10,5	-25,5	6,4	
8,9	90		9,5	62,2	10,1	
4,05	30		6,63	-58	13	/138/

Таблица 10
Поляризация при рассеянии нейтронов на ядрах

$E_n, \text{МэВ}$	θ^0 сци	n - D		Лит.
		$P_n, \%$	$\pm \Delta P_n, \%$	
1,0	140	10,7	5	
1,0	110	7,0	5	
1,0	100	31	5	/139/
1,0	70	9,2	5	
2,0	110	-8,0	6	
1,15	85,9	4,8	4,4	/131/
1,9	59	0,4	1,6	
1,9	73	1,6	2	
1,9	86	0	2	
1,9	98	2,9	2	/117/
1,9	110	1,6	2	
1,9	120	0,4	2,4	
1,9	130	-0,8	2	
1,9	138	1,6	2	
3,27	53	15	8	/140/
3,27	53	3	6	
3,27	72	3	6	
3,27	91	3	6	/141/
3,27	120	-5	6	
3,27	135	0	6	
3,27	161	7	10	
3,27	53	0	6	
3,27	72	-7	7	
3,27	91	9	8	
3,27	120	7	10	/144/
3,27	135	3	10	
3,27	161	9	9	
3,1	90	-40	20	/143/

$E_n, \text{МэВ}$	θ^0 сци	$P_n, \%$	$\pm \Delta P_n, \%$	Лит.
2,10	44,5	2	2	
2,10	72,5	3	2	
2,10	98,0	0	3	/134/
2,10	120,0	4	2	
2,10	138,0	2	3	
6,0	86	2	3	
6,0	98	3	4	
6,0	110	-5	6	
6,0	120	1	9	
6,0	130	3	7	
6,0	138	9	6	
10,0	110	12	10	/117/
10,0	120	15	9	
10,0	130	5	7	
16,4	130	15	4	
16,4	138	14	5	
16,4	146	9	4	
23,7	110	-12	5	
23,7	120	-7	4	
23,7	130	5	3	
23,7	138	11	4	
23,7	146	7	4	

n - He ⁴				
3,0	90	46	18	/144/

n - Li				
0,269	98,3	-40,0	3,6	
0,273	50,8	-36,3	4,1	
0,278	98,3	-45,5	4,0	
0,282	50,8	-53,4	5,9	/132/
0,288	98,3	-42,6	3,5	
0,291	50,8	-57,5	6,4	
0,291	50,8	-60,6	6,5	
0,291	98,3	-49,7	4,1	

$E_{II}, \text{МэВ}$	θ° сци	$P_{II}, \%$	$\pm \Delta P_{II}, \%$	Лит.
0,296	98,3	-42,1	2,9	
0,300	50,8	-57,2	6,6	
0,314	98,3	-38,8	3,1	
0,319	50,8	-67,4	8,0	
0,319	98,3	-40,8	4,1	
0,327	98,3	-34,7	1,4	
0,331	50,8	-70,2	3,7	
0,381	98,3	-29,5	1,9	/I32/
0,385	50,8	-64,8	4,7	
0,400	50,8	-70,4	6,8	
0,471	98,3	-34,9	4,8	
0,474	50,8	-80,0	10,7	
0,551	98,3	-25,3	4,7	
0,554	50,8	-65,3	11,4	
0,664	98,3	-21,9	4,3	
0,668	50,8	-41,9	9,9	
0,738	50,8	-33,2	8,3	
0,738	98,3	-19,3	5,0	
0,742	50,8	-32,9	8,2	

	$n - Li^6$			
0,137	100,4	-9	23	
0,183	51,8	-6	20	
0,183	51,8	7	21	
0,183	100,4	36	13	
0,206	100,4	22,0	5,3	
0,231	51,8	14,6	4,1	
0,231	100,4	19,9	3,9	
0,240	100,4	21,1	3,1	
0,245	51,8	7,4	3,3	/I32/
0,260	100,4	20,5	2,3	
0,278	100,4	16,6	1,8	
0,291	51,8	6,0	2,0	
0,296	100,4	11,7	1,7	
0,314	100,4	14,6	1,5	
0,327	100,4	12,5	5,8	
0,381	100,4	7,6	1,2	
0,471	100,4	5,3	3,7	
0,474	51,8	-1,9	2,9	
0,664	100,4	0,8	4,0	

$E_{II}, \text{МэВ}$	θ° сци	$P_{II}, \%$	$\pm \Delta P_{II}, \%$	Лит.
		$n - Li^7$		
0,206	98,3	6,8	3,0	
0,231	50,8	-16,0	4,7	
0,245	50,8	-23,4	4,0	
0,250	98,3	-30,3	3,6	
0,254	50,8	-31,7	4,9	
0,260	98,3	-36,3	3,4	
0,893	50,8	-36,9	5,8	
0,893	98,3	-7,8	4,0	
0,990	50,8	-29,8	5,8	
0,990	98,3	4,4	2,6	
1,19	50,8	-24,5	4,9	
1,19	98,3	9,6	3,2	
1,39	50,8	-36,0	5,7	
1,59	50,8	-38,6	8,1	/I32/
1,59	50,8	-41,4	8,4	
1,59	98,3	12,0	3,0	
1,79	50,8	-39,2	7,7	
1,79	98,3	4,2	3,2	
1,99	50,8	-33,8	4,8	
1,99	50,8	-35,1	4,7	
1,99	98,3	5,2	3,0	
2,19	50,8	-34,9	5,0	
2,39	50,8	-35,4	5,8	
2,39	98,3	6,1	3,3	

	$n - Be$			
0,481	49,5	-5,9	3,7	
0,577	49,5	2,0	4,0	
0,590	49,5	1,2	4,7	
0,600	49,5	20,2	5,6	
0,603	49,5	20,1	5,2	
0,608	49,5	14,8	3,8	/I32/
0,608	49,5	-16,8	5,2	
0,616	49,5	9,7	3,7	
0,629	49,5	6,9	3,9	
0,629	49,5	4,6	3,9	

$E_{II}, \text{Мэв}$	$\theta^{\circ}_{\text{СЦ}}$	$P_{II}, \%$	$\pm \Delta P_{II}, \%$	Лит.
0,639	49,5	-2,7	2,7	
0,647	49,5	-18,3	0,8	
0,660	49,5	-22,0	1,0	
0,664	49,5	-20,5	0,6	
0,738	49,5	-31,4	0,8	
0,890	49,5	-33,2	0,6	
0,989	49,5	-29,7	0,5	
1,189	49,5	-17,6	0,7	
1,390	49,5	-17,7	0,7	
1,590	49,5	-6,8	0,8	
1,790	49,5	-4,1	0,8	
1,990	49,5	7,8	0,8	
2,205	49,5	18,5	0,8	
2,991	49,5	21,5	0,6	
0,207	96,4	4,6	2,3	
0,472	96,4	-12,7	1,9	
0,551	96,4	-12,8	3,0	/ 132/
0,577	96,4	-15,7	4,2	
0,590	96,4	-15,1	4,7	
0,600	96,4	-24,0	5,4	
0,603	96,4	-18,5	4,5	
0,608	96,4	-19,9	4,5	
0,616	96,4	-19,8	4,5	
0,629	96,4	-22,8	5,1	
0,639	96,4	-15,0	4,2	
0,647	96,4	-8,8	2,7	
0,647	96,4	-9,5	5,1	
0,660	96,4	-18,7	4,5	
0,664	96,4	-16,7	3,7	
0,738	96,4	-26,0	5,0	
0,890	96,4	-26,3	4,7	
0,989	96,4	-26,9	4,3	
1,189	96,4	-20,2	3,6	
1,390	96,4	-7,4	2,8	
1,590	96,4	-5,1	2,8	
1,790	96,4	11,8	2,6	
1,990	96,4	7,0	2,5	
2,205	96,4	-14,6	3,4	

$E_{II}, \text{Мэв}$	$\theta^{\circ}_{\text{СЦ}}$	$P_{II}, \%$	$\pm \Delta P_{II}, \%$	Лит.
3,1	30	-13	5	
3,1	45	-39	6	/109/
3,1	60	-44	8	
n - B				
0,337	48,6	6,2	1,6	
0,359	48,6	9,6	1,4	
0,377	48,6	8,8	1,5	
0,400	48,6	15,2	1,9	
0,415	48,6	18,0	2,4	
0,418	48,6	16,8	2,3	
0,427	48,6	19,9	2,6	
0,438	48,6	13,8	2,2	
0,455	48,6	7,7	2,0	
0,475	48,6	0,0	2,7	
0,493	48,6	-1,8	2,3	
0,516	48,6	3,2	3,2	
1,5915	48,6	-21,4	3,6	
1,791	48,6	-14,8	2,6	
1,9915	48,6	-4,3	2,5	/132/
0,206	95,2	12,3	1,5	
0,304	95,2	6,9	1,1	
0,318	95,2	8,6	1,0	
0,337	95,2	9,9	1,0	
0,359	95,2	14,4	1,0	
0,377	95,2	16,1	1,1	
0,381	95,2	15,9	0,9	
0,400	95,2	21,0	1,8	
0,408	95,2	25,6	2,5	
0,418	95,2	29,3	3,5	
0,427	95,2	32,3	3,9	
0,438	95,2	29,5	3,8	
0,455	95,2	16,2	2,6	
0,471	95,2	8,0	1,3	
0,475	95,2	4,4	2,8	
0,493	95,2	0,0	3,0	
0,516	95,2	0,0	3,0	
0,551	95,2	1,4	2,2	

$E_{П, МЭВ}$	θ° СЦМ	$P_{П, \%}$	$\pm \Delta P_{П}$	Лит.
<u>n - C</u>				
0,83	64,1	-0,8	1,3	/140/
1,15	64,1	6,1	4,9	
<u>n - O</u>				
1,51	58,7	-24,5	5	/145/
1,51	94,8	13,2	4	
<u>n - Mg</u>				
0,738	54,7	0	2,9	/132/
0,890	54,7	-1,2	0,4	
0,989	54,7	-5,4	4,8	
1,189	54,7	-11,2	4,4	
1,390	54,7	-22,3	4,8	
1,590	54,7	-23,9	5,4	
1,790	54,7	-30,2	4,8	
1,990	54,7	-27,2	4,6	
2,191	54,7	-59,7	8,4	
2,191	54,7	-58,9	8,4	
2,191	54,7	-58,5	8,2	
2,191	54,7	-57,9	8,6	
2,191	54,7	-55,9	8,0	
2,191	54,7	-55,3	7,9	
2,391	54,7	-54,5	8,2	
0,382	94,8	1,8	0,6	/132/
0,472	94,8	4,0	1,3	
0,551	94,8	0,0	2,5	
0,738	94,8	7,4	2,4	
0,890	94,8	6,2	2,4	
0,989	94,8	6,7	1,8	
1,189	94,8	6,1	2,3	
1,390	94,8	8,5	2,8	
1,590	94,8	10,4	3,7	
1,790	94,8	17,7	3,5	
1,990	94,8	14,5	3,3	
2,191	94,8	23,0	4,4	
2,391	94,8	24,1	4,6	

$E_{П, МЭВ}$	θ° СЦМ	$P_{П, \%}$	$\pm \Delta P_{П, \%}$	Лит.
0,380	58,9	-0,4	0,6	/129/
0,380	94,8	-0,9	0,8	
0,380	133,6	1,0	1,6	
<u>n - O</u>				
3,1	30	-77	18	/109/
3,1	45	-85	9	
3,1	60	-83	17	
<u>n - O</u>				
2,84	57	-33	9	/146/
2,84	80	32	13	
2,84	109	67	18	
2,90	57	-29	8	
2,90	80	18	8	
2,90	109	94	11	
2,90	109	95	10	
<u>n - Mg</u>				
3,1	30	-78	9	/109/
3,1	45	83	6	
3,1	60	55	8	
<u>n - Mg</u>				
0,143	46,7	-22	28	/132/
0,183	46,7	-69,7	20,7	
0,194	46,7	-45,63	10,2	
0,202	46,7	-61,5	11,3	
0,213	46,7	-69,2	10,9	
0,232	46,7	-90,3	11,1	
0,252	46,7	-87,9	6,9	
0,266	46,7	-72,0	6,0	
0,284	46,7	-51,6	3,6	
0,298	46,7	-40,7	2,4	
0,312	46,7	-32,7	1,5	
0,325	46,7	-25,7	1,2	
0,137	92,4	-29	23	
0,143	92,4	-13	18	
0,156	92,4	-56	24	

Е _п , Мэв	θ ^o _{сцп}	Р _п ,%	± Δ Р _п ,%	Лит.
0,183	92,4	-50,7	13,6	
0,206	92,4	-70,7	12,3	
0,213	92,4	-58,6	9,4	
0,231	92,4	-86,8	10,8	
0,232	92,4	-79,3	9,7	
0,240	92,4	-86,6	8,1	
0,250	92,4	-86,6	6,8	
0,252	92,4	-82,2	6,5	
0,260	92,4	-80,5	6,6	
0,266	92,4	-76,9	6,3	
0,269	92,4	-73,9	5,3	/132/
0,278	92,4	-71,5	5,0	
0,284	92,4	-67,6	4,6	
0,288	92,4	-62,7	4,1	
0,296	92,4	-54,0	3,2	
0,298	92,4	-56,6	3,3	
0,312	92,4	-46,9	2,1	
0,314	92,4	-43,	2,1	
0,327	92,4	-35,9	1,6	
0,381	92,4	2,4	1,0	
0,471	92,4	52,6	5,7	
0,551	92,4	2,9	3,4	
0,664	92,4	6,0	3,6	
<hr/>				
3,1	30	33	15	
3,1	45	37	11	/109/
3,1	60	52	22	
<hr/>				
	θ ^o _{лаб.}	n - V		
0,980	55	-22	3,7	/129/
<hr/>				
		n - Mn		
0,980	55	0,0	3,3	
0,980	90	3,4	4,0	/129/
0,980	125	-6,3	3,7	
<hr/>				
3,1	29,5	33	15	
3,1	44,3	9	11	/109/

Е _п , Мэв	θ ^o _{лаб.}	Р _п ,%	± Р _п ,%	Лит.
<hr/>				
		n - Fe		
3,1	29,6	I	II	
3,1	44,3	8	12	/109/
3,1	52,2	8	10	
<hr/>				
		n - Co		
0,980	55	9,3	3,4	/129/
<hr/>				
	θ ^o _{сцп}	n - Cu		
0,38	55,6	-4,3	1,8	
0,38	91,0	-4,8	1,5	
0,38	130,6	-5,0	3,0	/129/
0,98	55,6	-11,5	1,7	
0,98	91	-5,2	1,8	
<hr/>				
3,16	55,6	-47	14	
3,16	65,7	-46	15	
3,16	91,0	23	13	/147/
3,16	106,9	-17	12	
3,16	77,9	32	14	
3,16	120,8	-1	14	
<hr/>				
3,1	30	8	8	
3,1	45	17	7	/109/
3,1	60	33	8	
<hr/>				
0,4	91	-0,3	2	/87/
<hr/>				
	θ ^o _{лаб.}	n - Zn		
0,4	90	-0,6	2	/87/
<hr/>				
0,38	55	-0,9	2,1	
0,38	90	-3,1	1,6	
0,38	130	-3,6	2,9	/129/
0,98	55	-8,8	2,2	
<hr/>				
3,1	44,5	22	13	
3,1	59,3	6	17	/109/

$E_{\Pi}, \text{МэВ}$	θ° лаб	$P_{\Pi}, \%$	$\pm \Delta P_{\Pi}, \%$	Лит.
<u>n - Ge</u>				
0,38	55	0,0	1,2	
0,38	90	-3,9	2,4	
0,38	130	-1,8	1,8	/I29/
0,98	55	-10,7	3,4	
0,98	90	5,8	3,3	
<u>n - Se</u>				
0,38	55	0,3	1,8	
0,38	90	2,0	1,7	
0,98	55	-2,5	2,7	/I29/
0,98	125	11,7	4,1	
<u>n - Br</u>				
0,38	55	0,1	1,4	
0,38	90	-4,7	2,3	/I29/
<u>n - Y</u>				
1,5I	5I,5	-0,1	3,1	/I45/
<u>n - Zr</u>				
0,38	55	5,4	1,7	
0,38	90	4,0	1,7	/I29/
0,38	130	-7,4	3,2	
0,4	90	4,4	2,6	/87/
1,5I	5I,5	-23,6	5,8	/I45/
3,1	29,7	2	10	
3,1	44,6	-10	8	/I09/
3,1	59,4	-7	9	
3,16	55	40	13	
3,16	65	-19	9	
3,16	77	-40	12	/I47/
3,16	90	-77	13	
3,16	106	-85	25	
3,16	120	-74	26	

$E_{\Pi}, \text{МэВ}$	θ° лаб	$P_{\Pi}, \%$	$\pm \Delta P_{\Pi}, \%$	Лит.
<u>n - Nb</u>				
0,38	55	7,6	1,9	
0,38	90	13,1	2,7	/I29/
0,38	130	7,2	2,9	
0,4	90	14,8	3,1	/87/
1,5I	5I,5	-15,2	3,3	/I45/
<u>n - Mo</u>				
0,38	55	12,6	2,3	
0,38	90	15,2	1,9	
0,38	130	2,5	2,4	/I29/
0,98	55	-6,0	3,3	
0,98	90	15,0	2,6	
0,4	90	15,3	3,1	/87/
1,5I	5I,5	-6,9	3,4	/I45/
3,1	29,7	34	13	
3,1	44,6	34	16	/I09/
3,1	59,4	35	17	
<u>n - Rh</u>				
1,5I	5I,5	-3,4	3,0	/I45/
<u>n - Pd</u>				
1,5I	5I,5	0,3	2,5	/I45/
<u>n - Ag</u>				
0,38	55	8,8	2,3	
0,38	90	9,6	2,2	
0,38	130	2,3	3,1	/I29/
0,98	55	2,7	2,3	
0,98	90	20,7	4,2	
1,5I	5I,5	1,2	2,8	/I45/
0,4	90	11,2	3,3	/87/

$E_{п, МэВ}$	θ^0 лаб	$P_{п, \%}$	$\pm \Delta P_{п, \%}$	Лит.
<u>n - Cd</u>				
0,38	55	8,3	1,8	
0,38	90	10,5	2,6	
0,38	130	1,7	3,3	/I29/
0,98	55	-2,3	2,0	
0,98	90	17,7	4,4	
0,98	130	1,6	5,5	
1,5I	5I,5	11,3	4,6	/I45/
0,4	90	19,0	7,7	/87/
<u>n - In</u>				
0,38	55	5,2	2,2	
0,38	90	6,5	2,1	/I29/
0,38	130	2,1	3,6	
1,5I	5I,5	17,9	4,8	/I45/
<u>n - Sn</u>				
0,38	55	5,4	1,4	
0,38	90	3,3	1,6	/I29/
0,38	130	4,0	2,3	
0,98	55	1,7	3,7	
1,5I	5I,5	10,7	4,2	/I45/
3,1	29,8	12	7	
3,1	44,7	25	12	/I09/
3,1	59,6	37	14	
0,4	90	17,4	3,4	/87/
<u>n - Te</u>				
0,38	55	3,9	1,5	
0,38	90	4,3	1,6	
0,38	130	-1,3	3,6	/I29/
0,98	55	2,3	1,7	
0,98	90	10,3	3,4	
1,5I	5I,5	-10,0	4,1	/I45/
<u>n - Sb</u>				
0,38	55	2,4	1,8	
0,38	90	5,1	2,0	/I29/
0,38	130	2,5	3,3	
0,38	55	5,0	3,7	

$E_{п, МэВ}$	θ^0 лаб	$P_{п, \%}$	$\pm \Delta P_{п, \%}$	Лит.
<u>n - Ce</u>				
0,38	55	2,9	1,2	
0,38	90	3,2	1,8	
0,38	130	-4,3	3,1	/I29/
0,98	55	5,0	1,8	
0,98	90	4,6	4,3	
<u>n - Nd</u>				
0,38	55	-0,4	1,6	
0,38	90	0,0	2,0	/I29/
<u>n - Sm</u>				
0,38	55	2,4	1,5	
0,38	90	1,7	1,8	/I29/
<u>n - Er</u>				
0,38	55	-4,5	1,2	
0,38	90	-6,2	1,3	
0,38	130	2,0	4,2	/I29/
0,98	55	-8,0	3,4	
<u>n - Ta</u>				
0,38	55	-0,3	1,4	
0,38	90	-6,8	2,0	
0,38	130	-8,3	2,5	/I29/
0,98	55	-10,3	2,2	
0,4	90	-3,8	4,1	/87/
<u>n - W</u>				
0,38	55	-3,8	1,9	
0,38	90	-7,3	1,6	
0,38	130	-9,0	5,4	/I29/
0,98	55	-9,0	3,4	
0,98	90	-4,3	4,3	
0,98	130	4,1	4,5	
1,5I	5I,5	-8,8	3,9	/I45/
0,4	90	-3,7	3,3	/87/

$E_{\Pi}, \text{МэВ}$	θ° лад	$P_{\Pi}, \%$	$\pm \Delta P_{\Pi}, \%$	Лит.
<u>n - Pt</u>				
1,51	51,5	-9,4	3,9	/145/
<u>n - Au</u>				
1,51	51,5	-5,2	3,3	/145/
<u>n - Hg</u>				
0,38	55	1,8	1,5	
0,38	90	-1,4	1,4	
0,38	130	-6,1	2,5	/129/
0,98	55	-6,0	1,8	
0,98	90	-7,3	3,3	
<u>n - Tl</u>				
0,98	55	-12,7	3,5	/129/
0,98	90	-4,7	3,7	
<u>n - Pb</u>				
1,51	51,5	-4,4	4,4	/145/
3,1	30	29	9	
3,1	45	-16	8	/109/
3,1	60	10	10	
<u>n - Bi</u>				
0,38	55	-10,4	1,8	
0,38	90	-4,8	1,6	
0,38	130	2,1	3,1	/129/
0,98	55	-12,0	2,3	
0,98	90	-3,7	3,0	
0,98	125	6,5	5,3	
1,51	51,5	7,7	5,2	/145/
0,4	90	-2,5	2,3	/87/

$E_{\Pi}, \text{МэВ}$	θ° лад	$P_{\Pi}, \%$	$\pm \Delta P_{\Pi}, \%$	Лит.
<u>n - Th</u>				
3,1	30	34	11	/109/
<u>n - U</u>				
0,38	55	-7,9	2,5	
0,38	90	-3,6	3,1	
0,38	130	0,8	2,2	/129/
0,98	55	-12,0	2,3	
0,98	90	-3,7	3,0	
0,98	130	6,5	5,3	
1,51	51,5	49,0	8,8	/145/
3,1	30	50	10	/109/

Таблица 11

Поляризация при рассеянии протонов на ядрах

p - D				
E_p , Мэв	θ° сци	P_p , %	$\pm \Delta P_p$, %	Лит.
10	38,5	5	10	
10	41,5	2	5	
10	51,5	-9	11	
10	55,5	5	6	
10	59,5	0	13	
10	65,5	3	5	
10	75,0	0	5	
10	76	-8	4	
10	90	5	7	
10	93	2	9	
10	94	-6	10	
10	98	-4	16	(148)
10	99	-2	12	
10	104	8	9	
10	105	-5	9	
10	109,5	-6	9	
10	110	-5	7	
10	120	-2	13	
10	123,5	-2	10	
10	124	-16	10	
10	128	+1	9	
3,3	90	-12	7	(149)
3,74	45	4	5	
3,34	45	6	5	(150)
3,45	90	-2	5	
17,7	44,2	+9	7	99

p-He ³				
E_p , Мэв	θ° сци	P_p , %	$\pm \Delta P_p$, %	Лит.
4,05	60,1	14,7	2,4	
4,05	77,7	26,1	2,1	
4,05	94,5	35,9	2,4	
5,52	59,1	-0,3	2,8	
5,52	77,7	12,2	2,1	
5,52	94,5	35,5	2,3	
5,52	109,9	46,8	2,9	
5,52	59,1	-2,9	1,7	
6,83	77,0	1,9	2,2	
5,83	94,5	31,0	2,5	
6,83	109,9	49,3	2,8	
6,83	132,7	30,9	2,4	
8,83	59,1	-4,2	1,8	
8,83	77,0	-7,8	1,7	
8,83	94,0	4,1	4,0	(151)
8,83	109,9	46,9	3,7	
8,83	132,7	35,4	4,1	
10,74	59,1	-12,8	2,1	
10,74	77,0	-12,4	1,9	
10,74	94,0	-8,3	2,4	
10,74	109,5	44,3	3,4	
10,74	123,7	64,8	6,3	
10,74	132,7	33,2	6,2	
12,79	59	-12,0	1,8	
12,79	77	-21,4	3,3	
12,79	94	-17,2	2,7	
12,79	109,5	31,5	4,4	
p-He ⁴				
3,580	104,5	54	2	(152)
2,020	73,63	85	3	
1,375	73,63	62	2	
5,32	55	-40	5	
2,89	73,0 - 87,0	27	2	
2,89	79,0 - 92,0	35	2	
2,89	83,5 - 95,0	43	2	(153)
2,55	73,0 - 87,5	47	2	
2,55	77,5 - 90,5	54	2	
2,55	82,0 - 94,5	60	2	

p-He⁴

$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^0 \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
10	20,8	-22	4	
10	39	-32	4	
10	56,5	-51	5	
10	72,5	-67	4	
10	82,5	-82	7	
10	94,5	-80	2	
10	113,5	4	6	
10	133,5	99	+1 -2	(154)
10	146,5	81	4	
10	151,5	59	8	
3,65	56,2	-13,8	1,3	
4,22	56,2	-26,3	1,0	
4,56	128,3	95,3	2,2	
4,77	73,5	-42,6	1,3	
4,77	89,7	-25,8	1,2	
4,78	56,2	-35,0	1,0	
5,43	56,2	-37,0	2,0	
5,83	56,2	-45,2	0,9	
5,93	73,5	-60,1	1,8	
5,93	89,7	-52,0	1,2	
5,93	128,3	97,7	2,0	(155)
7,89	56,2	-47,6	0,8	
7,89	73,5	-65,9	1,6	
7,89	89,7	-69,2	2,0	
7,89	128,3	99,4	3,3	
9,89	56,2	44,4	0,9	
9,84	73,5	-64,8	1,9	
9,84	89,7	-75,5	2,4	
9,82	128,3	99,4	3,3	
11,9	56,2	-41,7	1,0	
11,9	73,5	-60,5	1,8	
11,9	89,7	-77,2	2,5	
11,9	128,3	98,5	3,5	

80

p - He⁴

$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^0 \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
6,2	130	92	11	
11,4	61,1	-45	6	(156)
9,1	61,1	-45	6	
8,5	40	-29	7	
8,5	51,5	-41	5	
8,5	62	-57	5	
8,5	75,5	-74	4	
8,5	87	-74	5	
8,5	97	-65	4	
8,5	107,5	-12	7	(157)
8,5	118	69	6	
8,5	127	92	6	
8,5	129	100	+0 -4	
8,5	133,0	96	5	
8,5	143,0	70	9	
8,5	150,5	52	12	
11,4	35	-10	4	
11,4	46,5	-21	4	
11,4	58,5	-35	5	
11,4	67	-51	5	
11,4	71,5	-46	6	
11,4	75,5	-26,0	5	(148)
11,4	89	19	6	
11,4	97,5	21	7	
11,4	107	11	6	
11,4	116,5	2	7	
11,4	128	-4	6	
11,4	144	2	9	
4,5 - 5	130,7	85	5	174
9,0	49,3	-43	7	
8,5	49,3	-41	8	136

81

p - He ⁴				
E _p , МэВ	θ ⁰ сци	P _p , %	±ΔP _p , %	Лит.
8,5	33	-16	5	
8,5	44	-18	5	
8,5	57	-29	5	
8,5	65,5	-32	6	
8,5	76	-8	8	
8,5	88,5	42	7	
8,5	96,5	25	10	
8,5	101,5	21	9	(157)
8,5	106,5	6	9	
8,5	116	-4	7	
8,5	135	10	8	

p - Be				
E _p , МэВ	θ ⁰ сци	P _p , %	±ΔP _p , %	Лит.
17,7	49,6	-15,4	3,4	99

p-B ¹⁰				
E _p , МэВ	θ ⁰ сци	P _p , %	±ΔP _p , %	Лит.
10	31	-20	5	
10	33	-25	5	
10	43,5	-26	5	
10	56,5	-41	5	
10	65	-35	5	(148)
10	75,5	6	6	
10	88	6	8	
10	96	3	8	

p-C				
E _p , МэВ	θ ⁰ сци	P _p , %	±ΔP _p , %	Лит.
6,04	51,6	-79	4	
5,59	51,6	-90	4,5	(158)
5,16	51,6	-72	3,6	
17,7	32	20	5,2	
17,7	48	45	2,0	
17,7	64	29,8	4,5	
17,7	79,7	-36,2	4,6	
17,7	94,8	-5,6	4,0	
17,7	109,6	21,8	3,9	(99)

82

p - C				
E _p , МэВ	θ ⁰ сци	P _p , %	±ΔP _p , %	Лит.
17,7	124	-14,5	5,2	
15,9	48	55,0	2,8	99
16,7	48	53,5	3,2	
18,1	48	42,5	2,6	
1,78	60	-38	25	
1,8	60	-2	8	
1,82	60	30	15	
1,84	60	45	17	
1,4	60	50	17	
1,4	60	42	7	
2,0	60	33	7	
2,05	60	35	5	
2,1	60	31	7	(159)
2,15	60	30	5	
2,2	60	27	5	
2,3	60	26	5	
2,35	60	25	5	
2,4	60	26	5	
2,5	60	25	5	
8,2	36,8	-7,4	3,5	
8,2	43,1	-19,6	5,6	
8,2	53,6	11,1	5,6	
8,2	64,0	39,5	9,0	(136)
8,2	74,5	91,4	16,7	
8,2	84,9	67,4	12,5	
8,2	94,9	37,4	9,0	
8,2	104,9	22,2	6,5	
8,2	114,6	5,6	5,9	
8,2	124,0	-7,1	6,6	
8,2	133,6	-12,6	7,6	
8,2	143,1	-35,7	10,5	
8,3	43,1	-0,2	5,4	
7,9	43,1	-20,5	6,4	
7,5	43,1	-49,3	10,1	
7,0	43,1	-62,1	13,0	

83

p - C				
$E_p, \text{Мэв}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
II,7	33,5	-19	5	
II,7	38	-28	4	
II,7	44,5	-50	5	
II,7	48	-59	5	
II,7	56	-77	5	
II,7	60	-87	5	
II,7	64,5	-82	5	
II,7	69,5	7	8	
II,7	73,5	60	7	(I48)
II,7	86,5	55	5	
II,7	95	30	6	
II,7	104,5	15	6	
II,7	115,5	-8	6	
II,7	126,5	-26	7	
II,7	132,5	-35	8	
II,7	142	-47	8	
<hr/>				
8,6	32,5	-10	6	
8,6	43,0	14	6	
8,6	56,0	16	7	
8,6	64,0	55	7	
8,6	74,5	96	4	
8,6	87,0	71	5	
8,6	95	45	7	
8,6	101	38	7	
5,4	32,5	-20	6	(I60)
5,4	43,0	-47	5	
5,4	56,0	-66	8	
5,4	64,0	-64	8	
5,4	95,0	32	9	
5,4	105,0	9	6	
5,4	114,5	13	7	
5,4	126	1	7	

p - C				
$E_p, \text{Мэв}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
6,6	32,5	-44	6	
6,6	43,0	-65	5	
6,6	56,0	-60	5	
6,6	64,0	-27	6	
6,6	74,5	20	7	
6,6	87,8	28	6	
6,6	95,0	-16	7	
6,6	105,0	-56	6	
6,6	114,5	-63	6	
6,6	121,5	-69	6	
6,6	126,0	-62	6	
6,6	133,5	-53	7	
6,6	143,0	-29	7	
7,4	32,5	-36	5	(I60)
7,4	43,0	-36	5	
7,4	56,0	-16	5	
7,4	64,0	38	5	
7,4	74,5	77	5	
7,4	87,0	35	5	
7,4	95,0	1	7	
7,4	105,0	-37	7	
7,4	114,5	-69	7	
7,4	121,5	-72	7	
7,4	126,0	-83	6	
7,4	133,5	-79	7	
7,4	143	-56	8	
10,3	33,5	19	4	
10,3	44,5	20	4	
10,3	56,0	31	7	
10,3	64,5	23	6	
10,3	73,5	-12	6	
10,3	86,5	-16	6	

р - с				
$E_{p, \text{Мэв}}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
10,3	114,5	24	5	
10,3	115,5	32	6	
10,3	120,0	27	5	
10,3	126,0	20	4	
10,3	132,5	1	5	
10,3	142,5	-14	6	
10,3	152,5	-31	9	
14,2	32,5	-32	5	
14,2	43,0	-37	5	
14,2	56,0	-71	4	
14,2	64,0	-88	3	
14,2	74,5	31	5	
14,2	79,5	60	5	
14,2	87,0	37	4	
14,2	95,0	19	5	
14,2	105,0	18	5	
14,2	114,5	-3	5	
14,2	126,5	-7	5	
14,2	134,5	-7	6	
14,2	144,0	15	6	
14,2	153,0	49	6	
14,2	158,0	69	7	(160)
19,7	28,2	3	4	
19,7	36,7	-13	4	
19,7	45,2	-32	5	
19,7	53,7	-5	8	
19,7	62,1	46	6	
19,7	70,4	35	6	
19,7	79,0	42	3	
19,7	111	-5	20	
19,7	118	30	6	

р - с				
$E_{p, \text{Мэв}}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
19,7	126	35	6	
19,7	134	55	7	
19,7	142	86	7	
19,7	149	44	7	(160)
19,7	156	40	6	
19,7	162	25	6	
19,7	168	7	10	
6,22-6,52	48,3	72	7	
5,02-5,23	64,1	41	4	
3,60-4,52	43,1	30	5	
3,60-4,52	48,3	36	7	(161)
3,60-4,52	53,7	33	6	
3,60-4,52	64,1	20	5	
6,7	51,6	-40,3	0,8	
6,14	51,6	-79,5	1,8	(161)
5,2	51,6	-72,2	1,6	
6,15	32,4	-48	4	
6,15	43,1	-68	6	
6,15	51,6	-67	6	
6,15	53,7	-64	6	
6,15	64,1	-48	5	
6,15	69,4	-19	3	(163)
6,15	74,5	16	3	
6,15	79,6	53	6	
6,15	84,7	66	6	
6,15	89,8	49	5	
6,15	94,8	-14	3	
6,15	104,7	-46	5	
6,15	114,5	-46	5	
6,15	124,2	-40	5	

E _p , Мэв	p - c			Лит.
	θ ⁰ сци	P _p ,%	± ΔP _p ,%	
6,15	133,6	-34	4	(163)
6,15	143	-27	3	
6,30	32,4	-63	5	
6,30	43	-68	5	
6,30	51,6	-67	5	
6,30	53,7	-62	5	
6,30	58,9	-46	6	
6,30	64,1	-19	4	
6,30	74,5	53	5	
6,30	79,6	73	6	
6,30	84,7	73	6	
6,30	89,8	28	5	
6,30	94,8	-25	4	
6,30	99,8	-50	6	
6,30	104,7	-52	9	
6,30	109,6	-70	8	
6,30	114,5	-70	10	
6,30	119,3	-62	6	
6,30	124,2	-61	5	
6,30	129	-52	6	
6,30	133,6	-47	5	
6,30	138,4	-37	5	
6,30	147,7	-18	4	
6,54	27,1	-37	7	
6,54	32,4	-46	6	
6,54	37,8	-58	4	
6,54	43	-57	4	
6,54	48,4	-42	6	
6,54	51,6	-33	3	
6,54	53,7	-21	6	
6,54	58,9	-4	6	
6,54	64,1	36	7	
6,54	74,5	96	7	

88

p - c

E _p , Мэв	p - c			Лит.
	θ ⁰ сци	P _p ,%	± ΔP _p ,%	
6,54	84,7	44	6	(163)
6,54	89,8	8	4	
6,54	94,8	-19	4	
6,54	99,8	-42	4	
6,54	104,7	-63	4	
6,54	109,6	-82	5	
6,54	114,5	-89	4	
6,54	119,3	-88	5	
6,54	124,2	-84	5	
6,54	129	-73	5	
6,54	133,6	-62	5	
6,54	138,4	-41	6	
6,54	143	-27	6	
6,54	147,7	-26	5	
6,54	152,4	-24	5	
6,78	32,4	-40	6	
6,78	43	-43	4	
6,78	51,6	-27	4	
6,78	58,9	+3	3	
6,78	64,1	38	7	
6,78	69,4	68	5	
6,78	74,5	93	7	
6,78	79,6	89	7	
6,78	84,7	64	6	
6,78	89,8	29	4	
6,78	94,8	0	3	
6,78	99,8	-45	5	
6,78	104,7	-63	6	
6,78	109,6	-75	7	
6,78	114,5	-81	7	
6,78	124,2	-72	7	
6,78	133,6	-61	6	
4,5	53,64	-58,5	2,1	(175)
4,5	64,12	-45,6	2,6	
4,5	79,60	29,5	9,1	
4,5	94,66	45,2	6,1	
4,5	109,60	46,2	4,1	
4,5	112,12	32,7	4,6	
4,5	131,64	26,2	5,0	

89

$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ}_{\text{сци}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
8,6	32	-10	6	
8,6	43	4	6	
8,6	56	16	7	
8,6	64	55	7	
8,6	74,5	96	4	
8,6	87	71	5	
8,6	95	45	7	
8,6	101	38	7	(157)
8,6	108,5	11	7	
8,6	114,5	3	7	
8,6	121,5	-9	7	
8,6	126	-15	7	
8,6	133,5	-33	7	
8,6	143	-38	10	
8,6	152,5	-41	16	

Неупругое рассеяние p-c на первом возбужденном уровне C^{12} .

$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ}_{\text{сци}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
19,7	32	13	10	
19,7	41	-10	10	
19,7	50	-20	7	
19,7	59	-14	6	
19,7	70	-18	7	
19,7	79	-20	7	
19,7	88	3	5	(160)
19,7	126	19	8	
19,7	133	28	8	
19,7	140	4	8	
19,7	147	60	10	
19,7	153	6	9	
19,7	160	12	8	
19,7	165	13	9	
19,7	170	7	15	
17,7	32	-5,5	5,0	
17,7	48	-18,4	4,3	
17,7	64	-24,0	3,2	(99)
17,7	79,7	1,8	5,3	
17,7	94,8	27,2	6,5	

$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ}_{\text{сци}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
10,4	29	-28	5	
10,4	30,5	-36	5	
10,4	36,5	-45	5	
10,4	39,5	-45	6	
10,4	40,5	-56	5	
10,4	45	-64	4	
10,4	47	-60	5	
10,4	52,5	-72	5	
10,4	60	-76	5	
10,4	66	-50	7	
10,4	70,5	40	9	
10,4	78,5	40	6	
10,4	87,5	40	5	(148)
10,4	94,5	21	7	
10,4	101,5	-4	7	
10,4	112,5	-64	6	
10,4	120	-63	15	
10,4	130,5	-38	8	
10,4	140,5	-20	10	
7,8	32,5	-50	6	
7,8	43,5	-52	5	
7,8	54	-54	5	
7,8	66	-7	7	
7,8	77	49	7	
7,8	88	10	7	
7,8	97	-20	7	
7,8	108	-47	7	(157)
7,8	117	-60	7	
7,8	124	-44	7	
7,8	134,5	-27	7	
7,8	143,5	25	8	

E _p , Мэв	θ ⁰ сци	p - O		Лит.
		P _p ,%	± Δ P _p ,%	
10	35,5	-31	5	
10	41	-47	5	
10	47	-37	7	
10	49	-53	6	
10	54,5	-57	9	
10	62,5	-38	13	
10	71,5	44	10	
10	75,5	24	13	
10	78	23	7	
10	85	16	6	(I48)
10	91	-27	7	
10	100	-48	6	
10	113	-72	6	
10	123	-71	7	
10	132,5	-70	7	
10	134	-80	8	
10	145,5	-14	13	
10	150,5	4	15	
7,9	32	-24	5	
7,9	42	-29	5	
7,9	53	-29	7	
7,9	63	-5	7	
7,9	75,5	40	8	
7,9	85,5	3	7	
7,9	96	-14	8	(I57)
7,9	105,5	-37	8	
7,9	115	-31	10	
7,9	128	4	7	
7,9	137	52	7	
7,9	147	56	7	

p - F

E _p , Мэв	θ ⁰ сци	P _p ,%	± Δ P _p ,%	Лит.
10,2	27	-13	6	
10,2	32,5	-2	5	
10,2	43	3	7	
10,2	48	6	11	
10,2	52	19	11	
10,2	56,5	31	11	
10,2	62	28	10	
10,2	71	0	9	
10,2	80,5	-1	7	(I48)
10,2	88,5	-28	7	
10,2	98,5	-36	9	
10,2	108,5	-56	9	
10,2	118	-51	11	
10,2	130	-1	11	

p - Ne

10,3	27,5	-18	5	
10,3	37	-20	5	
10,3	38,5	-20	6	
10,3	44	-19	7	
10,3	48	-9	8	
10,3	49,5	-9	12	
10,3	59	52	8	
10,3	69	19	7	
10,3	78,5	-6	6	
10,3	89,5	-13	5	(I48)
10,3	98,5	-27	7	
10,3	108,5	-47	8	
10,3	120,5	-64	9	
10,3	126	-58	9	
10,3	130,5	-40	10	
10,3	140,5	16	9	

p - Ne				
$E_p, \text{ Мэв}$	$\theta^{\circ} \text{СПИ}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
8,0	34	-12	6	
8,0	43,5	- 6	6	
8,0	53	12	7	
8,0	65	43	7	
8,0	75,5	23	6	
8,0	86,5	0	7	
8,0	96	-27	7	
8,0	106,5	-32	9	(157)
8,0	114,0	-42	9	
8,0	123	-28	10	
8,0	134	- 5	12	

p - Mg				
$E_p, \text{ Мэв}$	$\theta^{\circ} \text{СПИ}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
10,7	32	-16	6	
10,7	43	- 2	6	
10,7	54,5	32	8	
10,7	56,5	30	9	
10,7	63,5	30	7	
10,7	74	-20	8	
10,7	84,5	-30	7	
10,7	92,5	-41	11	(148)
10,7	102,5	-55	12	
10,7	112	- 8	9	
10,7	118	42	11	
10,7	131	29	12	
10,7	140,5	5	11	
10,7	150,5	-33	12	
17,8	34,3	-12	5	
17,8	41,5	-20	5	
17,8	46,6	28	6	
17,8	51,8	44	6	(164)
17,8	62,0	10	6	
17,8	72,2	-18	6	

p - Mg				
$E_p, \text{ Мэв}$	$\theta^{\circ} \text{СПИ}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
17,8	82,3	-30	6	
17,8	92,3	-24	8	(164)
17,8	102,3	- 8	10	
17,8	112,2	52	10	
17,8	122,0	28	12	
8,5	31	-10	5	
8,5	41,5	- 3	6	
8,5	54	13	7	
8,5	62	39	6	
8,5	72	28	7	
8,5	84,5	12	6	
8,5	92,5	-10	7	(157)
8,5	102,5	-14	9	
8,5	112	- 3	8	
8,5	118	0	8	
8,5	124	11	8	
8,5	132	25	9	
8,5	141,5	38	14	
9,1	20,8	-7,1	5,7	
9,1	31,2	-7,3	5,0	
9,1	41,5	2,4	5,1	
9,1	51,8	26,5	6,1	
9,1	62,0	38,5	6,0	
9,1	72,2	35,3	6,0	
9,1	82,4	-10,5	5,7	
9,1	92,4	-5,7	6,3	
9,1	102,4	-32,7	6,9	(166)
9,1	112,3	-9,4	7,2	
9,1	122,1	38,4	7,2	
9,1	131,8	19,0	7,1	
9,1	141,5	12	8,7	
9,1	20,8	0	4,7	
9,1	31,2	-16,6	4,7	
9,1	41,5	1,0	5,2	

Неупругое рассеяние p-Mg на уровне I,37 Мэв

$E_p, \text{Мэв}$	$\theta^{\circ}_{\text{сци}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
17,8	34,3	-14	12	
17,8	41,5	-32	14	
17,8	51,8	26	14	
17,8	62,0	40	14	
17,8	72,2	44	14	
17,8	82,3	19	14	(I64)
17,8	77,2	27	14	
17,8	92,3	-34	14	
17,8	102,3	8	14	
17,8	112,2	8	12	
17,8	122,0	-22	14	

p - Al

10,2	32	-1	5	
10,2	43	-8	5	
10,2	48	-8	5	
10,2	54	22	5	
10,2	63,5	2	5	
10,2	74	-10	6	
10,2	84	-30	5	
10,2	93	-40	7	
10,2	102	-54	8	
10,2	112	0	8	(I48)
10,2	118	28	8	
10,2	130,5	34	9	
10,2	140,5	56	9	
17,0	30,5	-9,8	1,8	(99)

p - Al

$E_p, \text{Мэв}$	$\theta^{\circ}_{\text{сци}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
7,6	31	9	6	
7,6	41,5	12	6	
7,6	53,5	15	6	
7,6	62	10	5	
7,6	72	7	7	
7,6	84	-11	6	
7,6	92	-9	7	
7,6	98	-18	8	(I57)
7,6	102	-6	9	
7,6	112	2	7	
7,6	119	28	9	
7,6	124	52	9	
7,6	131,5	41	9	
7,6	141,5	61	9	

p - S

10,4	31	0	5	
10,4	41	17	5	
10,4	53,5	45	5	
10,4	61,5	30	5	
10,4	71,5	8	6	
10,4	84	-49	5	
10,4	92	-66	7	(I48)
10,4	102	-42	9	
10,4	111,5	42	11	
10,4	118,5	29	12	
10,4	123,5	23	12	
10,4	131,5	16	11	

p - Ca				Лит.
$E_p, \text{Мэв}$	$\theta^{\circ}_{\text{спи}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
10,7	30,5	- 2	5	
10,7	41	18	5	
10,7	53	12	5	
10,7	61,5	11	5	
10,7	71,5	-14	5	
10,7	83,5	-32	8	(148)
10,7	91,5	11	9	
10,7	101,5	60	7	
10,7	111,5	58	7	
10,7	117	43	9	
10,7	123,5	17	9	

p - Ca				Лит.
$E_p, \text{Мэв}$	$\theta^{\circ}_{\text{спи}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
17,3	30,7	0	5	
17,3	35,8	5	5	
17,3	40,9	15	6	
17,3	46,0	-5	8	
17,3	51,1	-18	6	
17,3	61,2	-56	6	(99)
17,3	66,3	-65	8	
17,3	76,5	-31	8	
17,3	86,5	-51	8	
17,3	96,5	23	10	
17,3	106,4	4	10	
17,3	116,3	-6	10	
17,3	126,2	-22	16	
29	20,5	-20,6	6,6	
29	25,6	-31,4	3,5	
29	30,7	-54,2	1,6	
29	35,8	10,9	1,7	
29	40,9	11,8	1,7	
29	46,0	2,3	4,1	
29	51,1	-16,3	2,5	(165)
29	56,2	-20,6	2,0	
29	61,2	-33,8	2,8	
29	66,3	-13,6	2,1	
29	71,3	28,9	3,3	
29	76,4	53,9	2,0	
29	81,4	51,5	2,5	
29	86,4	32,3	2,8	
29	91,4	17,6	2,4	
29	96,4	4,8	5,4	
29	101,4	3,0	2,7	
29	106,4	3,5	9,8	
29	111,3	41,4	7,7	
29	116,3	54,4	17,4	
29	121,2	93,3	4,4	

$E_p, \text{МэВ}$	$p - A$			Лит.
	$\theta^{\circ}_{\text{сци}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
9,8	26,5	-3	4	
9,8	31,5	2	5	
9,8	42,5	3	4	
9,8	52,5	-4	5	
9,8	63,5	-29	5	
9,8	69	-33	6	
9,8	72,5	-46	7	(I48)
9,8	81,5	-36	9	
9,8	90,5	5	12	
9,8	100	66	13	
9,8	106,5	45	13	
9,8	120	-18	9	
9,8	128,5	-6	9	

$E_p, \text{МэВ}$	$p - \text{Тл}$			Лит.
	$\theta^{\circ}_{\text{сци}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
10,4	31,5	-8	5	
10,4	42,5	1	5	
10,4	53,5	0	5	
10,4	65,5	-24	5	
10,4	70	-42	5	
10,4	83	-13	6	
10,4	91	44	7	
10,4	101	38	7	(I48)
10,4	111	21	7	
10,4	117	7	7	
10,4	130	-18	10	
10,4	140	-50	12	
10,4	150	14	15	

$E_p, \text{МэВ}$	$p - V$			Лит.
	$\theta^{\circ}_{\text{сци}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
10,2	30,5	7	4	
10,2	40,5	4	5	
10,2	53	-11	5	
10,2	61	-16	6	
10,2	71	-12	6	
10,2	83	40	8	
10,2	91	43	8	
10,2	101	42	8	(I48)
10,2	111	1	8	
10,2	118	-4	9	
10,2	123	-18	10	
10,2	131	-40	13	
10,2	140,5	-45	19	

$E_p, \text{МэВ}$	$p - \text{Mn}$			Лит.
	$\theta^{\circ}_{\text{сци}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
10,3	30,5	2	5	
10,3	40,5	-9	5	
10,3	53	-5	5	
10,3	61	-20	5	
10,3	71	-23	7	
10,3	83	15	8	(I48)
10,3	91	30	8	
10,3	101	20	8	
10,3	111	-3	9	
10,3	117,5	-11	13	
10,3	123	-26	10	
10,3	131	-16	14	

p - Fe				Лит.
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
10, I	31,5	4	5	
10, I	42	0	5	
10, I	53,5	-3	4	
10, I	62,5	-5	5	
10, I	73	-20	5	
10, I	83	19	6	(I48)
10, I	91	34	7	
10, I	101	23	7	
10, I	111	5	8	
10, I	117	7	9	
10, I	130	-18	13	

p - Co				Лит.
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
10	30,5	3	4	
10	40,5	6	5	
10	53	-18	5	
10	61	-18	5	
10	71	-5	8	
10	83	37	7	
10	91	32	9	
10	101	20	9	(I48)
10	111	4	10	
10	118	-15	12	
10	123	-9	13	
10	131	6	18	
29	20,3	-13,6	1,5	
29	25,4	-20,9	2,8	
29	27,9	-1,8	2,5	
29	30,5	33,4	2,5	
29	35,6	21,2	2,0	(I65)
29	40,6	-1,5	3,4	
29	45,7	-12,7	1,1	
29	50,7	-32,3	2,1	

p - Co				Лит.
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
29	55,8	-46,1	2,7	
29	60,8	6,8	3,0	
29	65,9	52,5	4,4	
29	70,9	39,6	3,2	
29	75,9	18,1	4,0	
29	81,0	-0,4	3,3	(I65)
29	86,0	-13,2	1,8	
29	91,0	-4,9	3,9	
29	96,0	46,5	7,1	
29	101,0	77,6	2,8	
29	105,9	74,6	7,0	
29	110,9	65,3	4,6	
29	115,9	49,1	8,8	
29	120,8	30,7	6,1	

p - Ni				Лит.
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
10	31,5	0	4	
10	42	-3	4	
10	53,5	-15	5	
10	62,5	-22	5	
10	73	-20	5	
10	83	13	5	(I48)
10	91	24	7	
10	101	16	7	
10	111	-3	6	
10	117	-9	7	
10	130	-23	12	

p - Ni ⁵⁸				Лит.
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
29	20,3	-13,6	1,7	
29	25,4	-23,5	3,0	
29	30,5	26,7	4,3	(I65)
29	35,6	28,5	3,2	

p - Ni⁵⁸

Е _p , Мэв	θ° сци	P _p , %	± Δ P _p , %	Лит.
29	40,6	1,3	1,4	
29	45,7	-12,6	2,6	
29	50,8	-33,7	2,9	
29	55,8	-51,4	7,7	
29	60,9	- 4,5	6,2	
29	65,9	46,3	10,0	
29	70,9	44,5	3,9	(I65)
29	76,0	17,4	7,7	
29	81,0	0,2	3,4	
29	86,0	-17,9	4,2	
29	91,0	-27,4	5,8	
29	96,0	47,7	13,8	
29	101,0	83,3	12,6	
29	106,0	89,4	8,6	
29	110,9	48,3	11,0	
29	115,9	56,5	8,9	
29	120,9	1,5	9,9	

p - Ni⁶⁰

29	20,3	-12,4	1,7	
29	25,4	-19,4	2,0	
29	30,5	35,5	2,8	
29	35,5	24,6	1,8	
29	40,6	- 0,7	1,3	
29	45,7	-18,7	1,2	
29	50,7	-39,0	2,4	
29	55,8	-51,1	2,6	
29	60,9	9,4	2,9	
29	65,9	44,3	2,6	
29	70,9	32,5	2,6	
29	75,9	2,8	3,0	
29	80,9	-11,8	2,5	
29	86,0	-16,8	3,0	(I65)
29	91,0	5,2	3,3	

p - Ni⁶⁰

Е _p , Мэв	θ° сци	P _p , %	± Δ P _p , %	Лит.
29	96,0	54,9	5,1	
29	100,9	81,0	4,2	
29	105,9	67,1	12,0	(I65)
29	110,9	65,7	3,7	
29	115,9	26,7	5,8	
29	120,8	25,1	10,0	

p - Cu

6,8	35,5	-2,5	4,8	
6,8	45,5	-3,8	5,0	(I36)
6,8	55,6	-5,0	6,1	
10	29,5	- 2	4	
10	35	1	4	
10	40	- 3	4	
10	44	- 6	4	
10	48,5	-10	4	
10	52,5	-16	4	
10	55,5	-20	4	
10	58,5	-17	4	
10	61,5	-17	4	
10	66,5	-10	4	
10	70	1	5	
10	76,5	20	7	(I48)
10	87	13	7	
10	97	7	8	
10	101	- 2	8	
10	117,5	-11	6	
10	122,5	-15	7	
10	124	- 6	9	
10	126,5	-12	8	
10	129	-10	8	
10	132	3	9	
10	134	3	11	

p - Cu				
Е _p , Мэв	θ ⁰ сци	P _p , %	± Δ P _p , %	Лит.
I7	30,5	24	4	
I7	35,5	18	5	
I7	40,5	0	6	
I7	45,6	-19	6	
I7	50,6	-31	6	(I64)
I7	60,7	-22	6	
I7	65,7	36	+8 -6	
I7	70,8	54	+10 -6	
I7	75,8	52	6	
I7	91	-22	8	
I7	101	-40	8	
I7	110,9	-38	10	
I7	120,8	80	15	
<hr/>				
8,5	30,5	- 8	5	
8,5	40,5	- 6	5	
8,5	52,5	-17-	5	
8,5	61	-10	5	
8,5	71	0	6	
8,5	83	28	5	
8,5	91	19	7	
8,5	101	5	7	(I57)
8,5	111	-1	8	
8,5	118	-8	7	
8,5	123	-20	9	
8,5	130,5	-13	10	
8,5	140,5	15	13	

p - Zn				
Е _p , Мэв	θ ⁰ сци	P _p , %	± Δ P _p , %	Лит.
I0,5	31,5	9	5	
I0,5	42,5	-10	5	
I0,5	56	-20	5	
I0,5	61,5	-17	6	
I0,5	70	4	6	
I0,5	75	30	7	
I0,5	83	21	5	
I0,5	91	20	7	(I48)
I0,5	101	-4	9	
I0,5	112	-14	10	
I0,5	117	-29	9	
I0,5	123,5	-30	14	
I0,5	129,5	-33	16	
I0,5	139,5	13	26	
I0,5	150	23	24	
<hr/>				
8,6	30,5	3	5	
8,6	40,5	6	5	
8,6	52,5	-8	5	
8,6	61	-10	5	
8,6	71	7	7	
8,6	83	22	6	
8,6	91	20	9	(I57)
8,6	101	3	7	
8,6	111	-2	8	
8,6	118	-10	10	
8,6	123	-21	10	
8,6	130,5	-16	14	

Ер, Мэв	θ° спц	р - Кг		Лит.
		$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
9,9	25	2	4	
9,9	31	-4	4	
9,9	36,4	-1	5	
9,9	41,5	-4	5	
9,9	46	-2	5	
9,9	55	0	5	
9,9	64,5	1	6	
9,9	73,5	3	5	(I48)
9,9	81,5	2	6	
9,9	91,5	-6	7	
9,9	100,5	-1	11	
9,9	113,5	-14	17	
9,9	128	16	18	

р - Zr				
10,5	31,5	-1	5	
10,5	42	-2	5	
10,5	49	-8	5	
10,5	53	-5	5	
10,5	61	3	5	
10,5	69,5	18	5	
10,5	82,5	2	6	
10,5	90,5	-11	7	(I48)
10,5	100,5	-15	7	
10,5	111,5	-12	8	
10,5	122,5	7	11	
10,5	129,5	20	11	

Ер, Мэв	θ° спц	р - Nb		Лит.
		$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
10,5	31,5	-9	5	
10,5	40,5	-2	4	
10,5	52,5	-5	5	
10,5	60,5	3	5	
10,5	70,5	13	5	
10,5	82,5	-3	5	
10,5	90,5	-9	7	(I48)
10,5	100,5	-27	7	
10,5	110,5	-24	8	
10,5	117,5	-9	18	
10,5	122,5	14	12	
10,5	130,5	35	14	
10,5	140,5	43	15	

8,4	30,5	-6	5	
8,4	40,5	-8	5	
8,4	52,5	-1	5	
8,4	60,5	2	5	
8,4	70,5	10	5	
8,4	82,5	2	7	
8,4	90,5	-20	8	(I57)
8,4	100,5	-27	9	
8,4	110,5	-4	7	
8,4	116,5	-11	8	
8,4	122,5	2	10	
8,4	130,5	-1	10	
8,4	140,5	-11	12	

E _p , Мэв	p - Mo			Лит.
	θ°сци	P _p ,%	± ΔP _p ,%	
10,4	31,5	-11	5	
10,4	42	- 8	5	
10,4	49	- 9	4	
10,4	53	1	4	
10,4	61	0	5	
10,4	69,5	2	5	
10,4	82,5	- 5	5	
10,4	90,5	- 4	7	
10,4	97	-12	7	
10,4	100,5	-18	8	(I48)
10,4	110,5	- 6	9	
10,5	116,5	5	9	
10,5	122,5	- 2	11	
10,5	129,5	19	10	
8,2	30,5	- 1	5	
8,2	40,5	3	5	
8,2	52,5	2	5	
8,2	60,5	- 3	5	
8,2	70,5	4	5	
8,2	82,5	7	5	
8,2	90,5	- 5	7	(I57)
8,2	100,5	- 1	7	
8,2	110,5	- 9	7	
8,2	117,5	- 9	9	
8,2	122,5	-17	10	
8,2	130,5	-24	11	
8,2	140,5	5	12	

E _p , Мэв	p - Ru			Лит.
	θ°сци	P _p ,%	± ΔP _p ,%	
11,2	31,5	-13	5	
11,2	42	- 5	5	
11,2	53	- 9	5	
11,2	61	5	5	
11,2	69,5	7	5	(I48)
11,2	82,5	- 6	6	
11,2	90,5	-14	8	
11,2	100,5	-21	8	
11,2	110,5	- 3	10	
11,2	122,5	-26-	11	
11,5	129,5	0	15	
8,8	30,5	- 5	5	
8,8	40,5	2	5	
8,8	52,5	- 2	5	
8,8	60,5	1	5	
8,8	70,5	- 6	5	
8,8	82,5	4	5	
8,8	90,5	-10	7	(I57)
8,8	100,5	-12	7	
8,8	110,5	2	7	
8,8	117,5	- 2	9	
8,8	122,5	- 6	9	
8,8	130,5	- 1	10	
8,8	140,5	-5	15	

P - Pd				
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ}_{\text{СПИ}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
10,8	31,5	-10	4	
10,8	42	5	5	
10,8	46	-7	4	
10,8	53	4	5	
10,8	61	0	4	
10,8	69,5	7	4	
10,8	82,5	-11	6	
10,8	90,5	-18	8	(148)
10,8	100,5	-9	7	
10,8	110,5	-4	9	
10,8	117,5	-23	10	
10,8	129	-11	11	
8,7	30,5	-5	5	
8,7	40,5	2	5	
8,7	52,5	0	5	
8,7	60,5	0	5	
8,7	70,5	3	5	
8,7	82,5	-5	5	
8,7	90,5	-10	7	
8,7	100,5	-2	7	(157)
8,7	110,5	-8	7	
8,7	117,5	29	8	
8,7	122,5	3	9	
8,7	130,5	1	10	
8,7	140,5	-4	11	

P - Ag				
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ}_{\text{СПИ}}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
10,6	31,5	3	5	
10,6	42	-5	5	
10,6	53	-4	4	
10,6	62	7	5	
10,6	72,5	8	5	
10,6	82,5	-11	5	(148)
10,6	90,5	-7	7	
10,6	100,5	-9	7	
10,6	111,5	8	8	
10,6	116,5	3	9	
10,6	129,5	2	12	
16,8	30,2	-4	4	
16,8	35,3	-9	4	
16,8	40,3	3	4	
16,8	45,3	7	5	
16,8	50,3	14	5	
16,8	55,4	19	4	(164)
16,8	60,4	22	6	
16,8	65,5	17	6	
16,8	75,5	-4	5	
16,8	85,6	-24	8	
16,8	95,6	0	10	
16,8	105,5	23	10	
16,8	120	-55	13	
8,3	30,5	-2	5	
8,3	40,5	1	5	
8,3	52,5	4	5	
8,3	60,5	3	5	
8,3	70,5	4	5	
8,3	82,5	-8	6	
8,3	90,5	-8	7	(157)

p - Ag				Лит.
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
8,3	100,5	0	8	
8,3	110,5	20	8	
8,3	117,0	5	7	(157)
8,3	122,5	1	8	
8,3	130,5	-2	9	
8,3	140,5	4	11	

p - Ca				Лит.
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
10,9	31,5	1	6	
10,9	42,0	0	5	
10,9	53	-2	5	
10,9	61	-1	5	
10,9	69,5	5	6	
10,9	82,5	-5	6	
10,9	90,5	-7	8	(148)
10,9	100,5	3	9	
10,9	111,5	14	11	
10,9	122,5	18	12	
10,9	129,5	-29	14	

p - In				Лит.
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
10,4	31	1	5	
10,4	42	-6	4	
10,4	53	3	4	
10,4	61	5	5	
10,4	69,5	3	5	
10,4	82,5	-1	5	(148)
10,4	90,5	-17	7	
10,4	100,5	0	7	
10,4	111,5	8	7	
10,4	122,5	-2	9	
10,4	129,5	-5	11	
10,4	139,5	-2	14	

p - Sn				Лит.
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
29	20,2	2,8	1,0	
29	25,2	4,3	2,0	
29	27,7	2,3	1,8	
29	30,2	-3,7	3,5	
29	35,3	-18,7	1,5	
29	40,3	-37,9	2,7	
29	45,3	-2,9	2,8	
29	50,4	47,1	4,0	
29	55,4	11,8	2,1	
29	60,4	-8,8	5,0	
29	65,4	-46,1	2,6	
29	70,4	-55,7	5,4	(165)
29	73,0	-25,4	5,2	
29	75,5	-64,8	5,1	
29	80,5	49,9	6,5	
29	85,5	11,8	2,0	
29	90,5	-27,7	2,6	
29	93,0	-28,6	4,9	
29	95,5	-74,9	4,9	
29	100,5	-21,9	9,4	
29	105,5	80,3	6,0	
29	110,4	61,8	6,0	
29	115,4	42,1	7,4	
29	120,4	9,9	7,3	

p - Xe				Лит.
$E_p, \text{МэВ}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	
9,2	26	2	5	
9,2	31	5	5	
9,2	42	-2	5	
9,2	50	-1	5	
9,2	57	-1	5	
9,2	59,5	-11	5	(148)

p - Xe

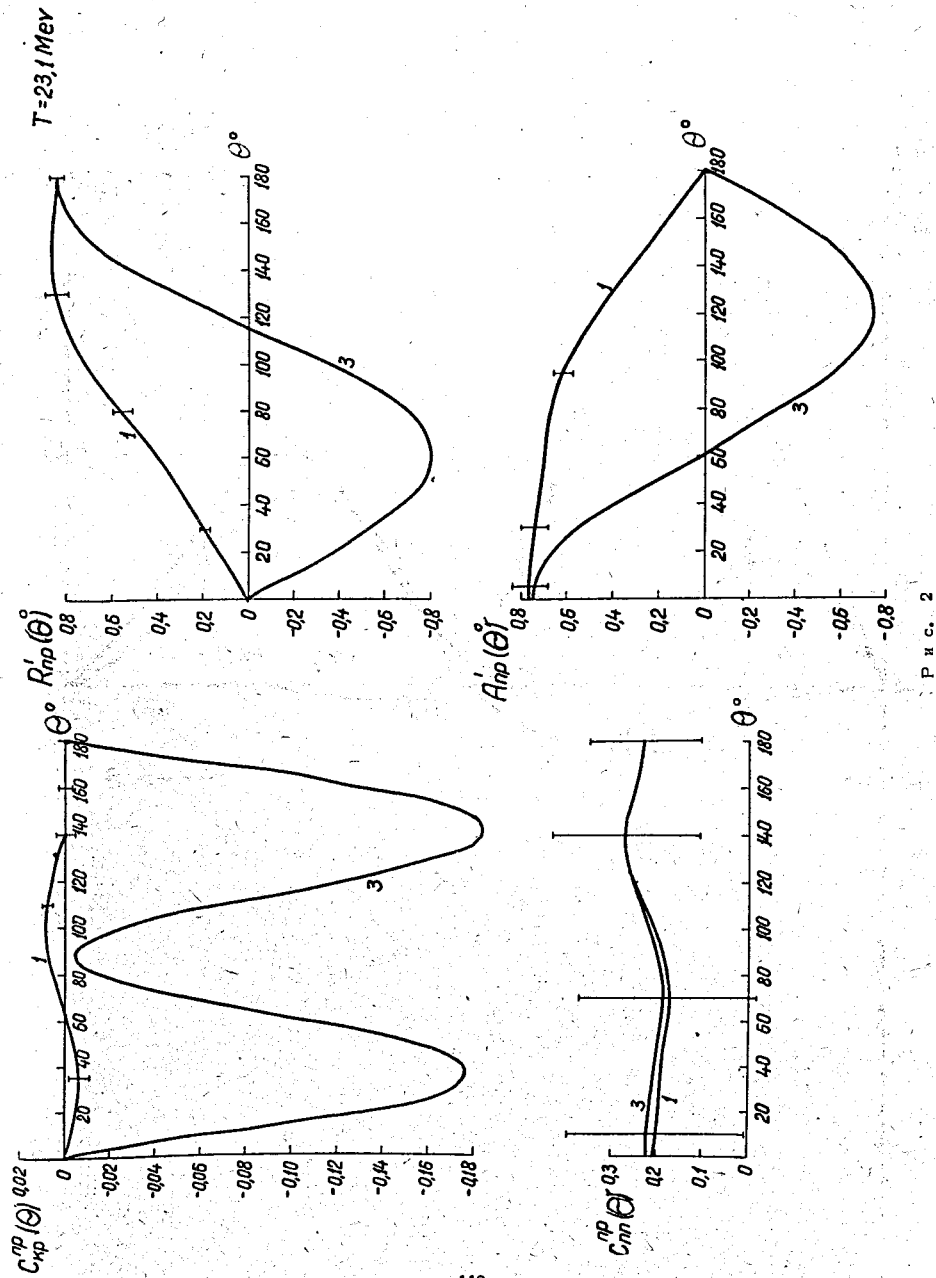
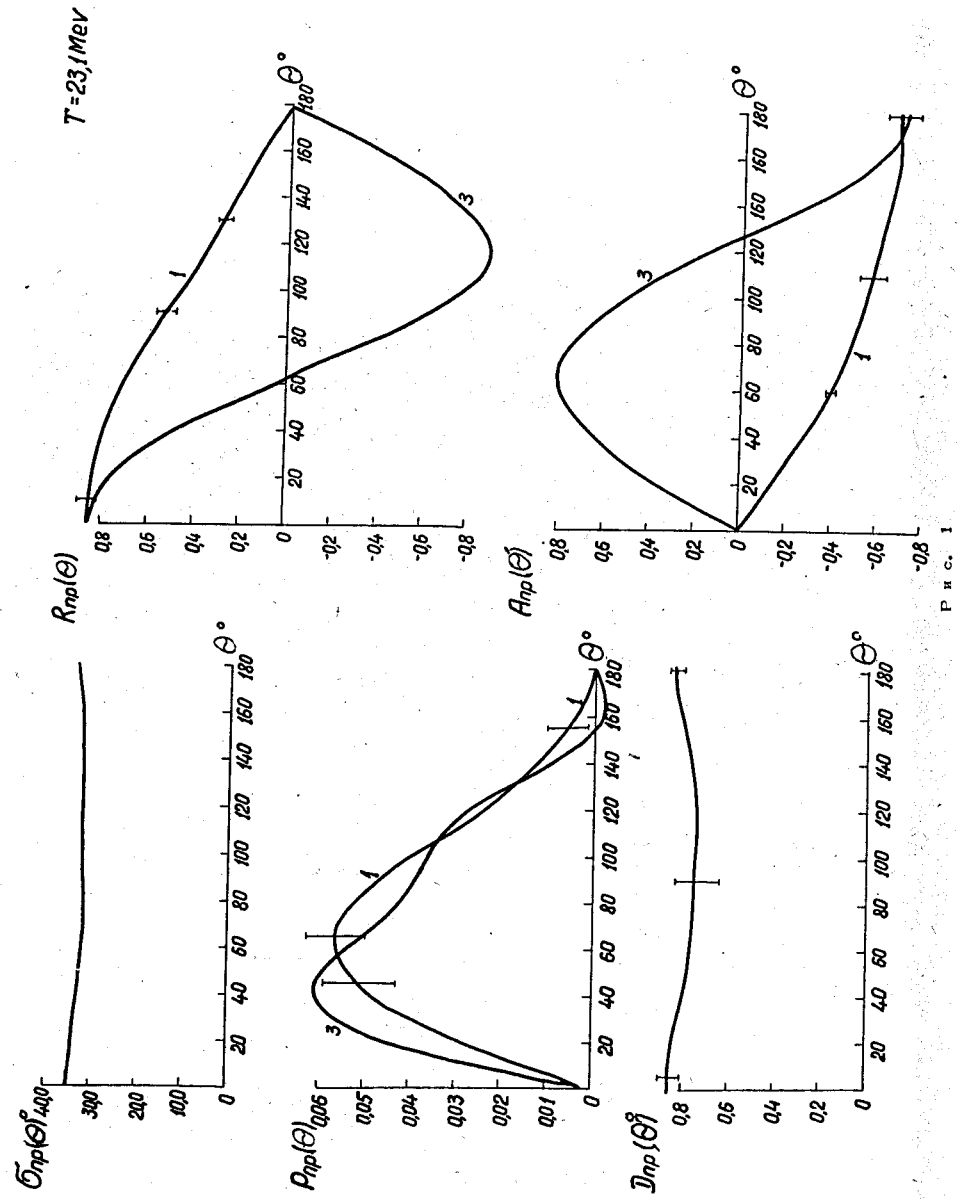
$E_p, \text{Мэв}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
9,2	64	- 2	5	
9,2	68,5	- 2	5	
9,2	78	- 1	5	
9,2	86	- 2	5	(I48)
9,2	95,5	- 7	8	
9,2	105,5	- 7	9	
9,2	114,5	- 6	8	
9,2	128	- 6	8	

p - Pb

29	20,1	0,5	0,4	
29	25,1	-4,4	2,8	
29	30,1	-4,8	0,9	
29	35,2	3,9	0,9	
29	40,2	10,2	1,1	
29	45,2	4,0	2,3	
29	50,2	-13,4	1,9	
29	55,2	-23,0	1,8	
29	60,2	9,9	3,0	
29	65,3	14,8	2,6	
29	70,3	-0,1	2,3	
29	75,3	-30,5	2,1	(I65)
29	80,3	-48,1	3,7	
29	85,5	21,5	3,2	
29	90,3	35,6	3,3	
29	95,3	13,7	2,9	
29	100,3	-29,9	3,3	
29	105,3	-55,2	6,8	
29	110,3	-12,2	9,4	
29	115,2	55,6	8,2	
29	120,2	42,2	8,0	

p - Au

$E_p, \text{Мэв}$	$\theta^{\circ} \text{сци}$	$P_p, \%$	$\pm \Delta P_p, \%$	Лит.
10	41,5	1	5	
10	52,5	- 2	5	
10	62	9	5	
10	72,5	- 4	5	
10	82,5	1	3	
10	90,5	1	6	(I48)
10	100,5	- 7	6	
10	110,5	- 3	7	
10	116,5	5	7	
10	129	- 8	7	
10	139	16	13	
16,5	30	- 2	4	
16,5	35,1	- 6	4	
16,5	45,2	5	4	
16,5	50,2	13	5	
16,5	55,3	2	4	
16,5	60,3	- 7	6	
16,5	70,3	27	6	(I64)
16,5	75,3	17	7	
16,5	85,3	- 5	8	
16,5	95,3	20	8	
16,5	105,3	- 7	8	
16,5	120,3	29	10	



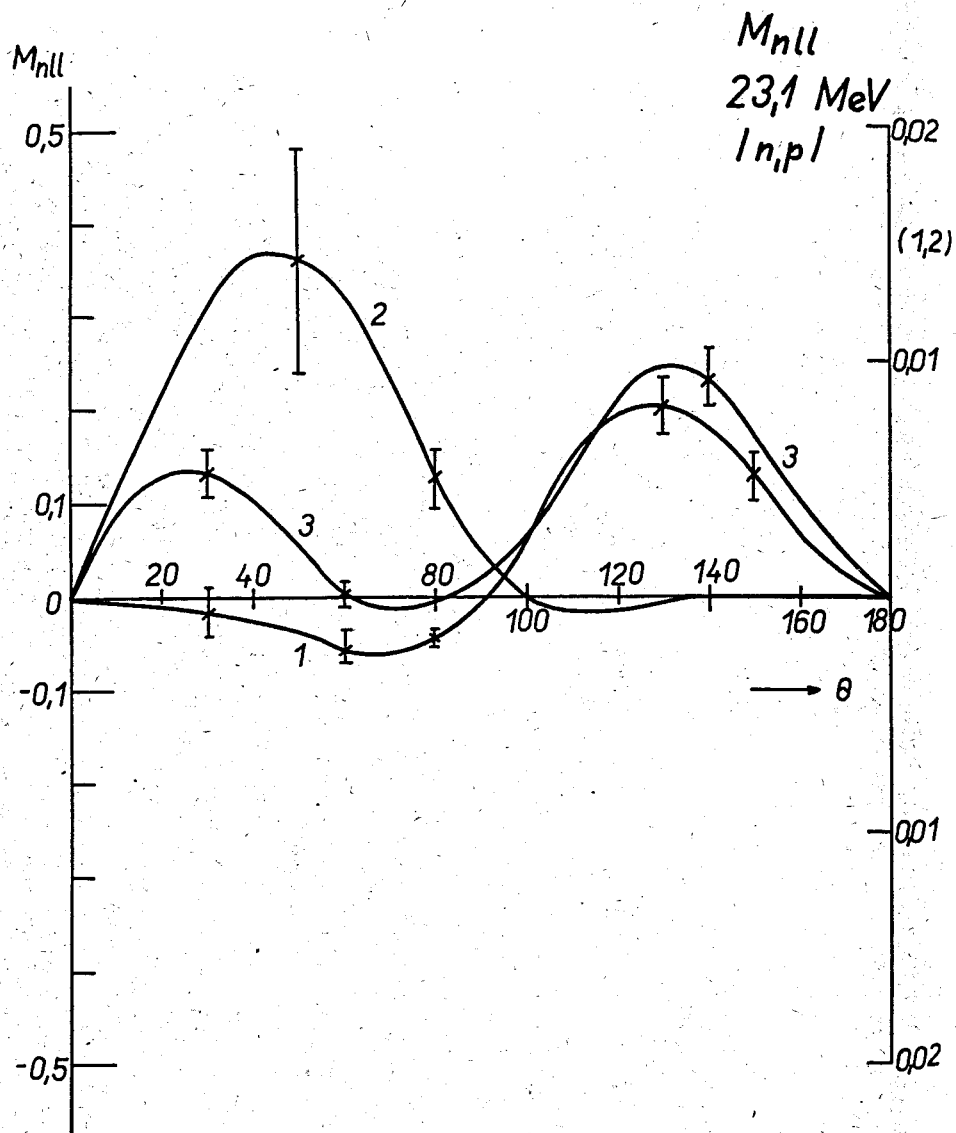


Рис. 3

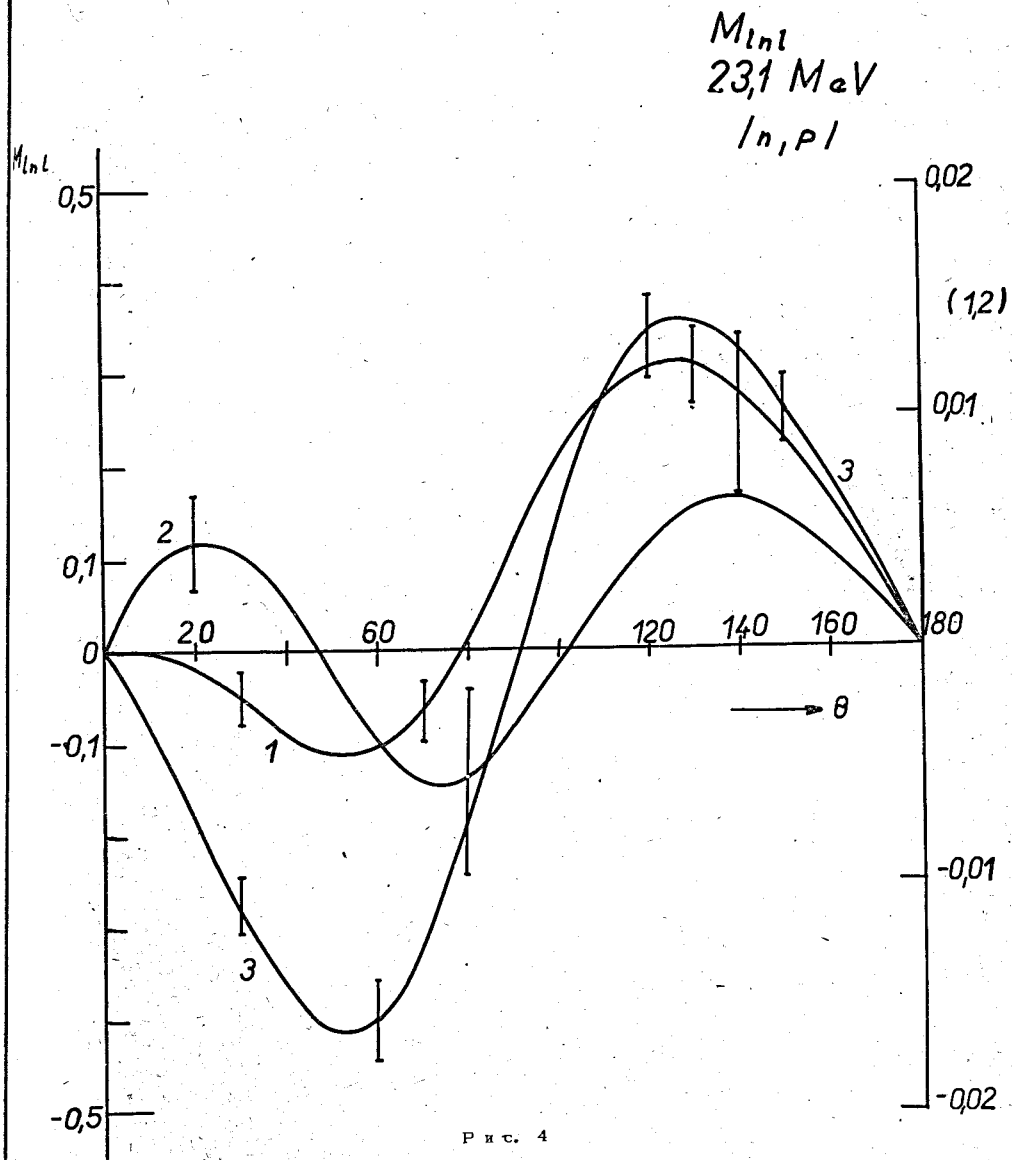
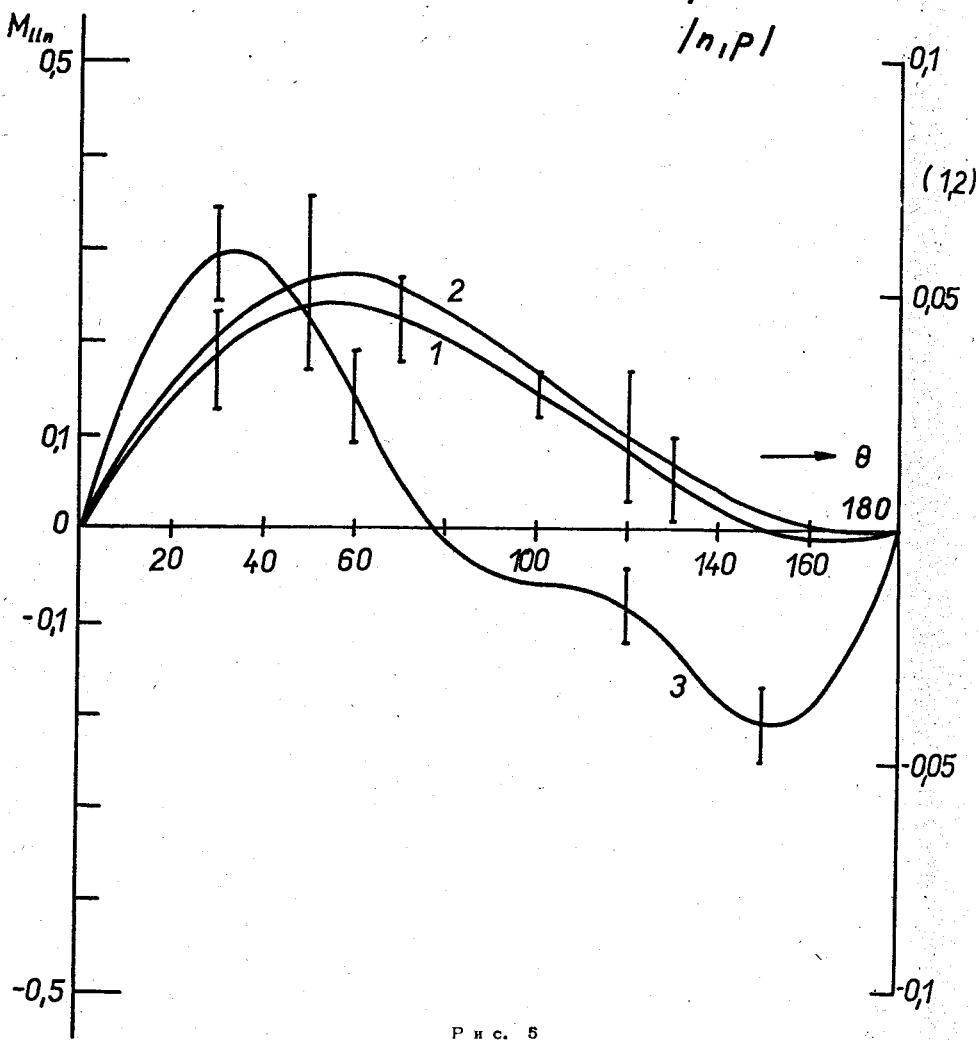


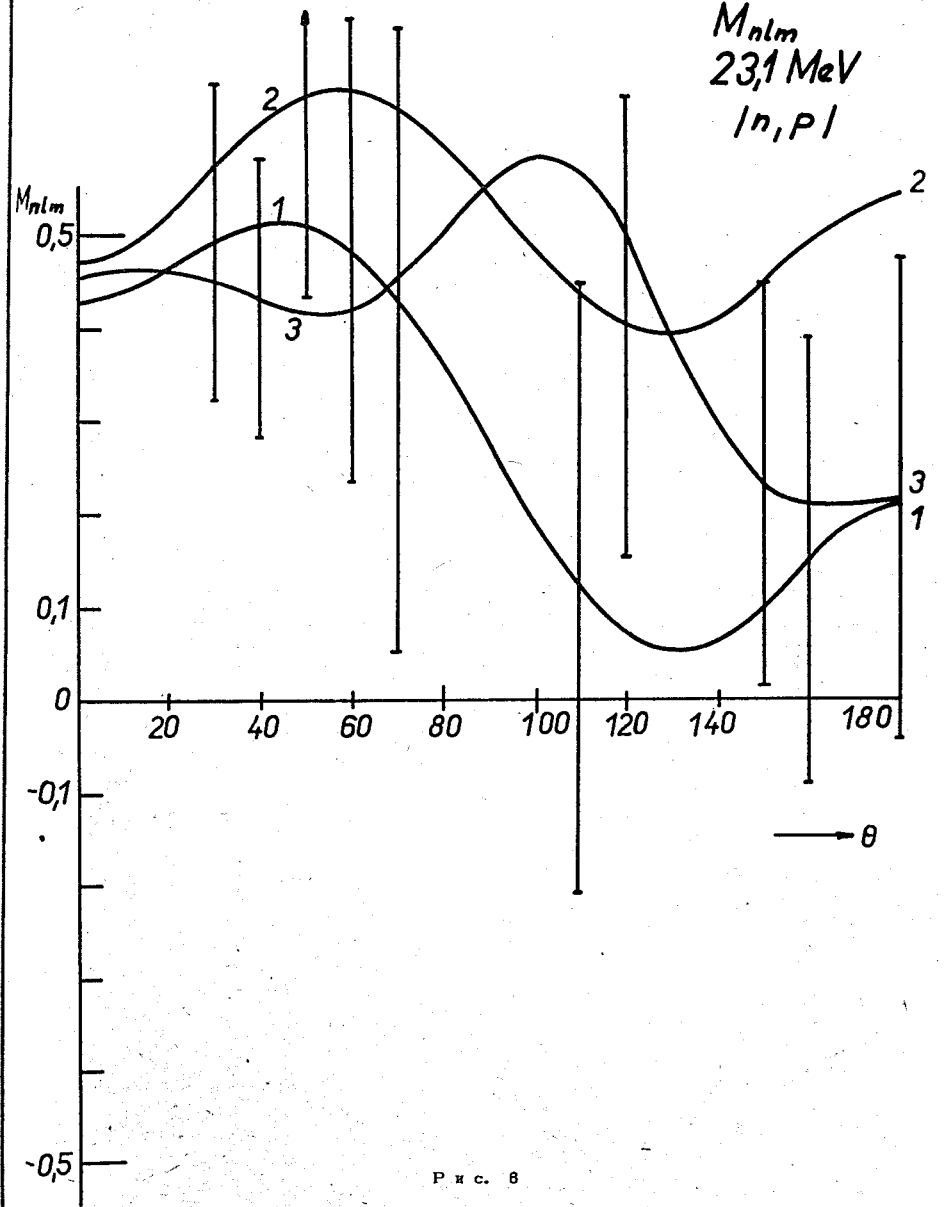
Рис. 4

M_{lin}
23,1 MeV
 $|n, p|$

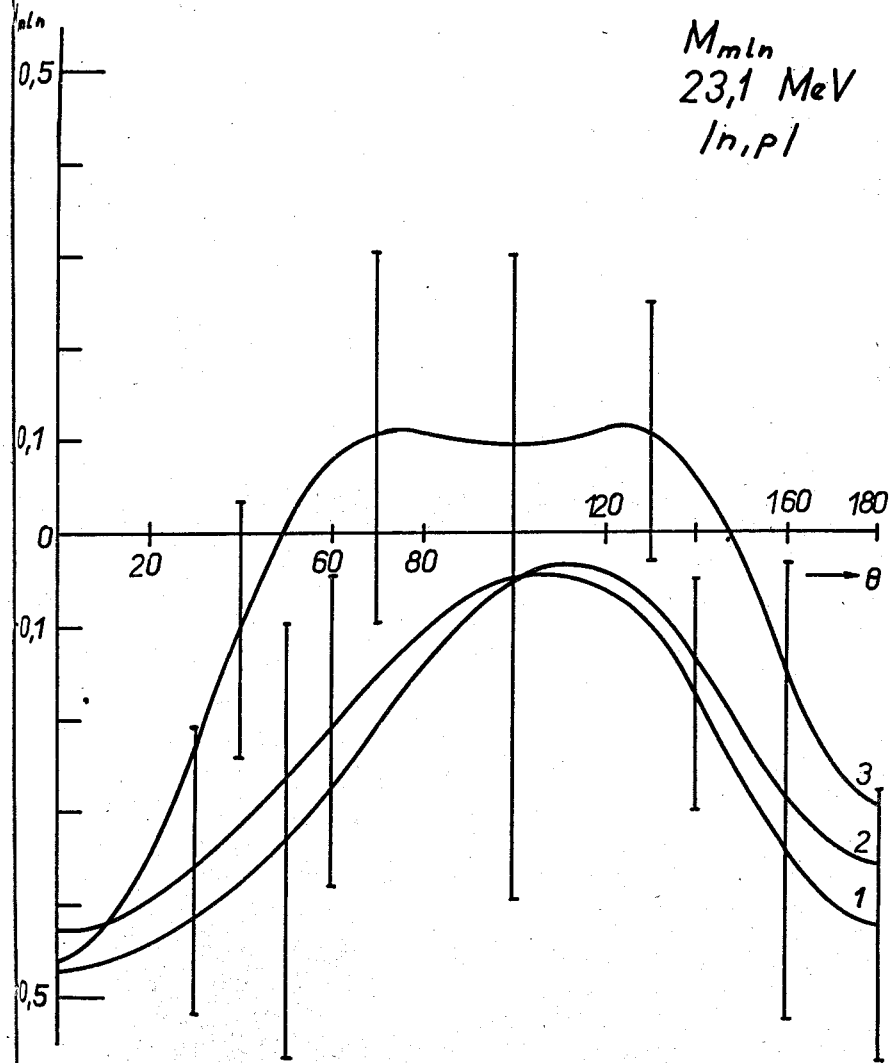
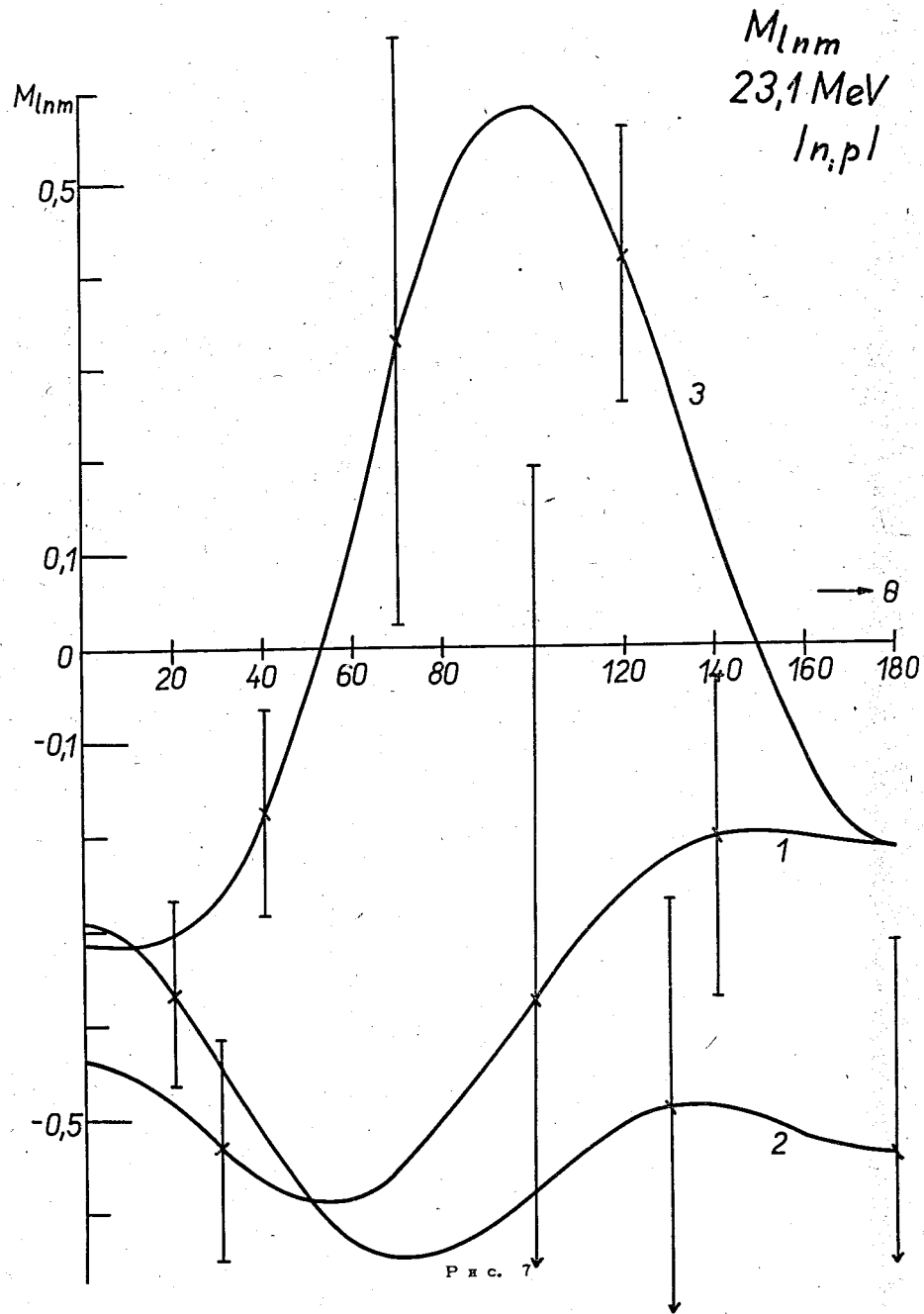


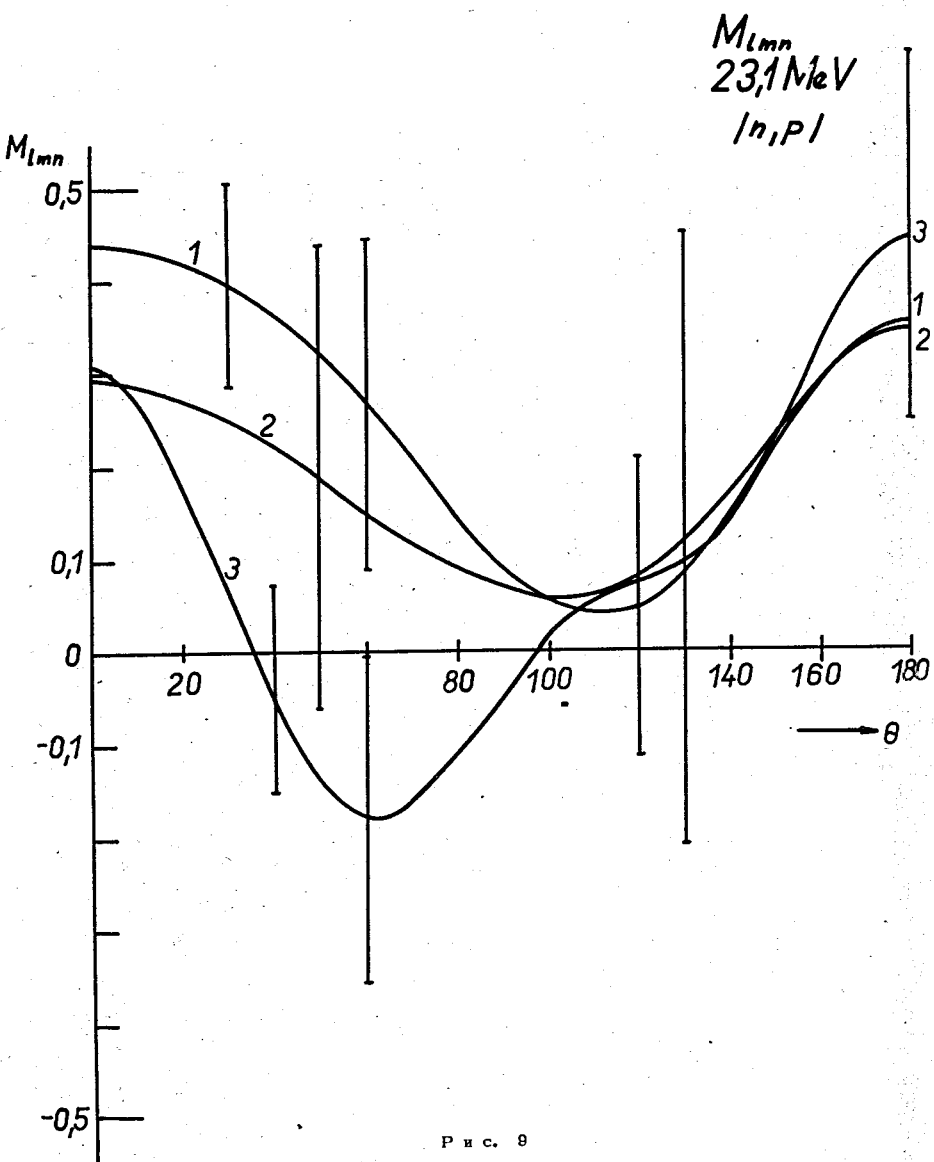
Р и с. 5

M_{nlm}
23,1 MeV
 $|n, p|$

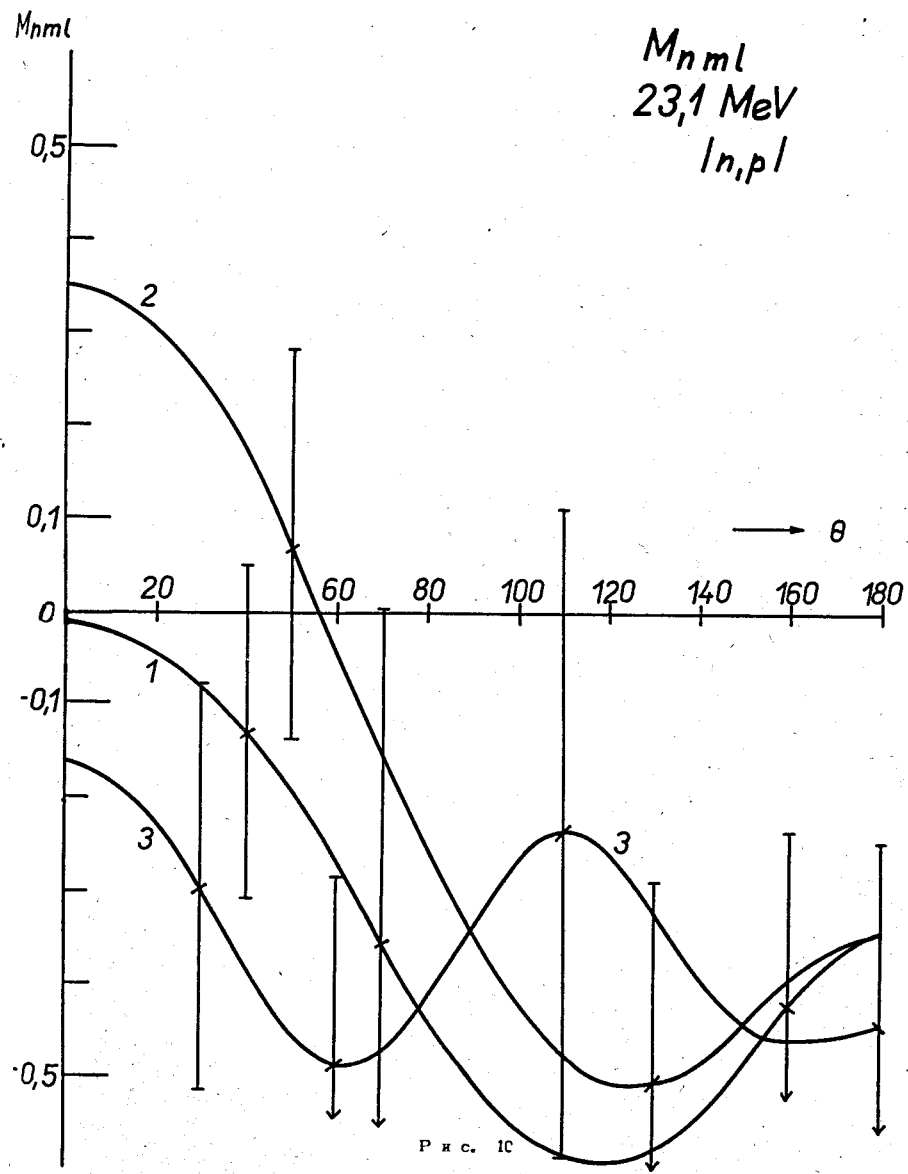


Р и с. 6

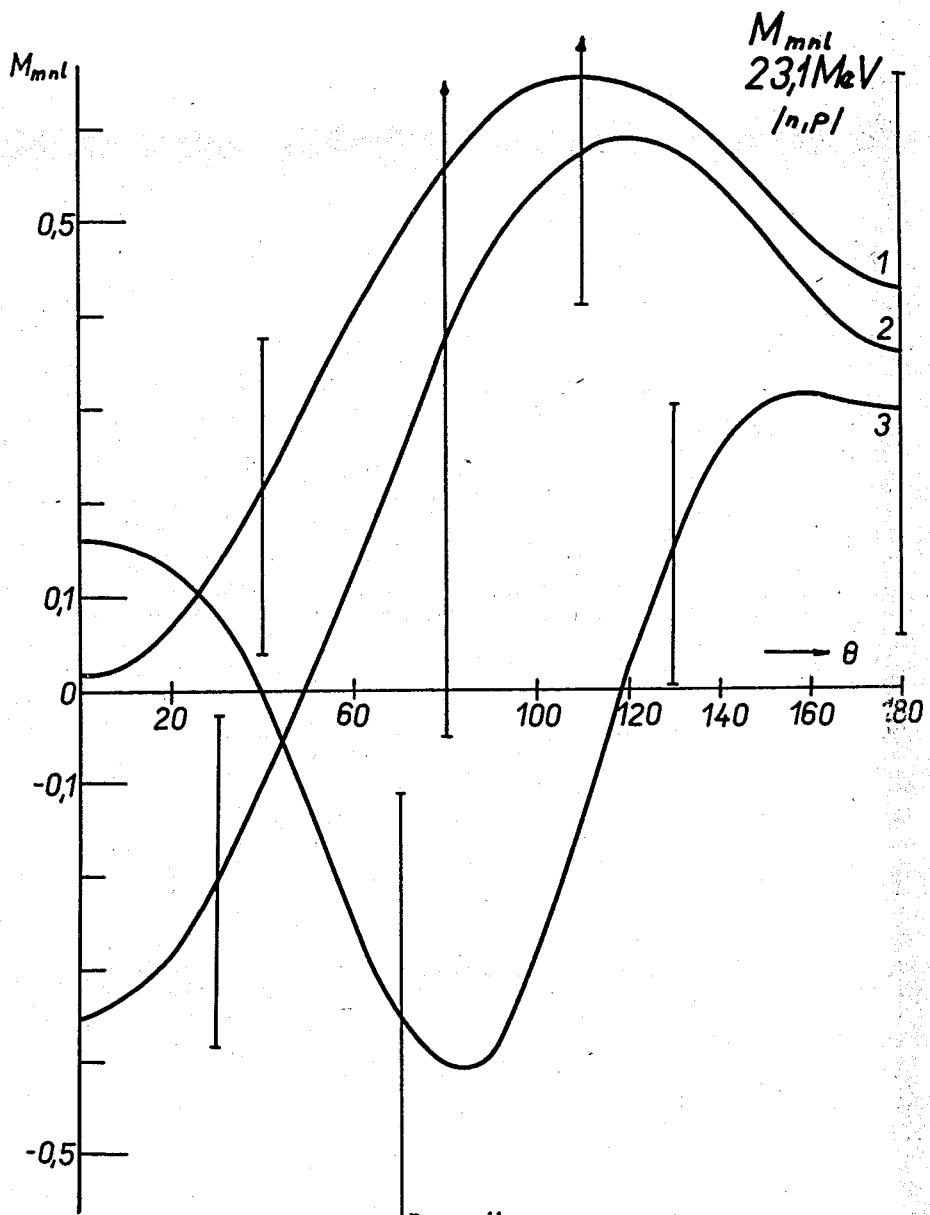




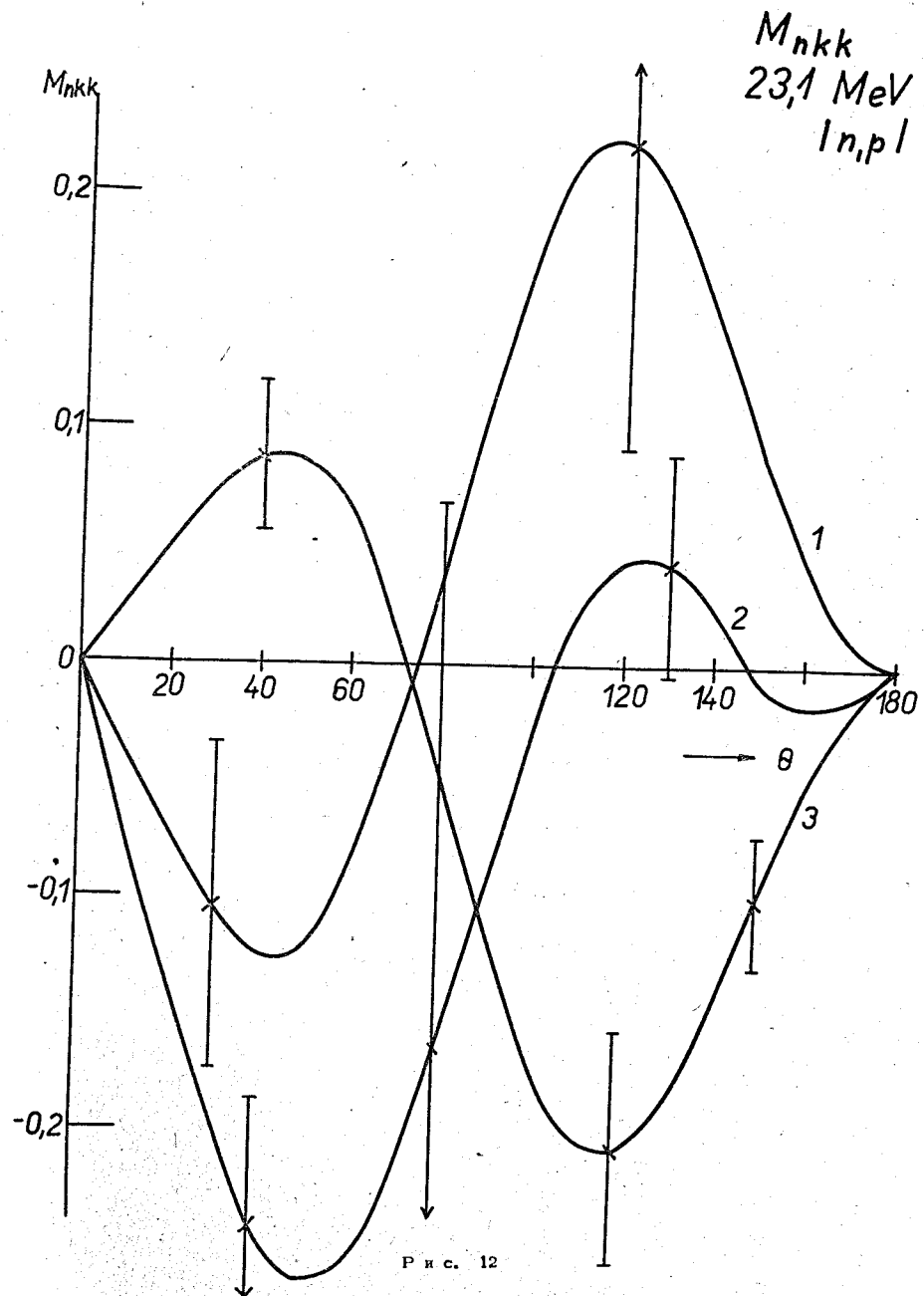
Р и с. 9



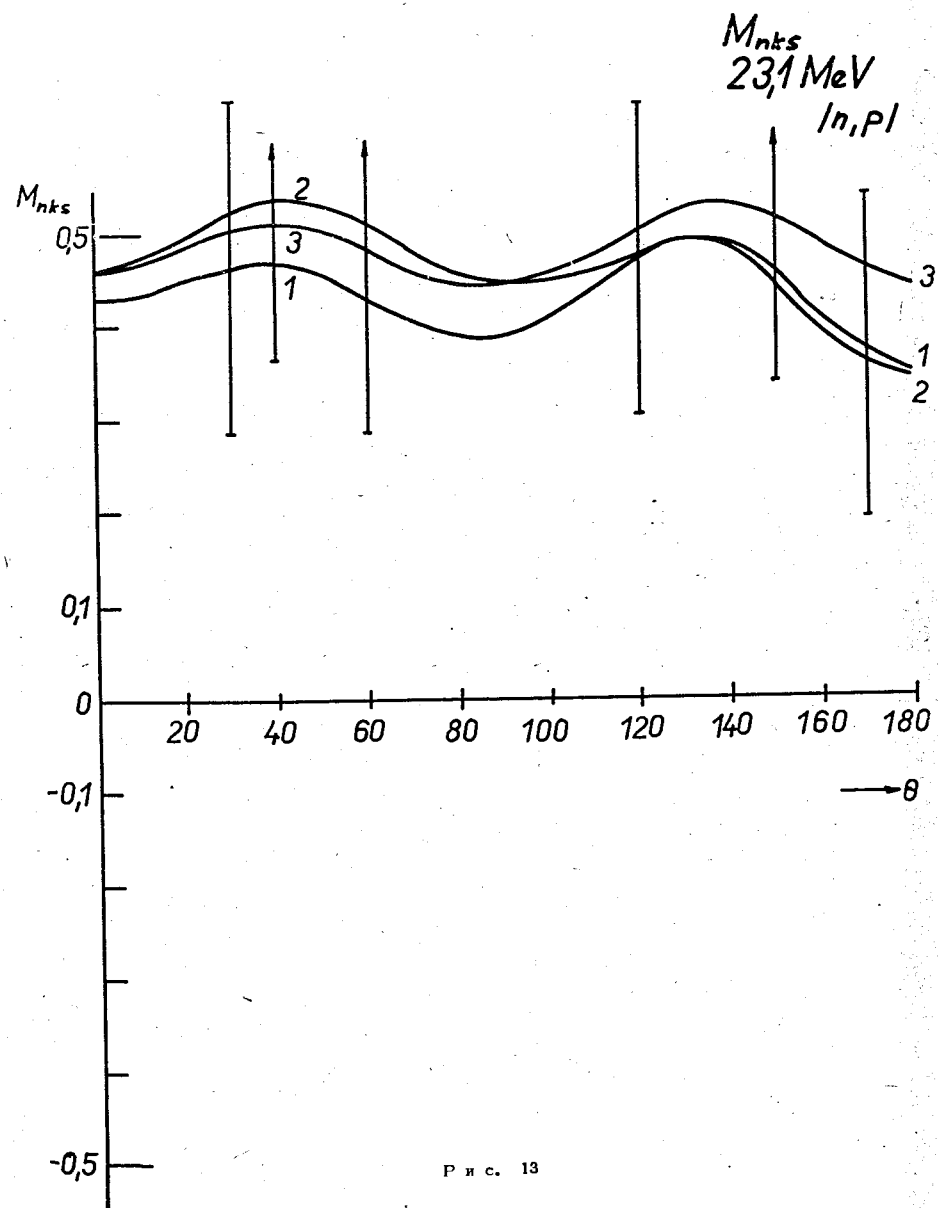
Р и с. 10



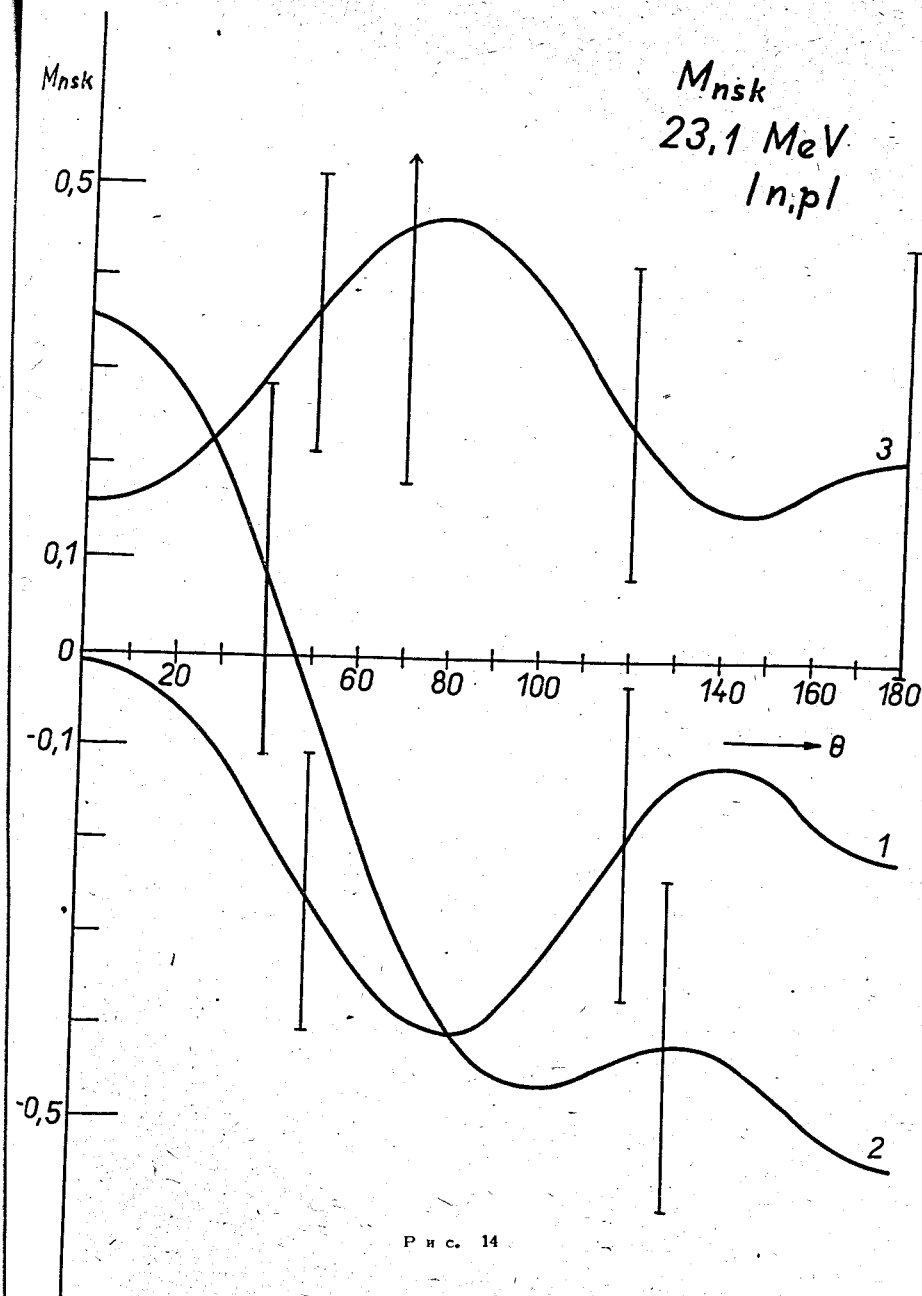
Р и с. 11



Р и с. 12

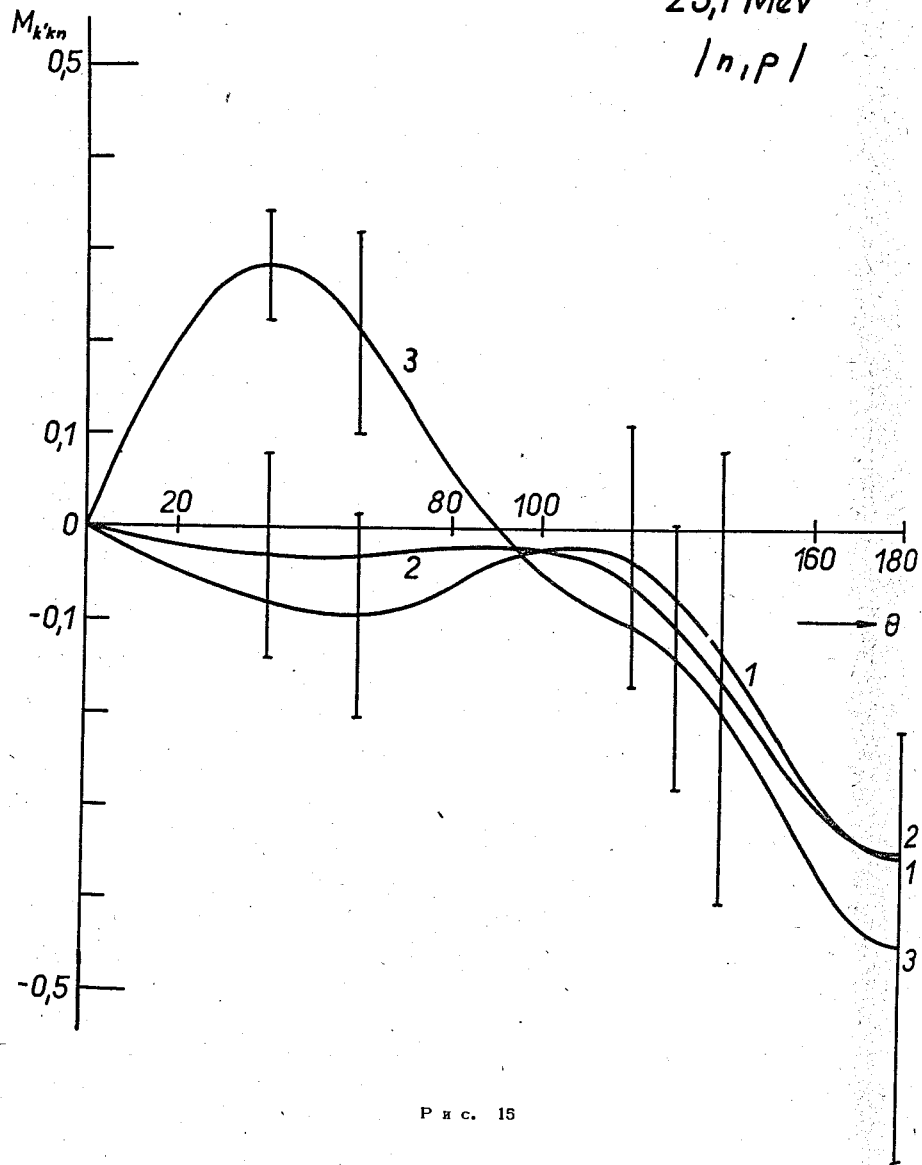


Р и с. 13

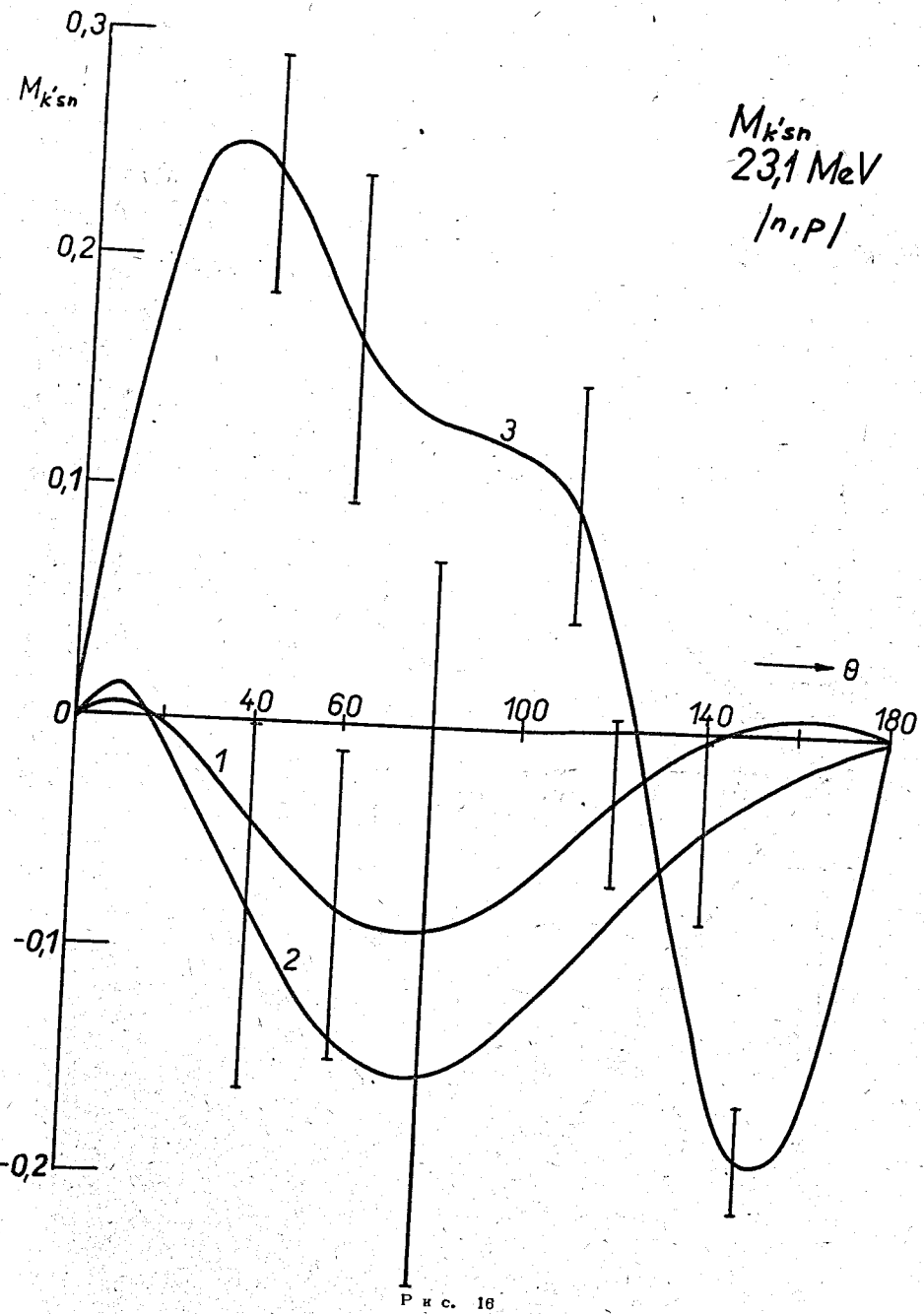


Р и с. 14

$M_{k'kn}$
23,1 MeV
 $|n, P|$

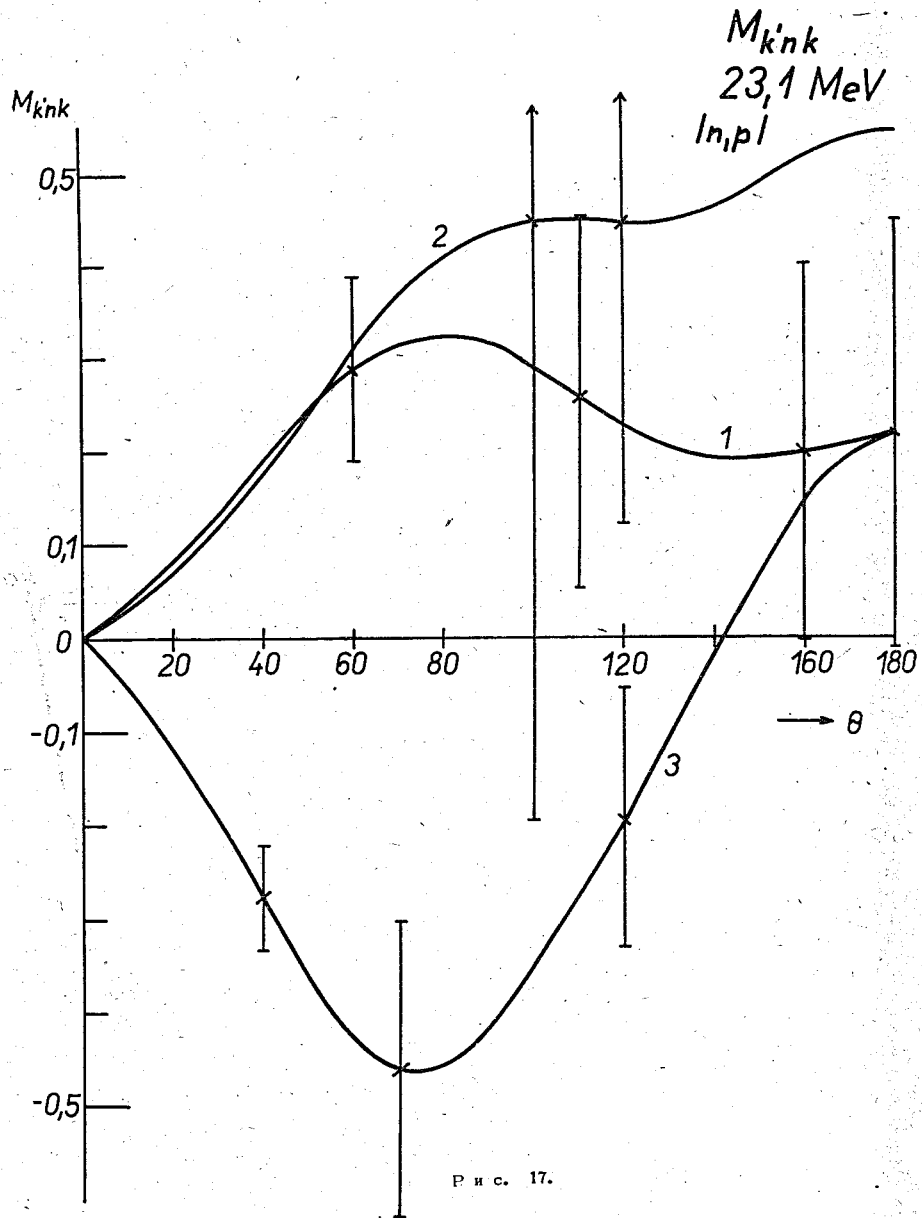


Р и с. 15

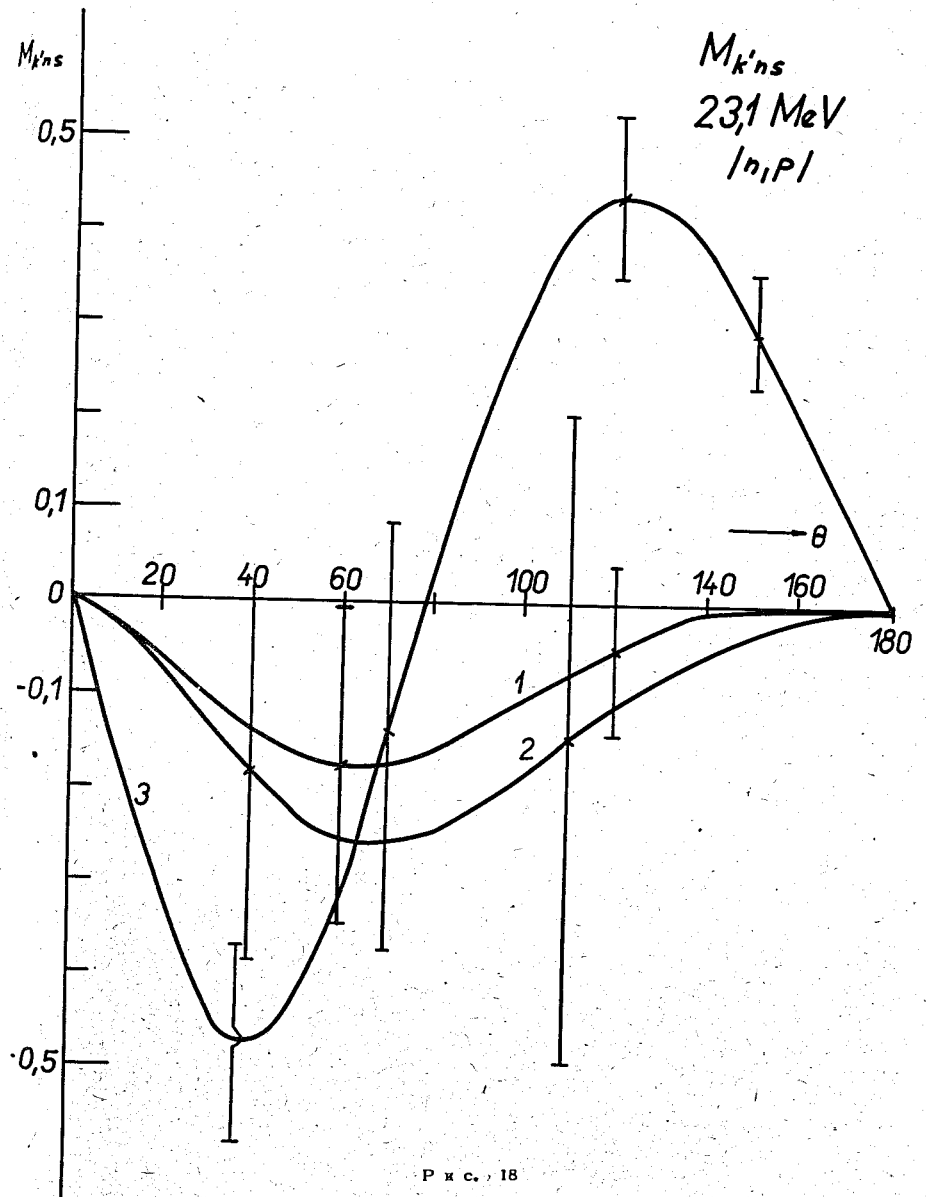


$M_{k'sn}$
23,1 MeV
 $|n, P|$

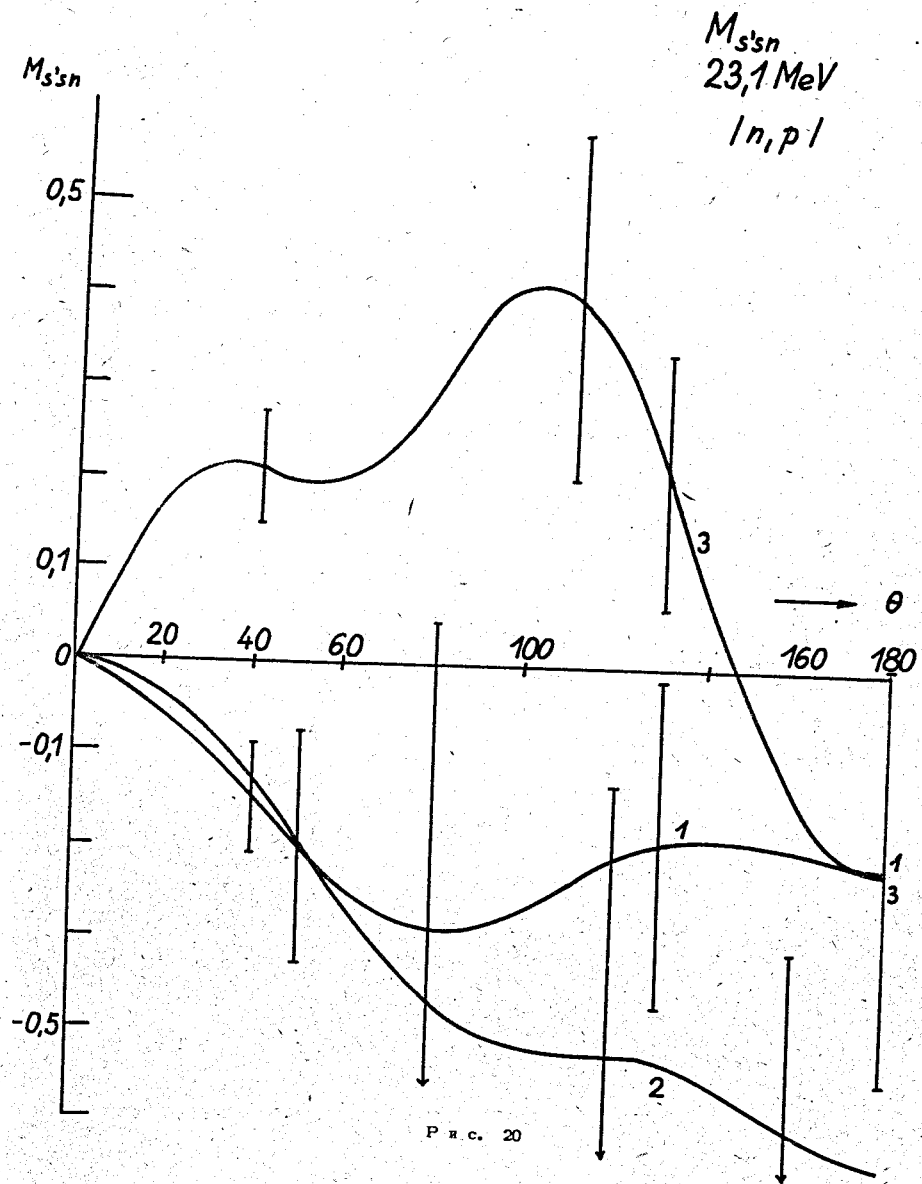
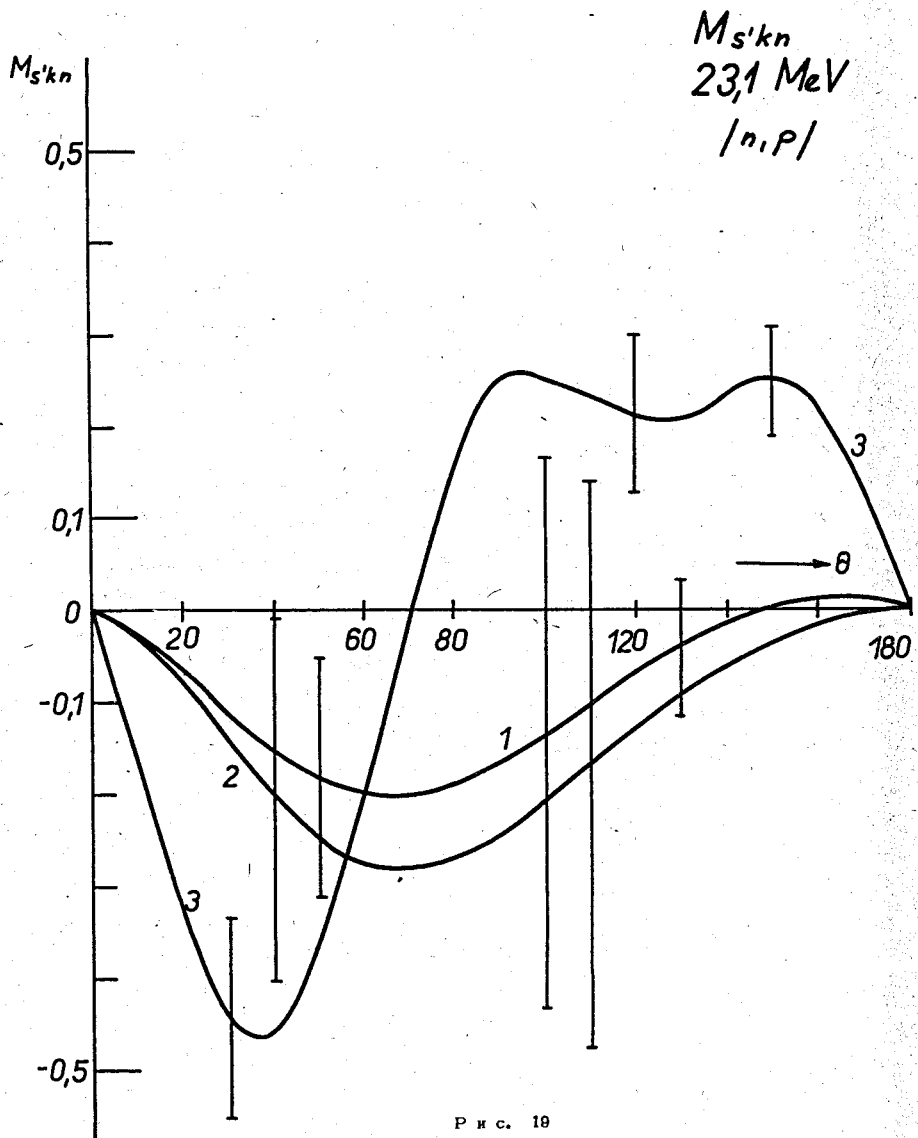
Р и с. 16

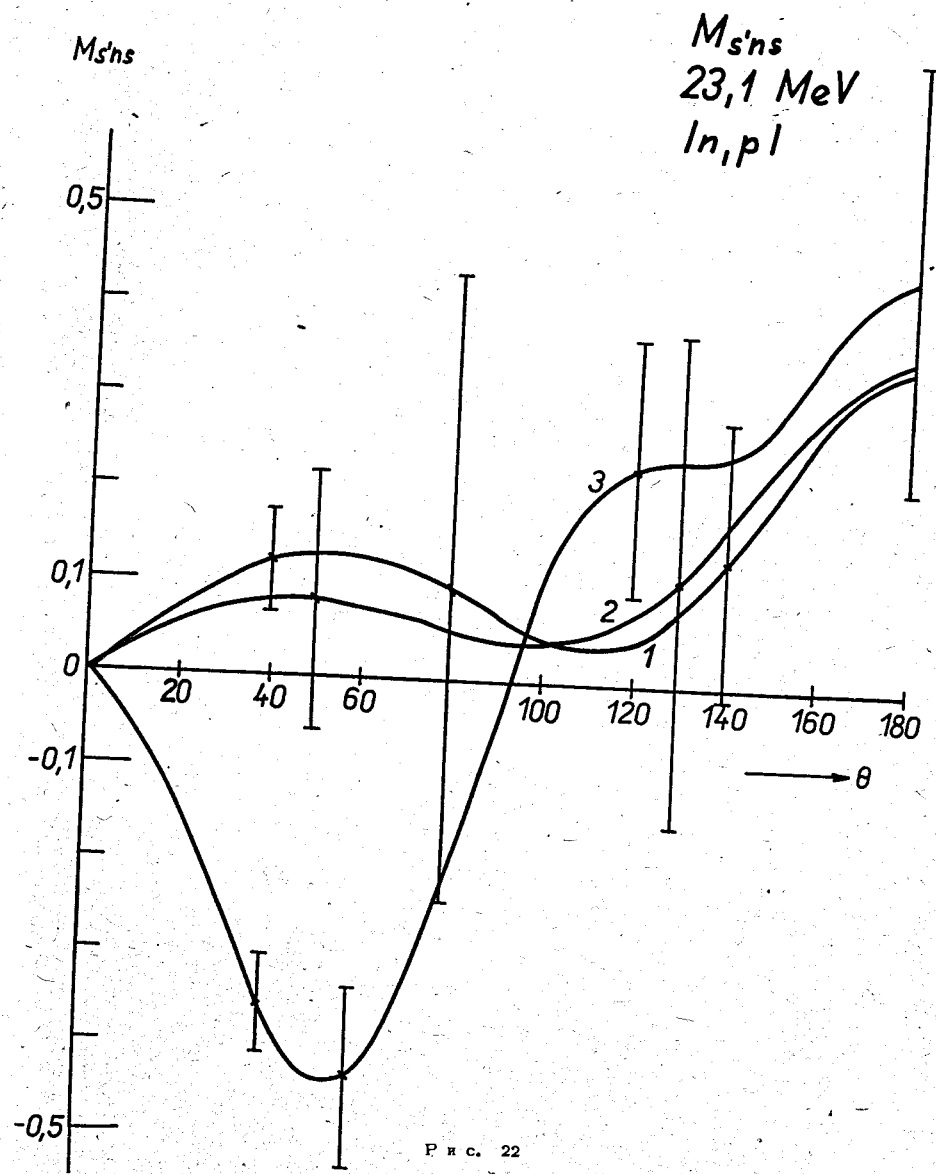
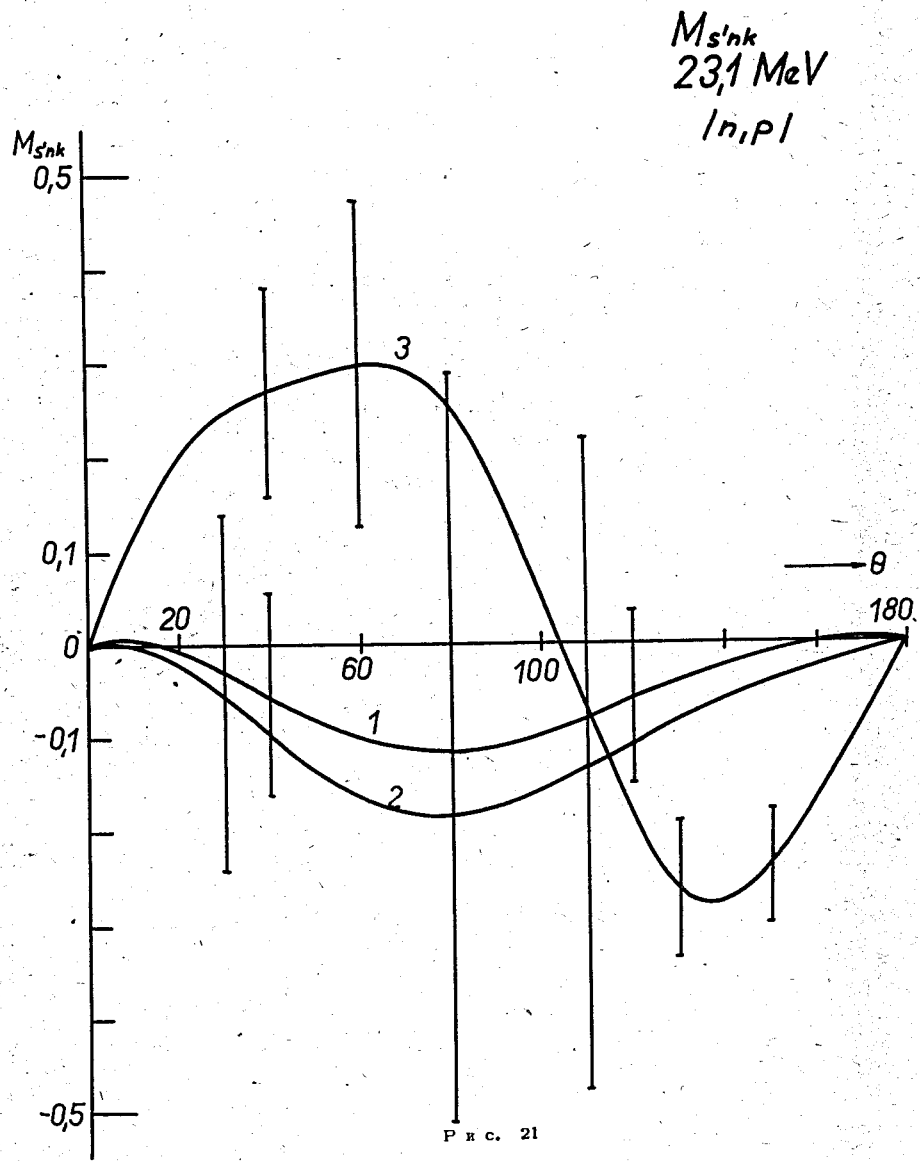


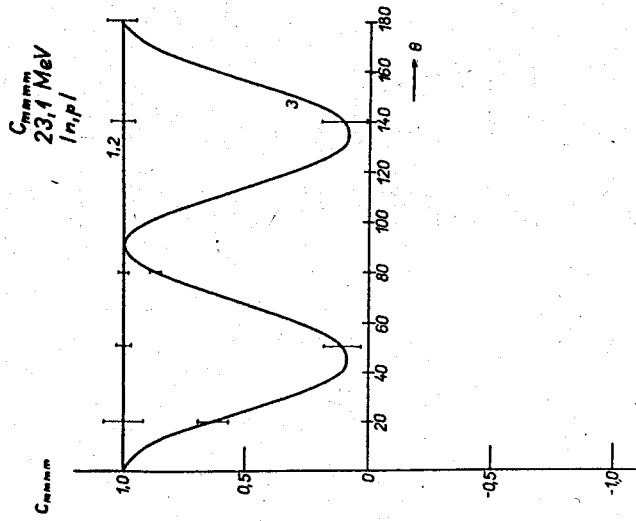
Р и с. 17.



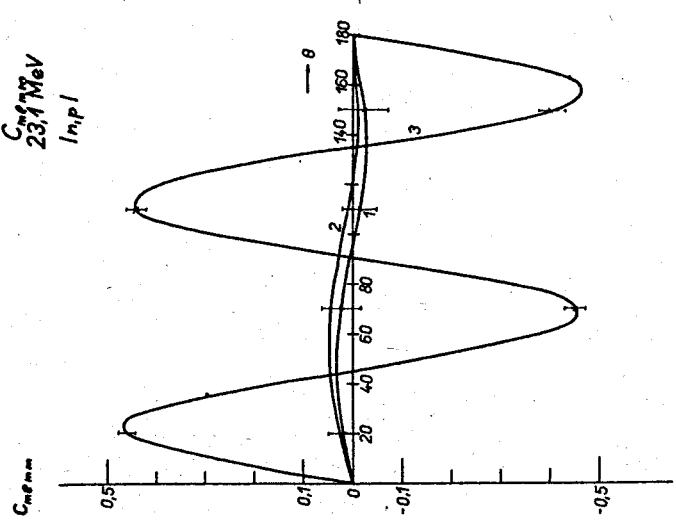
Р и с. 18



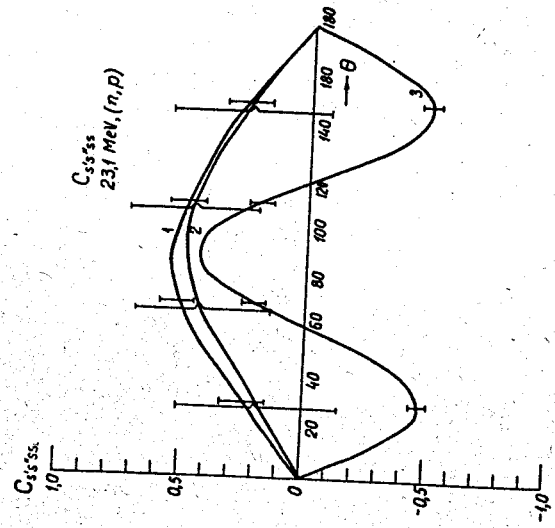




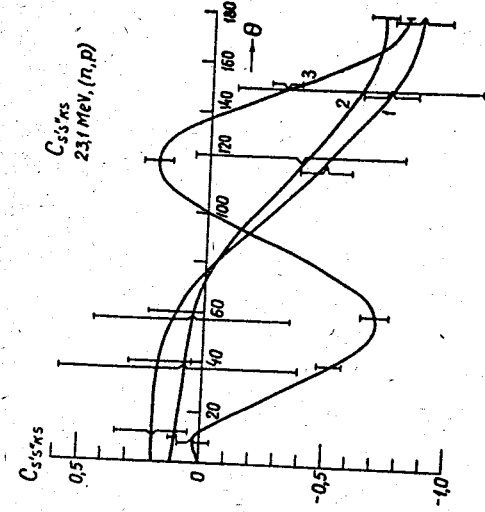
Р и с. 23



Р и с. 24

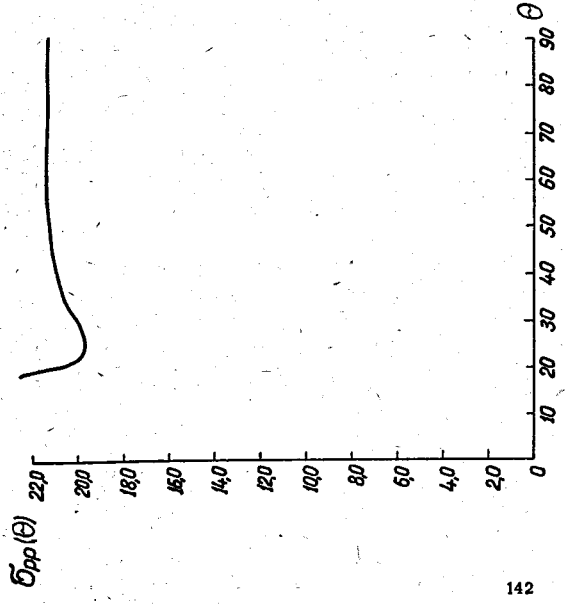
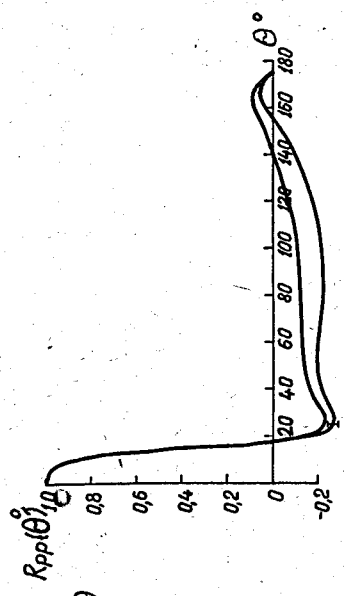
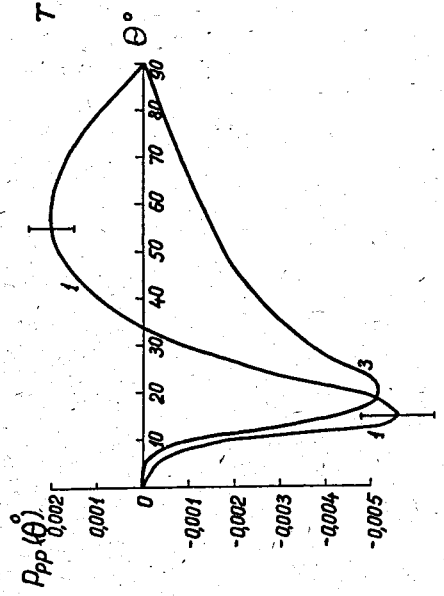


Р и с. 25

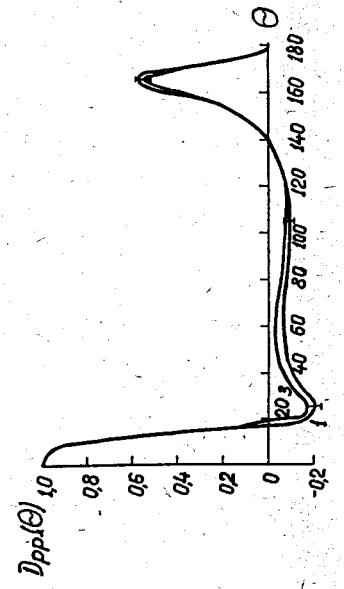


Р и с. 26

T = 23,1 Mev

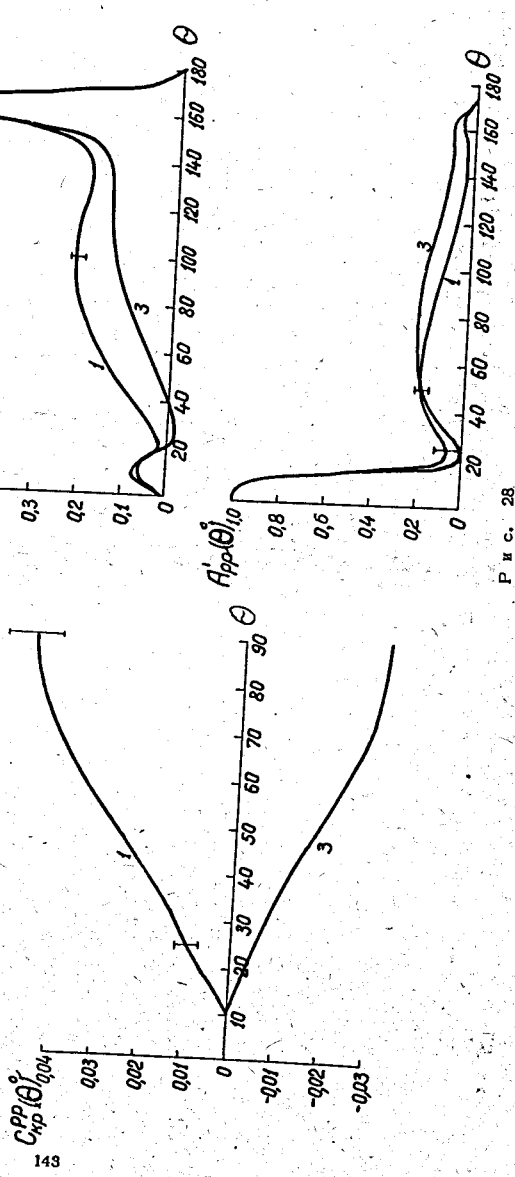
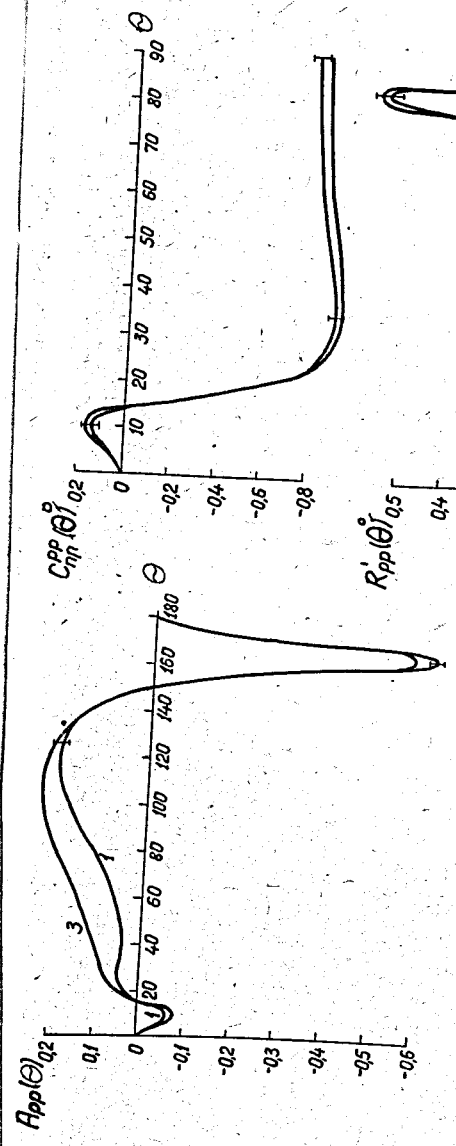


142



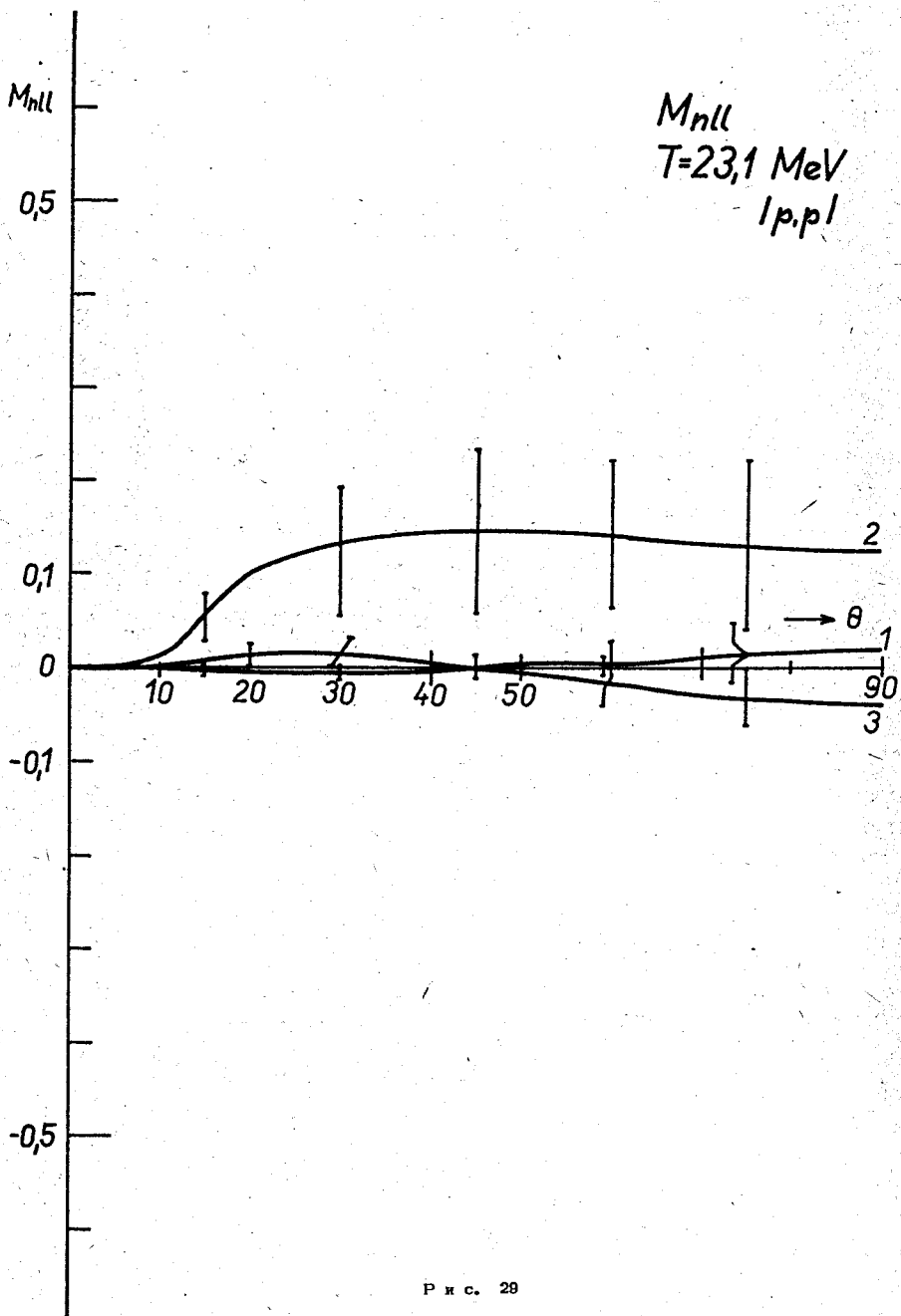
Р и с. 27

T = 23,1 Mev

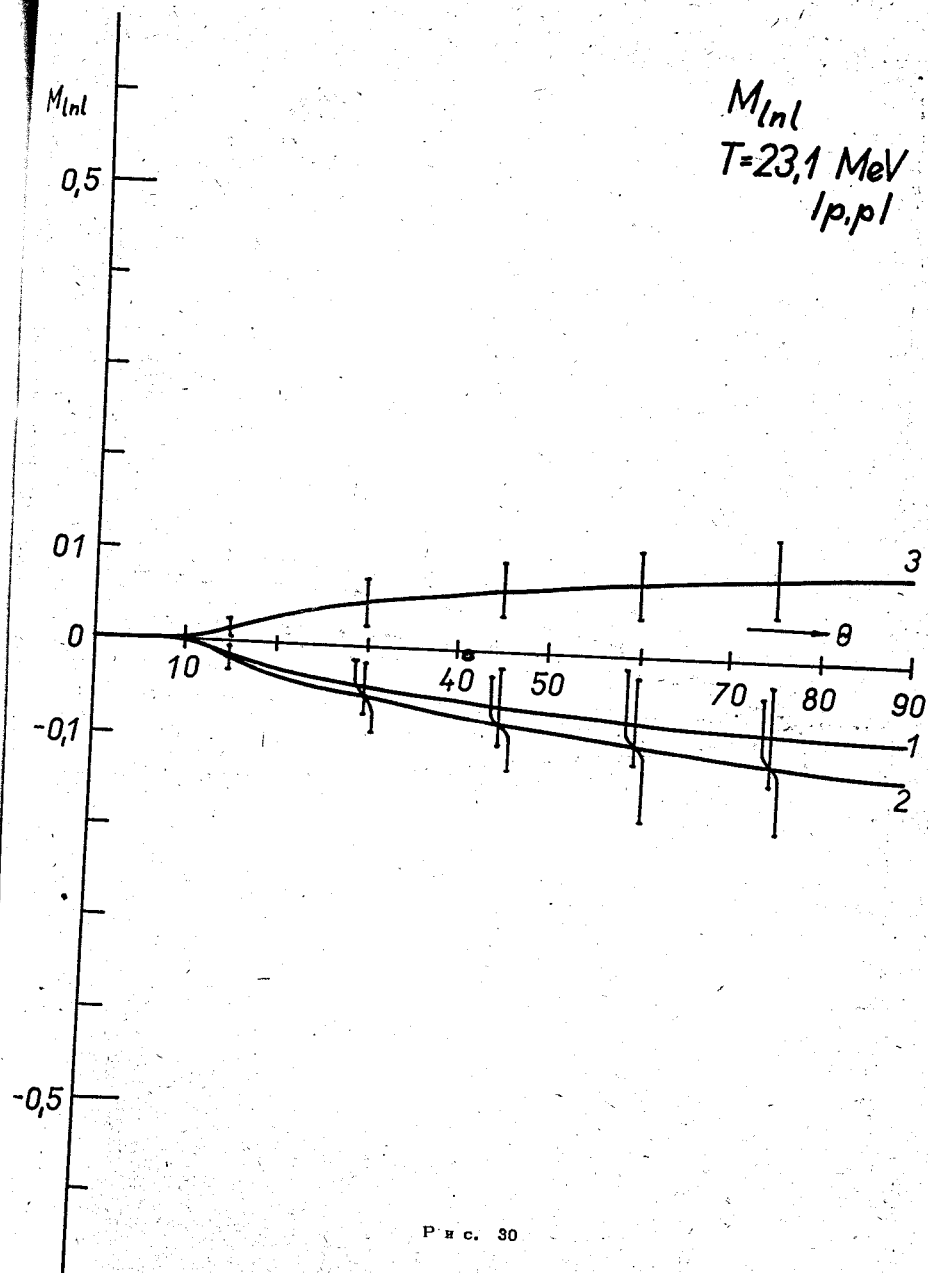


143

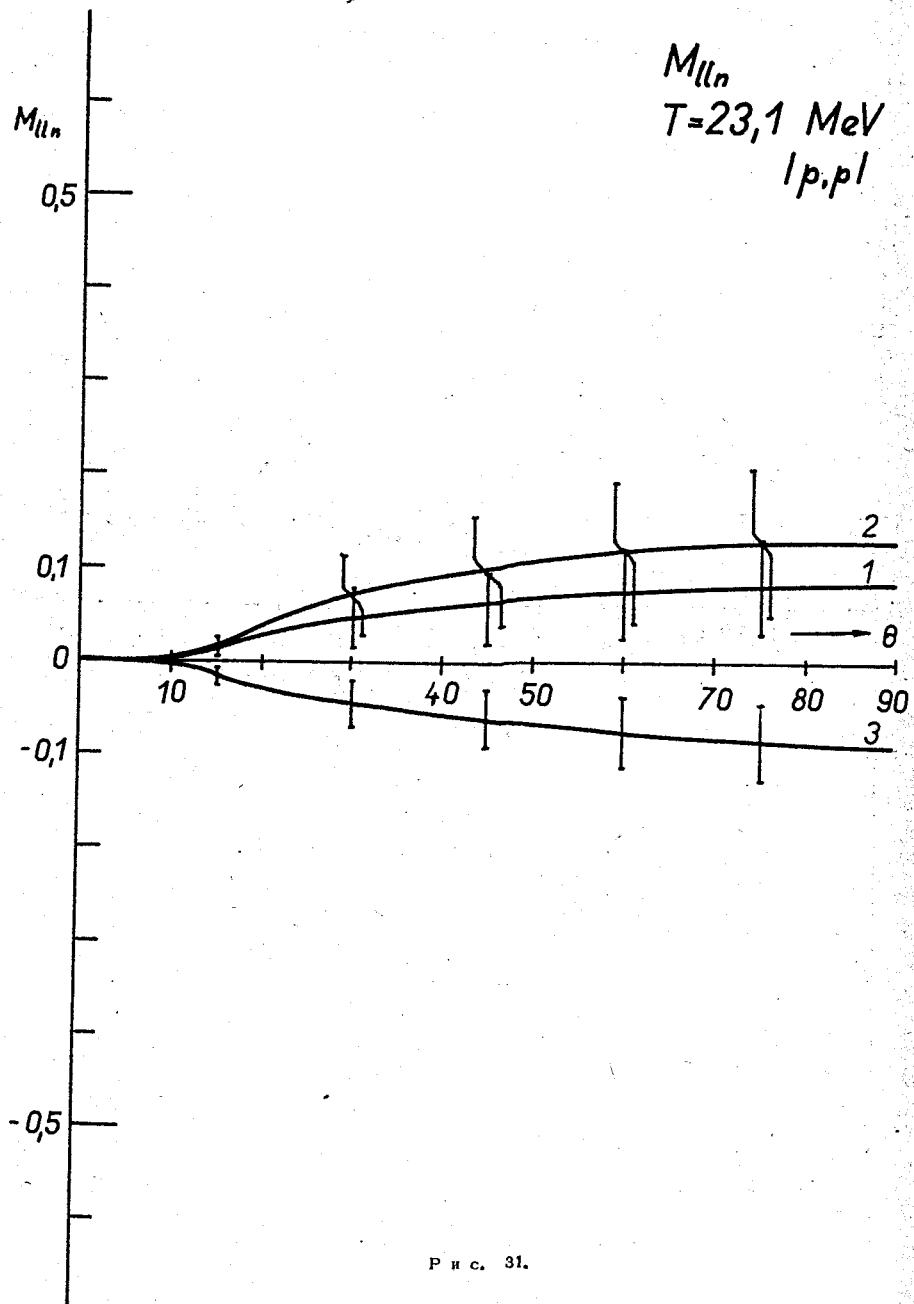
Р и с. 28



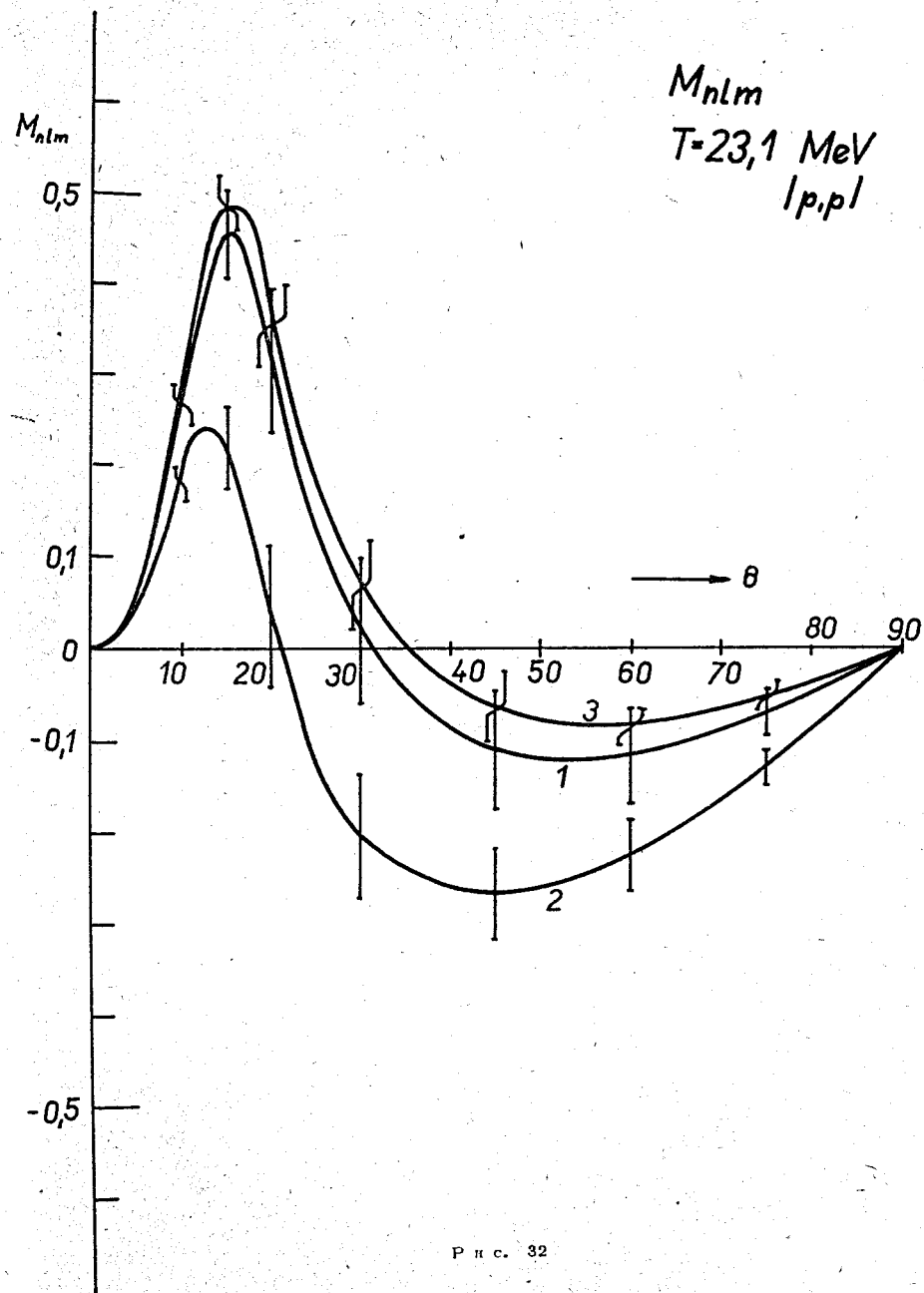
Р и с. 28



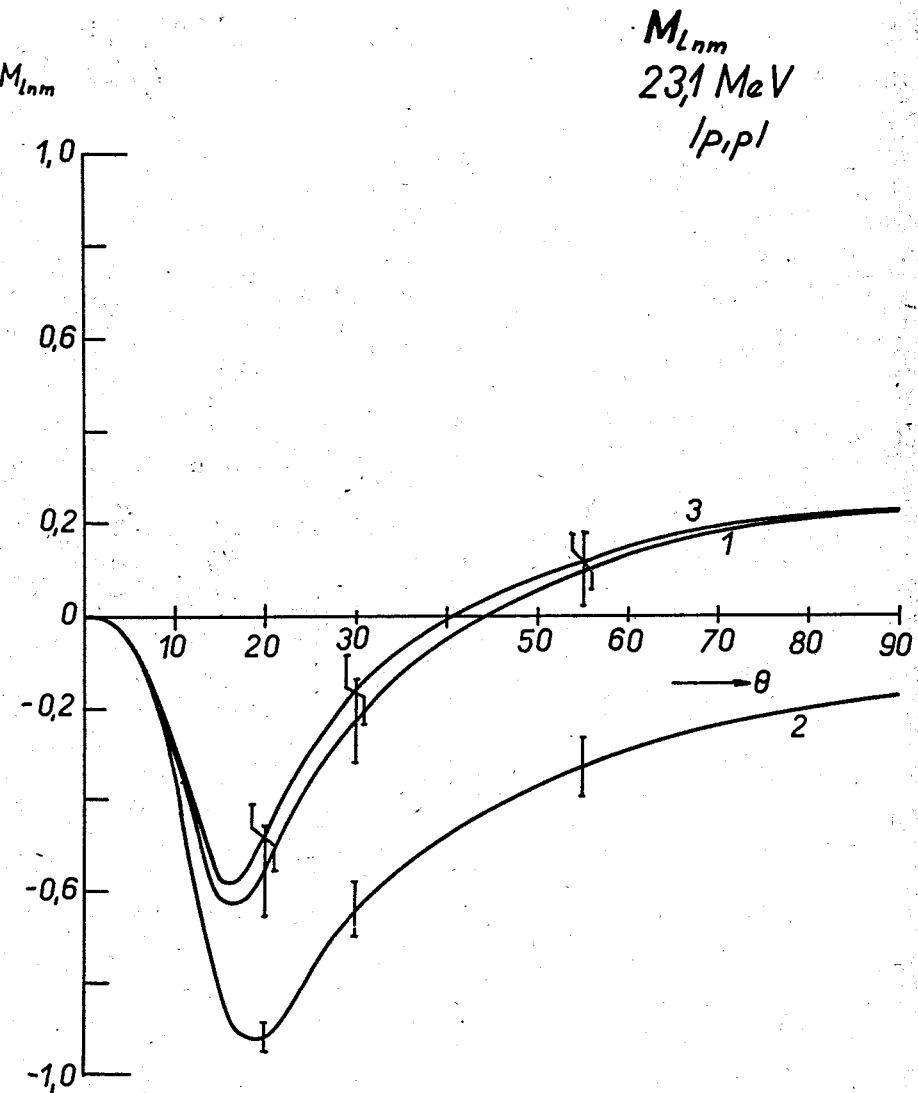
Р и с. 30



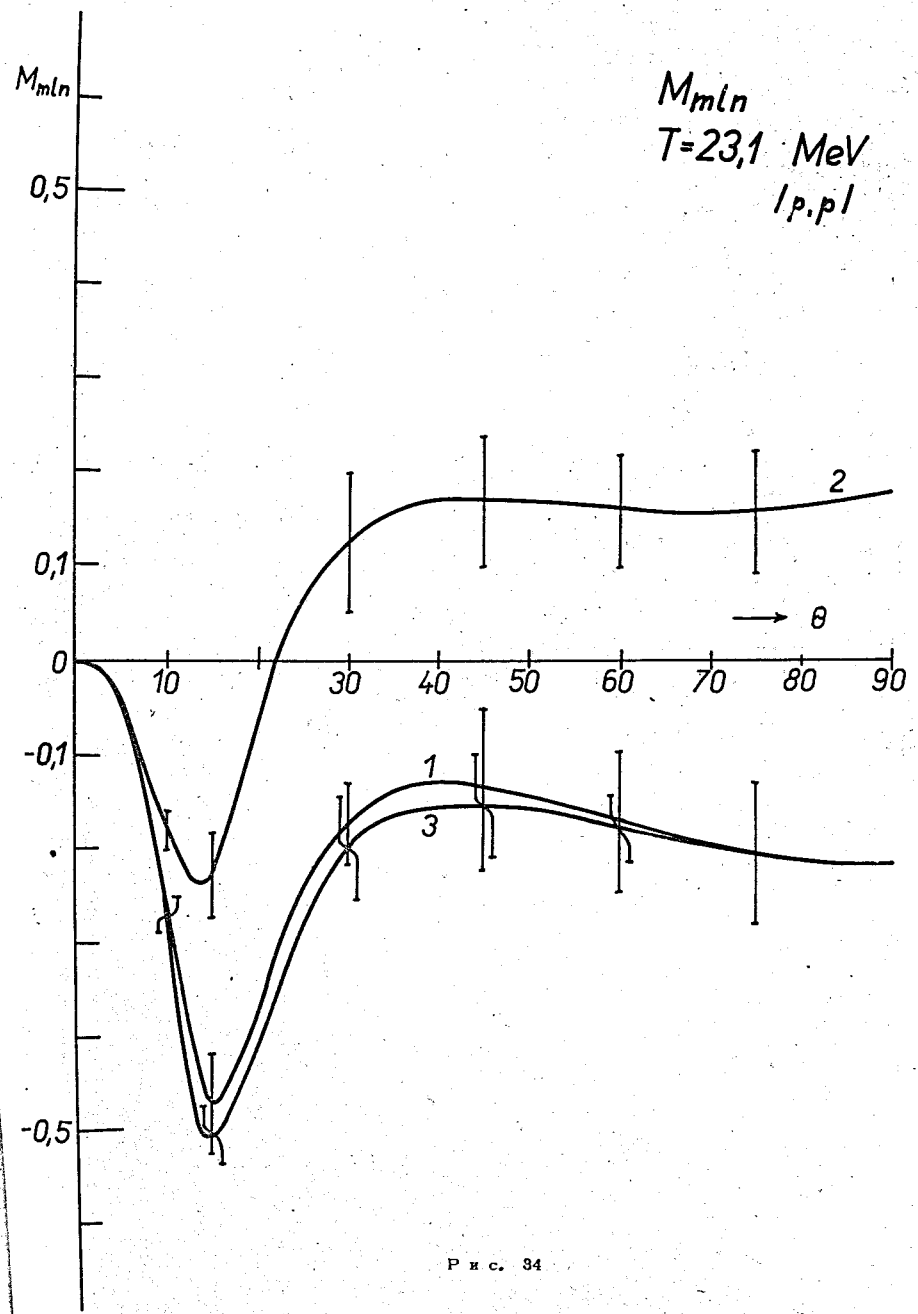
Р и с. 31.



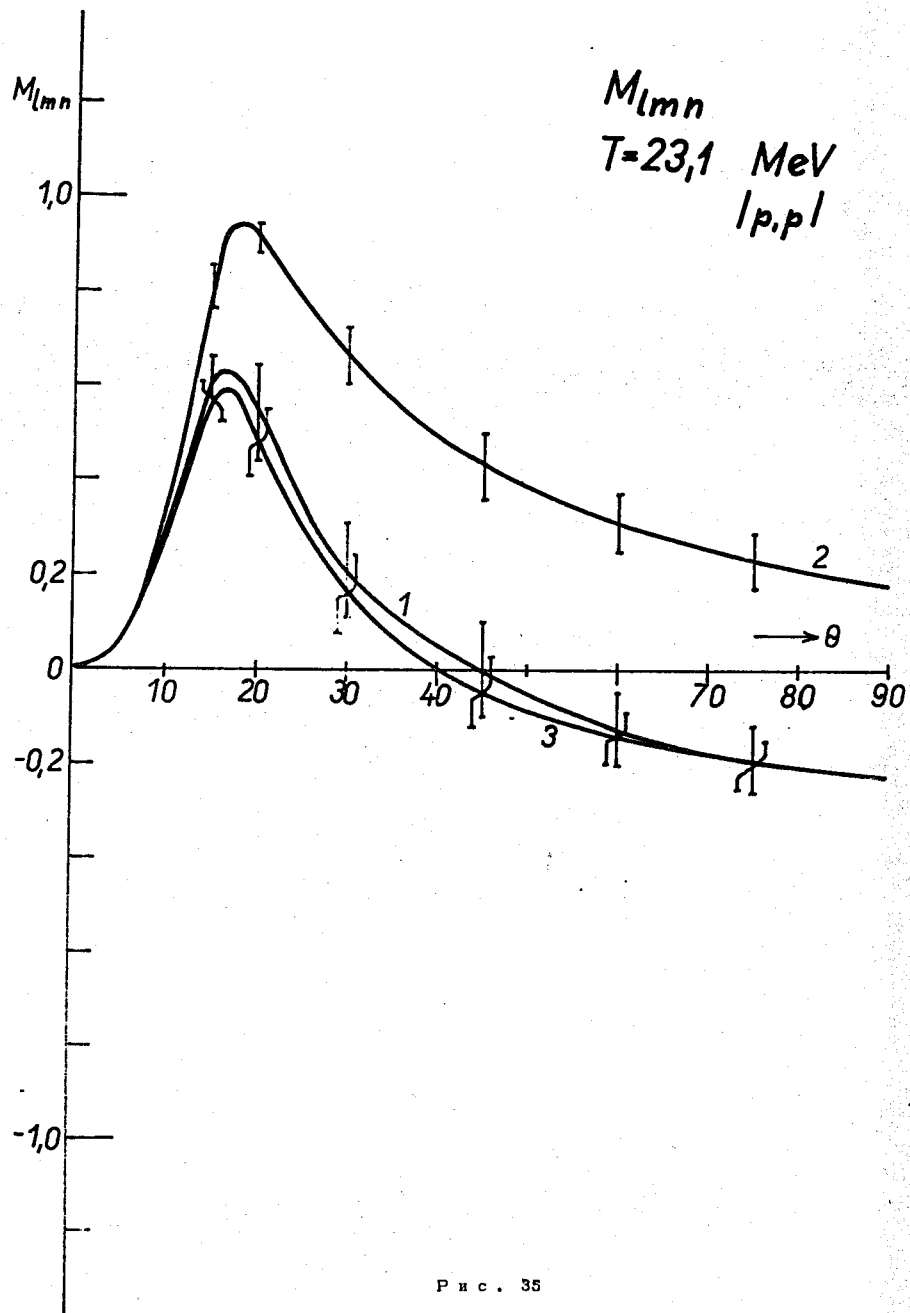
Р и с. 32



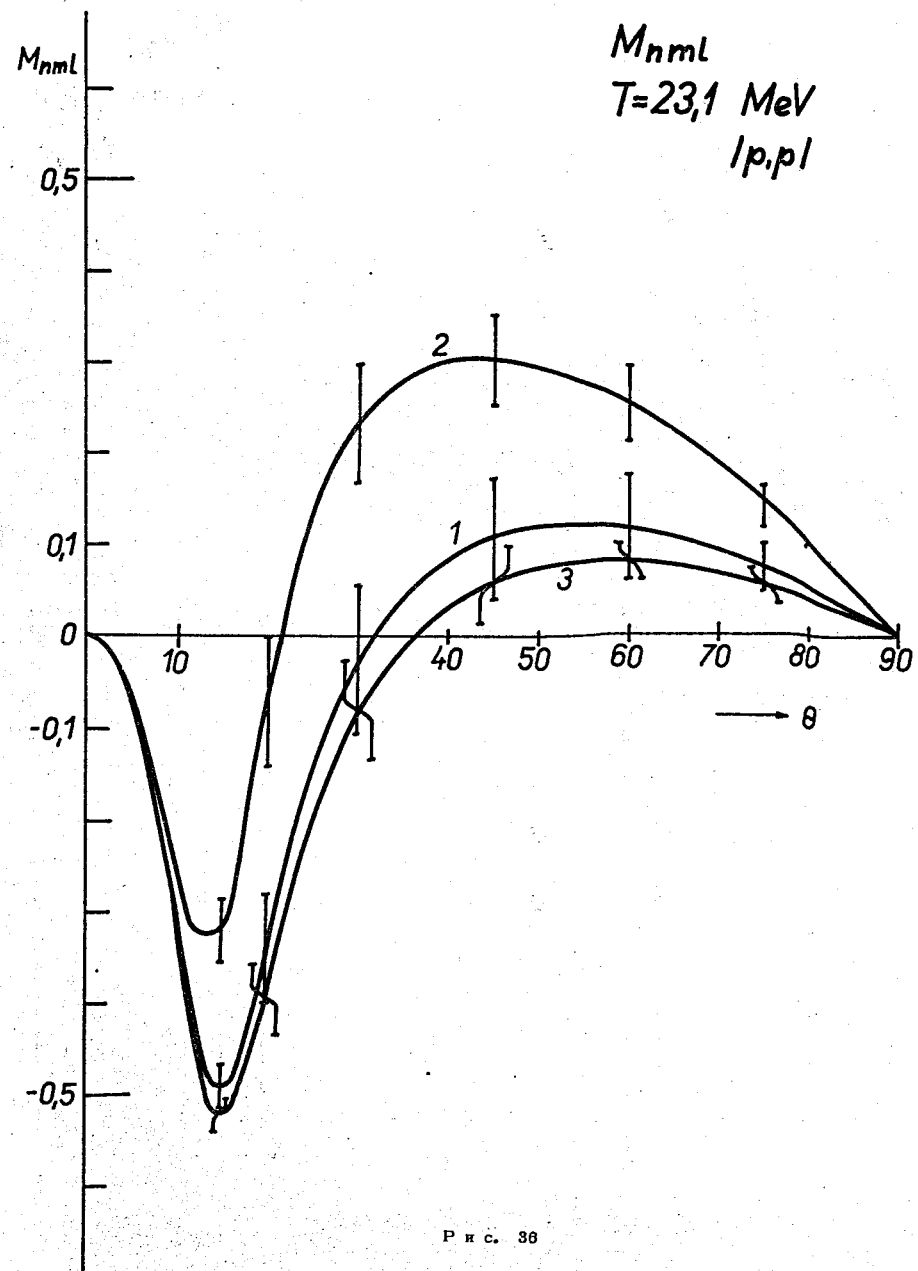
Р и с. 33



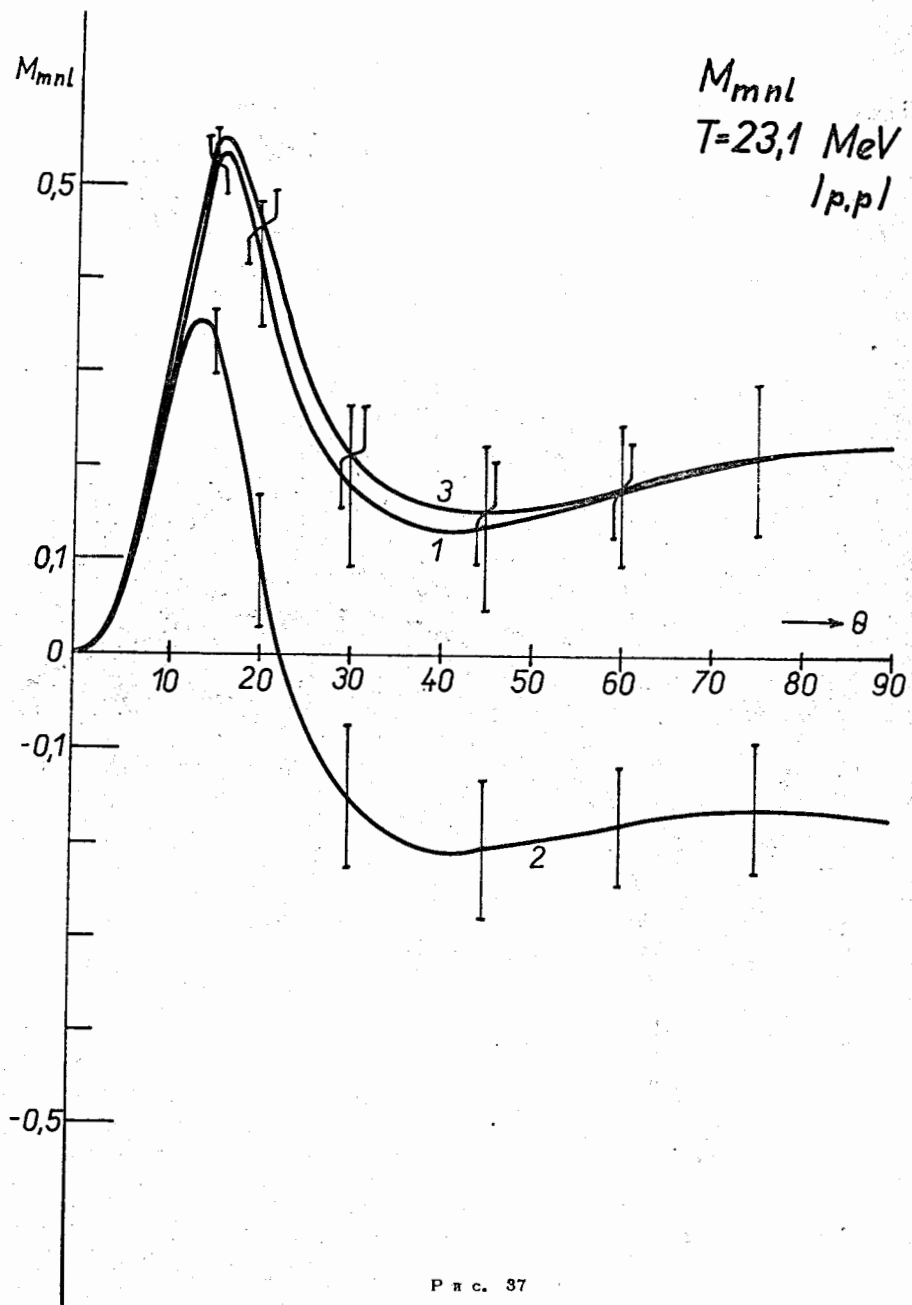
Р и с. 34



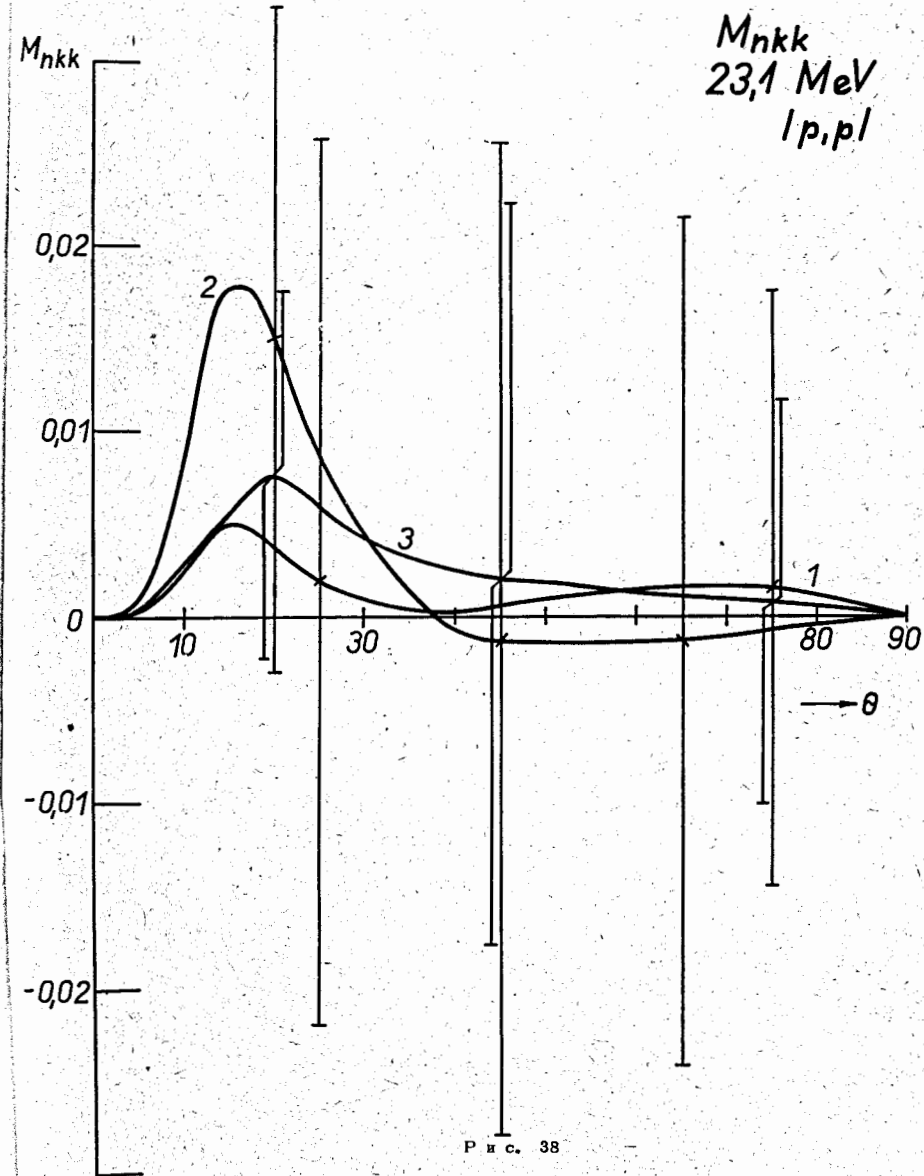
Р и с . 35



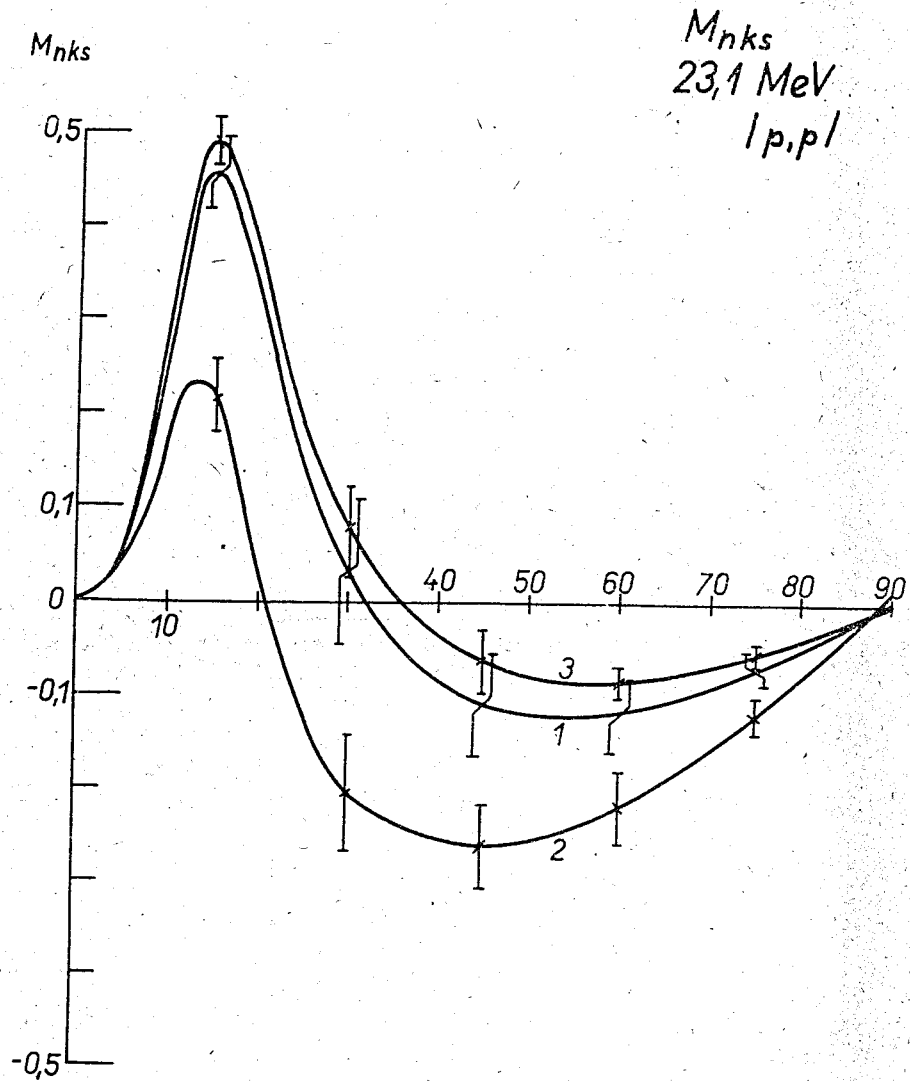
Р и с . 36



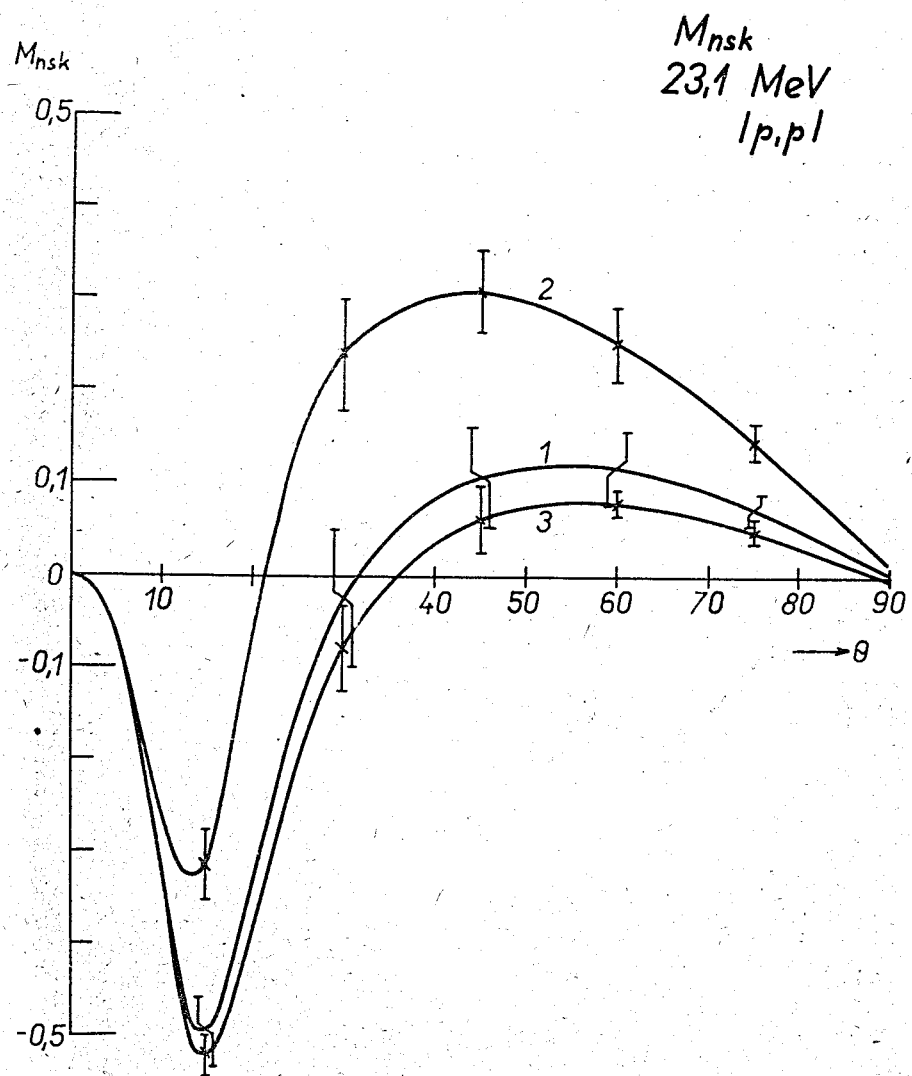
Р и с. 37



Р и с. 38



Р и с. 39



Р и с. 40

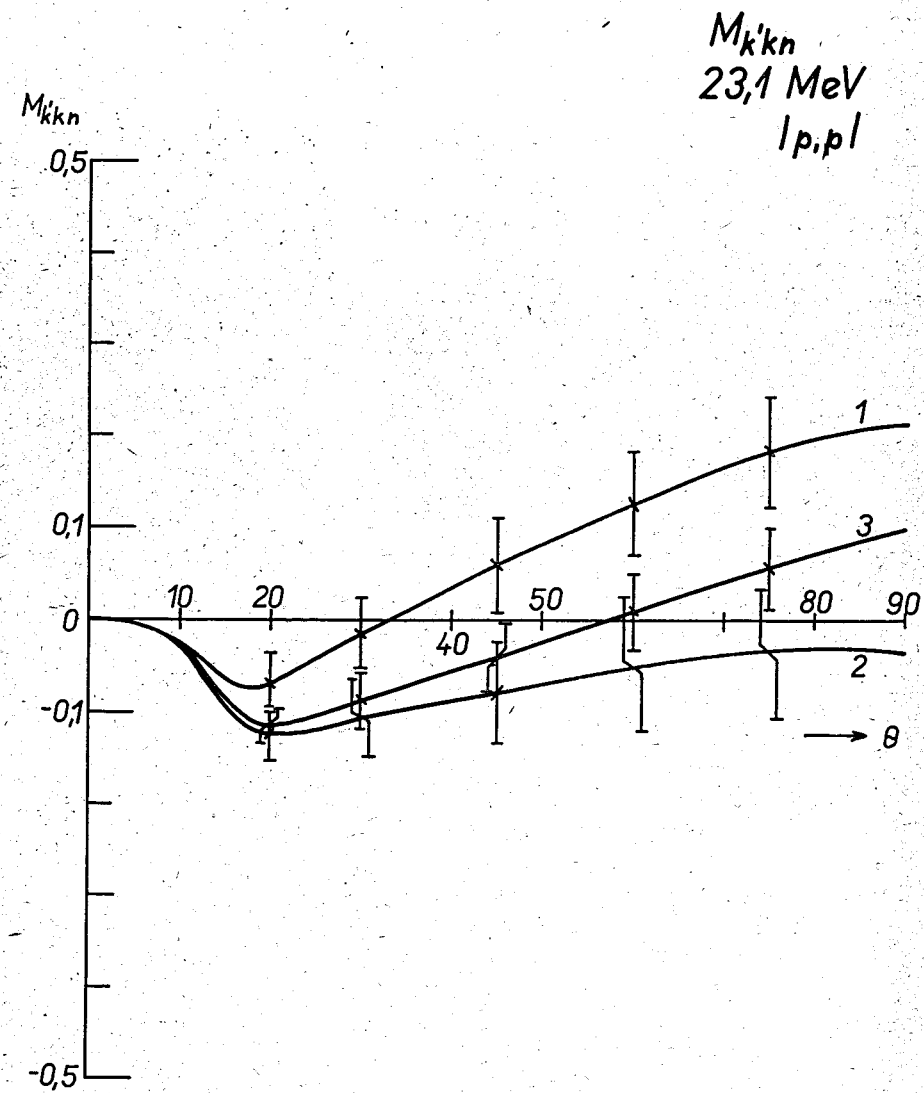


Рис. 41

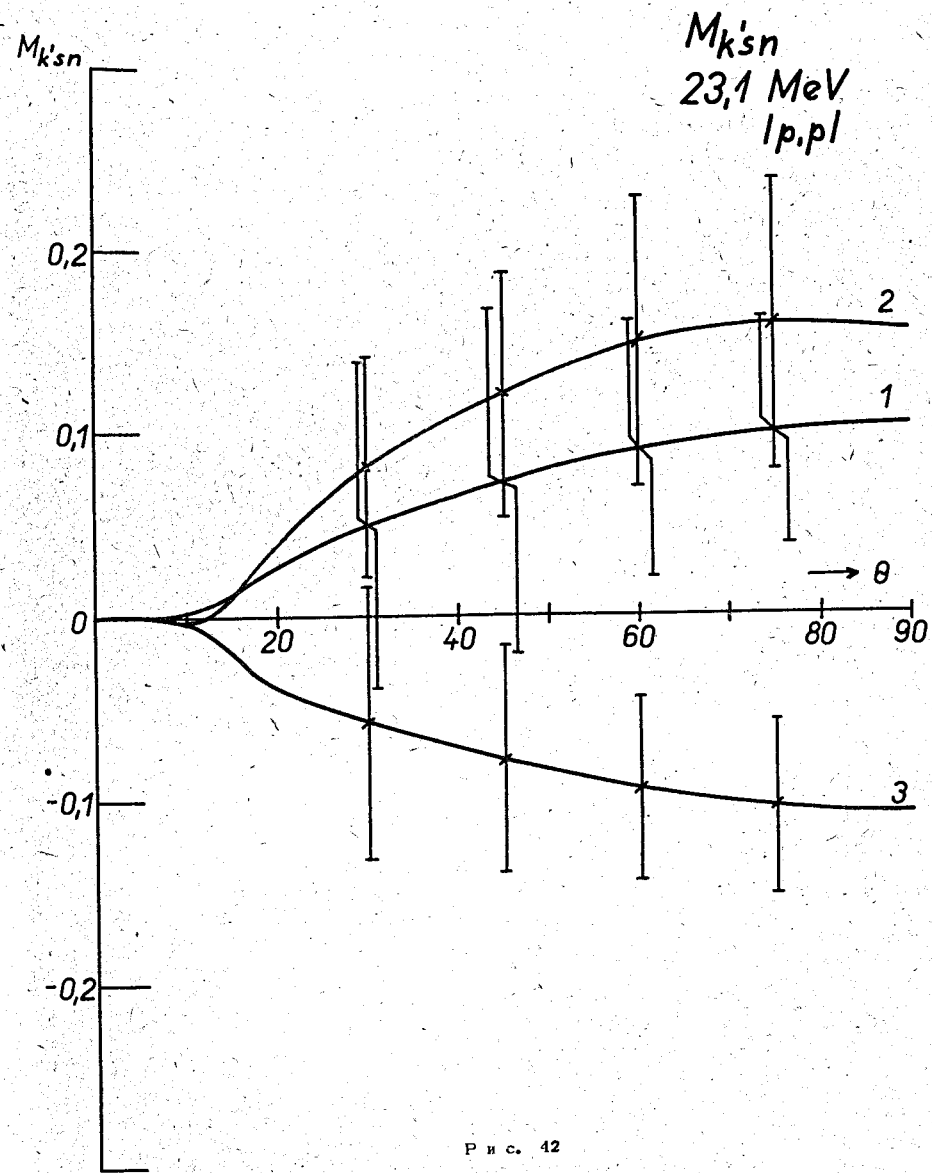
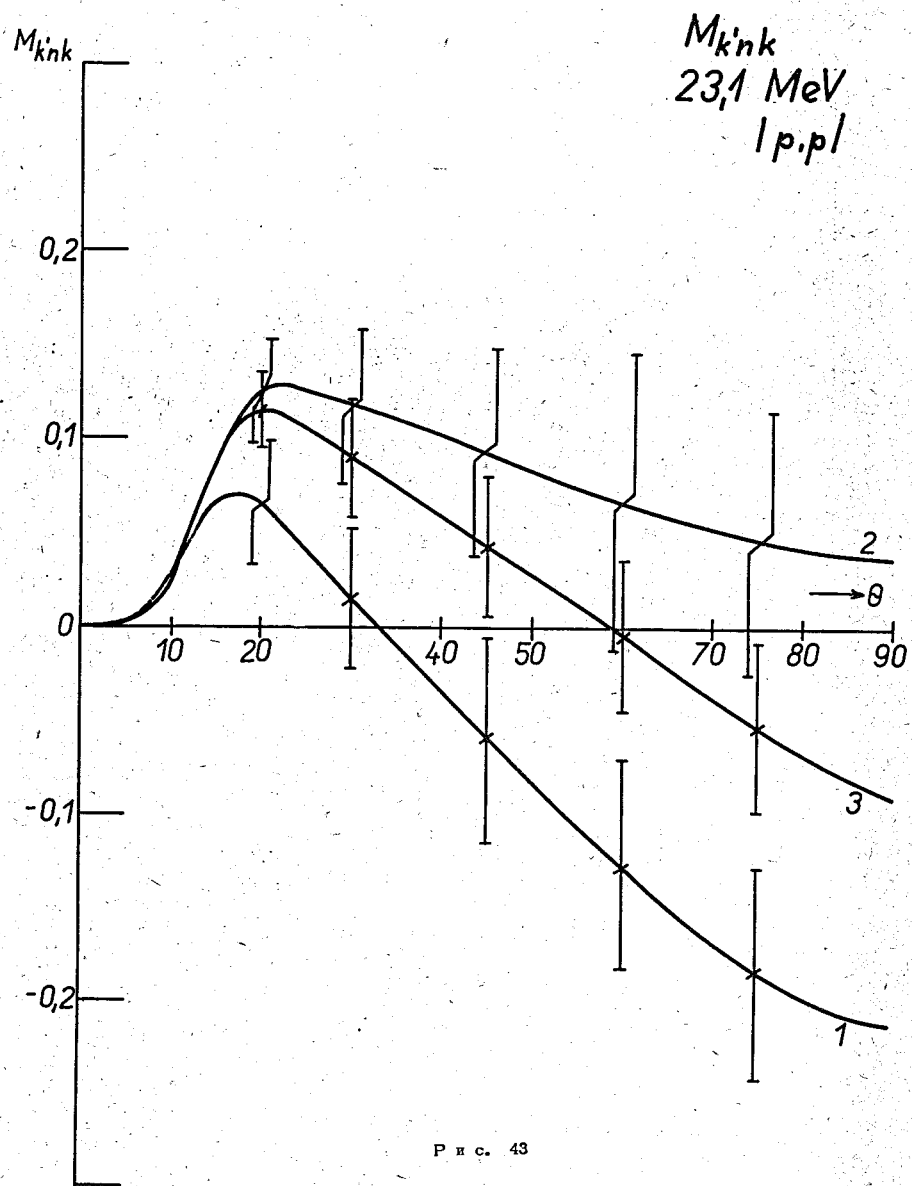
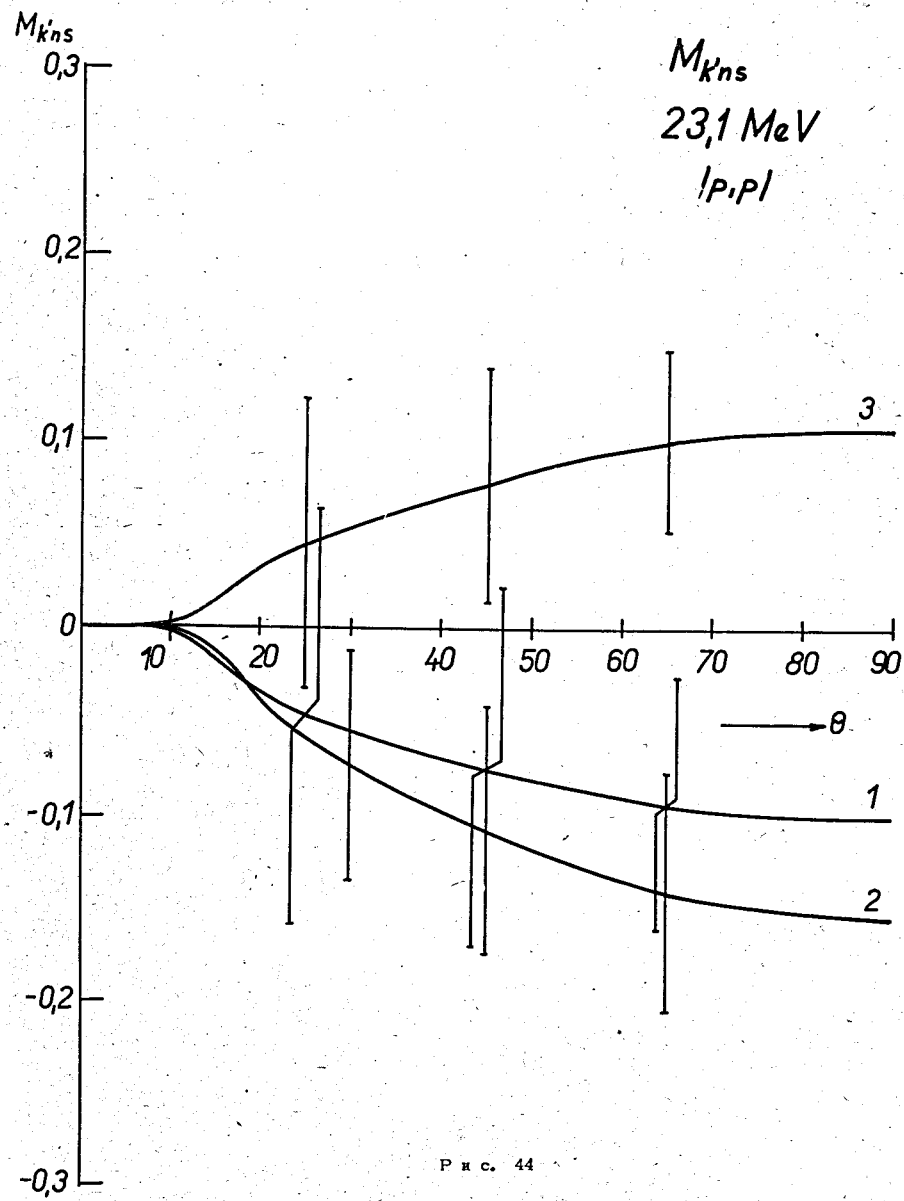


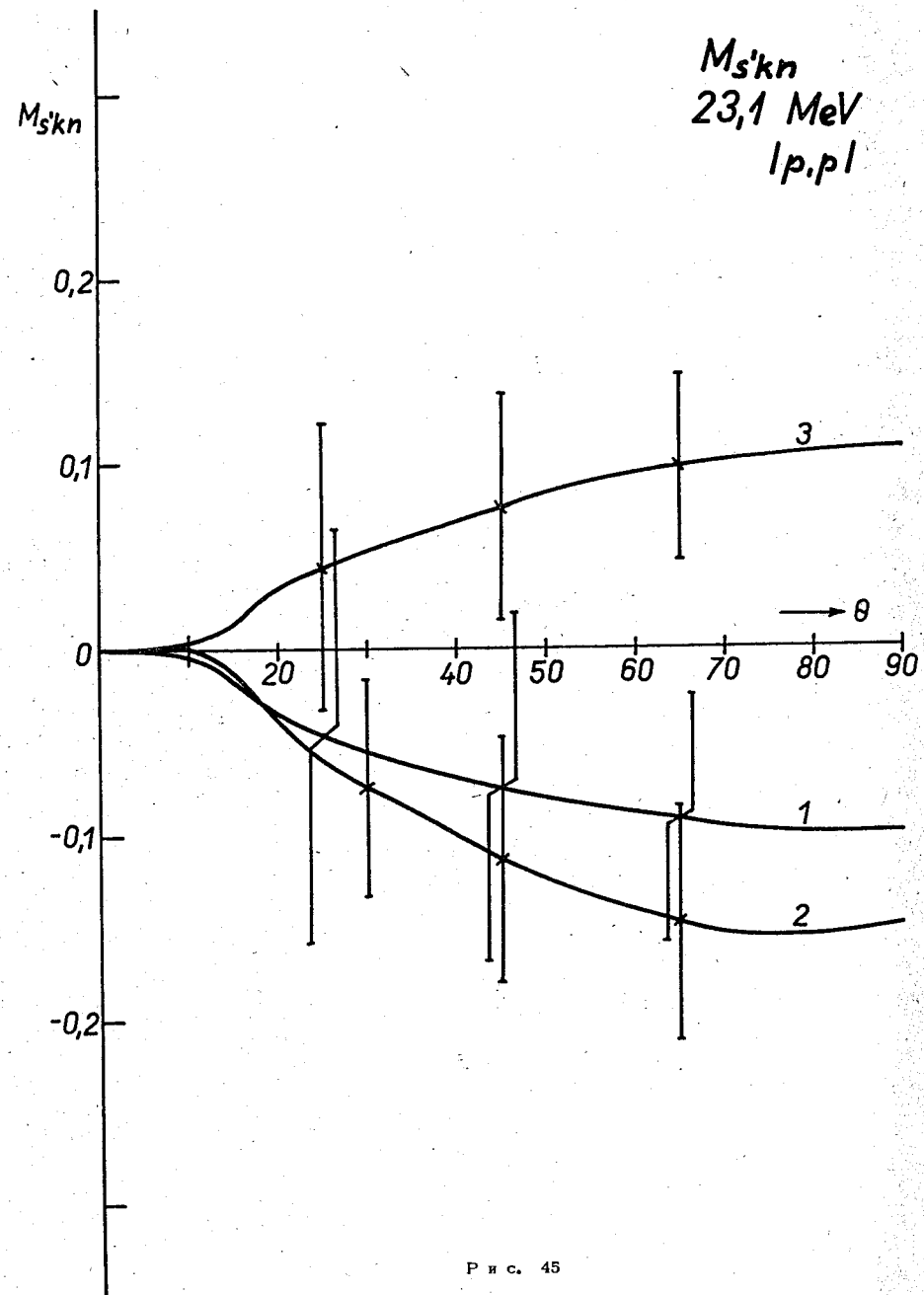
Рис. 42



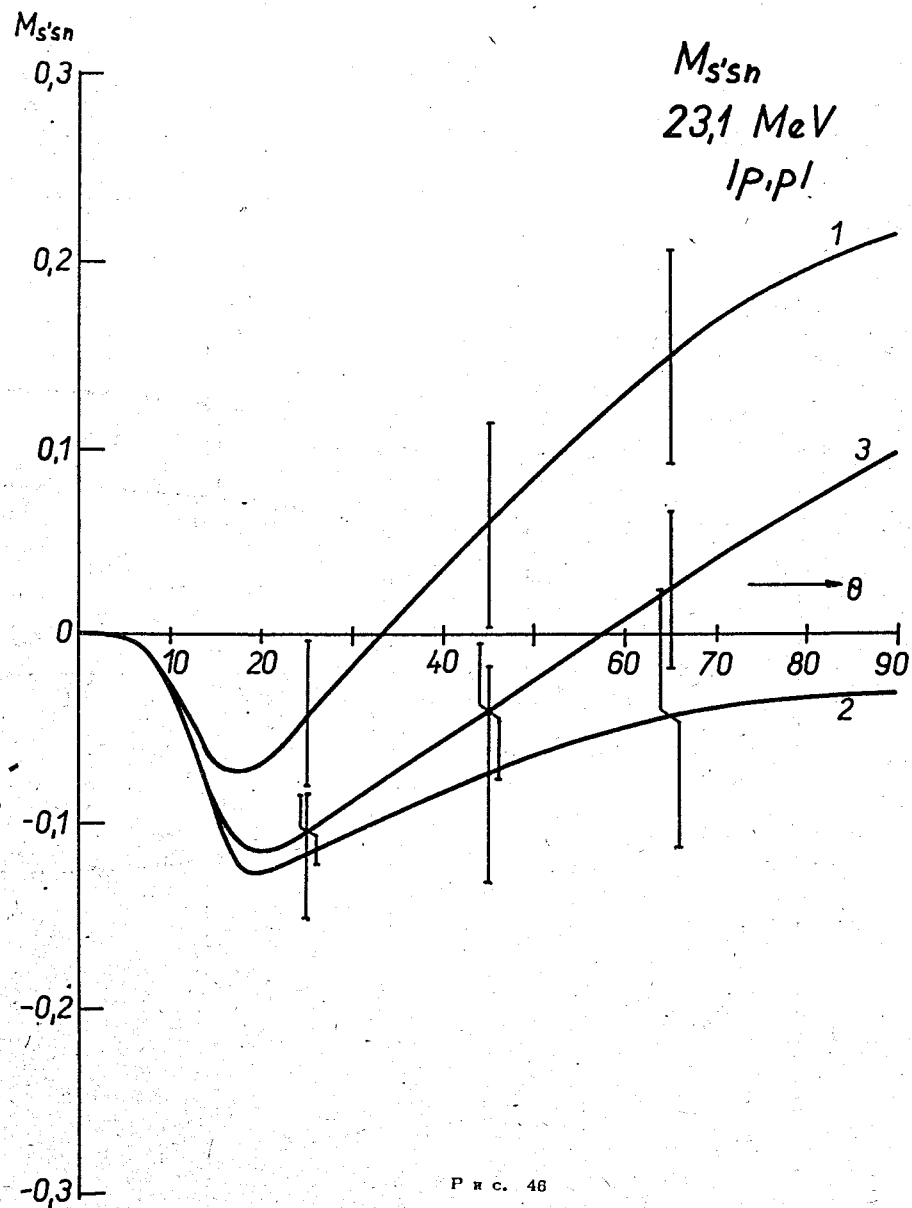
Р и с. 43



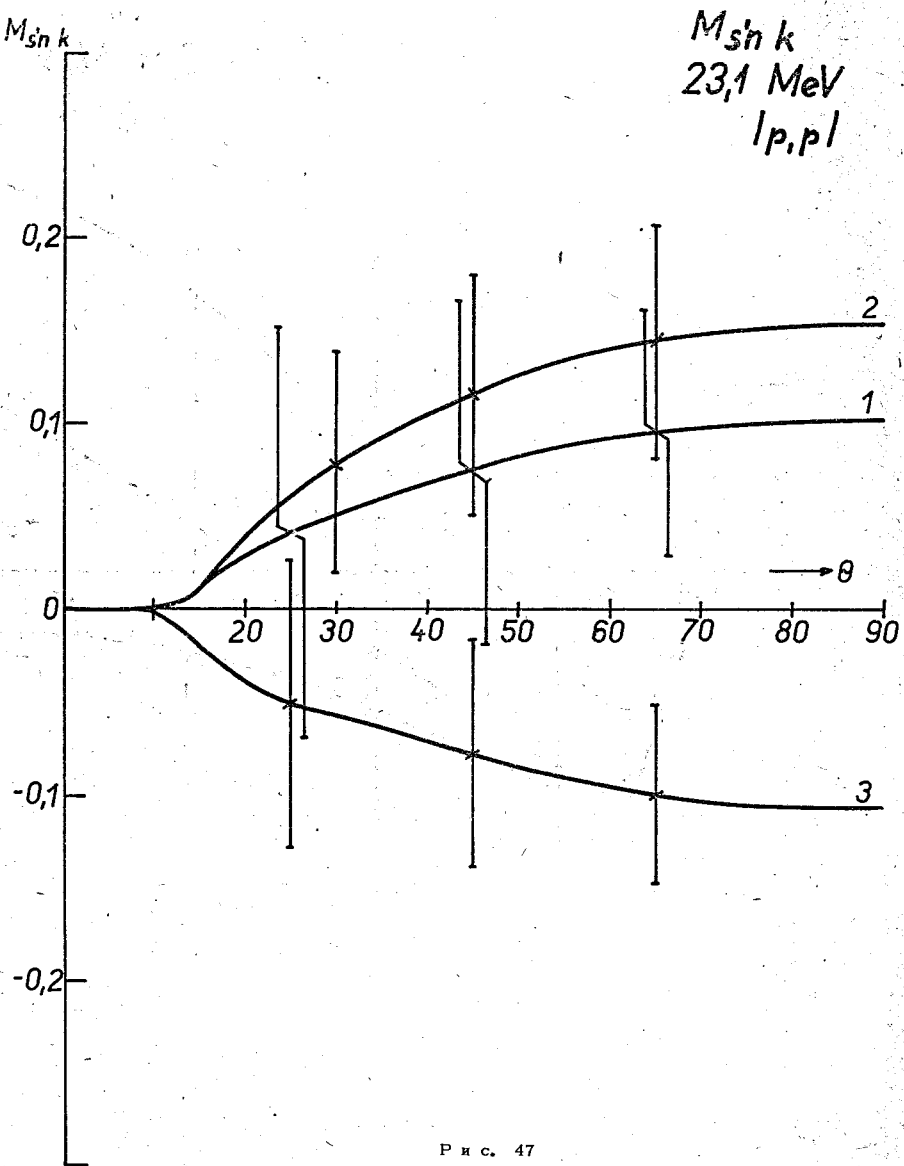
Р и с. 44



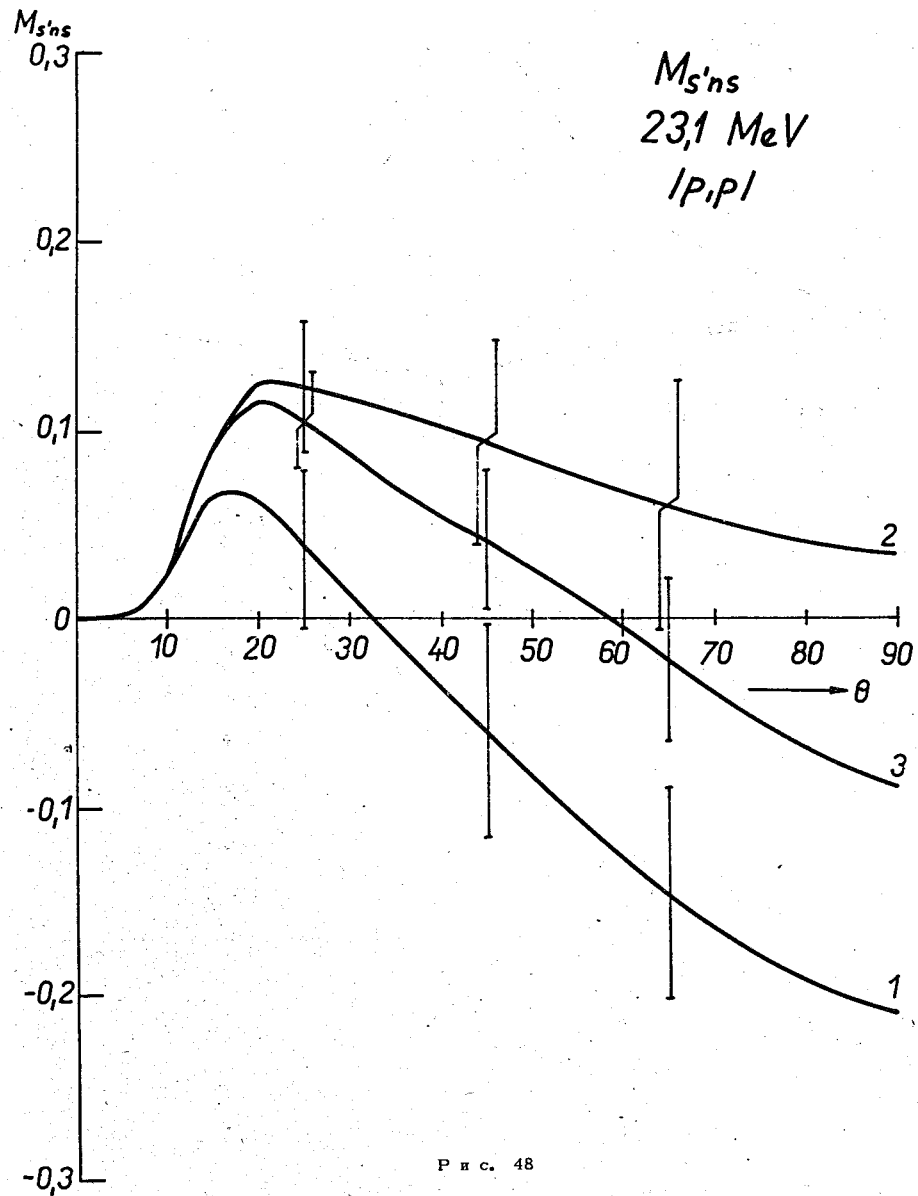
Р и с. 45



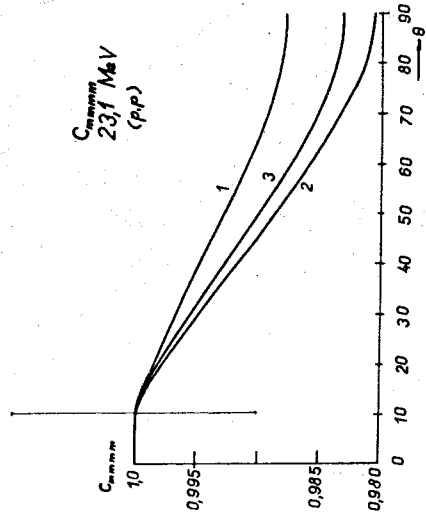
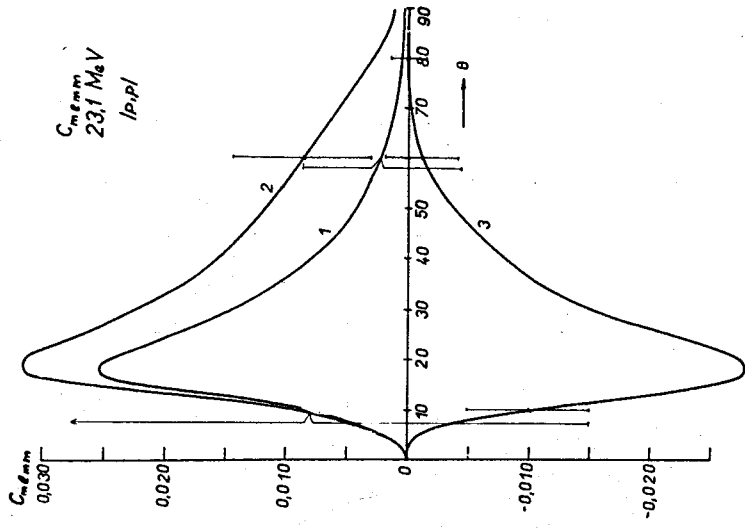
Р и с. 46



Р и с. 47

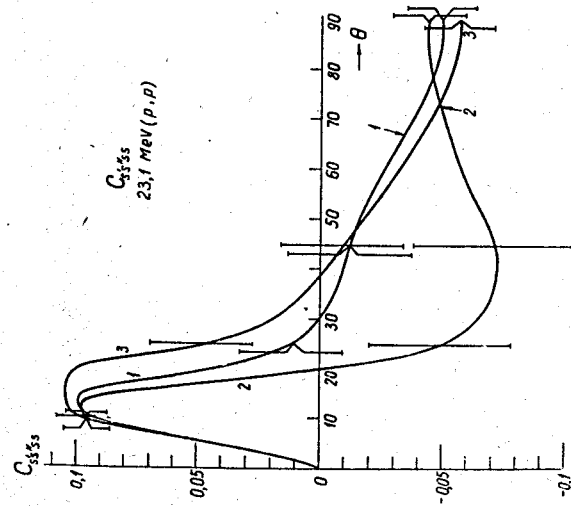


Р и с. 48

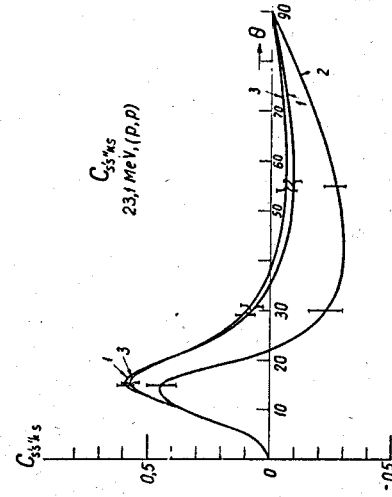


Р и с. 48

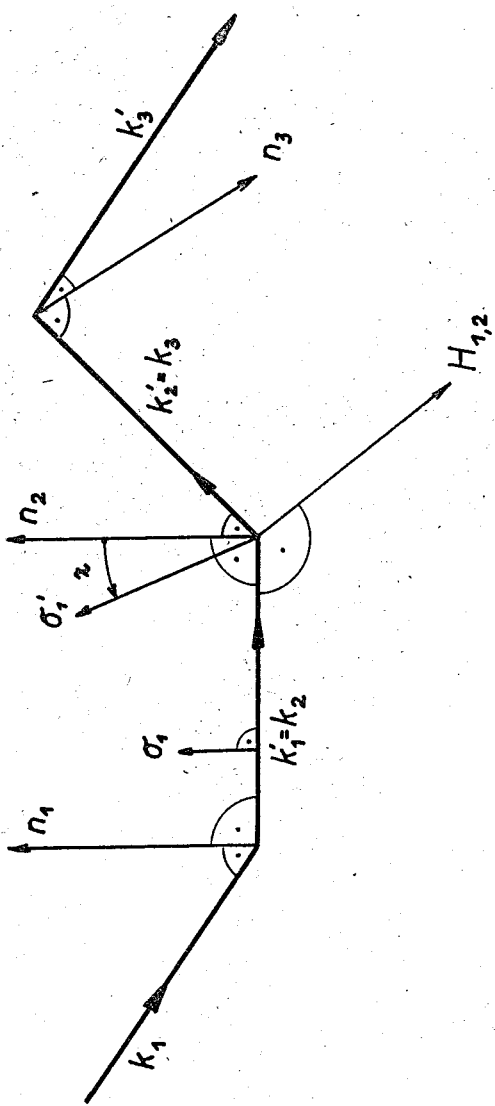
Р и с. 50



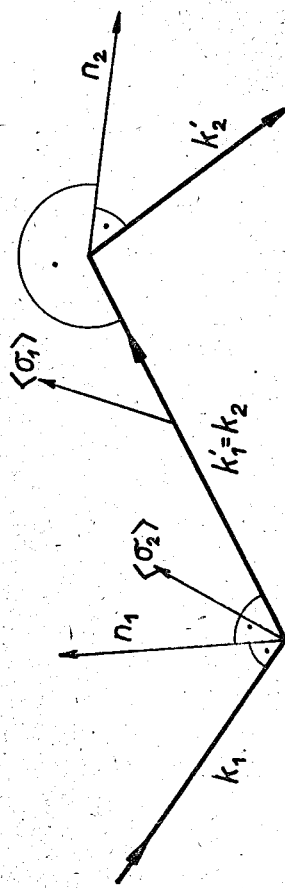
Р и с. 51



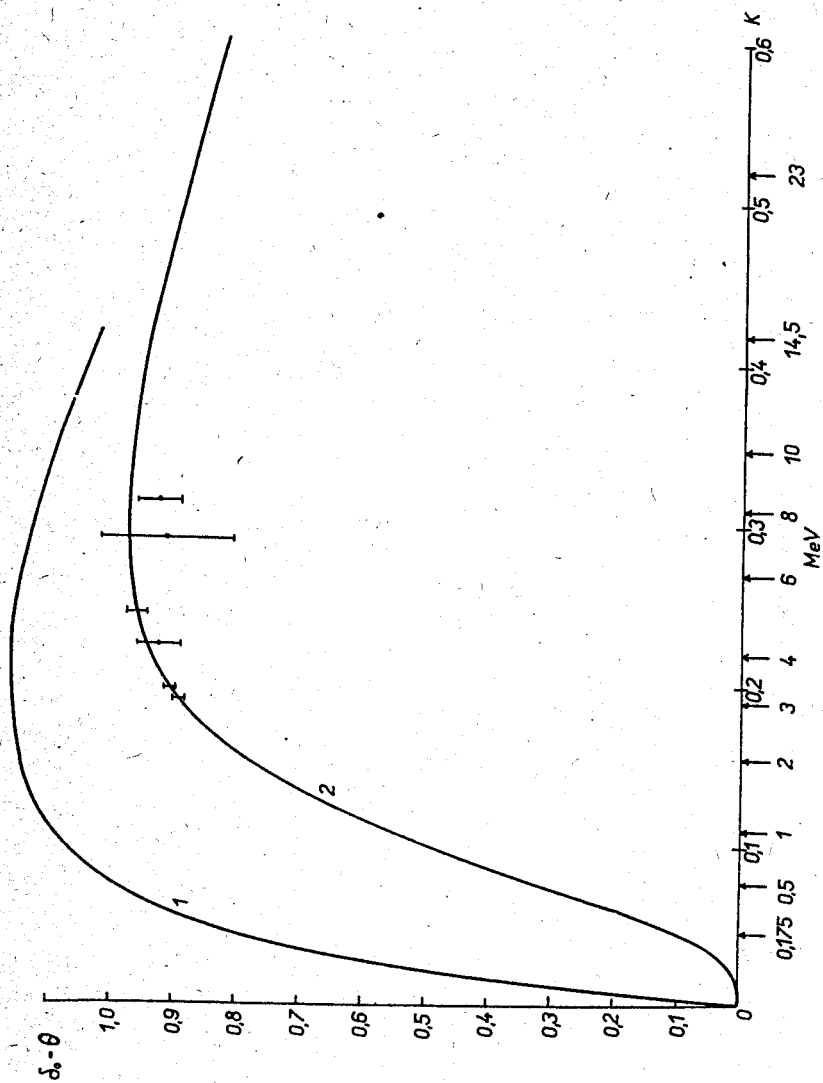
Р и с. 52



Р и с. 53. Схема эксперимента для измерения параметров тройного рассеяния.



Р и с. 54. Схема эксперимента для измерения сечения двойного рассеяния на ППМ.



Р и с. 55. Фазы δ_{s_0} , вычисленные из эффективного радиуса и длины рассеяния для pp (кривая 1) и pp (кривая 2) рассеяния.