

ИНДЕКС 3649



Препринт ЕФИ-1130(7)-89

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Г.Г.АКОПЯН, П.И.ГАЛУМЯН, В.В.КАРАПЕТЯН,
Г.В.КАРАПЕТЯН

АНАЛИЗИРУЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ И
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ
УПРУГОГО π^{12} -С РАССЕЯНИЯ В ОБЛАСТИ

ЭНЕРГИЙ 90-350 МэВ

ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН - 1989

Պ.Վ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Վ.Վ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Հ.Հ. ՀԱԿՈՔՅԱՆ,

Պ. Ի. ՂԱԼՈՒՄՅԱՆ

$\vec{p} - {}^{12}\text{C}$ անաչափան սրտան ԳՈՐԵԸՆՔԱՑԻ ԴԻՓԵՐԵՆՑԻԱԼ
ԿՈՐԵԼԱՑԻՆԻՍՏՆԻ ՎԵՐԼՈՒԿՆԵՐՆԻ ՈՒՆԱԿՈՒՅՑՈՒՆԸ
50-850 ՄԵՎ ԷՆԵՐԳԻԱՆՆԵՐԻ ՏԵՐՈՒՅԹՈՒՄ

${}^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{n}){}^{12}\text{C}$ սեռացիայի զիֆերենցիալ կարվածքը և քվեռացման վերլուծման ունակությունը ստացվել են ${}^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p}){}^{12}\text{C}$ իզոտոպիկ ինվարիանտ գործընթացի ալյալները վերլուծության հիման վրա, որը անց է կացվել Ֆենոմենոլոգիական ՕՊՊ /optical model potential / մոդելի սահմաններում նույն պայմանները կենդանիները 50-850 ՄԵՎ և (արտաքինը) ցրման անկյունները $\leq 20^\circ$ սիրույթում: Ալյալները ներկայացված են բազմանդամ ֆունկցիայի տեսքով՝ կախած կենդանիներից և ցրման անկյուններից:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ
Երևան 1989

I. Введение

Измерение поляризации и клонов отдачи в двойных поляризационных экспериментах по фоторождению пионов на нуклонах дает новые независимые связи для определения амплитуд процесса и является необходимым этапом на пути осуществления "полного опыта" [1,2]. Традиционным методом измерения поляризации нуклонов средних энергий является измерение угловой асимметрии их рассеяния на ядрах, вызванной спин-орбитальной компонентой амплитуды процесса [3,4]. Большие величины сечений и анализирующей способности, а также большое число экспериментальных данных по упругому процессу ${}^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p}){}^{12}\text{C}$ в области энергий протонов 40-450 МэВ [5-7] позволяют успешно использовать углеродные рассеиватели в качестве эффективных анализаторов поляризации протонов. Полученные систематические данные по эффективной анализирующей способности инклюзивного процесса ${}^{12}\text{C}(\vec{p}, p)X$ в области энергий 100-800 МэВ существенно расширили возможности использования углеродных анализаторов [8-10]. Такие поляриметры нашли широкое применение в проведении корреляционных измерений в p-p процессах в рамках "полного опыта" [11].

В случае нейтронов данные по анализирующей способности \bar{n} - ^{12}C рассеяния в области энергий от нескольких десятков мегаэлектронвольт и выше практически отсутствуют, что до настоящего времени включало использование поляриметров нейтронов на базе углеродных рассеивателей. Для измерения поляризации нейтронов в области энергий ниже 60 МэВ использовались жидкогелиевые рассеиватели [12,13]. В экспериментах по фоторождению традиционно использовались жидководородные рассеиватели [14-16], анализирующие свойства которых хорошо известны из фазовых анализов по \bar{n} -р упругому рассеянию в широком интервале углов и энергий [17,18]. В сравнении с жидководородными рассеивателями использование углеродных рассеивателей и упругого канала реакции $^{12}\text{C}(\bar{n}, \bar{n})^{12}\text{C}$ имеет следующие важные преимущества:

- обеспечиваются сравнительно высокие значения $A\sqrt{B}$ (где A - анализирующая способность, B - дифференциальное сечение) - параметра, определяющего точность измерения поляризации нейтронов;

- наличие узкого конуса рассеяния вперед позволяет избежать использования регистрирующей аппаратуры с большим телесным углом для обеспечения приемлемой светосилы;

- конструктивная простота твердотельных углеродных рассеивателей в сравнении со сложностью изготовления и эксплуатации криогенного оборудования жидководородных рассеивателей больших объемов. Использованию процесса упругого \bar{n} - ^{12}C рассеяния благоприятствует возможность его выделения на фоне неупругих процессов по световыходу с использованием активного рассеивателя из пластического сцинтиллятора [19].

В данной работе на основе ОМР модели (optical

model potential) проведен феноменологический анализ данных по изотопически инвариантному процессу $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p})^{12}\text{C}$ в интервале энергий нуклонов $E \sim (90-350)$ МэВ и углов рассеяния $\theta_{\text{lab}} \leq 20^\circ$ и получены анализирующая способность и дифференциальное сечение упругой реакции $^{12}\text{C}(\vec{n}, \vec{n})^{12}\text{C}$. Эта область углов и энергий является не только наиболее изученной с точки зрения экспериментальных данных, но и наиболее эффективной для измерения поляризации нейтронов методом рассеяния на ^{12}C .

В целях практического использования результатов анализа полученные данные представлены полиномиальной функцией от углов и энергий.

2. Феноменологический анализ

Основной задачей проводимого анализа было:

- на основе ОМР модели найти такую параметризацию амплитуд процесса $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p})^{12}\text{C}$, которая обеспечивает приемлемое описание экспериментальных данных в исследуемом диапазоне углов и энергий;

- на основе подгонки экспериментальных данных расчетными величинами определить неизвестные параметры модели;

- используя изотопические свойства ядерных амплитуд [20], определить наблюдаемые процесса $^{12}\text{C}(\vec{n}, \vec{n})^{12}\text{C}$.

Анализ проводился в энергозависимой форме и, таким образом, обобщил задачу интерполяции данных в реакции упругого \vec{p} - ^{12}C рассеяния. Основное предположение при этом заключалось в "гладком" монотонном поведении потенциалов ОМР с энергией, что обеспечивает такое же поведение парциальных ядерных ампли-

туд с энергией (часть 3) и аналогично методу "кратчайшего пути" в энергозависимом фазовом анализе [21], являлось основным критерием однозначности полученных решений.

Обзор литературы показывает, что в исследуемой области энергий имеется довольно обширная информация о потенциале ядра ^{12}C . В основном это обусловлено проверкой самой модели; поэтому многим экспериментальным данным традиционно сопутствуют локальные анализы, основанные на том или ином варианте нерелятивистской OMP [22-33]. Большинство из них использовали стандартные формы параметризаций потенциалов: гауссовскую или WS (Woods - Saxon) - параметризацию, и в целом хорошо описывают экспериментальные данные при углах рассеяния в области первого дифракционного минимума.

Однако они не дают гладкого или монотонного поведения потенциалов от энергии, что может быть связано с упрощенностью применяемых форм параметризаций, неучтенными систематическими ошибками измерений и использованием неполной экспериментальной информации (большинство из этих анализов используют данные двух типов: данные по анализирующей способности и дифференциальному сечению, измеренных при одной и той же энергии или экстраполированные к одной и той же энергии падающих нуклонов в процессе упругого \vec{p} - ^{12}C рассеяния). Кроме того, прямому сравнению результатов разных анализов препятствуют модельные отличия и разная степень учета релятивистской кинематики процесса. Из сказанного следует, что несмотря на большое число проведенных для процесса $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p}')^{12}\text{C}$ локальных анализов, они недостаточно информативны в плане решения основной задачи: - коррек-

тной интерполяции данных в исследуемом интервале углов и энергий.

Новые прецизионные измерения дифференциального сечения и анализ этих данных в рамках OMP модели показал [31], что для улучшения описательных свойств модели необходимо введение более сложных, чем это использовалось ранее, форм радиальной зависимости потенциалов. Это подтверждается результатами теоретических предсказаний различных ядерных моделей: микроскопическими VWF [34], RVWF [35], KMT [32], релятивистскими \mathcal{N} H [36], релятивистскими квантово-полевыми моделями [37].

Результаты этих предсказаний, в частности, были использованы в новом феноменологическом анализе [30] процесса $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p}')^{12}\text{C}$ при энергиях протонов 122, 160 и 200 МэВ, который показал, что применение нестандартной ($2WS + MS0$) - параметризации оптических потенциалов качественно улучшает описание экспериментальных данных с большими значениями переданного импульса. Вместе с тем, анализ не контролирует описания экспериментальных данных в промежуточных по энергии областях и не использует непосредственно данные по полным или полным неупругим сечениям.

Результаты анализа [38] указывают на монотонную зависимость параметров модели от энергии падающих нуклонов, что является благоприятным условием для проведения нового энергозависимого анализа в рамках аналогичной или близкой к ней параметризации потенциалов с целью описания всех имеющихся экспериментальных данных в исследуемом интервале углов и энергий.

Проведение глобального OMP анализа, включающего изоспиновую зависимость потенциалов, как это сделано для ядер с

$A \gg 40$ [20,39], затруднено из-за недостаточного количества прецизионных данных для легких ядер, в частности, по тройному рассеянию. Что касается качества экспериментальных данных по упругому рассеянию на ядре ^{12}C , то за исключением измерений при энергиях протонов 122 МэВ [36,40], 160 МэВ [38], 185 МэВ [28] и 200 МэВ [31,32], данные были получены давно, сосредоточены в основном в области малых углов рассеяния и часть из них имеет значительные систематические ошибки измерений [33,41].

Учитывая специфику решаемой задачи и ситуацию с экспериментальными данными, новый анализ ограничен данными при малых углах рассеяния, что позволяет для явной параметризации амплитуд рассеяния использовать приближение эйконала (см. часть 3). Варианты этого приближения ранее были использованы в работах [42,43] для анализа данных процесса $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p}')^{12}\text{C}$ при энергиях протонов 140 и 300 МэВ.

3. Общий формализм

Матрица рассеяния исследуемого процесса описывается двумя комплексными амплитудами g и h , отвечающими спин-независимому и спин-зависимому рассеянию соответственно [3]. Четыре величины, которые могут быть измерены (из них только три являются независимыми) реализуют условие "полного опыта". Это: дифференциальное сечение процесса - σ , параметр поляризации из экспериментов по двойному рассеянию - P , параметры спиновых корреляций из экспериментов по тройному рассеянию A и R [3,51]. Имеются следующие связи для определения амплитуд процесса:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{2} \{ |\mathcal{B}_1|^2 + |\mathcal{B}_2|^2 \} \\ \sigma \cdot P &= \frac{1}{2} \{ |\mathcal{B}_1|^2 - |\mathcal{B}_2|^2 \} \\ \mathcal{B}(R \cdot \cos \theta^* - A \cdot \sin \theta^*) &= \text{Re}(\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2^*) \\ \mathcal{B}(R \cdot \sin \theta^* + A \cdot \cos \theta^*) &= -\text{Im}(\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2^*), \end{aligned} \quad (I)$$

где для удобства введены новые независимые переменные \mathcal{B}_1 и \mathcal{B}_2 (амплитуды взаимодействия без переворота и с переворотом спина соответственно):

$$\mathcal{B}_1 = g + h \quad \mathcal{B}_2 = g - h$$

(все наблюдаемые σ , P , R , A и амплитуды g и h определены в системе центра масс, θ^* - угол рассеяния в СЦМ).

Поскольку параметры тройного рассеяния измеряются в лабораторной системе, они выражаются через амплитуды \mathcal{B}_1 и \mathcal{B}_2 соотношениями:

$$R(\theta) = R(\theta^*) \{ \cos \theta \cos \theta^* + \chi_0 \sin \theta \sin \theta^* \} - A(\theta^*) \cdot \frac{\gamma_0 \beta_0}{\gamma^* \beta^*} \sin \theta,$$

$$A(\theta) = A(\theta^*) \{ \cos \theta \cos \theta^* + \chi_0 \sin \theta \sin \theta^* \} + R(\theta^*) \cdot \frac{\gamma_0 \beta_0}{\gamma^* \beta^*} \sin \theta,$$

где

$$R(\theta^*) = (1/\sigma) \cdot (\cos \theta^* \cdot \text{Re}(\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2^*) - \sin \theta^* \cdot \text{Im}(\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2^*)),$$

$$A(\theta^*) = (1/\sigma) \cdot (\cos \theta^* \cdot \text{Im}(\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2^*) - \sin \theta^* \cdot \text{Re}(\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2^*))$$

- параметры тройного рассеяния в СЦМ:
- θ - угол рассеяния в лабораторной системе,

$$\begin{aligned} \gamma_0 & - \text{лоренц-фактор СЦМ,} \\ \gamma^* & - \text{лоренц-фактор нуклона в СЦМ} \\ \beta_0 & = \sqrt{1 - 1/\gamma_0^2} \\ \beta^* & = \sqrt{1 - 1/\gamma^{*2}} \end{aligned}$$

В нерелятивистском приближении эти соотношения приводят к тривиальным преобразованиям поворота:

$$A(\theta) = A(\theta^*) \cos(\theta - \theta^*) - R(\theta^*) \sin(\theta - \theta^*),$$

$$R(\theta) = R(\theta^*) \cos(\theta - \theta^*) + A(\theta^*) \sin(\theta - \theta^*).$$

Из свойств лоренц-инвариантности поляризации следует, что остальные две наблюдаемые из экспериментов по тройному рассеянию R' и A' [51] связаны с параметрами R и A следующим образом:

$$R'(\theta) = -A(\theta), \quad A'(\theta) = R(\theta).$$

Полное сечение дается оптической теоремой:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{K} \text{Im} \{g_N(0^\circ)\},$$

где $g_N(0^\circ)$ - спин-независимая амплитуда чисто ядерного рассеяния вперед, K - импульс в СЦМ.

В основе анализа лежит полурелятивистское уравнение Шрёдингера для задачи рассеяния частицы со спином $1/2$ на бесспиновом ядре [44]

$$\{\nabla^2 + K^2 - 2\mu V(\vec{z})\} \psi^{(+)}(\vec{k}, \vec{z}) \chi_0^s = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \text{где } \mu & = \frac{E}{1+E/M} & - \text{приведенная масса,} \\ K^2 & = \frac{E^2 - m^2}{1+E/M} & - \text{импульс в СЦМ, } E = \sqrt{s} - M \end{aligned}$$

\sqrt{s} - полная энергия СЦМ,

m, M - масса нуклона и ядра-мишени,

χ_0^s - двухкомпонентная спиновая функция,

$\hbar = c = 1$.

В уравнении (2) учтена отдача ядра, $V(\vec{z})$ - потенциал, удовлетворяющий условиям: $|V| \ll m$, $\frac{|V|}{V} \ll K$ [44]. В качестве V выбирается зависящий от импульса локальный оптический потенциал, включающий центральный и спин-орбитальные члены:

$$\begin{aligned} V(\vec{z}, K) & = \bar{V}_R(\vec{z}, K) + \bar{W}_{LS}(\vec{z}, K) \bar{S} \bar{L} \\ \bar{S} & = \frac{1}{2} \bar{\sigma} \end{aligned}$$

\bar{L} - оператор орбитального момента, $\bar{\sigma}$ - матрица Паули.

Для амплитуды рассеяния имеем [45]:

$$A(\vec{k}' \chi_0^s, \vec{k} \chi_0^s) = \langle \chi_0^s | F(\vec{k}, \vec{k}') | \chi_0^s \rangle$$

$$F(\vec{k}, \vec{k}') = -\frac{2\pi^2}{K} \int d\vec{z} \psi_0^*(\vec{k}', \vec{z}) V(\vec{z}, \vec{k}) \psi^{(+)}(\vec{k}, \vec{z}),$$

где ψ_0 - падающая плоская волна, $\psi^{(+)}$ - рассеянная волна.

Применяя к рассеянной волне приближение эйконала

$$\psi^{(+)}(\vec{k}, \vec{z}) = \frac{\sqrt{\mu K}}{(2\pi)^{3/2}} e^{i\vec{k}\vec{z}} e^{iS(z)}$$

и разлагая радиус-вектор \vec{z} на поперечную и продольную компоненты

$$\vec{z} = \vec{y} + \frac{\vec{k}_1}{|\vec{k}_1|} \cdot z$$

(\vec{k}_1 - средний импульс), после интегрирования для амплитуды рассеяния в приближении $q/K \ll 1$ получим [46]:

$$F(\vec{k}, \vec{k}') = g(q, k) + \vec{\beta} \vec{n} h(q, k),$$

$$g(q, k) = ik_1 \int_0^\infty y dy J_0(qy) \{1 - e^{2ix} \operatorname{ch}(2i\chi_{LS})\},$$

$$h(q, k) = k_1 \int_0^\infty y dy J_1(qy) e^{2ix} \operatorname{sh}(2i\chi_{LS}), \quad (3)$$

$$\chi(y, k) = -\mu/k_1 \int_0^\infty dz \bar{V}_R(y, z, k),$$

$$\chi_{LS}(y, k) = -\mu y \int_0^\infty dz \bar{W}_{LS}(y, z, k),$$

- где $k_1 = 1/2 |\vec{k} + \vec{k}'|$ - средний импульс,
 $q = |\vec{k} - \vec{k}'|$ - переданный импульс,
 $\vec{n} = \frac{\vec{k} \times \vec{k}'}{|\vec{k} \times \vec{k}'|}$ - нормаль к плоскости рассеяния,
 $|\vec{k}| = |\vec{k}'| = k$ - импульс в СЦМ,
 J_0 и J_1 - функции Бесселя I-го рода,
 $\chi(y, k)$ - фаза рассеяния центральным потенциалом,
 $\chi_{LS}(y, k)$ - фаза рассеяния спин-орбитальным потенциалом.

В качестве потенциалов \bar{V}_R и \bar{W}_{LS} выбираются сферически симметричные функции, интегрирование в амплитудах g и h ведется по прицельному параметру y . Радиальная зависимость оптических потенциалов параметризована в виде:

$$\begin{aligned} \bar{V}_R &= -V_R(k, z) - iW_R(k) f_W(z) \\ \bar{W}_{LS} &= \lambda_x^2 \{V_{LS}(k) g_{V_{LS}}(z) + iW_{LS}(k) g_{W_{LS}}(z)\} \\ V_R(k, z) &= \left\{ V_{1R}(k) \cdot \frac{2z^2}{3a^2} + V_{2R}(k) \right\} \frac{\exp(-z^2/a^2)}{\pi^{3/2} a^3} \\ f_W(z) &= \frac{\exp(-z^2/\beta^2)}{\pi^{3/2} \beta^3} \\ \lambda_x^2 &\approx 2 \text{ фм}^2 \end{aligned} \quad (4)$$

где a и β - зависящие от импульса ядерные радиусы.

Из микроскопической теории следует, что спин-орбитальное взаимодействие пропорционально поверхностному члену $\frac{1}{z} \frac{d}{dz} \rho(z)$ [47], где $\rho(z)$ - локальная плотность ядерной материи (MSO-параметризация). В качестве $\rho(z)$ использовалась нормированная функция модифицированного гауссовского распределения, аппроксимирующая экспериментально наблюдаемую плотность распределения зарядов в ядре ^{12}C [48, 49].

$$\rho(z) = \frac{2}{\pi^{3/2} (2+3a)\omega^3} \{1 + (\alpha/\omega^2)z^2\} \exp(-z^2/\omega^2), \quad (5)$$

$$g_{V_{LS}}(z) = g_{W_{LS}}(z) = \frac{1}{z} \frac{d}{dz} \rho(z).$$

Значения параметров α и ω приведены в табл. I, энергетическая зависимость потенциалов параметризована в виде:

$$\begin{aligned} V_{1R} &= V_{1R}^{(1)} + V_{1R}^{(2)} \ln T, \\ V_{2R} &= V_{2R}^{(1)} + V_{2R}^{(2)} \ln T, \\ W_R &= W_R^{(1)} + W_R^{(2)}(T-80) + W_R^{(3)}(T-80)^3, \\ V_{LS} &= V_{LS}^{(1)} - V_{LS}^{(2)} \ln T, \\ W_{LS} &= W_{LS}^{(1)} - W_{LS}^{(2)} \ln T, \\ \alpha &= \alpha^{(1)} + \alpha^{(2)}(T-80), \\ \beta &= \beta^{(1)} + \beta^{(2)}(T-80), \end{aligned} \quad (6)$$

где T - кинетическая энергия налетающего нуклона (МэВ) в лабораторной системе. Такая параметризация соответствует лучшему в рамках стандартной оптической модели энергетическому поведению величин объемных интегралов от потенциалов для ядер

^{40}Ca , ^{90}Zr и ^{208}Pb [20, 39] (см. часть 5).

Учитывая кулоновское взаимодействие, полная амплитуда нуклон-ядерного рассеяния записывается в виде:

$$F(\vec{k}, \vec{k}') = F_{\text{NC}}(\vec{k}, \vec{k}') + F_c(\vec{k}, \vec{k}'),$$

где F_c - приводимая ниже амплитуда кулоновского рассеяния, $F_{\text{сн}}$ - амплитуда ядерного рассеяния. При этом амплитуды g и h чисто ядерного рассеяния (формулы 3) принимают вид:

$$g_{\text{NC}} = ik_1 \int_0^\infty y dy e^{2i\eta_{\text{кулон}}} \{1 - e^{2ix} \text{ch}(2i\chi_{\text{LS}})\} J_0(qy),$$

$$h_{\text{NC}} = k_1 \int_0^\infty y dy J_1(qy) e^{2i\eta_{\text{кулон}}} e^{2ix} \text{sh}(2i\chi_{\text{LS}}),$$

где множитель $e^{2i\eta_{\text{кулон}}}$ обусловлен кулоновским взаимодействием [43].

Принимая малость спин-орбитального потенциала ($2\chi_{\text{LS}} \ll 1$) (что подтверждается результатами анализа), и подставляя потенциалы \bar{V}_R и \bar{W}_{LS} в выражения для фаз, после интегрирования получим параметризованные выражения для амплитуд рассеяния:

$$F_{\text{NC}}(\vec{k}, \vec{k}') = g_{\text{NC}}(q, k) + \vec{\sigma} \vec{n} h_{\text{NC}}(q, k),$$

$$g_{\text{NC}} = ik_1 \int_0^\infty y dy e^{2i\eta_{\text{кулон}}} \{1 - e^{2ix}\} J_0(qy),$$

$$h_{\text{NC}} = ik^2 \cos(\theta/2) \int_0^\infty y^2 dy e^{2i(\eta_{\text{кулон}} + \chi)} \eta_{\text{LS}} J_1(qy), \quad (7)$$

$$\eta_{\text{LS}}(y) = \frac{\lambda_z^2 \mu}{\pi k \alpha^4} \left\{ V_{\text{LS}} + i W_{\text{LS}} \right\} \left(\frac{2 - \alpha + \frac{2\alpha}{\omega^2} y^2}{2 + 3\alpha} \right) \exp\left(-\frac{y^2}{\alpha^2}\right),$$

$$\chi(y) = (y^2 x^{(1)} + x^{(2)}) \exp(-y^2/\alpha^2) + ix^{(3)} \exp(-y^2/\beta^2),$$

$$\chi^{(1)} = \frac{V_{1R} \mu}{3\pi k \alpha^4},$$

$$\chi^{(2)} = \left\{ \frac{V_{1R}}{3} + V_{2R} \right\} \frac{\mu}{2\pi k \alpha^2},$$

$$\chi^{(3)} = W_R \frac{\mu}{2\pi k \beta^2}.$$

Для вычисления фазы $\eta_{\text{кулон}}$ использовался экранированный кулоновский потенциал, отвечающий зарядовому распределению (5):

$$V_{\text{кулон}}(r) = \frac{z^2 \mu}{137} \left\{ \frac{erf(r/\omega)}{r} - \frac{2\alpha}{(2+3\alpha)\sqrt{\pi} \omega} \exp(-r^2/\omega^2) \right\}.$$

В соответствии с этим, используемое в качестве $\eta_{\text{кулон}}$ асимптотическое выражение кулоновской WKB - фазы [43] имеет вид:

$$\eta_{\text{кулон}}(y) = \frac{z \mu}{137} \cdot \frac{\mu}{k} \left\{ \ln ky + \int_{y/\omega}^\infty \frac{dx erf(x)}{\sqrt{x^2 - y^2/\omega^2}} + \frac{\alpha}{2+3\alpha} e^{-y^2/\omega^2} \right\}. \quad (8)$$

Амплитуды кулоновского рассеяния нуклонов на тяжелом бесспиновом центре приведены в работе [3]. Учитывая эффекты экранирования и используя зарядовое распределение (5), можно записать:

$$F_c(\vec{k}, \vec{k}') = g_c(q, k) + \vec{\sigma} \vec{n} h_c(q, k)$$

$$g_c(q, k) = -\frac{2\eta_0 k}{q^2} \left\{ z - \frac{(\bar{\mu} - z/2) q^2}{4\mu^2} \right\} F(q^2) \exp(2iz \cdot \chi_c)$$

$$h_c(q, \kappa) = i \frac{\eta_0 \kappa}{2\mu^2} \cdot \frac{\bar{\mu} - z/2}{\operatorname{tg}(\theta^*/2)} \cdot F(q^2) \exp(2iz \cdot \chi_c), \quad (9)$$

$$F(q^2) = \left\{ 1 - \frac{\alpha \omega^2 q^2}{2(2 + 3\alpha)} \right\} \exp\left(-\frac{q^2 \omega^2}{4}\right),$$

где дополнительно введены обозначения:

$\bar{\mu}$ - магнитный момент нуклона в ядерных магнетонах,

z - заряд нуклона,

$$\eta_0 = \frac{z \text{ ядра}}{137} \frac{\mu}{\kappa} - \text{кулоновский фактор,}$$

$F(q^2)$ - кулоновский формфактор.

Фазовый фактор χ_c соответствует случаю рассеяния: экранированным кулоновским полем. В области очень малых углов рассеяния, где основной вклад в амплитуды процесса обусловлен большими значениями прицельного параметра и эффектами экранирования можно пренебречь, χ_c аппроксимируется точным выражением, полученным для неэкранированного случая [43]:

$$\chi_c = \eta_0^{\circ} \text{кулон} = \eta_0 \left\{ -\ln\left(\sin\left(\frac{\theta^*}{2}\right)\right) - 0.577 \right\}.$$

Для больших углов рассеяния, при которых ядерное взаимодействие преобладает, в качестве χ_c использовалась усредненная величина [43]:

$$\bar{\chi}_c = \frac{\int_0^\infty y dy \eta_{\text{кулон}}(y) \chi(y) J_0(qy)}{\int_0^\infty y dy \chi(y) J_0(qy)},$$

где $\eta_{\text{кулон}}(y)$ - величина, определенная выражением (8), $\chi(y)$ - фаза рассеяния центральным ядерным потенциалом. В работе [43]

значение $\bar{\chi}_c$ вычислялось в приближении $q \approx 0$. Используемое в нашем анализе выражение $\bar{\chi}_c$ свободно от этого ограничения:

$$\bar{\chi}_c = \eta_0 \frac{A_1 B_1 + i A_2 B_2 + B_3}{A_1 + i A_2},$$

$$A_1 = \left\{ \chi^{(2)} + \chi^{(1)} a^2 \left(1 - \frac{q^2 a^2}{4}\right) \right\} a^2 \exp\left(-\frac{q^2 a^2}{4}\right),$$

$$A_2 = \chi^{(3)} b^2 \exp\left(-\frac{q^2 b^2}{4}\right),$$

$$B_1 = \ln \frac{\kappa q a^2}{2} - \frac{1}{2} E_i \left(-\frac{q^2 a^4}{4(a^2 + \omega^2)} \right),$$

$$B_2 = \ln \frac{\kappa q b^2}{2} - \frac{1}{2} E_i \left(-\frac{q^2 b^4}{4(a^2 + \omega^2)} \right),$$

$$B_3 = \chi^{(1)} a^4 \exp\left(-\frac{q^2 a^2}{4}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\omega^2}{a^2 + \omega^2}\right) \exp\left(\frac{q^2 a^2}{4} \cdot \frac{a^2}{a^2 + \omega^2}\right)\right),$$

где $E_i(-x)$ - интегральная экспонента [50].

Условие для χ_c может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} \chi_c &= \eta_0^{\circ} \text{кулон}, & \text{если } |\eta_0^{\circ} \text{кулон}| > |\bar{\chi}_c|, \\ \chi_c &= \bar{\chi}_c, & \text{если } |\eta_0^{\circ} \text{кулон}| \leq |\bar{\chi}_c|. \end{aligned}$$

На основе формул (7) и (9) полные амплитуды нуклон-ядерного рассеяния вычислялись численно для каждого значения энергии и угла рассеяния, и на их основе определялись наблюдаемые процессы.

Полное неупругое сечение вычислялось из выражения

$$\sigma_{inel} = \pi b^2 \left\{ \ln(4x^{(3)}) + c - E_i(-4x^{(3)}) \right\} - \int_0^\pi |h_{nc}|^2 d\Omega,$$

где c - число Эйлера, $\int_0^\pi |h_{nc}|^2 d\Omega$ - малый вклад, обусловленный спин-зависимой компонентой амплитуды рассеяния. Следуя рабо-

те [42], протонные данные по \bar{b}_{inel} были скорректированы на эффект прохождения кулоновского барьера.

При анализе экспериментальных данных практическое значение имеет вопрос, связанный с неоднозначным определением амплитуд процесса, что может быть вызвано:

- фундаментальными неоднозначностями анализа (используемого формализма),

- использованием неполной экспериментальной информации (отсутствием "полного опыта").

Из (1) видно, что реализация условий полного опыта позволяет определить амплитуды g и h с точностью до общего фазового множителя $\exp\{i\Phi(\cos\theta^*)\}$. Эта фундаментальная неоднозначность может быть устранена в области самых малых углов рассеяния, где абсолютные фазы амплитуд фиксируются кулоновским взаимодействием. При углах рассеяния, где кулоновское рассеяние не проявляется на уровне ядерного в наблюдаемых, решения являются, вообще говоря, многозначными функциями, и в качестве критерия однозначности используется условие гладкого монотонного поведения амплитуд (фаз рассеяния) с энергией в энергезависимом анализе (последнее обеспечивается используемой в анализе параметризацией).

Второй тип неоднозначностей, вызванный отсутствием "полного опыта", определяется:

- преобразованиями сопряжения (R) [21],

$$b_1 \rightarrow -b_2^* \quad b_2 \rightarrow -b_1^*$$

- преобразованиями Минами (M) [21],

$$b_1 \rightarrow b_2 e^{+i\theta^*} \quad b_2 \rightarrow b_1 e^{+i\theta^*},$$

где b_1 и b_2 - амплитуды (1), θ^* - угол рассеяния. Эти преобразования удовлетворяют условиям $P(\cos\theta^*=1)=0$, $\text{Im}g(\cos\theta^*=1)>0$, оставляют без изменения дифференциальное сечение \bar{b} и меняют знак поляризации P . Поэтому включение в анализ поляризационных данных устраняет такие неоднозначности. Комбинированные преобразования (RM) уже нечувствительны к параметру поляризации, но меняют знак величины $\text{Re}g(\cos\theta^*=1)$. Из выражений (3) можно показать, что при отталкивающем характере потенциала $\bar{V}_R(r)$ величина $\text{Re}g(\cos\theta^*=1)$ принимает строго положительные значения, чем и устраняются в анализе неоднозначности данного типа.

Повторное применение преобразований Минами, приводящее к замене

$$b_1 \rightarrow b_1 e^{+i\theta^*} \quad b_2 \rightarrow b_2 e^{+i\theta^*},$$

оставляет без изменения параметры \bar{b} , P и $\text{Re}g(\cos\theta^*=1)$, и для устранения таких неоднозначностей необходима труднодоступная информация по параметрам тройного рассеяния R и A . Немногочисленные данные такого типа, измеренные для процесса ${}^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p})$ ${}^{12}\text{C}$ при энергиях протонов 138 и 145 МэВ [51], были использованы в анализе.

4. Процедура подгонки

Параметры оптического потенциала определялись из условий наилучшего согласия расчетных значений наблюдаемых с экспериментальными значениями путем варьирования этих параметров. В качестве критерия наилучшего согласия выбиралась величина:

$$\chi^2 = \sum_E \left\{ \left(\frac{\bar{\sigma}_{\text{Тот}}(E) - \sigma_{\text{Тот}}(E)}{\Delta \bar{\sigma}_{\text{Тот}}(E)} \right)^2 + \left(\frac{\bar{\sigma}_{\text{el}}(E) - \sigma_{\text{el}}(E)}{\Delta \bar{\sigma}_{\text{el}}(E)} \right)^2 + \left(\frac{N_{\sigma}(E) - 1}{\Delta N_{\sigma}} \right)^2 + \left(\frac{N_p(E) - 1}{\Delta N_p} \right)^2 \right\} +$$

$$+ \sum_E \sum_{\theta} \left\{ \left(\frac{\bar{\sigma}(E, \theta) - \bar{\sigma}(E, \theta) N_{\sigma}(E)}{\Delta \bar{\sigma}(E, \theta)} \right)^2 + \left(\frac{P(E, \theta) - \bar{P}(E, \theta) N_p(E)}{\Delta P(E, \theta)} \right)^2 + \left(\frac{\bar{R}(E, \theta) - R(E, \theta)}{\Delta R(E, \theta)} \right)^2 + \left(\frac{\bar{A}(E, \theta) - A(E, \theta)}{\Delta A(E, \theta)} \right)^2 \right\},$$

где чертой отмечены экспериментальные величины; $\bar{\sigma}$ - дифференциальное сечение, P - поляризация (анализирующая способность), R и A - параметры тройного рассеяния, N_{σ} и N_p - нормировочные параметры, $\sigma_{\text{Тот}}$ - полное сечение, σ_{el} и σ_{inel} - полное упругое и неупругое сечения соответственно.

Использованные в анализе данные по дифференциальным сечениям и поляризационные данные приведены в табл.2. На основании работ [33,41] абсолютные нормировочные коэффициенты части данных были предварительно скорректированы. Окончательная коррекция данных проводилась путем включения в анализ дополнительных нормировочных параметров N_p и N_{σ} , величины которых определялись на основе критерия наилучшего согласия (минимум χ^2 при ожидаемых значениях параметров, I) на последнем этапе процедуры подгонки.

Приводимые в литературе экспериментальные данные обычно сопровождаются только статистическими ошибками. Там где это было возможно, в полную экспериментальную ошибку данных при их использовании включались систематические ошибки (например, по причине неточного мониторинга пучка [52]). Погрешности, связан-

ные с неточным определением энергии пучка, в анализе не учитывались. Часть протонных данных (в случае использования в измерениях толстых мишеней, широкой коллимации пучка и т.д.) была скорректирована на эффекты искажений от многократного кулоновского рассеяния и начальной угловой расходимости пучка [53]. При этом оценивалась величина вносимой коррекцией ошибки, которая затем включалась в полную экспериментальную ошибку. В любом случае, в анализе не были использованы те данные, где коррекция составила бы более 30 % от исходной величины.

Некоторые приведенные в литературе экспериментальные данные не табулированы (отмечены звездочкой в табл.2), однако будучи взяты из рисунка, они были использованы в анализе. Данные при энергии нуклонов выше 200 МэВ качественно уступали данным в области энергий 90 - 200 МэВ. Так, например, данные по дифференциальным сечениям при энергии $E = 200$ МэВ [31,32] и поляризационные данные при $E = 200, 220$ МэВ [32,25] не табулированы. Данные при $E = 269, 313$ МэВ [24] и $E = 350$ МэВ [54] содержат большой вклад неупругих процессов, при этом данные по дифференциальным сечениям при $E = 269$ и $E = 313$ МэВ (возможно по той же причине) не согласуются друг с другом. Данные по параметрам тройного рассеяния R и A в этой области энергий практически отсутствуют [24].

Данные по полным сечениям брались из работ [55-56], по полным неупругим сечениям - из работ [55,59-61]. Всего в анализе было использовано около 450 экспериментальных данных. Процедура подгонки заключалась в нахождении локального минимума функции χ^2 в пространстве параметров (6). Процедура подгонки была разделена на два этапа. На первом из них задача минимизации решалась

лась с помощью эффективного алгоритма [62], где в качестве начального приближения использовались параметры потенциалов, полученные для ядра ^{12}C в работе [38]. На втором этапе для уточнения и статистического анализа полученных решений использовалась программа MINUIL [63]. Наша первая попытка описать все экспериментальные данные в исследуемой области энергий 90-350 МэВ оказалась безуспешной из-за, в целом, сложного поведения амплитуд процесса с энергией. В связи с этим, процедура подгонки проводилась кусочно-независимо для двух областей энергий. В первой из них полагалось $E \sim 90 - 165$ МэВ и $E \sim 165 - 350$ МэВ - во второй. Сшивание параметров проводилось на границе двух областей при энергии ~ 165 МэВ путем включения в функцию χ^2 разностных членов по потенциалам, вычисленных слева и справа от граничного значения. Полученные два набора решений и их стандартные отклонения приведены в табл. I.

5. Обсуждение результатов

Принято считать, что интегральные характеристики лучше отражают систематическое поведение комплексных оптических потенциалов с энергией, чем индивидуальное поведение параметров потенциалов в рамках той или иной феноменологической модели. В терминах радиальных интегралов они определены как

$$U_k = 4\pi \int U_k(r) r^2 dr,$$

где

$$U_1 = \text{Re } \bar{V}_R / A,$$

$$U_2 = \text{Im } \bar{V}_R / A,$$

$$U_3 = \text{Re } \bar{W}_{LS} / A^{1/3},$$

$$U_4 = \text{Im } \bar{W}_{LS} / A^{1/3}$$

и проявляют слабую зависимость от массового числа A [20, 39]. Поскольку используемая параметризация линейно связывает величины U_k с параметрами модели

$$U_1 = -(V_{1R} + V_{2R})/12, \quad U_3 = -V_{LS} \cdot \frac{(2/3)^{1/3} \lambda^2}{\omega^2} \cdot \frac{2+\alpha}{2+3\alpha},$$

$$U_2 = -W_R/12, \quad U_4 = -W_{LS} \cdot \frac{(2/3)^{1/3} \lambda^2}{\omega^2} \cdot \frac{2+\alpha}{2+3\alpha},$$

в анализе они непосредственно определены на основе критерия наилучшего согласия. Полученные из разных анализов кривые поведения величины U_k приведены на рис. I в зависимости от энергии падающих нуклонов. Там же, для сравнения, приведены результаты ОМР анализов [33, 36] для ядра ^{12}C , для ядер с $A > 40$ [39] и предсказания теоретических моделей ВМФ и ЭН [34, 35]. Сравнение показывает качественное согласие этих результатов с результатами нашего анализа.

В области энергий выше 180 МэВ основные тенденции поведения потенциалов сохраняются, однако имеющиеся на границе двух областей разрывы и разные наклоны кривых свидетельствуют о более сложной, чем это предусмотрено параметризацией, функциональной зависимости потенциалов от энергии. В этой области энергий могут существенно сказываться эффекты релятивистской кинематики, и использование в задаче рассеяния Дираковского формализма, как это сделано для ядра ^{40}Ca [64], является, по-видимому, более последовательным. Из-за отсутствия данных по параметрам тройного рассеяния амплитуды процесса определяются неоднозначно, и, поскольку, в конечном итоге процедура подгонки заключалась в

поиске определенного локального минимума для функции χ^2 , возможно также существование другого, более приемлемого решения и в рамках используемой параметризации.

Сравнение показывает хорошее согласие величин Y_2 и Y_4 с предсказаниями теоретических моделей, тогда как для Y_1 и Y_3 получены завышенные результаты. Эти различия в основном обусловлены разными формами радиальной зависимости реального центрального потенциала $Re \bar{V}_R(r)$ (4). Теоретические модели предсказывают нестандартное радиальное поведение $Re \bar{V}_R(r)$ вблизи $r \approx 0$ (что характерно для DWS (Double - Woods - Saxon) параметризации этой величины [36]), тогда как анализ данных при малых углах рассеяния не обнаруживает такого поведения (рис.2). Качественно, это можно объяснить тем, что малые углы рассеяния характерны основным вкладом в амплитуды процесса парциальных волн с высокими орбитальными моментами или большими значениями прицельного параметра y , и, поскольку основной вклад в рассеяние дают фазы $\chi(y)$ (3), образованные периферийной частью центрального потенциала $\bar{V}_R(r)$, анализ не чувствителен к поведению этой величины при малых значениях r .

Наоборот, отвечающее за поляризацию спин-орбитальное взаимодействие, характеризуемое поверхностным членом $(1/r)(d/dr) \rho(r)$, очень чувствительно к радиальному поведению локальной ядерной плотности $\rho(r)$. Выбор в качестве $\rho(r)$ полуэмпирического зарядового распределения (5), как показал анализ, позволяет успешно описывать поляризационные данные.

Основные результаты подгонки приведены на рис.3-8, из которых видно, что качество описания данных расчетными зна-

чениями наблюдаемых является приемлемым для большинства экспериментальных величин. Данные на рисунках приведены в скорректированном виде. Как видно из приведенных в табл.2 нормировочных коэффициентов N_p и N_σ , часть экспериментальных данных нуждалась в ощутимой коррекции, что подтверждается также результатами других анализов. Несколько хуже, чем остальные, описываются протонные поляризационные данные при энергиях протонов 95, 135 МэВ (рис.4,5), и нейтронные данные по дифференциальным сечениям при энергии нейтронов 350 МэВ (рис.6). В первом случае, экспериментальные значения поляризаций при углах рассеяния $\theta > 15^\circ$, по-видимому, сильно завышены, что подтверждается результатами независимых измерений при энергии протонов ≈ 94 МэВ [65]. Во втором случае данные содержат большой вклад неупругих процессов.

Результаты анализа свидетельствуют в целом о применимости (в плане описания экспериментальных данных) в исследуемом интервале углов и энергий эйкональных ядерных амплитуд (7), что является хорошей предпосылкой для расчета на их основе отсутствующих нейтронных данных. Двухмерные распределения по анализирующей способности ядра ^{12}C в процессах $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p})^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C}(\vec{n}, \vec{n})^{12}\text{C}$ приведены на рис.9,10 в зависимости от лабораторного угла рассеяния $\theta_{\text{лаб}}$ и энергии падающих частиц E . Для удобства в использовании расчетные величины дифференциального сечения и анализирующей способности в случае нейтронов аппроксимировались выражениями:

$$\sigma(E, \theta) = \sum_{i=1}^5 \sum_{j=1}^5 a_{ij} (E - 0,08)^{i-1} \theta^{j-1} \text{ (фм}^2\text{)},$$

$$A(E, \theta) = \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \beta_{ij} (E - 0,08)^{i-1} \theta^{j-1},$$

где E - энергия нейтронов (ГэВ), θ - угол рассеяния в лабораторной системе (градусы, меняется в интервале $4^\circ - 20^\circ$). Элементы матриц α_{ij} и β_{ij} для двух областей энергий $E \sim 90 - 185$ МэВ и $E \sim 185 - 350$ МэВ приведены в табл. 3-4. Относительная погрешность при аппроксимации составляла в среднем 1% в случае 4 и 0,5% в случае 6.

С практической точки зрения может быть полезной информация о средней анализирующей способности ядра ^{12}C при разных энергиях падающих нуклонов - E .

Усреднение проводилось по формуле:

$$\bar{A}(E) = \frac{\int_{5^\circ}^{20^\circ} A(\theta, E) \cdot \sigma(\theta, E) d\Omega}{\int_{5^\circ}^{20^\circ} \sigma(E, \theta) d\Omega},$$

где σ - дифференциальное сечение,

A - анализирующая способность,

$d\Omega$ - элемент телесного угла в лабораторной системе.

Величины $\bar{A}(E)$ для нейтронов и протонов приведены на рис. 13.

Там же для сравнения отложены экспериментальные значения эффективной анализирующей способности в инклюзивном процессе $^{12}\text{C}(\vec{p}, p)X$ [10].

Известно, что статистическая ошибка величины поляризации измеренной методом рассеяния нуклонов на ядрах с известными анализирующими свойствами определяется величиной

$$\Delta P \sim \frac{\sqrt{1 - (PA)^2}}{A \cdot N^{1/2}},$$

где для простоты рассмотрен случай "лево"- "право" рассеяния,

P - значение поляризации, N - число рассеянных нуклонов, $A(\theta_{\text{lab}}, E)$ - анализирующая способность ядра при определенных значениях энергии нуклонов - E и угла рассеяния - θ_{lab} . Отсюда видно, что при фиксированном числе падающих нуклонов ошибка поляризации пропорциональна величине $1/(A\sqrt{\sigma})$ (где σ - дифференциальное сечение рассеяния), которая может служить оптимальным параметром при проектировании различных конструкций поляриметров нуклонов. На рис. 11, 12 приведены двумерные распределения величины $A\sqrt{\sigma}$ для процессов $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p})^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C}(\vec{n}, \vec{n})^{12}\text{C}$ в зависимости от лабораторного угла рассеяния θ_{lab} и энергии нуклонов - E . Сравнение с той же величиной для процесса $P(\vec{n}, \vec{n})P$ (рис. 14) показывает, что использование углеродных рассеивателей вместо традиционных жидководородных обеспечивает значительно более высокие значения $A\sqrt{\sigma}$ и, следовательно, вариант поляриметра с углеродным рассеивателем является более светосильным.

Таблица I

	1	2	3	4	5
1	V_{1R}^1	-0.508041	$\pm 1.588 \cdot 10^{-3}$	4.75483	$\pm 2.244 \cdot 10^{-2}$
2	V_{1R}^2	0.1111373	$\pm 1.087 \cdot 10^{-3}$	-0.53509	$\pm 9.077 \cdot 10^{-3}$
3	V_{2R}^1	58.1097	$\pm 8.998 \cdot 10^{-3}$	9.06015	$\pm 2.301 \cdot 10^{-2}$
4	V_{2R}^2	-9.25642	$\pm 2.408 \cdot 10^{-3}$	-0.37741	$\pm 9.889 \cdot 10^{-3}$
5	W_R^1	6.70510	$\pm 1.082 \cdot 10^{-4}$	8.09039	$\pm 1.498 \cdot 10^{-2}$
6	W_R^2	0.019029	$\pm 2.112 \cdot 10^{-6}$	0.013976	$\pm 1.748 \cdot 10^{-4}$
7	W_R^3	6.3712125×10^7	$\pm 2.383 \cdot 10^{10}$	1.5951825×10^{-9}	$\pm 4.827 \cdot 10^{-9}$
8	V_{LS}^1	5.71278	$\pm 4.416 \cdot 10^{-3}$	4.29016	$\pm 3.813 \cdot 10^{-3}$
9	V_{LS}^2	1.01068	$\pm 7.793 \cdot 10^{-4}$	0.715147	$\pm 9.343 \cdot 10^{-4}$
10	W_{LS}^1	0.0832407	$\pm 3.011 \cdot 10^{-3}$	1.45587	$\pm 1.777 \cdot 10^{-2}$
11	W_{LS}^2	0.0577298	$\pm 3.742 \cdot 10^{-4}$	0.334214	$\pm 1.715 \cdot 10^{-3}$
12	a^1	2.61767	$\pm 1.433 \cdot 10^{-3}$	2.49187	$\pm 1.376 \cdot 10^{-2}$
13	a^2	9.7494×10^{-4}	$\pm 1.822 \cdot 10^{-6}$	1.18457×10^{-3}	$\pm 8.960 \cdot 10^{-5}$
14	b^1	3.48555	$\pm 4.224 \cdot 10^{-3}$	2.83665	$\pm 3.973 \cdot 10^{-3}$
15	b^2	-0.0122312	$\pm 2.073 \cdot 10^{-5}$	-2.366695×10^{-3}	$\pm 9.175 \cdot 10^{-6}$
	α	1.649		1.649	
	ω	1.24719		1.24719	

Таблица 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9
REFERENCE	NUCLON ENERGY			XI-2		№, №	№, №	
Gerstein #	66 92	P	б	106	16	0.9 ± 0.004		
Wigan	65 94	P	Р	426	5			
Dickson	52 95	P	б	5	11	1.114 ± 0.0005	1.15 ± 1.20	33
Saemon	67 96	R	б	7.4	7	1.068 ± 0.0003	1.000 ± 0.055	67
Comfert #	40 122	P	Р	13	10			
Jarvis	41 95, 115, 133, 138	P	Р	16.5	16			
Muller	68 124, 128 (15)	R	Р	0.2	2	0.802		
Carrol	69 126 (16)	R	Р	0.4	1			
Hee	70 138 (15)	P	Р	6	1			
Jarvis	51 138, 145	P	RR, R'	26.2	15			
Van Ryl	71 136	R	б	13.4	12	0.955 ± 0.0003	0.948 ± 0.013	42
Dickson	52 135	P	б	19.4	10	1.058 ± 0.017	1.15 ± 1.20	33
Taylor	72 142	P	б	2.3	5	1.118 ± 0.0006		
Jarvis	73 145	P	б	7.9	6			
Steinberg	74 143	P	б	4.4	13	0.980 ± 0.007	0.981 ± 0.006	73
			Р	5.4	12	0.888 ± 0.0043	0.917 ± 0.012	41
Rolland	27 154	P	б	20.4	8	1.2	~ 1.2	33
			Р	3.6	5	0.965 ± 0.006		
Harding	75 155	R	б	17.8	7	0.749 ± 0.0002		
			Р	6.9	7	0.852 ± 0.005	0.777 ± 0.05	42
Alphonca	76 155	P	Р	16.5	15	0.947 ± 0.0017		
Meyer #	38 160	P	Р	15.4	5			
Johanson	26 183	P	б	22.7	9			
Ingermarsson	28 185	P	Р	10.4	9			
Meyer #	32 200	P	Р	5	7			
Hofner #	25 220	P	Р	10.3	8			
Chamberlain	24 289	P	Р	29.3	8	0.948 ± 0.0001		
Ashmore	54 350	R	б	26.5	10			
Chamberlain	24 313	P	б	42.8	11	1.050 ± 0.009		
			Р	21.1	14	0.825 ± 0.006		

Таблица 3

$\frac{Y}{I}$	1	2	3	4	5
1	167.984	2.97379	-1.69764	0.0866569	-0.00135162
2	-1020.66	-23.0228	-5.49051	0.743439	-0.0180793
3	2642.15	-649.035	214.518	-13.1751	0.228491
4	55617.6	-7460.66	44.4376	-0.552234	0.278879
5	-335046.	72561.5	-6342.65	313.757	-6.30493

$\frac{Y}{I}$	1	2	3	4	5
1	-10.6898	26.1169	-3.05862	0.124453	-0.0017089
2	1571.9	-442.948	35.7314	-1.13170	0.0119845
3	-4356.54	1269.16	-94.2741	2.55857	-0.0192807
4	4324.19	-1394.55	88.2211	-1.70024	0
5	2069.28	0.	0.	0.	0.

Таблица 4

$\frac{Y}{I}$	1	2	3	4	5
1	-0.057657	0.0151643	-5.61357 · 10 ⁻⁶	-1.85067 · 10 ⁻⁶	7.30935 · 10 ⁻⁷
2	-0.254731	0.440435	-0.0231485	0.00195732	-3.4393 · 10 ⁻⁴
3	4.79675	-2.59255	0.675733	-0.0398157	3.75253 · 10 ⁻³
4	-548.225	278.739	-51.3001	3.87581	-0.0868484
5	4869.16	-2487.86	434.608	-32.6327	0.740393

$\frac{Y}{I}$	1	2	3	4	5
1	-3.550756	1.260004	-0.138347	6.293806 · 10 ⁻³	-1.037218 · 10 ⁻³
2	62.60363	-20.073326	1.977348	-0.0740922	1.001509 · 10 ⁻³
3	-387.15859	102.9917	-8.096370	0.1994001	1.859403 · 10 ⁻³
4	1030.1291	-246.57178	10.300472	-0.0133886	0.
5	1020.1282	194.64172	6.237959 · 10 ⁻³	-0.3137225	0.

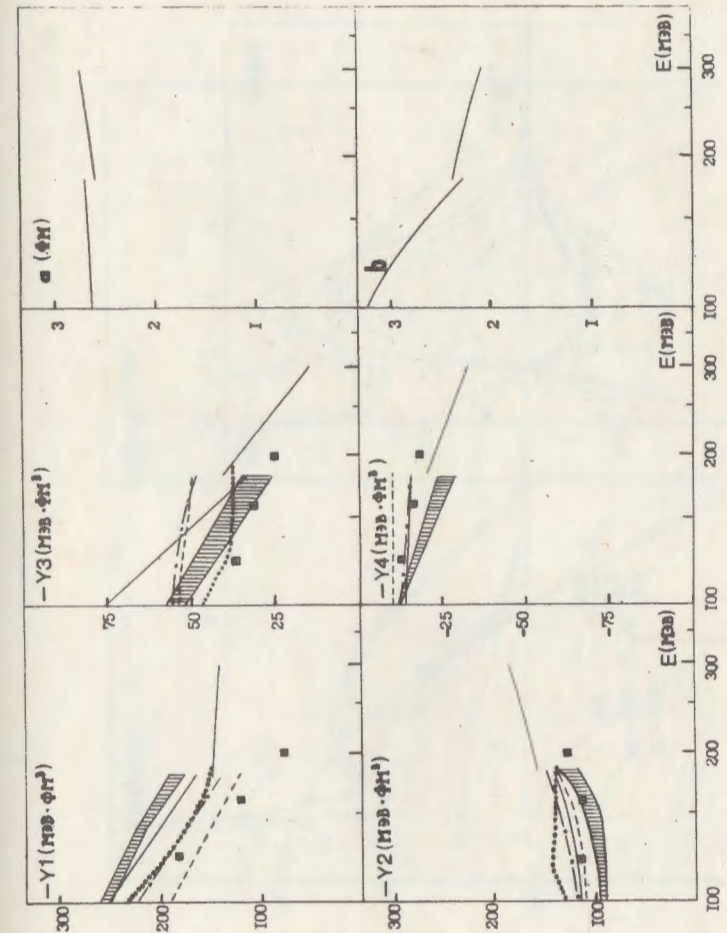


Рис. I

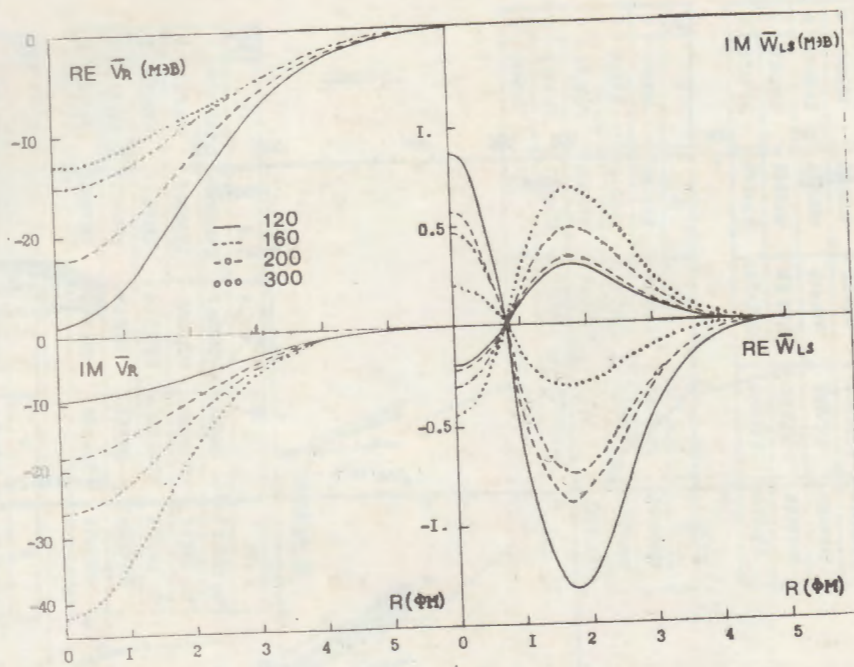


Рис.2

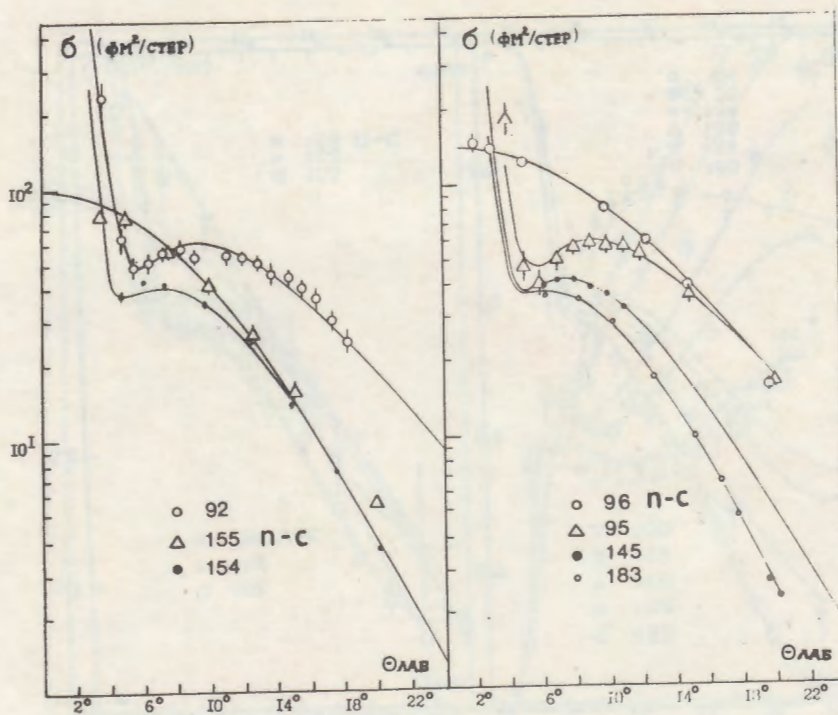


Рис.3

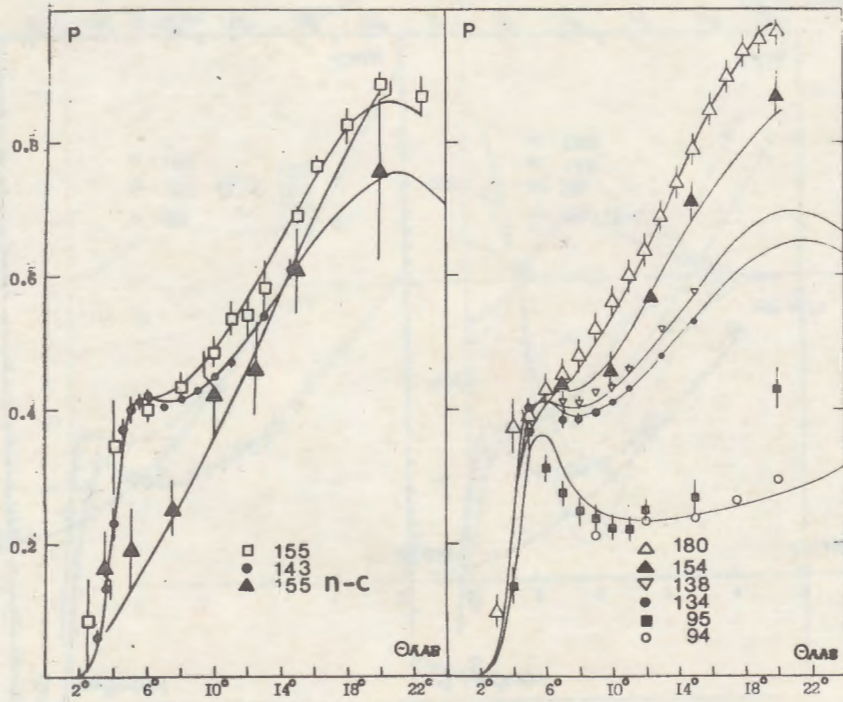


Рис. 4

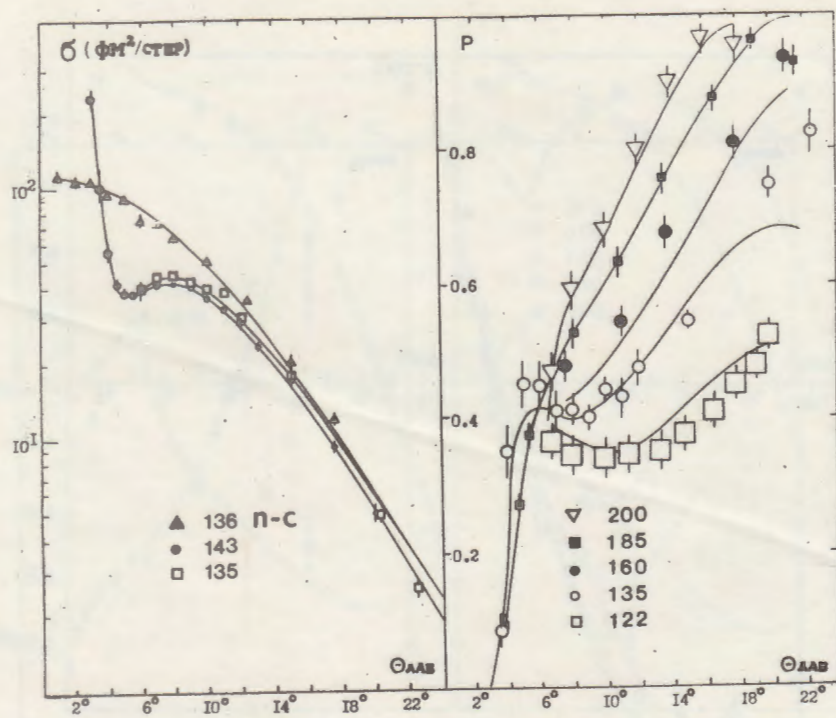


Рис. 5

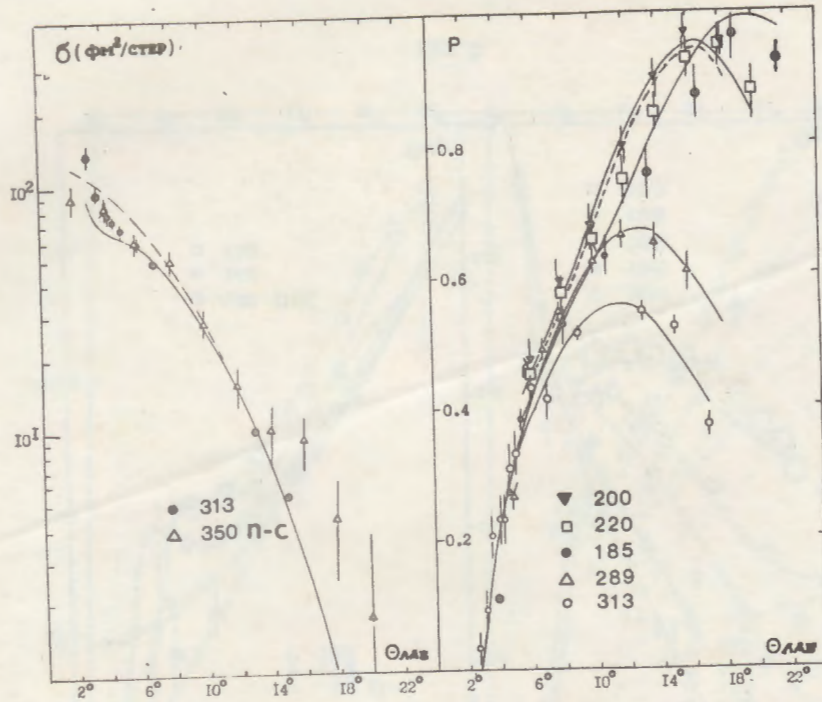


Рис.6

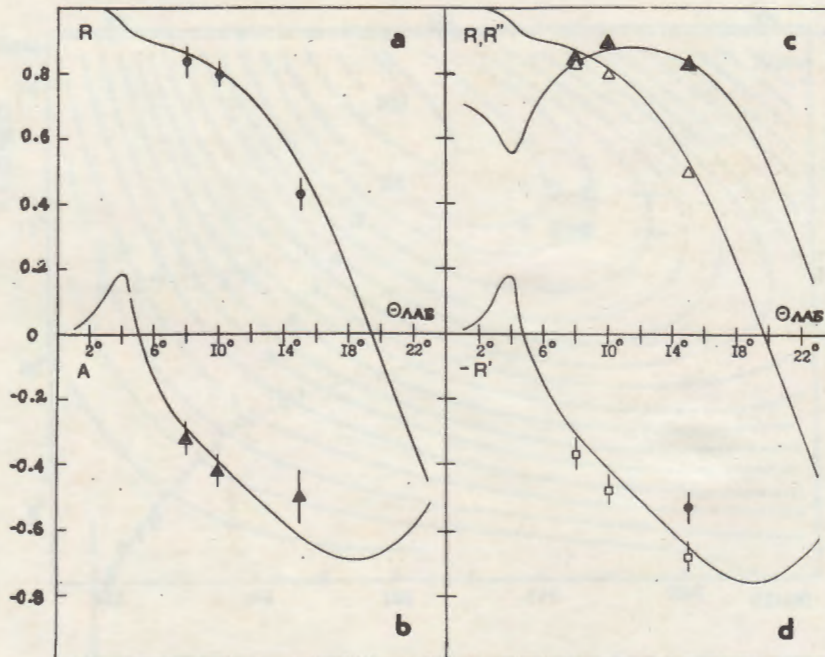


Рис.7

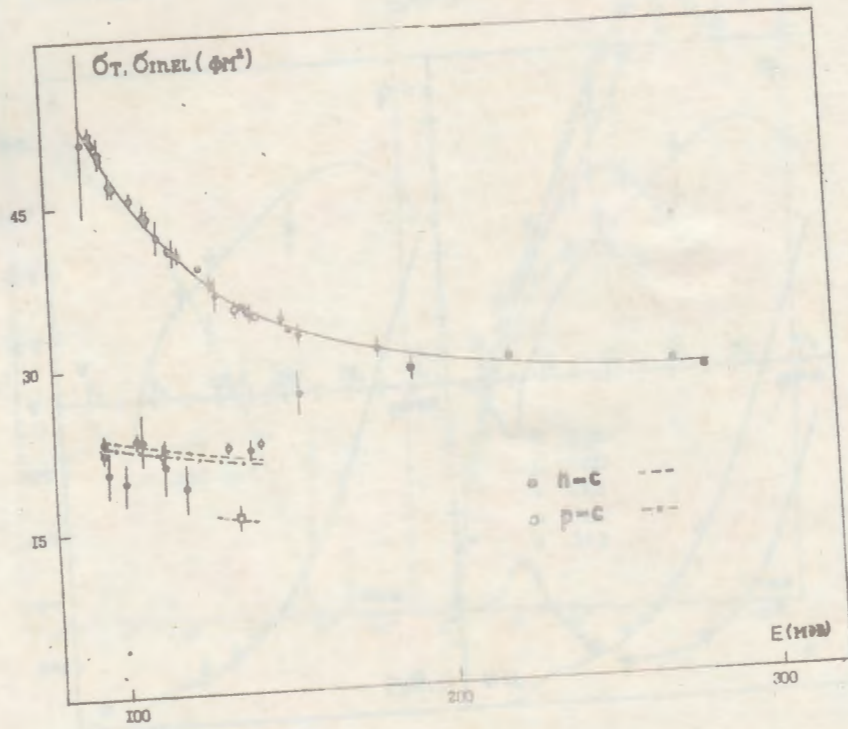


Рис. 8

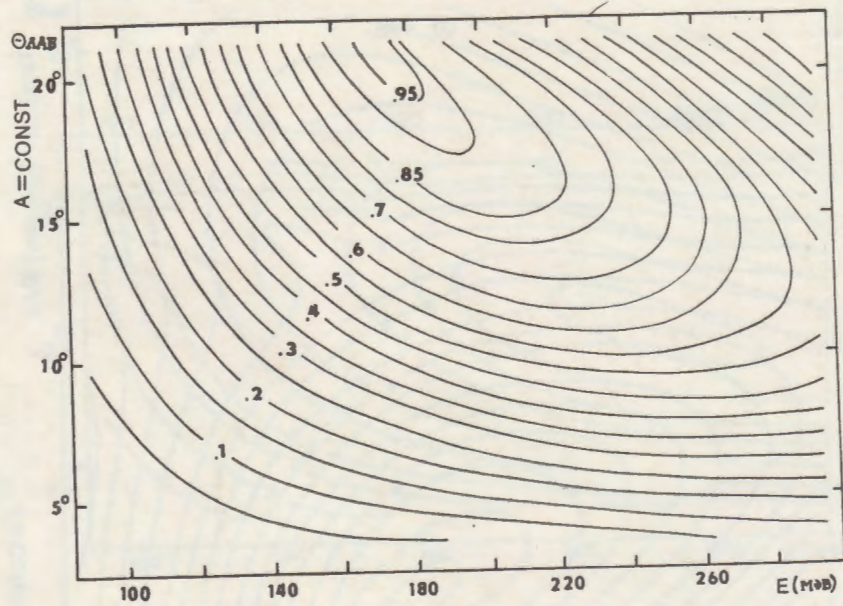


Рис. 9

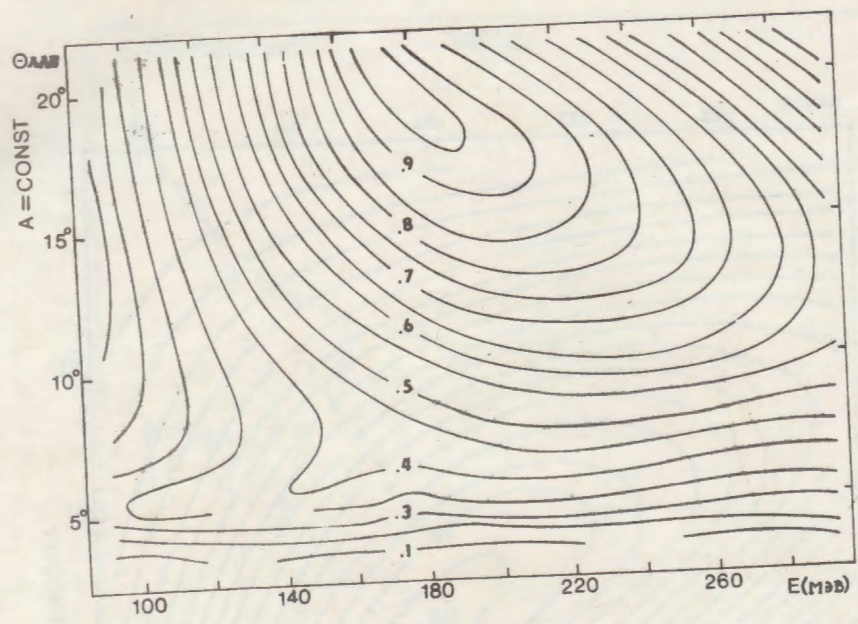


Рис. I0

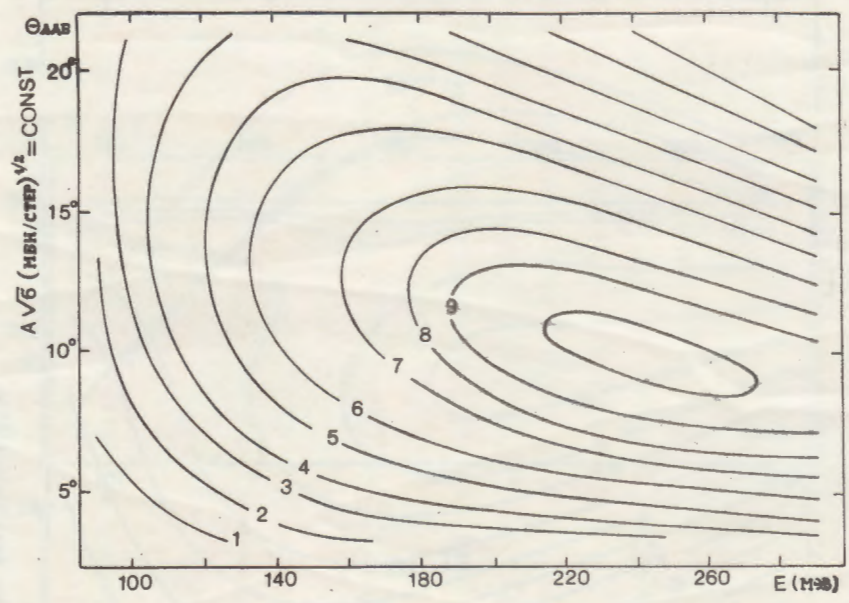


Рис. II

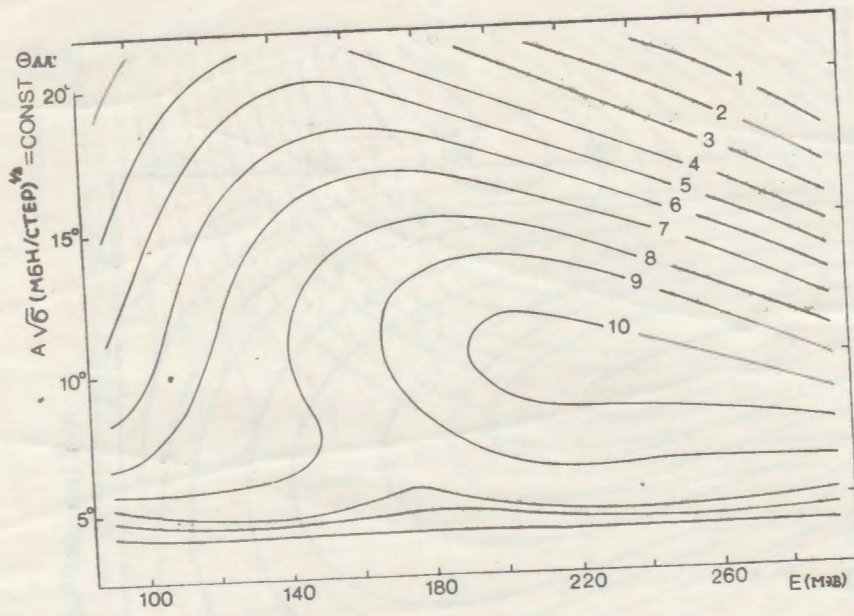


Рис.12

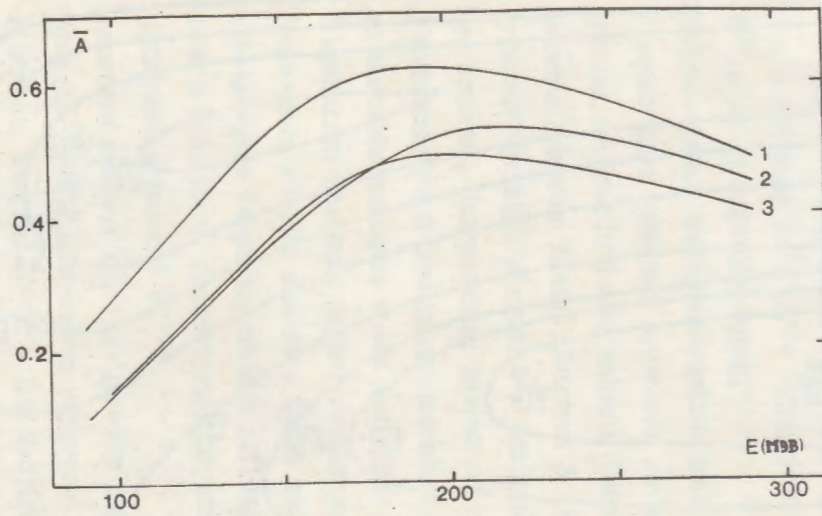


Рис.13

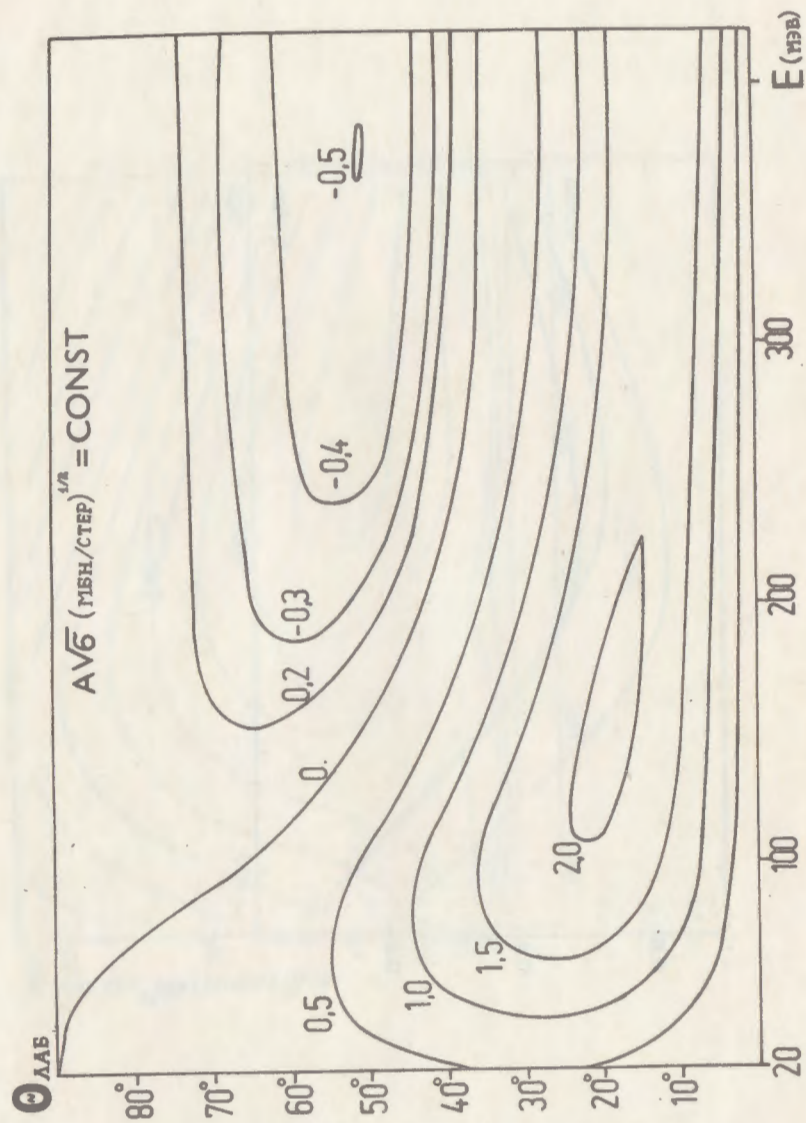


Рис.14

ПОДПИСИ К ТАБЛИЦАМ

Табл.1 Параметры оптических потенциалов.

Значения параметров получены для двух областей энергий нуклонов: $E \sim 90 - 185$ МэВ (колонка 2) и $E \sim 185 - 350$ МэВ (колонка 4), их стандартные отклонения приведены соответственно в колонках 3 и 5. Параметры $V_{1R}^{(1)} - W_{LS}^{(2)}$ приведены в единицах $\text{Фм}^3 \times (1/\text{Фм})$, радиусы $a^{(1)}$, $a^{(2)}$, $b^{(1)}$, $b^{(2)}$ и ω в единицах Ферми.

Табл.2 Использованные экспериментальные данные.

В первых двух колонках приведены литературная ссылка и средняя энергия пучковой частицы (звездочкой отмечены нетабулированные данные). Колонка 3 характеризует тип пучковой частицы, колонка 4 - тип данных (дифференциальное сечение, поляризация, данные по тройному рассеянию). В колонках 5 и 6 приведены значение функции χ^2 и число экспериментальных точек для серии данных. В колонке 7 приведены значения нормировочных параметров N_p и N_b , полученных в нашем анализе. Те же величины, полученные в результате коррекции данных другими авторами, приведены в колонке 8. Соответствующая литературная ссылка приведена в колонке 9.

Табл.3 Элементы матрицы a_{ij} для расчета дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta_{\text{лаб}})$ процесса упругого $n^{-1}2C$ рассеяния в области энергий $E \sim 90 - 185$ МэВ (верхняя панель) и в области энергий $E \sim 185 - 350$ МэВ (нижняя панель) Угол $\theta_{\text{лаб}}$ меняется в интервале $0^\circ - 20^\circ$.

Табл.4 Элементы матрицы b_{ij} для расчета анализирующей способности $A(E, \theta_{\text{лаб}})$ процесса упругого $n\text{-}^{12}\text{C}$ рассеяния в области энергий $E \sim 90 - 165$ МэВ (верхняя панель) и в области энергий $E \sim 185 - 350$ МэВ (нижняя панель). Угол $\theta_{\text{лаб}}$ меняется в интервале $4^\circ - 20^\circ$.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Энергетическая зависимость объемных интегралов от комплексного центрального потенциала (левая панель) и комплексного спин-орбитального потенциала (средняя панель). В правой панели приведены энергетические зависимости ядерных радиусов a и b . Заштрихованные области соответствуют результатам анализа [39] для ядер ^{40}Ca , $^{90,92}\text{Zr}$ и ^{208}Pb . Пунктиром и штрихпунктиром показаны микроскопические потенциалы из теоретических предсказаний по моделям ВНФ [34] и \mathcal{O} -Н [36]. Квадратом отмечены результаты анализа [38], кружками - анализа [33] для ядра ^{12}C . Сплошной кривой показаны результаты нашего анализа.
- Рис.2 Радиальная зависимость комплексного центрального потенциала (левая панель) и комплексного спин-орбитального потенциала (правая панель) при разных значениях энергий нуклонов.
- Рис.3 Дифференциальное сечение $n\text{-}^{12}\text{C}$ и $p\text{-}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния при разных значениях энергий нуклонов.
- Рис.4 Анализирующая способность $\vec{n}\text{-}^{12}\text{C}$ и $\vec{p}\text{-}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния при разных значениях энергий нуклонов. Экспериментальные точки при энергии протонов 180 МэВ взяты из работы [6] (не табулированы).
- Рис.5 Дифференциальное сечение $n\text{-}^{12}\text{C}$ и $p\text{-}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния (левая панель) и анализирующая способность реакции $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p})^{12}\text{C}$ (правая панель) при разных значениях энергий нуклонов.

Рис.6 Дифференциальное сечение $n\text{-}^{12}\text{C}$ и $p\text{-}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния (левая панель) и анализирующая способность реакции $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p})^{12}\text{C}$ (правая панель) при разных значениях энергий нуклонов. Кривые на рисунке получены на основе второго набора решений (табл.1). В области энергий 180-220 МэВ поляризация достигает насыщения и затем убывает, что наглядно проявляется в двумерном распределении этой величины (рис.10). Пунктиром показана (приблизенно) поляризационная кривая при энергии протонов 220 МэВ.

Рис.7 Угловое поведение параметров тройного рассеяния Вольфенштейна R , A , R' . Параметр P'' на рис.7с получен из выражения $R'' = R \cos \bar{\theta} + R' \sin \bar{\theta}$, где $\bar{\theta} = 45,2^\circ$ - установленный экспериментальный угол [51]. Данные на рис.а) и б) соответствуют энергии протонов $E_p = 145$ МэВ; на рис.с) и д) - энергии $E_p = 136,2$ МэВ. Одиночная точка на рис.7д взята из работы [70].

Рис.8 Полное (σ_T) и полное неупругое сечение (σ_{inel}) $n\text{-}^{12}\text{C}$ и $p\text{-}^{12}\text{C}$ взаимодействий. Одиночная точка (отмечено квадратом) - полное упругое сечение $n\text{-}^{12}\text{C}$.

Рис.9. Двухмерное распределение анализирующей способности $A(E, \theta_{lab})$ в упругой реакции $^{12}\text{C}(\vec{n}, \vec{n})^{12}\text{C}$.

Рис.10 Двухмерное распределение анализирующей способности $A(E, \theta_{lab})$ в упругой реакции $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p})^{12}\text{C}$.

Рис.11 Двухмерное распределение параметра $A\sqrt{b}(E, \theta_{lab})$ в упругой реакции $^{12}\text{C}(\vec{n}, \vec{n})^{12}\text{C}$.

Рис.12 Двухмерное распределение параметра $A\sqrt{b}(E, \theta_{lab})$ в упругой реакции $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p})^{12}\text{C}$.

Рис.13 Энергетическая зависимость средней анализирующей способности в упругих процессах: $^{12}\text{C}(\vec{p}, \vec{p})^{12}\text{C}$ (кривая 1) и $^{12}\text{C}(\vec{n}, \vec{n})^{12}\text{C}$ (кривая 2). Приведена эффективная анализирующая способность (кривая 3) инклюзивного процесса $^{12}\text{C}(\vec{p}, p)X$ при толщине углеродного рассеивателя 5-7 см [10].

Рис.14 Двухмерное распределение параметра $A\sqrt{b}(E, \theta_{lab})$ в реакции $P(\vec{n}, \vec{n})P$ (работа [14]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barker I.S., Donnachi A., Storror J.K. Complex Experiments in Pseudoscalar Photoproduction, Nucl.Phys. 1975, B95, 347.
2. Никифоров В.И. Полное кинематическое описание реакции $\gamma N \rightarrow \pi N$. Препринт ХФТИ 72-41.
3. Wolfenstein L., Polarization of Fast Nucleons.- Ann.Rev. Nucl.Sci. 1956, vol.6, p.43.
4. Squires E.J. The Interaction of Polarized Nucleons with Nuclei. Progr.Nucl.Phys. 1960, vol.8, p.47.
5. Kato S., Okada K., Kende M. et al. Polarization Measurements for p-C¹² Elastic Scattering Between 40-75 MeV, NIM, 1980, vol.169, p.589.
6. Peterson V.Z. Analysing Power of Carbon for High-Energy Polarized Protons, - UCRL-10622 1963.
7. Домченков О.А., Щегельский В.А. Влияние статистических ошибок интерполяции данных по анализирующей способности на дисперсию измеряемой поляризации. Препринт ДИЯФ 15, 1973.
8. Lebischer D., Favier B., Greeniaus G. et al. Measurements of p-C Analysing Power with a Small Angle Scattering System NIM, 1975, vol.124, p.49.
9. McNaughton M.W., Bonner B.E., Ohnuma H. et al. The P-C Analysing Power Between 100 and 750 MeV, NIM, 1985, V.A241, p.435-440.
10. Aprile-Giboni E., Hausamman R., Heer E. et al. Proton-Carbon Effective Analysing Power Between 95 and 570 MeV. NIM, 1983, vol.215, p.147.
11. Hausamman R. Direct Experimental Reconstruction of the pp Elastic Scattering Matrix at 579 MeV. Ph.D. Thesis N.2038, University of Geneva, 1982.
12. Rad F.N., Graves R.G., Saylor O.P. et al. A Facility for Neutron Polarization Measurements and Methods for the Analysis of Polarization Data. NIM, 1981, vol.180, p.459-478.
13. Hiebert J.G., Graves R.G., Northcliffe L.C. et al. ¹¹B(p,n)¹¹C(o) Polarization-Transfer Measurement at 0° and the Effective Two-Nucleon Interaction. Phys.Rev.Lett., 1976, vol.37, p.276.
14. Wallraff W. Messung der Polarisation des Rückstoßneutrons aus der Reaction $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ im Gebiet der zweiten Resonanz. Bonn-PIB, 1972, 1-162.
15. Egawa K., Tshii T., Daigo M. et al. Polarization of Recoil Neutrons from Single-Pion Photoproduction Off Protons in the Resonance Region. Nucl.Phys.B, 1981, vol.188, p.11.
16. Александров Ю.М., Баламатов Н.Н., Грушин Б.Ф. и др. Установка для измерения в линию с ЭВМ поляризации нейтронов в эксперименте по фоторождению пионов. Препринт ФИАН, 1976, № 10.
17. Arndt R.A., Hackman R.H., Roper L.D. Nucleon-Nucleon Scattering Analysis. II. Neutron-Proton Scattering from 0 to 425 MeV and Proton-Proton Scattering from 1 to 500 MeV. Phys.Rev., 1977, vol.C15, p.1002-1020.
18. MacGregor M.H., Arndt R.A., Wrigt R.M. Determination of the Nucleon-Nucleon Scattering Matrix. Phys.Rev., 1968, vol.173, p.1272-1301, Phys.Rev., 1969, vol.182, p.1714, Phys.Rev., 1968, vol.169, p.1149.

19. Adamian F.V., Airapetian A.V., Akopian G.G. et al. Measurements of the P_x Component of Neutron Polarization in the Reaction $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ by Linearly Polarized Photons in the Energy Range 0,75-1,2 GeV, J.Phys. G., 1988.
20. Schwandt P. Proton and Neutron Elastic Scattering Between 80 and 1000 MeV. Proc. IUCF Workshop: The Interaction Between Medium Energy Nucleons in Nuclei, 1982, ed. H.O. Meyer (A.I.P. New York, 1983).
21. Никитиу Ф. Фазовый анализ в физике ядерных взаимодействий. М.: Мзр, 1983.
22. Kohler H.S. Polarization of High Energy Nucleons Scattering by Nuclei. Nucl.Phys., 1956, vol.1, p.433.
23. Brown G.E., Ashmore A., Nordhagen R. Elastic Scattering of 350 MeV Neutrons by Complex Nuclei. Proc. Phys. Soc., 1958, vol.71, p.565.
24. Chamberlain O., Segre E., Tripp R.D. et al. Experiment with 315 MeV Polarized Protons. Elastic Scattering by Complex Nuclei: Phys.Rev., 1956, vol.102, p.1659.
25. Hafner E.M. Scattering of 220 MeV Polarized Protons by Complex Nuclei. Phys.Rev., 1958, vol.111, p.297.
26. Johanson A., Svanberg U., Hodgson P.E. The Elastic Scattering of 180 MeV Protons from Nuclei, Arkiv Fysik, 1961, vol.19, p.541.
27. Rolland C., Geoffrion B., Marty N. et al. Model Optique Pour la diffusion Elastique des protons de 75 MeV et 150 MeV. Nucl.Phys., 1966, vol.80, p.625.
28. Ingemarsson A., Jonsson O., Hallgreen A. Elastic and Inelastic Scattering of 185 MeV Protons from ^{12}C Nucl.Phys. 1979, vol.A319, p.377-396.
29. Clarke N.M. Triple Scattering Parameters in Optical Model Analysis. Nucl.Phys., 1972, vol.A178, p.513.
30. Comparat V., Frascaria R., Marty N. et al. Proton-Nucleus Elastic Scattering at 156 MeV. Nucl.Phys., 1974, vol.A221, p.403-413.
31. Meyer H.O., Hall J., Jacobs W.W. et al. Elastic Proton Scattering at High Momentum Transfer as Test of a Microscopic Optical Potential. Phys.Rev., 1981, vol.C24, p.1782
32. Meyer H.O., Schwandt P., Moake G.L., Singh P.P. Elastic Scattering of 200 MeV Polarized Protons from $^{12,13}\text{C}$ and the Optical Potential, Phys.Rev., 1981, vol.C23, p.616.
33. Comfort J.R., Karp B.C. Scattering and Reaction Dynamics for the $^{12}\text{C}+p$ System. Phys.Rev., 1980, vol.C21, p.2162.
34. Brieva F.A., Rook J.R. Nucl.Phys., 1978, vol.A307, p.493.
35. Shakin C.M. Relativistic Bruckner-Hartree-Fock Theory; Theoretical Foundations and Empirical Evidence, Proc.IUCF Workshop: The Interaction Between Medium Energy Nucleons in Nuclei, 1982, ed. H.O.Meyer (A.I.P., New York, 1983).
36. Arnold L.G., Clark B.C., Mercel R.L., Schwandt P. Dirac Optical Model Analysis of $\bar{p} - ^{40}\text{Ca}$ Elastic Scattering at 180 MeV and the Wine-Bottle-Bottom Shape, Phys.Rev., 1981, vol.C23, p.1949.
37. Jaminon M., Mahaux C., Rochus P. Optical-Model Potential in a Relativistic Quantum Field Model. Phys.Rev., 1980, vol.C22, p.2027.

38. Meyer H.O., Schwandt P., Jacobs W.W. Proton Scattering from ^{12}C Between 120 and 200 MeV and the Optical Potential, Phys. Rev., 1983, vol.C27, p.459.
39. Schwandt P., Meyer H.O., Jacobs W.W. et al. Analysing Power of Proton-Nucleus Elastic Scattering Between 80 and 180 MeV, Phys.Rev., 1982, vol.C26, p.55.
40. Comfort J.R., Moake G.L., Foster C.C. et al. Analysing Power for the $^{12}\text{C}(\bar{p},p')^{12}\text{C}$ Reaction at 120 MeV and a test of the Distorted-Wave Impulse Approximation. Phys.Rev., 1981, vol.C24, p.1834.
41. Jarvis O.N., Rose B., Scanlon J.P. Absolute Polarization Measurements in Proton Scattering in the 140 MeV Energy Range. Nucl.Phys., 1966, vol.77, p.161.
42. Jarvis O.N. Analysis of 140 MeV Nucleon Scattering Data for Beryllium and Carbon, Nucl.Phys., 1966, vol.79, p.305.
43. Bethe H.A. Scattering and Polarization of Protons by Nuclei. Ann. of Phys., 1958, vol.3, p.190.
44. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория рассеяния. М.: Мир, 1967, с.305, 823.
45. Ньютон Р., Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969.
46. Amado R.A. Dirac Eikonal Scattering Amplitudes. Phys. Rev., C28, 1983, p.1663.
47. Brieva F.A., Rook J.R. Nucleon-Nucleus Optical Models Potential. Part I. Nuclear Matter Approach; Part II. Finite Nuclei, Nucl.Phys. A291, 1977, p.299, 317; Nucl. Phys. A297, 1978, p.206.

48. Hofstadter R., Nuclear and Nucleons Scattering of High Energy Electrons. Ann.Rev. of Nucl.Phys., 1957, vol.7, p.231.
49. Heisenberg J., McCarthy J.C., Sick I. Elastic Electron Scattering from ^{13}C , Nucl.Phys., 1970, vol.A157, p.435.
50. Янке Е., Эмде Ф., Пеш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977.
51. Jarvis O.N., Rose B., Taylor A.E. Measurements of Proton-Nucleus Triple Scattering Parameters Near 140 MeV, Nucl. Phys., 1966, vol.79, p.275.
52. Dickson J.M., Salter D.C. The Elastic and Inelastic Scattering of Polarized Protons by Carbon, Nuovo Cimento, 1956, vol.8, p.235.
53. Cermack A.M. The Effects of Multiple Scattering in Small angle Nuclear Scattering Experiments, Nucl.Phys., 1964, vol.52, p.286.
54. Ashmore A., Mather D.S., Sen S.K. Elastic Scattering of 350 MeV Neutrons by Complex Nuclei. Proc Phys. Soc., 1958, vol.71, p.552.
55. Del Guerra A. A Compilation of n-p and n-C Cross Sections and Their Use in a Monte-Carlo Program to Calculate the Detection Efficiency in Plastic Scintillator in the Range 1 to 300 MeV, Preprint DL/ p.245.
56. Mott G.R., Guernsey G.L., Nelson B.K. Total Cross Sections of Carbon and Hydrogen for High Energy Neutrons Phys.Rev. 1952, vol.88, p.9.
57. Taylor A.E., Wood E. Proton Scattering from Light Elements at 142 MeV, Nucl.Phys., 1961, vol.25, p.642.

58. Taylor A.E., Wood F. *Phyl.Mag.*, 1953, vol.44, p.95.
59. Voss R., Wilson R. Neutron Inelastic Cross-Sections Between 55 and 140 MeV, *Proc.Roy.Soc.*, 1956, vol.A236, p.41.
60. Goloskie R., Strauch K. Measurements of Proton Inelastic Cross-Sections Between 77MeV and 133 MeV. *Nucl. Phys.*, 1962, vol.29, p.474.
61. Cassels J.M., Lawson J.D. *Proc. Phys. Soc.*, 1954, vol.67, p.123.
62. Акопов Н.З., Погосян В.С. Универсальная программа вычисления минимума функции многих переменных и минимизации функционала вида χ^2 методом оврагов. БИИ-639(29)-63, Бриван, 1983.
63. James F., Roos M. *Minuit Package for Minimization and Error Analysis*. CERN Program Library, 1987.
64. Clark B.C., Hama S., Marcel R.L. Dirac Phenomenology and the Nuclear Optical Model, *Proc IUCF Workshop. The Interaction Between Medium-Energy Nucleons in Nuclei*, 1982, ed. H.O.Meyer (A.I.P., New York, 1983).
65. Wigan M.R., Bell R.A., Martin P.J. et al. Measurements of the Differential Cross Section and Polarization in Proton-Proton Scattering at about 98 MeV, *Nucl.Phys.*, 1968, vol.A114, p.377.
66. Gerstain G., Niederer J., Strauch K. Elastic Scattering of 96-MeV Protons, *Phys.Rev.*, 1957, vol.108, p.427.
67. Salmon G.L. The Elastic Scattering of 96 MeV Neutrons by Nuclei, *Nucl.Phys.*, 1960, vol.21, p.15.
68. Miller D., Hobbie R.K. High-Energy Neutron Beam of 45% Polarization. *Phys.Rev.*, 1960, vol.118, p.1391.

69. Carroll A.S., Patel P.M., Strax N., Miller D. Measurement of Neutron-Proton Polarization at 126 MeV. *Phys.Rev.* 134, 1964, B595.
70. Hee S., Thorndike E.H. Measurement of the Tripple-Scattering Parameter A in Proton-Proton and Proton-Carbon Scattering at 139 MeV. *Phys.Rev.*, 1963, vol.132, p.744.
71. Van Zyl C.P., Voss R.G.P., Wilson R. The Elastic Scattering of 136 MeV Neutrons by Nuclei, *Phyl.Mag.*, 1956, vol.1, p.1003.
72. Taylor A.E., Wood E. Proton Scattering from Light Elements at 142 MeV, *Nucl.Phys.*, 1961, vol.25, p.642.
73. Jarvis O.N., Cox C.F. Measurements of the Absolute Differential Cross Section in Proton-Carbon Elastic Scattering at 145 MeV, *Nucl.Phys.*, 1966, vol.79, p.297.
74. Steinberg D.J., Palmieri J.N., Cormac A.M. Small-Angle Scattering of 143 MeV Polarized Protons, *Nucl.Phys.*, 1964, vol.56, p.46.
75. Harding R.S. Asymmetry Measurements in the Scattering of 155-MeV Neutrons by Carbon, Aluminium, Copper, Cadmium, and Lead. *Phys.Rev.*, 1958, vol.111, p.1164.
76. Alphonse R., Johanson A., Tibell G. The Polarization of 155 MeV Protons Elastically and Inelastically Scattering from Carbon. *Nucl.Phys.*, 1957, vol.3, p.185.

Рукопись поступила 11 ноября 1988 г.

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yerevan, 375036
Armenia, USSR

Г.Г.АКОПЯН, П.И.ГАЛУМЯН, В.В.КАРАПЕТЯН, Г.В.КАРАПЕТЯН
АНАЛИЗИРУЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ
УПРУТОГО n -С РАССЕЯНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 90-350 МэВ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 10/У-89г. ВФ-01948 Формат 60x84/16
Офсетная печать. Уч. изд. л. 2,5 Тираж 299 экз. Ц. 38 к.
Зак. тип. № 578 Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, ул. Братьев Аликханян 2