

УДК 539.171:539.172.13

ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕНЦИАЛОВ УПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ НА ${}^9\text{Be}$

В.Д. Сарана*Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина**пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина*

Поступила в редакцию 25 ноября 2005 г.

Рассмотрены особенности параметризации феноменологических оптических потенциалов упругого рассеяния низкоэнергетических дейтронов на ${}^9\text{Be}$ при одновременном описании ранее найденных экспериментальных данных для дифференциального сечения и векторной анализирующей способности в рамках сферической оптической модели. Подробно рассмотрено несколько линий параметризации. Найдено, что в области низких энергий спин-орбитальное взаимодействие может играть существенную роль при описании как чисто потенциального рассеяния, так и при учете некогерентного вклада компонд ядра. Показано, что существует проблема, связанная с положением главного интерференционного минимума при низких энергиях и его описание в рамках существующих параметризаций оптического потенциала при одновременном рассмотрении сечения и векторной анализирующей способности.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: упругое рассеяние дейтронов, бериллий, оптическая модель, параметры оптического потенциала.

В период наибольшего развития ядерной физики низких энергий, начиная с 50-х – 60-х годов прошлого столетия, возникла целая “индустрия” по экспериментальному и теоретическому исследованию процессов упругого рассеяния нуклонов и легких составных частиц – d , t , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

Многopараметрическая оптимизация подгонок теоретических расчетов к экспериментальным данным, сначала только по сечениям, а затем и по поляризованным наблюдаемым величинам, привела к сильно различающимся наборам параметров оптических потенциалов, которые затем были систематизированы на основе тех или иных физических представлений. Были найдены неоднозначности дискретного и непрерывного типов, снятие которых потребовало введения некоторых ограничений на вариации определенных параметров оптического потенциала. Глобальная суть оптической модели поставила задачу нахождения таких наборов параметров оптических потенциалов, которые бы могли в рамках одного подхода описать всю совокупность наблюдаемых величин в как можно более широком диапазоне масс ядер и энергий. Вышесказанное и некие традиции в искусстве параметризации оптических потенциалов в разных лабораториях мира обусловило существование нескольких направлений (линий) с фиксацией одного или нескольких параметров оптического потенциала при многopараметрической оптимизации расчетов. Дальнейшее развитие этих феноменологических направлений связано с получением экспериментальных данных и анализом тензорных компонент наблюдаемых величин и разного типа передач поляризации.

Существующие наборы параметров оптических потенциалов делятся на те, которые наилучшим образом описывают отдельные угловые распределения наблюдаемых величин или их совокупность, и те, усредненные, которые предназначены для описания либо усредненных по интервалу энергии экспериментальных данных, либо данных, относящихся к определенному интервалу энергий бомбардирующих частиц и масс рассеивающих ядер. Качество описания экспериментальных данных усредненным набором параметров оптического потенциала зависит от многих причин, одна из которых связана со степенью удаленности массы исследуемого ядра от области наилучшего описания. Область наилучшего описания относится к ядрам среднего и средне-тяжелого веса. Область легких ядер 1-р оболочки, и особенно её начала, связана с наиболее сильно выраженными индивидуальными свойствами ядер и находятся на краю области обобщения. Все это затрудняет получение единого усредненного набора параметров потенциала для этой области ядер. В силу ряда субъективных и исторически сложившихся причин существует ограниченное количество поляризационных данных при энергиях ниже 8 – 10 МэВ, пригодных для анализа в рамках оптической модели. Поэтому была сделана попытка провести такой анализ наших и имеющихся в литературе экспериментальных данных для упругого рассеяния дейтронов ядром ${}^9\text{Be}$ при энергиях ниже 8 МэВ.

Цель данной работы состоит в том, чтобы определить набор параметров оптического потенциала, наилучшим образом описывающий упругое рассеяние векторно-поляризованных дейтронов на ${}^9\text{Be}$ в области низких энергий, их взаимосвязь с системой уже существующих параметризаций и, в дальнейшем, возможность использования их, как “измеряемых” параметров, для расчетов наблюдаемых величин ядерных реакций в рамках теории искаженных волн.

ИЗМЕРЕНИЕ АСИММЕТРИИ ВЫХОДА ПРОДУКТОВ РАССЕЙЯНИЯ И РЕАКЦИЙ, ВЫЗВАННЫХ ПУЧКАМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНОВ

В экспериментах по изучению асимметрии выхода продуктов ядерных взаимодействий, вызванных пучками ускоренных поляризованных частиц, и в частности дейтронов, используют разного рода нормировки для учета ложной и геометрической асимметрий [1,2]. В экспериментах по схеме с двумя детекторами,

используют нормировки лево-правого отношения r , измеренного с поляризованным пучком, на лево-правое отношение r' , измеренное с неполяризованным пучком, для исследуемого процесса [3,4].

В данной работе проводились измерения асимметрии выходов упруго рассеянных поляризованных дейтронов с нормировкой на лево-правое отношение мониторингового процесса, измеряемого одновременно с изучаемым процессом одной и той же детектирующей системой [5]. В качестве мониторингового процесса используется упругое рассеяние поляризованных частиц на ядрах тяжелого веса и большого электрического заряда при энергиях значительно ниже кулоновского барьера ($E_d \ll B_A$). Такой процесс рассеяния протекает преимущественно за счет кулоновского рассеяния, который не приводит к асимметриям выходов и поляризации рассеянных частиц ($P^d(\theta, E) = 0$ или $A'_y(\theta, E) = 0$ или $iT_{11}'(\theta, E) = 0$ – векторные анализирующие способности (ВАСП) в декартовой и сферической системах отсчета; *штрих* означает, что это относится к мониторинговому процессу). При этом дифференциальные сечения могут быть рассчитаны с достаточной степенью точности, что дает возможность использовать их для абсолютной нормировки.

Реализация этого метода сводится к одновременной регистрации одной и той же детектирующей системой частиц от изучаемого и мониторингового процессов, вызванных одним и тем же пучком поляризованных частиц, бомбардирующих многокомпонентную мишень. Геометрия такого эксперимента представлена на рис.1. В соответствии с этим рисунком истинный угол θ_L и θ_R между осью пучка P и осями симметрии детекторов L и R равен

$$\theta_{L,R} = \theta_o^{L,R} \mp \Delta\theta \pm \delta\theta(t)/2. \quad (1)$$

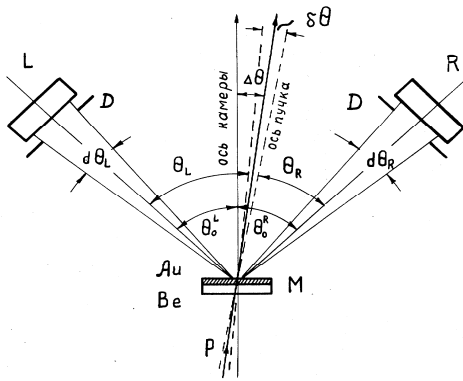


Рис. 1. Схема геометрических искажений при измерении асимметрий выходов рассеяния и заряженных частиц из ядерных реакций, вылетающих в переднюю полусферу под углами θ_L и θ_R относительно пучка ускоренных поляризованных частиц P. L и R – левый и правый детекторы, соответственно; D – диафрагмы, определяющие апертуры $d\theta_L$ и $d\theta_R$ и телесные углы Ω_L , Ω_R , стягиваемые детекторами; $\Delta\theta$ – отклонение оси пучка от оси камеры рассеяния; $\delta\theta(t)$ – флуктуации оси пучка ускоренных частиц относительно своего среднего положения во времени; θ_o^L , θ_o^R – номинальные углы, отсчитываемые по лимбу камеры относительно оси камеры; M – двухкомпонентная двухслойная мишень (слой из ${}^9\text{Be}$ и тонкий слой из ${}^{197}\text{Au}$, нанесенный на этот слой бериллия).

Если мониторинг процесс имеет $A'_y(\theta, E) = 0$, то лево-правое отношение исследуемого процесса нормированное на лево-правое отношение мониторингового процесса будет иметь вид

$$r = \frac{L R'}{L' R} \left[\frac{\langle \sigma_o'(\theta_L, E) \rangle_{d\theta_L, \Delta E'}}{\langle \sigma_o'(\theta_R, E) \rangle_{d\theta_R, \Delta E'}} \cdot \frac{\langle \sigma_o(\theta_R, E) \rangle_{d\theta_R, \Delta E}}{\langle \sigma_o(\theta_L, E) \rangle_{d\theta_L, \Delta E}} \right] = \frac{1 + 3/2 p \langle A_y(\theta_L, E) \rangle_{d\theta_L, \Delta E}}{1 - 3/2 p \langle A_y(\theta_R, E) \rangle_{d\theta_R, \Delta E}}, \quad (2)$$

где L – число зарегистрированных событий левым детектором для изучаемого процесса $N_L(\theta_L, \varphi = 0^\circ)$ и L' – для мониторингового $N_L'(\theta_L, \varphi = 0^\circ)$ а R , R' – для правого, где $N_R(\theta_R, \varphi = 180^\circ)$ и $N_R'(\theta_R, \varphi = 180^\circ)$, соответственно.

Выход реакции с поляризованными дейтронами в приближении бесконечно тонкого пучка и конечного размера апертуры детектора $N_{L,R}(\theta_{L,R}, \varphi_{L,R})$ определяется следующим образом:

$$N_{L,R}(\theta_{L,R}, \varphi_{L,R}) = n N_n \eta_{L,R} \Omega_{L,R} \langle \sigma_o(\theta_{L,R}, E) \rangle_{d\theta_{L,R}, \Delta E} \times \left[1 + \frac{3}{2} p \langle A_y(\theta_{L,R}, E) \rangle_{d\theta_{L,R}, \Delta E} \cos \varphi \sin \beta + \langle C(\theta, E) \rangle \right], \quad (3)$$

здесь $\varphi_{L,R}$ – азимутальный угол ($\varphi_L = 0$, $\varphi_R = \pi$), а выражение в квадратных скобках имеет знак «+» для $\varphi_L = 0$ и «-» для $\varphi_R = \pi$; n – число падающих на мишень частиц; N_n – число ядер мишени на 1 см^2 ; $\Omega_{L,R}$ – телесный угол левого или правого детектора; $\eta_{L,R}$ – эффективность регистрирующей системы; p – степень векторной поляризации пучка ускоренных дейтронов; $\langle \sigma_o(\theta_{L,R}, E) \rangle_{d\theta_{L,R}, \Delta E}$ – дифференциальное сечение, усредненное по апертуре $d\theta_{L,R}$ левого или правого детекторов, которыми производится измерение этого сечения, и энергии, теряемой в мишени ΔE , измеренное с неполяризованным пучком дейтронов; $\langle A_y(\theta, E) \rangle_{d\theta_{L,R}, \Delta E}$ – ВАСП изучаемого процесса, усредненная по апертурам $d\theta_{L,R}$, стягиваемым левым или правым детекторами и по энергии, теряемой пучком ускоренных поляризованных частиц в той части мишени, которая содержит ядра исследуемого процесса (мишень двухслойная). Величина угла β определяет ориентацию проекции вектора поляризации p ускоренных частиц относительно плоскости реакции и направления пучка ускоренных частиц (для чисто векторно-поляризованных пучков частиц $\beta = 0$). Величина $\langle C(\theta, E) \rangle$ – усредненный обобщенный

вклад тензорных компонент в асимметрию рассеяния. Если вклад $C(\theta, E)$ невелик (в пределах точности измерений), то им пренебрегают при работе с чисто векторно-поляризованными пучками.

Из выражения (2) следует, что использование мониторингового процесса с $A_y = 0$ позволяет в геометрии эксперимента с двумя детекторами (см. рис.1) измерять усредненное дифференциальное сечение исследуемого процесса $\langle \sigma_o(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E}$ при использовании одного чисто векторно-поляризованного пучка частиц с фиксированным направлением вектора поляризации, если $\theta_L = \theta_R = \theta$ и $d\theta_L = d\theta_R = d\theta$. Тогда дифференциальное сечение исследуемого процесса представляется пропорциональным средней величине нормированных выходов измеренных левым и правым детекторами

$$\langle \sigma_o(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E} = \langle \sigma'_o(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E} \frac{1}{2b} \left(\frac{L}{L'} + \frac{R}{R'} \right), \quad (4)$$

где $b = N_n / N'_n$ – отношение числа ядер в мишени для исследуемого и мониторингового процессов; $\langle \sigma'_o(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E}$ – дифференциальное сечение мониторингового процесса, усредненное по апертуре диафрагмы $d\theta$ и по энергии, теряемой в мониторинговой части мишени $\Delta E'$, которое дается следующим выражением

$$\langle \sigma'_o(\theta, E') \rangle_{d\theta, \Delta E'} = \frac{1}{\Delta E'} \frac{1}{d\theta} \int_{\theta+1/2d\theta}^{\theta-1/2d\theta} \int_{E'+\Delta E'}^{E'-\Delta E'} \sigma'_o(\theta, E') \sin \theta d\theta dE', \quad (5)$$

где $\sigma'_o(\theta, E')$ в нашем случае это дифференциальное сечение Резерфордского рассеяния на тяжелом ядре (Au).

Если существует неравенство $\langle A_y(\theta_L, E) \rangle_{d\theta, \Delta E} \neq \langle A_y(\theta_R, E) \rangle_{d\theta, \Delta E}$, которое обусловлено тем, что $\theta_L \neq \theta_R$ или $d\theta_L \neq d\theta_R$, то можно формально записать для измеряемой нормированной асимметрии выходов исследуемого процесса ε' следующее выражение

$$\varepsilon' \equiv \frac{r/r' - 1}{r/r' + 1} = \frac{3/2p \bar{A}_y}{1 + 3/2p \Delta A_y}, \quad (6)$$

где
$$\bar{A}_y = \frac{1}{2} \left[\langle A_y(\theta_L, E) \rangle_{d\theta_L, \Delta E} + \langle A_y(\theta_R, E) \rangle_{d\theta_R, \Delta E} \right] \quad (7)$$

и
$$\Delta A_y = \frac{1}{2} \left[\langle A_y(\theta_L, E) \rangle_{d\theta_L, \Delta E} - \langle A_y(\theta_R, E) \rangle_{d\theta_R, \Delta E} \right], \quad (8)$$

если $\Delta A_y = 0$, то $\langle A_y(\theta_L, E) \rangle_{d\theta, \Delta E} = \langle A_y(\theta_R, E) \rangle_{d\theta, \Delta E} = \langle A_y(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E}$. Это условие выполняется, когда:

1) $A_y(\theta, E) = 0$ или $A_y(\theta, E) = const$ (нет зависимости от θ и E). На практике возможно более мягкое условие, когда различие между $\langle A_y(\theta_L, E) \rangle_{d\theta, \Delta E}$ и $\langle A_y(\theta_R, E) \rangle_{d\theta, \Delta E}$ составляет 20% (или что то же самое $\Delta A_y = 0,1$). При степени векторной поляризации пучка $p = 0,25$ $\bar{A}(\theta, E)$ отличается от $A_y(\theta, E)$ на 1,25% ;

2) $\theta_L = \theta_R = \theta$, что имеет место, когда $\Delta\theta \pm \delta\theta(t)/2 = 0$;

3) $d\theta_L = d\theta_R = d\theta$ - геометрические погрешности, связанные с апертурами, стягиваемыми детекторами, отсутствуют.

Последние два условия эквивалентны тому, что $r' = 1$. При выполнении условия 2) нормированное левое-правое отношение (2) записывается в упрощенном виде

$$\frac{r}{r'} = \frac{L R'}{R L'}. \quad (9)$$

Выполнение условия 3) дает возможность записать выражение для $A_y(\theta, E)$ (7) в обычном виде

$$\bar{A}_y = \langle A_y(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{r-1}{r+1}. \quad (10)$$

Таким образом, одновременное измерение дифференциального сечения $\langle \sigma_o(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E}$ и ВАСП $\langle A_y(\theta, E) \rangle_{d\theta, \Delta E}$ исследуемого процесса в одну экспозицию позволяет увеличить получаемое количество информации в единицу времени при выполнении выше приведенных условий.

В случае отсутствия систематических ошибок (т.е. $r' = 1$) чисто статистическая ошибка измеряемой асимметрии выхода исследуемого процесса $\Delta\varepsilon$ определяется выражением

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{\frac{1 - \varepsilon^2}{L + R}}, \quad (11)$$

а статистическая ошибка в определении ВАСП исследуемого процесса есть

$$\delta A_y = \frac{1}{p} \sqrt{\frac{1 - \varepsilon^2}{L + R}}. \quad (12)$$

Эти выражения приближенно справедливы для данного метода, когда статистическая ошибка, связанная с мониторингом процессом, значительно меньше статистической ошибки, связанной с исследуемым процессом.

Для реализации рассмотренного метода необходимо:

1. Иметь изотропную по площади двухкомпонентную (двухслойную) мишень с известным отношением числа ядер на см^2 для исследуемого и мониторингового процессов и хорошим выделением сигнала от исследуемого и мониторингового процессов в измеряемых спектрах (см. рис.2, рис.3 и рис.4. Подробнее смотри ниже).

2. При регистрации выхода двумя спектрометрами иметь симметричную систему регистрации частиц, дающую минимальную аппаратную асимметрию счета событий [6].

3. Иметь систему непрерывного контроля параметров пучка ускоренных частиц на мишени (положение, соосность с камерой, степень поляризации пучка и др.).

Для повышения эффективности использования пучкового времени и повышения точности измерений сечений и ВАСП необходимо учитывать следующие требования:

А. Связанные с уменьшением времени, затрачиваемым на измерение одного спектра.

Для этого проведены следующие действия:

1. оптимизирована геометрия эксперимента с целью увеличения телесного угла при сохранении других параметров (энергетическое разрешение, оптимально возможное угловое разрешение и др.). Выбрана прямоугольная геометрия, позволяющая увеличить стягиваемые апертурами телесные углы при сохранении необходимого углового и энергетического разрешений с минимальными ложными геометрическими асимметриями [1];

2. максимизация выхода для исследуемого процесса путем предельного увеличения толщины той части мишени, которая содержит исследуемые ядра, допускаемого физической постановкой задачи, а так же возможностью хорошего выделения сигналов в энергетическом спектре.

Б. Связанные с увеличением количества информации, получаемой в одной экспозиции, это:

1. использование многоканальной системы [6], позволяющей проводить измерения одновременно под несколькими углами;

2. одновременное определение нескольких наблюдаемых величин (дифференциальное сечение, ВАСП) из одной экспозиции, а также вспомогательных величин, используемых для контроля систематических погрешностей и оценки качества измерения (рис.5).

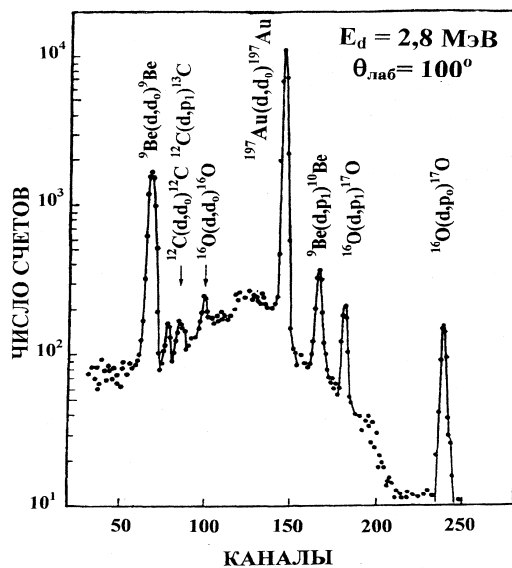


Рис. 2. Низкоэнергетическая часть спектра от двухслойной мишени ${}^9\text{Be}$ - ${}^{197}\text{Au}$, использованной для исследования взаимодействия векторно-поляризованных дейтронов с ${}^9\text{Be}$ при $E_d=2,8$ МэВ и $\theta_L=100^\circ$.

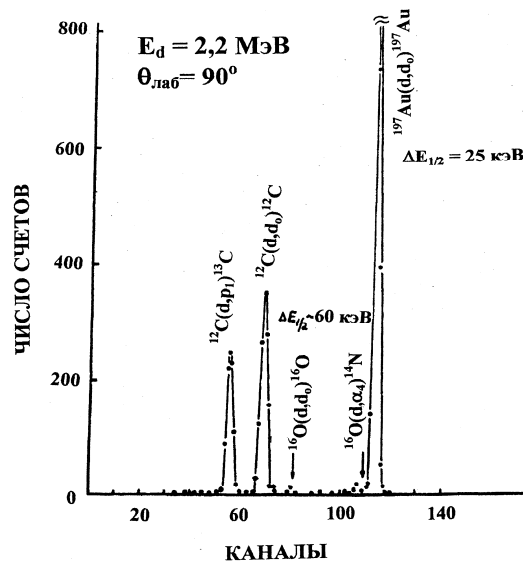


Рис. 3. Низкоэнергетическая часть спектра от двухслойной мишени ${}^{12}\text{C}$ - ${}^{197}\text{Au}$, использованной для определения степени векторной поляризации пучка ускоренных дейтронов при $E_d=2,2$ МэВ и $\theta_L=90^\circ$.

МИШЕНИ И СПЕКТРЫ

В эксперименте использовалась специально разработанная и изготовленная по особой технологии самоподдерживающаяся двухслойная мишень, которая постоянно находилась в вакууме до и во время измерений. Мишень имела двухслойную структуру Be/Au с отношением количества ядер в слоях $N(\text{Be})/N(\text{Au}) = 63 \pm 2,5$ (рис.4). Измерение отношения производилось по упругому рассеянию дейтронов на угол $\theta_L=30^\circ$ при энергии налетающих частиц $E_d=2,8$ МэВ, когда мишень была повернута бериллиевым слоем к детекторам. Рассеяние предполагалось чисто резерфордским. Энергетические потери дейтронов в бериллиевой части мишени при $E_d=2,3$ МэВ составляли 55 кэВ, которые давали основной вклад в энергетическое разрешение всего эксперимента. Эта толщина мишени выбиралась из условий минимально допустимого энергетического

разрешения всего эксперимента при достижении максимального выхода частиц из ядерных реакций, необходимых для достижения приемлемой длительности экспозиции. Спектр, характеризующий качество мишени, представлен на рис.2 (в логарифмическом масштабе).

Следует отметить относительно небольшое содержание углерода и кислорода в мишени. Один узкий, относительно небольшой, пик от кислорода указывает на то, что оксидный слой на бериллиевой части мишени находится с одной незащищенной стороны и является очень тонким. Другая сторона защищена тонким слоем золота. Два узких пика возле мощного пика от упруго рассеянных дейтронов на бериллии относятся к упруго рассеянным дейтронам на углероде и протонный пик из реакции $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$. Углерод находится с двух сторон мишени и, возможно, связан с конденсированным на поверхности очень тонким слоем вакуумного масла. Мишень долгое время находилась в эксплуатации. Возникновение углеводородной пленки на поверхности мишени при крекинге масла под действием пучка на мишень практически не происходит, так как ток пучка ускоренных частиц очень слабый. При перекрытии с бериллиевым пиком этих пиков они дают вклад не более 2-4% для углерода и 3-4% для кислорода. Все узкие пики расположены на широком пике ($\Gamma \approx 1,5\text{МэВ}$) от реакции $^9\text{Be}(d,t)^8\text{Be}$.

$$b(R) = N_n/N'_n$$

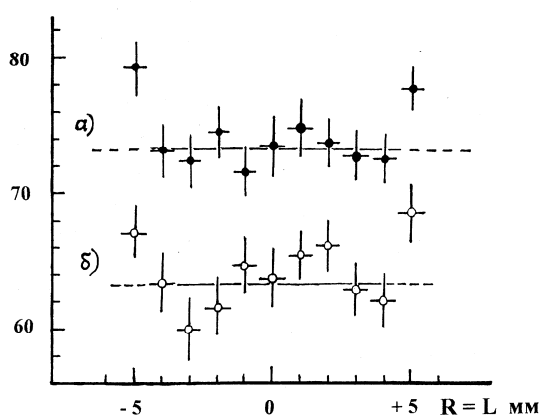


Рис. 4. Распределение по диаметру мишени (сверху вниз) отношения числа ядер легкого исследуемого элемента к числу тяжелых ядер мониторингового процесса (^{197}Au) для двухслойных структур:

- а) – $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ ($\langle b \rangle = 73 \pm 2$);
 б) – $^9\text{Be} + ^{197}\text{Au}$ ($\langle b \rangle = 63 \pm 2,5$).
 Без учета крайних точек.

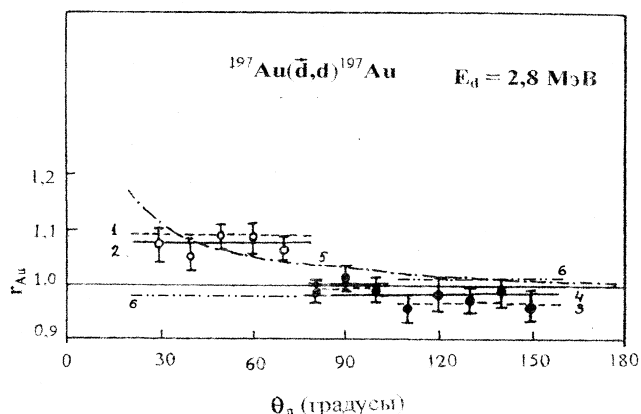


Рис. 5. Лево-правое отношение при рассеянии поляризованных дейтронов на золотом слое. Пунктирные линии – средние значения лево-правого отношения, измеренные с α -источником: (1) – $r_{\alpha}^{3,4} = 1,094 \pm 0,015$ и (3) – $r_{\alpha}^{1,2} = 0,970 \pm 0,015$. Сплошные линии – усредненные значения r_{Au} (2) – $\langle r_{\text{Au}}^{3,4} \rangle = 1,077 \pm 0,017$ и (4) – $\langle r_{\text{Au}}^{1,2} \rangle = 0,985 \pm 0,019$; 1,2 и 3,4 пары детекторов. Штрих-пунктирная линия (5), показывает, какое должно быть лево-правое отношение r_R Резерфордского рассеяния дейтронов на золоте при расхождении оси пучка и оси камеры $\Delta\theta = \pm 0,5^\circ/2$. (6) – $\langle r_{\text{Au}}^{3,4} \rangle / r_{\alpha}^{3,4} = 0,994 \pm 2,3\%$ и $\langle r_{\text{Au}}^{1,2} \rangle / r_{\alpha}^{1,2} = 1,015 \pm 2,5\%$, т.е. $\langle r_{\text{Au}} \rangle = 1,000 \pm 0,016$ для всего диапазона углов, где проводились измерения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Существует несколько основных работ [7-9], в которых представлены экспериментальные результаты по исследованию функций возбуждения и угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния неполяризованных дейтронов в интервале энергий 1,0-2,5 МэВ. Данные по сечениям в интервале энергий от 2,5 до 4,0 МэВ в литературе отсутствуют. Данных о поляризации и анализирующих способностях в интервале энергий до 11,8 МэВ также нет.

Нами проведено экспериментальное исследование дифференциальных сечений и векторной анализирующей способности [10] на перезарядном ускорителе с источником поляризованных частиц ННЦ ХФТИ при энергиях бомбардирующих векторно-поляризованных дейтронов с $E_d = 2,0; 2,3; 2,5$; и 2,8 МэВ в интервале углов в лабораторной системе отсчета от 50° до 150° при $E_d = 2,0; 2,3$ и 2,5 МэВ и $30^\circ - 150^\circ$ для $E_d = 2,8$ МэВ с шагом 10° . При этом использовался метод измерения, разработанный нами и подробно описанный в работе [5]. Измерения проводили с помощью двух пар полупроводниковых детекторов, расположенных симметрично относительно направления оси камеры рассеяния, которая совпадала с осью пучка ускоренных поляризованных дейтронов. Одна пара (3,4) располагалась в области передних углов относительно направления пучка, а другая (1,2) – в области задних. Углы, стягиваемые апертурами диафрагм перед детекторами, с учетом конечного размера пучка, в плоскости реакции под передними углами, равны $6,5^\circ$, под задними – $7,0^\circ$. Геометрия эксперимента прямоугольная и оптимизирована под измерение ядерных реакций с дифференциальными сечениями ~ 1 мб/ср с экспозицией 3-4 часа на один спектр.

Положение пучка на мишени контролировали мониторингом устройством из двух детекторов, расположенных симметрично относительно падающего на мишень пучка в плоскости реакции под углом $12,5^\circ$. Степень

векторной поляризации пучка дейтронов периодически измеряли по упругому рассеянию на углероде при $E_d = 2,2$ МэВ [3]. Величина векторной поляризации пучка составляла $p = -0,22 \pm 0,02$.

Угловые распределения дифференциальных сечений при энергиях дейтронов 2,3 и 2,5 МэВ совпадают в основном с точностью до ошибок эксперимента с результатами измерений работы [8], подтверждая, таким образом, ранее найденные в работе Машали др. [8] тенденции в характере поведения угловых зависимостей отношений сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$. Однако существуют небольшие расхождения с их результатами в области углов менее 100° . Сравнение с результатами работы [9] при энергии 2,0 МэВ показывает противоположную общую тенденцию в угловой зависимости, т.е. уменьшение отношения $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ с увеличением угла рассеяния. Вместе с тем, мелкая структурность поведения сечения в области углов $90^\circ - 120^\circ$ нами воспроизводится.

Следует отметить некоторое возрастание структурности в угловой зависимости $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ отношения при энергии дейтронов 2,8 МэВ по отношению к угловым зависимостям при более низких энергиях.

Анализирующая способность упругого рассеяния векторно-поляризованных дейтронов на бериллии при энергиях бомбардирующих дейтронов 2,0 – 2,8 МэВ отлична от нуля. Максимальное значение анализирующей способности упругого рассеяния составляет $A_y \approx -0,3$ при $\theta \sim 130^\circ$. С уменьшением энергии налетающих дейтронов величина ВАСП уменьшается [10].

Угловая зависимость векторной анализирующей способности имеет четко выраженную структуру, общий характер которой сохраняется при всех энергиях. Характерным является наличие значительной отрицательной ВАСП в области углов $\theta_{\text{цм}} = 45^\circ - 70^\circ$ и незначительной положительной величины ВАСП в области углов $\theta_{\text{цм}} = 75^\circ - 100^\circ$. Найденные при $E_d = 2,8$ МэВ угловые зависимости сечения и ВАСП соответствуют таким при $E_d > 11$ МэВ [16,27,28,30-32] для области передних углов.

Таким образом, мы имеем экспериментальные данные, пригодные для проведения анализа в рамках оптической модели [11,12].

НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ В ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 1

Для определения наблюдаемых величин (сечений $\sigma(\theta)$, поляризации вылетающих дейтронов $P_d(\theta)$, векторной анализирующей способности в декартовой системе координат $A_y(\theta) = P_d(\theta)$ и iT_{11} в сферической системе координат для упругого рассеяния) необходимо найти матричные элементы S_l^j (в случае рассеяния частиц со спином 1 их три S_l^{l+1} , S_l^{l-1} , S_l^l для каждой парциальной волны l). Через эти матричные элементы определяются пять амплитуд рассеяния A, B, C, D, E матрицы рассеяния $M(\theta)$ на ядрах с нулевым спином:

$$M(\theta) = \begin{pmatrix} A & B & C \\ D & E & -D \\ C & -B & A \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Выражения для наблюдаемых величин, следуя Ходсону [13]:
дифференциальное сечение для неполяризованных частиц

$$\sigma_o(\theta) = [|A|^2 + 2(|B|^2 + |C|^2 + |D|^2 + |E|^2)] / 3, \quad (14)$$

векторная поляризация рассеянных дейтронов при неполяризованном пучке бомбардирующих частиц

$$P(\theta) = \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\text{Im}(AC^* + BD^* + DE^*)}{\sigma_o(\theta)} n, \quad (15)$$

n – нормаль к плоскости рассеяния $n = (k_i \times k_f) / |k_i \times k_f|$.

Векторная анализирующая способность в сферической системе координат записывается через амплитуды рассеяния следующим образом:

$$iT_{11}(\theta) = i[(A^*B - AD^*) + (B^*E - BE^*) - (C^*D - CD^*)] / \sqrt{6} \cdot \sigma_o(\theta). \quad (16)$$

Векторная анализирующая способность в декартовой системе координат для упругого рассеяния $A_y(\theta) = P(\theta)$ при чисто векторно-поляризованном пучке бомбардирующих частиц и рассеивающих ядрах с нулевым спином.

Учитывая, что $A = \text{Re}A + i\text{Im}A$; $A^* = \text{Re}A - i\text{Im}A$ и $|A|^2 = (\text{Re}A)^2 + (\text{Im}A)^2$, необходимо иметь выражения для действительной и мнимой частей амплитуд матрицы рассеяния, которые представляются через кулоновскую амплитуду рассеяния $f_c^l(\theta)$, матричные элементы перехода $S_{l\pm s, l}$ для каждой парциальной волны l с разными полными моментами $j = l \pm s_d$ (где s_d – спин дейтрона), кулоновские фазовые сдвиги σ_l для каждой парциальной волны l и полиномы Лежандра $P_l(\cos\theta)$ и $P_l^n(\cos\theta)$.

$$A_l(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1)(S_{l+1,l} - 1) + l(S_{l-1,l} - 1)] \exp(2i\sigma_l) \bullet P_l(\cos \theta). \quad (17)$$

$$ReA_l(\theta) = Ref_c(\theta) +$$

$$\frac{1}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ [(l+1)Re S_{l+1,l} + lRe S_{l-1,l} - (2l+1)] \sin 2\sigma_l + [(l+1)Im S_{l+1,l} + lIm S_{l-1,l}] \cos 2\sigma_l \right\} P_l(\cos \theta).$$

$$iImA_l(\theta) = iImf_c(\theta) -$$

$$\frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ [(l+1)Re S_{l+1,l} + lRe S_{l-1,l} - (2l+1)] \cos 2\sigma_l - [(l+1)Im S_{l+1,l} + lIm S_{l-1,l}] \sin 2\sigma_l \right\} P_l(\cos \theta).$$

$$B_l(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{2} [(l+2)(S_{l+1,l} - 1) + (2l+1)(S_{l,l} - 1) + (l-1)(S_{l-1,l} - 1)] \exp(2i\sigma_l) P_l(\cos \theta). \quad (18)$$

$$ReB_l(\theta) = Ref_c(\theta) +$$

$$\frac{1}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{2} \left\{ [(l+2)Re S_{l+1,l} + (2l+1)Re S_{l,l} + (l-1)Re S_{l-1,l} - 2(2l+1)] \sin 2\sigma_l + [(l+2)Im S_{l+1,l} + (2l+1)Im S_{l,l} + (l-1)Im S_{l-1,l}] \cos 2\sigma_l \right\} P_l(\cos \theta).$$

$$iImB_l(\theta) = iImf_c(\theta) -$$

$$\frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{2} \left\{ [(l+2)Re S_{l+1,l} + (2l+1)Re S_{l,l} + (l-1)Re S_{l-1,l} - 2(2l+1)] \cos 2\sigma_l - [(l+2)Im S_{l+1,l} + (2l+1)Im S_{l,l} + (l-1)Im S_{l-1,l}] \sin 2\sigma_l \right\} P_l(\cos \theta).$$

$$C_l(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} (S_{l+1,l} - S_{l-1,l}) \exp(2\sigma_l) P_l^1(\cos \theta). \quad (19)$$

$$ReC_l(\theta) = \frac{1}{2k} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} [(Re S_{l+1,l} - Re S_{l-1,l}) \sin 2\sigma_l + (Im S_{l+1,l} - Im S_{l-1,l}) \cos 2\sigma_l] P_l^1(\cos \theta).$$

$$iImC_l(\theta) = -\frac{i}{2k} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} [(Re S_{l+1,l} - Re S_{l-1,l}) \cos 2\sigma_l - (Im S_{l+1,l} - Im S_{l-1,l}) \sin 2\sigma_l] P_l^1(\cos \theta).$$

$$D_l(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}l(l+1)} [l(l+2)(S_{l+1,l} - 1) - (2l+1)(S_{l,l} - 1) - (l-1)(l+1)(S_{l-1,l} - 1)] \exp(2\sigma_l) P_l^1(\cos \theta). \quad (20)$$

$$ReD_l(\theta) =$$

$$\frac{1}{2k} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}l(l+1)} \left\{ [l(l+2)(Re S_{l+1,l} - 1) - (2l+1)(Re S_{l,l} - 1) - (l-1)(l+1)(Re S_{l-1,l} - 1)] \sin 2\sigma_l + [l(l+2)Im S_{l+1,l} - (2l+1)Im S_{l,l} - (l-1)(l+1)Im S_{l-1,l}] \cos 2\sigma_l \right\} P_l^1(\cos \theta).$$

$$iImD_l(\theta) =$$

$$-\frac{i}{2k} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}l(l+1)} \left\{ [l(l+2)(Re S_{l+1,l} - 1) - (2l+1)(Re S_{l,l} - 1) - (l-1)(l+1)(Re S_{l-1,l} - 1)] \cos 2\sigma_l - [l(l+2)Im S_{l+1,l} - (2l+1)Im S_{l,l} - (l-1)(l+1)Im S_{l-1,l}] \sin 2\sigma_l \right\} P_l^1(\cos \theta).$$

$$E_l(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=2}^{\infty} \frac{1}{2l(l+1)} [l(S_{l+1,l} - 1) - (2l+1)(S_{l,l} - 1) + (l+1)(S_{l-1,l} - 1)] \exp(2\sigma_l) P_l^2(\cos \theta). \quad (21)$$

$$ReE_l(\theta) =$$

$$\frac{1}{2k} \sum_{l=2}^{\infty} \frac{1}{2l(l+1)} \left\{ [l(Re S_{l+1,l} - 1) - (2l+1)(Re S_{l,l} - 1) + (l+1)(Re S_{l-1,l} - 1)] \sin 2\sigma_l + [lIm S_{l+1,l} - (2l+1)Im S_{l,l} + (l+1)Im S_{l-1,l}] \cos 2\sigma_l \right\} P_l^2(\cos \theta).$$

$$iImE_l(\theta) =$$

$$-\frac{i}{2k} \sum_{l=2}^{\infty} \frac{1}{2l(l+1)} \left\{ [l(Re S_{l+1,l} - 1) - (2l+1)(Re S_{l,l} - 1) + (l+1)(Re S_{l-1,l} - 1)] \cos 2\sigma_l - [lIm S_{l+1,l} - (2l+1)Im S_{l,l} + (l+1)Im S_{l-1,l}] \sin 2\sigma_l \right\} P_l^2(\cos \theta).$$

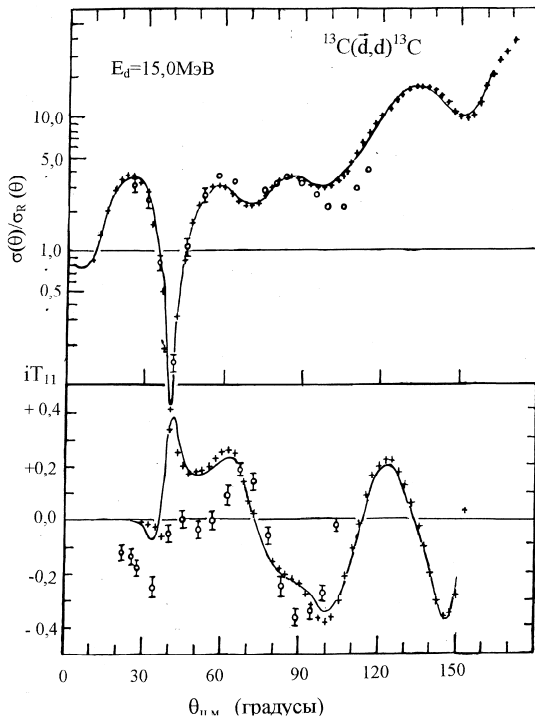


Рис. 6. Сравнение расчетов по нашей программе ОПТИК (крестики) с экспериментальными данными (кружочки) и расчетами по оптической модели (непрерывная линия – программа OPTICS из работы [15], набор параметров – А) для отношения сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ и векторной анализирующей способности iT_{11} для упругого рассеяния дейтронов на ^{13}C при $E_d=15\text{МэВ}$.

Более детальное описание программы для расчетов по оптической модели приведено в работе [14]. Для подтверждения правильности работы программы ОПТИК на рис.6 приведено сравнение с расчетом по программе OPTICS [15]. Видно, что отношения дифференциального сечения упругого рассеяния к дифференциальному сечению Резерфордского рассеяния совпадают с точностью до 3÷5% во всем диапазоне углов. Векторная анализирующая способность iT_{11} в целом по абсолютной величине совпадает с точностью до 5÷8%. В области главного интерференционного минимума у нас наблюдается более резкий спад и переход через нулевое значение при некотором смещении отрицательных значений в область больших углов. Возможно, это связано с недостаточным числом учитываемых парциальных волн с большими угловыми моментами l для достаточно большой энергии налетающих дейтронов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ В РАМКАХ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ

На начальном этапе исследования, в связи с тем, что уже накоплен определенный опыт в описании дифференциальных сечений упругого рассеяния дейтронов на бериллии при низких энергиях [11], необходимо проверить качество работы различных "затравочных" наборов параметров оптических потенциалов и определить роль спин-орбитального взаимодействия при описании полученных поляризационных данных.

Для описания всей совокупности найденных нами экспериментальных данных по упругому рассеянию векторно-поляризованных дейтронов в рамках оптической модели были использованы наборы параметров потенциалов, соответствующих трем линиям параметризации: 1) – Пери [18,19], потенциал P; 2) – Швандта-Хеберли [17], потенциал SH; 3) – Фитца [16], потенциал H в среднем удовлетворительно описывающие дифференциальные сечения в интервале энергий от 1,1 до 2,5 МэВ [11]. Эти потенциалы имеют форм-фактор типа Вудса-Саксона с глубиной действительной части $V_r \sim 100$ МэВ и увеличенное, сильно локализованное поверхностное поглощение $W_s \sim 10 \div 16$ МэВ (табл.1). Расчеты проводились как чисто потенциальное рассеяние для данных при $E_d=2,8$ МэВ, а также для усредненных данных по интервалу энергий налетающих дейтронов от 2,0 до 2,8 МэВ с $\langle E_d \rangle = 2,4$ МэВ и $\Delta E = 0,8$ МэВ. В расчетах использовался потенциал вида

$$V(r) = -V_f f_m(r) - iW_f f(r) + iW_s 4a_w [df(r)/dr] + V_{so} (\hbar/m_p c)^2 (1/r) [df_{ml}(r)/dr] (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}), \quad (22)$$

где функции $f_{m,i,ml}(r)$ имеют форму Вудса-Саксона $f_{m,i,ml}(r) = \{1 + \exp[(r - R_{m,i,ml})/a_{o,w,so}]\}^{-1}$ и $R_{m,i,ml} = r_{o,w,so} A^{1/3}$.

Добавление спин-орбитальной части к потенциалу, полученному при подгонках только сечения при $\langle E_d \rangle = 1,8$ МэВ [11], улучшает согласие с экспериментом (рис.7). Однако при этом описывается только общий характер поведения экспериментально найденной угловой зависимости ВАСП. Наилучшее описание величины и формы угловой зависимости ВАСП получается при больших углах ($\theta_{cm} > 90^\circ$), что соответствует главному интерференционному минимуму, который должен находиться в области углов $\theta_{cm} = 130^\circ \div 160^\circ$. Наличие такого минимума в этом месте также четко фиксируется расчетами с параметрами оптического потенциала для всех рассмотренных линий параметризации (см. рис.7). В экспериментальных результатах при низких энергиях бомбардирующих дейтронов этот интерференционный минимум проявляется довольно слабо, что может быть связано, помимо характерной особенности для потенциального рассеяния дейтронов на ^9Be , с затухиванием его когерентным или некогерентным вкладом процесса образования составного ядра, обменными процессами или предравновесными структурами. Общей особенностью расчетов с различными центральными и спин-орбитальными потенциалами, при хорошем согласии теории и эксперимента для ВАСП в области задних углов, является отсутствие согласия с экспериментальными данными в области углов $30^\circ \div 60^\circ$, где она отличается даже по знаку.

Наилучшее описание сечения достигается для набора параметров потенциала SH [11] с добавлением спин-орбитального потенциала с глубиной $V_{so} = 14 \div 15$ МэВ и геометрией соответствующей действительной части

потенциала $V_r = 102,0$ МэВ, $r_r = 1,05$ фм, $a_r = 0,9$ фм. Эти параметры соответствуют потенциалам, найденным для рассеяния векторно-поляризованных дейтронов на ^{40}Ca [17,35] и ^9Be при $E_d=11,8$ МэВ [30]. Наилучшее описание формы угловой зависимости только ВАСП достигается с набором параметров потенциала P [11] с добавлением спин-орбитального потенциала с $V_{so} = 15,0$ МэВ, $r_{so} = 1,15$ фм, $a_{so} = 0,81$ фм, но при этом не описывается абсолютная величина сечения при $\theta_{\text{см}} > 80^\circ$.

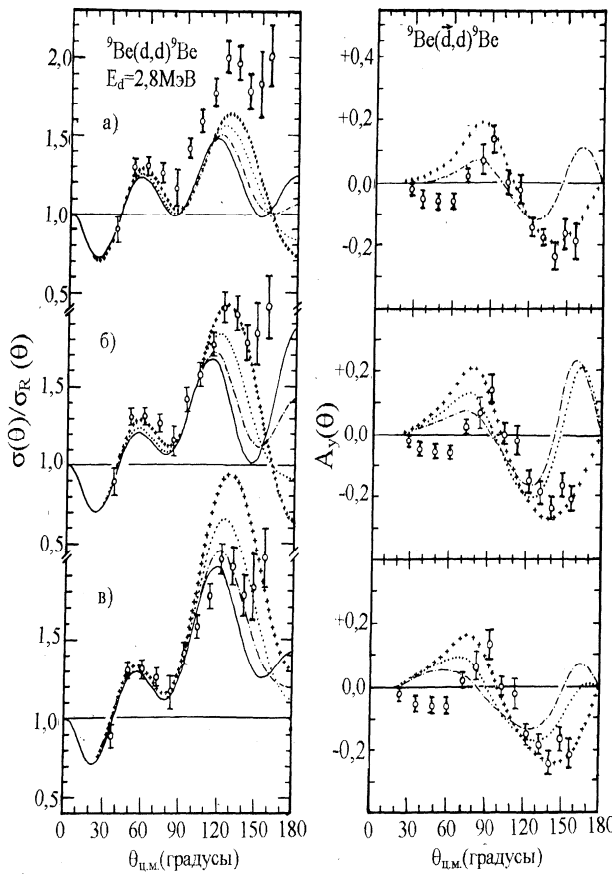


Рис. 7. Влияние спин-орбитального взаимодействия на результаты одновременного описания отношения сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ и ВАСП A_y в рамках оптической модели результатов нашего экспериментального исследования при $E_d = 2,8$ МэВ с использованием наборов параметров оптических потенциалов а) P, б) SH, в) H, найденных в работе [11] для средней энергии налетающих дейтронов 1,8 МэВ. Непрерывная линия – расчет без учета спин-орбитального взаимодействия; пунктир – $V_{so} = 4$ МэВ; штрих-пунктир – 6,0 МэВ; точечная – 10,0 МэВ; крестики – 15,0 МэВ.

Дополнительная вариация параметров мнимой части оптического потенциала, особенно наборов H и SH, могла бы значительно улучшить соответствие с экспериментом в области задних углов. Это обусловило бы меньшую величину спин-орбитального взаимодействия, что и отмечается в работе [11]. Вместе с тем, наши экспериментальные данные по ВАСП, если рассматривать рассеяние как чисто потенциальное, требуют (см. рис.7) большой величины спин-орбитального взаимодействия $V_{so} \sim 15,0$ МэВ. Поскольку события разворачиваются в области самых задних углов ($\theta > 150^\circ$), то область проявления влияния спин-орбитального взаимодействия совпадает с областью формирования третьего минимума (по-видимому, главного интерференционного минимума), положение которого сильно влияет на характер поведения и абсолютную величину сечения рассеяния и ВАСП.

Таблица 1. Линии параметризации оптических потенциалов, ($r_c = 1,3$ фм).

Потенциал [работа]	E_d МэВ	U МэВ	r_r фм	a_r фм	W_d МэВ	r_i фм	a_i фм	$\sum_i \chi^2(E_i)$ (χ^2)	Линии параметризации
H [11]	1,8	114,2	0,869	1,01	16,0	2,160	0,323	284	[16], Fitz W., et.al.
SH [11]	1,8	102,0	1,050	0,90	10,0	1,930	0,460	553	[17,30,35] Schwandt P., Haerberli W
P [11]	1,8	95,44	1,150	0,81	10,8	1,575	0,585	647	[18,19,29], Perey C.M., Perey F.G.
Z [21]	2,8	112,5	0,900	0,90	4,25	2,861	0,493		Satchler G.R [21]
BD6 [18]	2,5	92,1	1,200	0,74	6,0	1,200	0,920	(33,4)	[20], Hodgson P.E.(Satchler G.R.)

Для получения лучшего полного согласия теоретического расчета с экспериментом для набора параметров P были проведены более детальные исследования, связанные с вариациями этих параметров. Для лучшей ориентации в вопросе зависимости изменения характера поведения угловых распределений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ и ВАСП ($A_y(\theta)$) от изменения параметров потенциала был построен обобщенный график-таблица, представленный на рис.8.

Из анализа зависимостей, представленных на рис.8 были получены полуэмпирические правила, которые отражают характер изменения дифференциального сечения и ВАСП при изменении параметров дейтронного оптического потенциала при низких энергиях рассеянных дейтронов. Эти правила в основном совпадают с правилами, найденными для сечений упругого рассеяния протонов (Ходгсон [13]), а для всех наблюдаемых

поляризационных величин упругого рассеяния дейтронов, в работе Левшина [34] (на примере упругого рассеяния на ^{40}Ca при $E_d = 11$ МэВ), найденных для развитого интерференционного процесса.

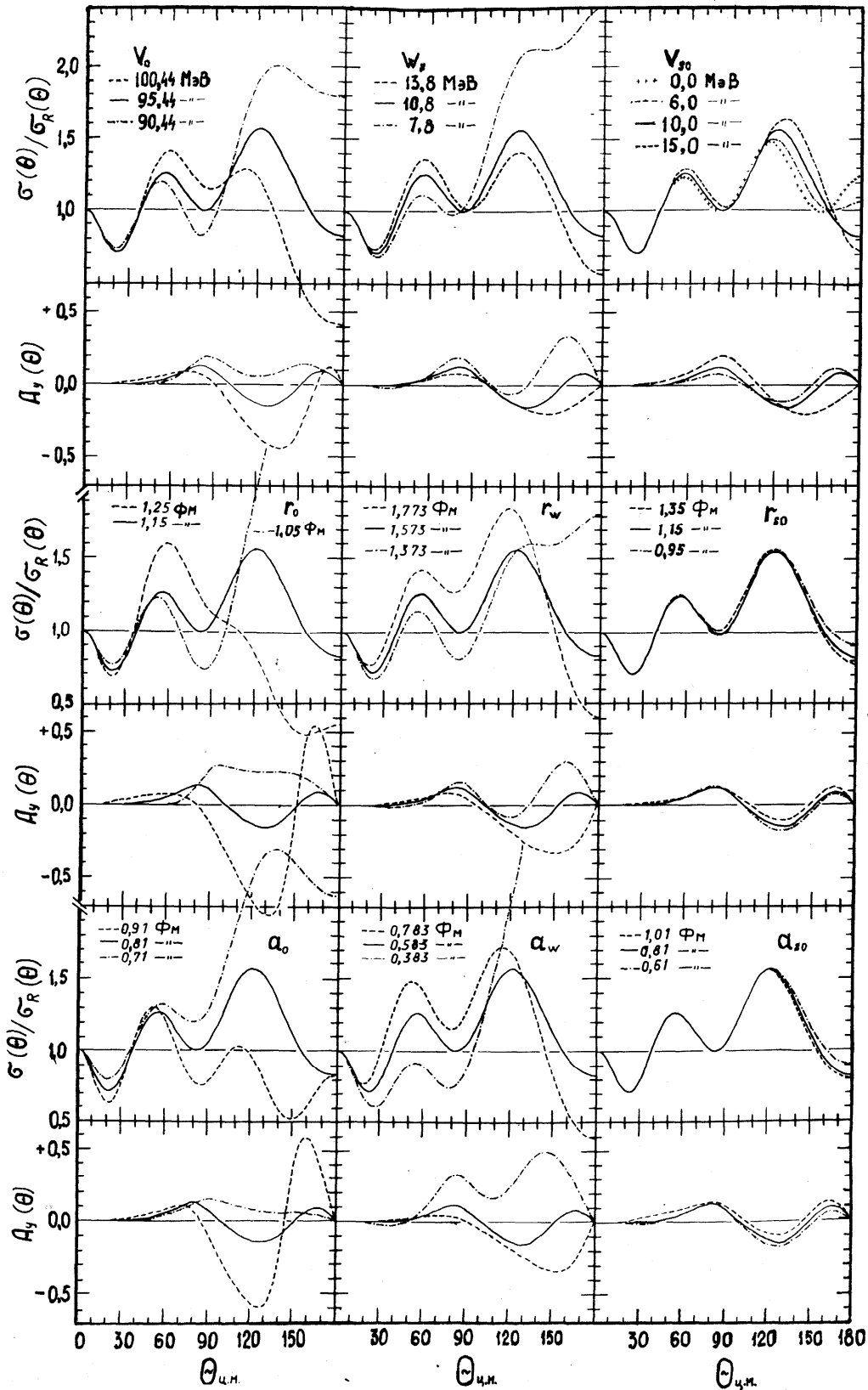


Рис. 8. График-таблица зависимости угловых распределений отношения сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ и ВАСП $A_y(\theta)$ при варьировании параметров оптического потенциала P [11] (см. табл. 1) с добавлением спин-орбитального потенциала при энергии дейтронов $E_d = 2,8$ МэВ. Потенциал соответствует линии Пери [18,29].

Исследуемый оптический потенциал предполагает, что главным интерференционным минимумом является 3-й минимум в угловой зависимости отношения сечений упругого и резерфордского рассеяний. Энергия налетающего дейтрона, масса и радиус ядра таковы, что как раз идет процесс формирования главного интерференционного минимума в области задних углов $\theta_{\text{цм}} > 140^\circ$. Это, по-видимому, и обуславливает ряд особенностей, связанных с формированием угловых зависимостей сечений и ВАСП упругого рассеяния при изменении параметров оптического потенциала.

В этих условиях направления изменения поведения сечения и ВАСП при вариации параметров *центрального* потенциала следуют следующим правилам (см. рис.8):

1. С увеличением глубины действительной части оптического потенциала V_r величина сечения в области задних углов ($\theta_{\text{цм}} > 100^\circ$) уменьшается до значений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta) < 1$, а в области передних углов ($\theta_{\text{цм}} = 40^\circ \div 90^\circ$) 2-й интерференционный максимум увеличивается. В то же время 2-й интерференционный максимум сдвигается в область меньших углов, а 1-й – слегка в область больших углов, т.е. наблюдается картина вращения кривой по часовой стрелке. Аналогичная картина наблюдается и при увеличении $R_r = r_r A^{1/3}$. Эта картина более сложная, чем та, что наблюдается в случае сформированного главного интерференционного минимума при более высоких энергиях [16,27,30,32]. Поэтому непонятно – работает ли условие однозначности типа $V_r R_r^2 = \text{const.}$, когда уменьшение V_r можно скомпенсировать увеличением R_r .

При увеличении глубины V_r и радиуса R_r действительной части потенциала угловое распределение ВАСП меняет знак от положительного к отрицательному значению в широком диапазоне углов при сильной сглаженности осцилляций. При дальнейшем увеличении V_r и R_r осцилляции относительно нулевой линии увеличиваются со значительным отрицательного значения ВАСП при $\theta_{\text{цм}} > 90^\circ$, что указывает на формирование глубокого главного интерференционного минимума. При этом интерференционная картина ВАСП смещается в сторону меньших углов. Подобный характер поведения ВАСП наблюдается и при увеличении диффузности, за исключением области 1-го максимума, где ни величина сечения, ни угол максимума почти не меняются. Угол 1-го максимума ВАСП соответствует углам 2-го минимума сечения. Следует обратить внимание на графики, представляющие вариацию диффузности действительной части потенциала a_o , когда форма угловой зависимости $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ меняется от подобной той, которая наблюдается на эксперименте, до той, которая может быть при сформированном 3-м главном интерференционном минимуме. Характер поведения угловой зависимости ВАСП также меняется коренным образом – от сглаженной угловой зависимости с исключительно положительной ВАСП малой величины до сильно осциллирующей знакопеременной кривой с большими значениями ВАСП, характерной для установившегося интерференционного процесса.

2. Вариация параметров мнимой части оптического потенциала. Так же, как и для действительной части V_r оптического потенциала, в случае вариации параметров мнимой части, характер поведения углового распределения отношения сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ и ВАСП различный для рассеяния в переднюю ($\theta_{\text{см}} < 90^\circ$) и заднюю ($\theta_{\text{см}} > 90^\circ$) полусферы пространства.

а) При увеличении глубины W_s в области 1-го максимума ($\theta_{\text{см}} < 90^\circ$) сечение упругого рассеяния увеличивается относительно резерфордского рассеяния, тогда как в области 2-го максимума и 3-го минимума ($\theta_{\text{цм}} > 90^\circ$) уменьшается с изменением формы угловой зависимости. Это можно связать с резко уменьшающимся вкладом формирующегося 3-го минимума. Такая форма угловой зависимости $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ характерна для экспериментально наблюдаемого упругого рассеяния на ${}^9\text{Be}$ (см. рис. 9, 11, 13). В обоих случаях положение максимумов меняется очень слабо, тогда как 1-й и 3-й минимумы сдвигаются в сторону меньших углов, а 2-й в сторону больших. Наблюдается картина, подобная параллельной сдвигу различных частей кривой в противоположные стороны без изменения положения максимумов.

б) При увеличении W_s величина ВАСП в 1-м максимуме ($\theta_{\text{см}} < 90^\circ$) – уменьшается. Для $\theta_{\text{цм}} > 90^\circ$ в области 2-го максимума и 3-го минимума сечения осцилляции ВАСП исчезают при изменении знака ВАСП на отрицательный в широком диапазоне углов, отражая изменение формы угловой зависимости $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$.

в) Подобным образом ведут себя сечение и ВАСП при увеличении R_w . Только при изменении формы угловых зависимостей при $\theta_{\text{цм}} > 120^\circ$ величина сечения растет во всем диапазоне углов до 120° и резко падает в остальной части углов, то есть сформировался 3-й мощный интерференционный минимум.

г) Влияние изменения диффузности мнимого потенциала W_s характеризуется тем, что с увеличением a_w сечение в области 1-го, 2-го минимумов и 1-го максимума ($\theta_{\text{см}} < 90^\circ$) растет во всем диапазоне углов до 120° , при небольшом сдвиге экстремумов в сторону меньших углов. В области задних углов $\theta_{\text{цм}} > 120^\circ$ происходит резкое изменение формы угловых зависимостей сечения и ВАСП при изменении a_w от 0,383 до 0,785 Фм. ВАСП меняет не только форму, но и знак в широком диапазоне углов. Следует отметить, что при наименьшем значении a_w возникает небольшая отрицательная ВАСП в области углов, соответствующих 1-му минимуму в сечении.

3. Влияние добавления спин-орбитального взаимодействия сводится в основном к изменению величины сечения в области 2-го максимума ($\theta_{\text{цм}} > 90^\circ$) и формы углового распределения $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ в области углов $\theta_{\text{цм}} > 150^\circ$. Угловая зависимость ВАСП однозначно реагирует на это изменение формы добавлением еще одной

осцилляции. Геометрические параметры очень мало влияют на характер поведения и величину значений в угловых зависимостях сечений и ВАСП.

Из вышеприведенного рассмотрения зависимости характера поведения сечения и ВАСП можно сделать некоторые общие выводы:

1. Характерной особенностью для оптического потенциала P' при $E_d = 2,8$ МэВ являются различные особенности поведения наблюдаемых величин при упругом рассеянии дейтронов в переднюю ($\theta_{cm} < 90^\circ$) и заднюю ($\theta_{cm} > 90^\circ$) полусферы.
2. Характерными признаками сформировавшегося интерференционного минимума при рассеянии дейтронов на Ве является наличие глубокого минимума в кривой $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ со значениями < 1 и достаточно большие отрицательные значения ВАСП (до $-0,7$) в области углов между предыдущим и данным минимумом. Для рассеяния дейтронов на Ве и других ядрах 1-р оболочки такой минимум здесь называется «главным» интерференционным минимумом.
3. Отсутствие заметных отрицательных величин ВАСП в области 1-го интерференционного минимума и максимума в угловой зависимости отношения сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ для упругого рассеяния дейтронов ($\theta_{cm} = 20^\circ \div 80^\circ$) при широком варьировании каждого из параметров центральной части оптического потенциала.
4. Значительное изменение характера поведения угловых зависимостей $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ и ВАСП при рассеянии дейтронов в заднюю полусферу ($\theta_{cm} > 80^\circ$) при вариации любого из параметров центрального потенциала.
5. При этом наблюдаются два взаимоисключающих характера поведения угловых зависимостей сечения и ВАСП в области задних углов:
 - а) резкое увеличение сечения рассеяния относительно резерфордского в области 2-го интерференционного максимума ($\theta_{cm} \sim 140^\circ$) при исключительно положительной ВАСП и
 - б) образование 3-го глубокого минимума в области углов $\theta_{cm} = 150^\circ \div 180^\circ$, при уменьшении или исчезновении 2-го максимума в угловой зависимости $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ при относительно большой отрицательной ВАСП.
6. Особенно большое изменение характера поведения сечения и ВАСП наблюдается при вариации диффузностей центрального потенциала (a_o и a_w).
7. Слабое влияние вариации геометрических параметров спин-орбитальной части оптического потенциала на изменение угловых зависимостей наблюдаемых величин упругого рассеяния дейтронов при $E_d = 2,8$ МэВ.
8. Вариация параметра отклонений формы центрального потенциала от форм-фактора Вудса-Саксона не приводит к существенному изменению характера поведения угловых зависимостей $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ и ВАСП по сравнению с изменением картины при вариации параметров центральной части оптического потенциала.

С этими особенностями поведения сечения и ВАСП на определенных участках углов могут быть связаны непрерывные неоднозначности типа $Vr^2 = const.$, $Wa = const.$ и т.д., которые мы, к сожалению, не исследовали.

Указанные выше правила были использованы для начальной оценки путей вариации параметров потенциала при подгонке к экспериментальным данным и выбора оптимальных параметров исходного потенциала. Если считать, что угловое распределение дифференциального сечения является результатом чисто потенциального рассеяния, то при описании сечения во всем диапазоне углов в рамках оптической модели с набором параметров P' приведет к положительной, слабо осциллирующей ВАСП. Если ориентироваться на преимущественное описание угловой зависимости ВАСП, где наблюдается довольно большое отрицательное значение ВАСП в задней полусфере, то это приведет к угловой зависимости $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ с глубоким минимумом в области углов, близких к 180° . В этих взаимоисключающих условиях, при одновременной подгонке сечения и ВАСП, доминирующим должны быть влияние отрицательных значений ВАСП в области задних углов.

С целью получить наилучшее одновременное описание дифференциального сечения и ВАСП во всем диапазоне углов проводился окончательный поиск параметров оптического потенциала с минимизацией по χ^2 согласия, рассчитанных и экспериментально найденных кривых, при использовании программы FUMILI [20] и нашей программы для оптической модели ОРТИК [14].

$$\chi^2_{\text{общ}} = \frac{1}{N_{\text{общ}}} \left\{ \sum_{i=1}^{N_{\text{сеч}}} \left[\frac{\left| \sigma(\theta_i)/\sigma_R(\theta_i) \right|_{\text{теор}} - \left| \sigma(\theta_i)/\sigma_R(\theta_i) \right|_{\text{эксп}}}{\Delta(\sigma(\theta_i)/\sigma_R(\theta_i))} \right]^2 + \sum_{j=1}^{N_{\text{васп}}} \left[\frac{\left| A_y(\theta_j) \right|_{\text{теор}} - \left| A_y(\theta_j) \right|_{\text{эксп}}}{\Delta A_y(\theta_j)} \right]^2 \right\}. \quad (23)$$

Процедура минимизации содержала следующую последовательность вариаций параметров, чтобы исключить уход к нефизическим параметрам при одновременной вариации всей совокупности параметров, допущенных к ней (см. таблицу 2).

Таблица 2. Последовательность вариаций параметров оптического потенциала P'.

№№ п/п	Варьируемые параметры	Число Итераций
1	V_o, W_s, V_{so}	2 – 3
2	a_o, W_s	2
3	r_w, a_w, W_s	2
4	V_o, a_o, W_s, r_w, a_w	1
5	V_o, W_s, V_{so}	1

Величина использованной при минимизации ошибки в значении отношения $\sigma(\theta_i)/\sigma_R(\theta_i)$ сечений $\Delta(\sigma(\theta_i)/\sigma_R(\theta_i))$ бралась равной 10%, а для $\Delta A_y(\theta_i)$ – 20%.

Параметры начального оптического потенциала P' и найденного таким путем ПП1 при минимальном $\chi^2_{\text{общ}}=3,8$ даны в табл. 3. Там же даны результаты аналогичного анализа для начального потенциала (SH)' под именами П1 и П3.

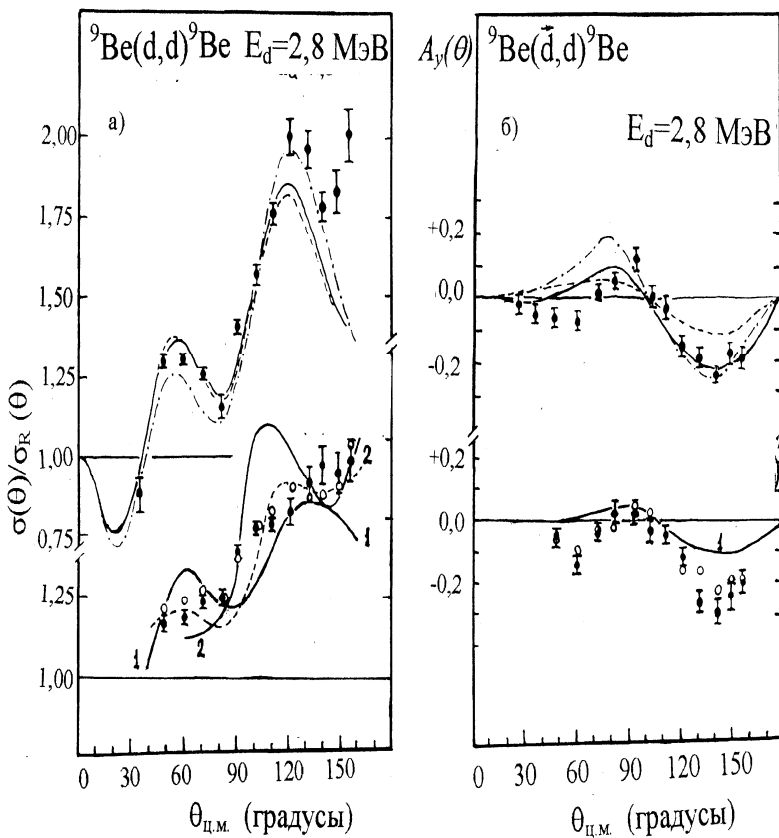


Рис. 9. Сравнение наших экспериментальных данных по а) $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ и б) $A_y(\theta)$ при $E_d = 2,5$ и $2,8$ МэВ и усредненных по интервалу энергий от $2,0$ до $2,8$ МэВ с $\langle E_d \rangle = 2,4$ МэВ и $\Delta E = 0,8$ МэВ (\square – для $\langle \sigma(\theta)/\sigma_R(\theta) \rangle$ и $\langle A_y(\theta) \rangle$) с выше описанными расчетами в предположении чисто потенциального рассеяния. Для $E_d = 2,8$ МэВ: сплошная линия – потенциал ПП1; пунктир – П3; штрих-пунктир – П1. Для $E_d = 2,5$ МэВ: сплошная 2 – потенциал ВД6 (табл.1); пунктир – потенциал Р (табл.1). $E_d = 2,4$ МэВ: сплошная 1 – потенциал ПП2.

Потенциал П1 получен добавлением к найденному в работе [11] потенциалу (SH) (см. табл.1) спин-орбитальной части с глубиной $V_{so} = 14$ МэВ (см. потенциал (SH)' в табл. 3). Из сравнения с экспериментом (рис.9.) видно, что описание отношения дифференциальных сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ до угла $\theta_{\text{ц.м.}} \leq 140^\circ$ хорошее ($\chi^2_{\text{сеч}} = 2,5$), ВАСП удовлетворительно описывается только в области задних углов ($\chi^2_{\text{поляр}} = 14,5$). Так же, как и в случае выше рас-

смотренного потенциала П1 - (P'), характер поведения рассчитанной ВАСП не совпадает с экспериментом в области передних углов. Для $\theta_{\text{ц.м.}} > 145^\circ$ подъем дифференциального сечения упругого рассеяния относительно резерфордского сечения рассеяния данный оптический потенциал со спин-орбитальным взаимодействием не описывает. Попытки описать поведение ВАСП под передними углами привели к значительному изменению формы рассчитанных угловых распределений дифференциальных сечений и ВАСП под другими углами. При этом в области задних углов ВАСП принимает большие положительные значения.

Параметры потенциала П3, найденные минимизацией по $\chi^2_{\text{общ}}$ с начальными параметрами потенциала П1, дают оптимальную подгонку под всеми углами как для отношения дифференциальных сечений $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ ($\chi^2_{\text{сеч}} = 4,2$) так и ВАСП ($\chi^2_{\text{поляр}} = 6,9$) для линии потенциалов с $r_o \sim 1$ Фм. Этот потенциал по параметрам реальной части центрального потенциала близок к потенциалу, найденному Швандтом и Хаеберли для упругого рассеяния векторно-поляризованных дейтронов на ^{40}Ca [17]. Отметим, что в нашем случае большее значение W_s , по-видимому, связано с несколько уменьшенным значением V_{so} .

Параметры потенциала ПП1 получены добавлением спин-орбитального потенциала с глубиной $10,0$ МэВ к потенциалу Р из работы [11] (линия Пери с $r_o = 1,15$ Фм) и незначительной вариацией a_o и r_w . При этом получено наилучшее общее ($\chi^2_{\text{общ}} = 3,8$) соответствие с экспериментом при $E_d = 2,8$ МэВ, а также наилучшее соответствие для ВАСП ($\chi^2_{\text{поляр}} = 4,22$).

Таблица 3. Параметры оптических потенциалов со спин-орбитальным взаимодействием для упругого рассеяния дейтронов на ${}^9\text{Be}$ при $E_d \leq 2,8$ МэВ. Поверхностное поглощение, $r_c = 1,3$ ФМ

E_d МэВ	Потен- циал	V_o МэВ	r_o ФМ	a_o ФМ	W_s МэВ	r_w ФМ	a_w ФМ	V_{so} МэВ	r_{so} ФМ	a_{so} ФМ	$\chi^2_{\text{общ}}$	$\chi^2_{\text{сеч}}$	$\chi^2_{\text{поляр}}$
2,8	H'	114,2	0,869	1,01	16,0	2,16	0,323	<u>6,0</u>	<u>0,869</u>	<u>1,01</u>			
2,8	(SH)'	102,0	1,05	0,90	10,0	1,93	0,46	<u>15,0</u>	<u>1,05</u>	<u>0,9</u>			
2,8	P'	95,44	1,15	0,81	10,80	1,575	0,585	<u>10,0</u>	<u>1,15</u>	<u>0,81</u>			
2,8	П1	102,0	1,05	0,90	10,00	1,93	0,46	<u>14,0</u>	<u>1,15</u>	<u>0,60</u>	8,7	2,5	14,5
2,8	П3	101,1	1,04	0,89	15,19	1,95	0,43	5,15	0,95	0,60	5,6	4,2	6,9
2,8	П4	89,6	1,05	0,931	10,00	1,80	0,60	10,0	0,90	0,60			
2,8	ПП1	95,44	1,15	0,79	10,80	1,70	0,585	10,0	1,15	0,60	3,8	3,34	4,22
2,4	ПП2	93,44	1,15	0,80	14,28	1,63	0,616	9,57	0,95	0,60	5,3	3,12	7,20
2,4	ПП3	93,49	1,14	0,86	10,73	1,70	0,635	9,55	0,90	0,60	1,66	2,02	6,00

Используя те же исходные параметры, что и для ПП1, мы нашли путем минимизации по χ^2 параметры потенциала ПП2 при $E_d = 2,4$ МэВ для чисто потенциального рассеяния. Эти параметры близки к найденным в работе [34] для упругого рассеяния дейтронов на ${}^{40}\text{Ca}$, если учитывать энергетическую зависимость W_s и V_{so} .

На рис.9 для сравнения приведены угловые зависимости $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$, рассчитанные на основе наборов параметров потенциалов наилучшей индивидуальной подгонки, найденных на основе анализов только сечений упругого рассеяния при энергии дейтронов 2,5 МэВ в работах [11,12]. Видно, что положение 2-го максимума значительно смещено в сторону меньших углов, и это может быть указанием на то, что роль 1-го интерференционного максимума на формирование отрицательного значения ВАСП в передней полусфере увеличится (по аналогии с параметризацией Сечлера [21] (см. рис.12) и параметрами, которые наилучшим образом описывают сечения реакций в рамках искаженных волн в работе [22] при $E_d = 5,25$ МэВ.

УЧЕТ НЕКОГЕРЕНТНОГО ВКЛАДА СОСТАВНОГО ЯДРА

Выражение для усредненного дифференциального сечения реакции, проходящей через образование составного ядра из начального состояния с квантовыми числами $c \equiv (\alpha, l, s)$ в конечное состояние $c \equiv (\alpha', l', s')$, дается в виде

$$\left\langle \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right\rangle = \frac{\tilde{\lambda}^2}{4(2J_A + 1)(2J_a + 1)} \sum_{sl, s'l', LS} (-)^{s'-s} \left\langle |U(c'|c|J^\pi)|^2 \right\rangle \bar{Z}(lJl'; sL) \bar{Z}(l'Jl'J; sL) P_L(\cos\theta), \quad (24)$$

где J_a и J_A – спин налетающей частицы и ядра мишени, $\tilde{\lambda}$ – длина волны де-Бройля налетающей частицы, J и π – полный момент и четность состояния составного ядра, s – каналовой спин, $\bar{Z}(lJl'; sL)$ – Z-коэффициенты и $P_L(\cos\theta)$ – полином Лежандра.

Число членов суммы и значение L ограничиваются законом сохранения четности. Из свойств Z-коэффициентов следует, что угловой момент L должен иметь только четные значения. Это приводит к симметрии угловых распределений дифференциальных сечений относительно угла $\theta = 90^\circ$ в системе центра масс. Усредненный матричный элемент перехода $\langle |U|^2 \rangle$ выражается через коэффициенты проницаемости $T_c^l = l - |\eta_l|^2$, где η_l – коэффициент отражения, который выражается через фазы рассеяния S-матрицы, рассчитываемые в рамках оптической модели для каждого значения l (парциальной волны).

$$\left\langle |U(c'|c|J^\pi)|^2 \right\rangle = \frac{T_c^{J^\pi} T_{c'}^{J^\pi}}{\sum_{c''} T_{c''}^{J^\pi}}. \quad (25)$$

Сумма проницаемостей для всех открытых выходных каналов при соответствующей энергии вычислялась прямым суммированием в программах LEANA [36], поскольку известны параметры всех уровней остаточных ядер, приводящих к 30 открытым каналам реакций (d,d), (d,d'), (d,n), (d,p), (d,t), (d, α) без (d, γ).

Тогда теоретическое дифференциальное сечение $\sigma_{\text{теор}}(\theta)$ записывается как

$$\sigma_{\text{теор}}(\theta) = \sigma_{\text{п.р.}}(\theta) + R\sigma_{\text{с.я.}}(\theta), \quad (26)$$

где $\sigma_{\text{п.р.}}(\theta) = \sigma_{\text{ом}}(\theta)$ – потенциальное рассеяние, рассчитываемое по оптической модели, $\sigma_{\text{с.я.}}(\theta) = \sigma_{\text{Х.-Ф.}}(\theta)$ – вклад упругого рассеяния за счет образования составного ядра, рассчитываемое по статистической теории Хаузера-

Фешбаха и $R < 1$ – коэффициент, уменьшающий вероятность образования составного ядра из-за закона сохранения числа частиц до и после взаимодействия (сохранения потока частиц) [37].

Поскольку мы работаем в области энергий налетающих частиц, где существует достаточно сильная энергетическая зависимость сечения и поляризационных наблюдаемых, то сравниваются усредненные по исследуемому интервалу энергии значения. В этом случае усредненное по энергии теоретическое значение ВАСП $\langle A_y \rangle_{\text{теор}}$ имеет вид

$$\langle A_y \rangle_{\text{теор}} = \left[1 - \frac{R \sigma_{\text{X-Ф.}}(\theta_i)}{\sigma_{\text{эксн}}(\theta_i)} \right] \langle A_y(\theta_i) \rangle_{\text{ом}}, \quad (27)$$

где усредненное по энергии теоретическое значение, рассчитанное по оптической модели, определялось как

$$\langle A_y(\theta_i) \rangle_{\text{ом}} = \frac{1}{3} \left(A_y(\theta_i) \Big|_{2,0 \text{ МэВ}} + A_y(\theta_i) \Big|_{2,4 \text{ МэВ}} + A_y(\theta_i) \Big|_{2,8 \text{ МэВ}} \right)_{\text{ом}}. \quad (28)$$

При расчетах энергетическая зависимость параметров оптического потенциала не учитывалась.

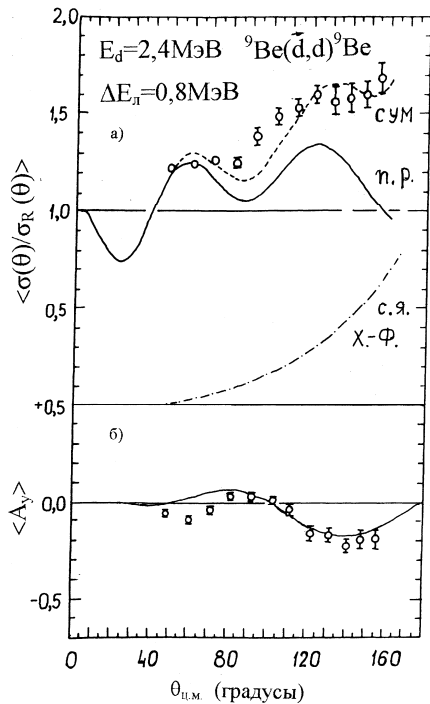


Рис. 10. Результаты анализа усредненных по интервалу энергий $\Delta E_{\text{лаб}} = 0,8$ МэВ экспериментальных данных по сечениям

а) $\langle \sigma(\theta) / \sigma_R(\theta) \rangle$ и б) ВАСП $\langle A_y \rangle$ упругого рассеяния дейтронов со средней энергией 2,4 МэВ. П.р. – потенциальное рассеяние, рассчитанное по оптической модели. С.я. – сечение образования составного ядра, рассчитанное по статистической теории Хаузера-Фешбаха (X.-Ф.). Сум.-просуммированные сечения согласно (26). $R = 0,31$

Качество подгонки определялось как визуально, так и подсчетом функции:

$$\chi_{\text{общ}}^2 = \frac{1}{N_{\text{общ}}} \left[N_{\sigma} \chi_{\sigma}^2 + N_{A_y} \chi_{A_y}^2 \right], \quad (29)$$

где $N_{\text{общ}} = N_{\sigma} + N_{A_y}$, а

$$\chi_{\sigma}^2 = \frac{1}{N_{\sigma}} \sum_{j=1}^{N_{\sigma}} \left[\frac{\langle \sigma(\theta_j) / \sigma_R(\theta_j) \rangle_{\text{эксн}} - \langle \sigma_{\text{сум}}(\theta_j) / \sigma_R(\theta_j) \rangle_{\text{теор}}}{\Delta \langle \sigma(\theta_j) / \sigma_R(\theta_j) \rangle_{\text{эксн}}} \right]^2$$

$$\chi_{A_y}^2 = \frac{1}{N_{A_y}} \sum_{i=1}^{N_{A_y}} \left[\frac{\langle A_y(\theta_i) \rangle_{\text{эксн}} - \langle A_y(\theta_i) \rangle_{\text{теор}}}{\Delta \langle A_y(\theta_i) \rangle_{\text{эксн}}} \right]^2. \quad (30)$$

Здесь $\langle \sigma_{\text{сум}}(\theta_j) \rangle_{\text{теор}}$ определяется выражением (26) и есть некогерентной суммой сечений потенциального рассеяния (п.р.) и образования составного ядра в виде усредненных сечений статистической теории Хаузера – Фешбаха (X.-Ф.).

Результаты анализа представлены на рис.10 и в таблице 3 – потенциал ППЗ. Найдено наилучшее соответствие с усредненными экспериментально найденными дифференциальными сечениями. Однако отрицательные значения ВАСП в передней полусфере не удается описать. Это, по-видимому, по-прежнему связано с тем, что в расчетах используются параметры оптического потенциала, которые дают главный интерференционный минимум в угловой зависимости сечения – третий минимум.

ОБСУЖДЕНИЕ

Для выяснения того, насколько параметризации оптических потенциалов при более высоких энергиях соответствуют этому выводу, был проведен перерасчет результатов работ при $E_d = 5,25$ МэВ [22] (линия параметризации Сечлера), при $E_d = 6,3$ МэВ [23] (линия параметризации Пери), при $E_d = 8,0$ МэВ [24] (результаты расчета взяты из этой работы) и представлены в удобном для сравнения виде (см. рис.11), а также рассчитанные угловые зависимости ВАСП, соответствующие этим наборам параметров (непрерывная линия). Мы видим, что для заполнения провала в рассчитанном дифференциальном сечении для области третьего (в данном случае главного) интерференционного минимума используется некогерентный вклад процесса образования компандов ядра и достигается хорошее согласие с экспериментом. Отрицательные значения ВАСП в рассчитанных угловых зависимостях также указывают на положение главного интерференционного минимума в области третьего минимума, что не совпадает с результатами расчетов при $E_d = 8,0$ МэВ [24],

указывающими, что главным интерференционным минимумом является второй минимум. Последнее подтверждается результатами экспериментальных и теоретических исследований при энергиях выше одиннадцати МэВ [16, 27, 30, 32] (рис.13). На такую ситуацию, возможно, повлияла ориентация на параметризацию, связанную с упругим рассеянием на кислороде, где при близких энергиях наблюдается два сильных интерференционных минимума, а поляризационные данные указывают на то, что главным интерференционным минимумом является третий [16, 27, 39, 40].

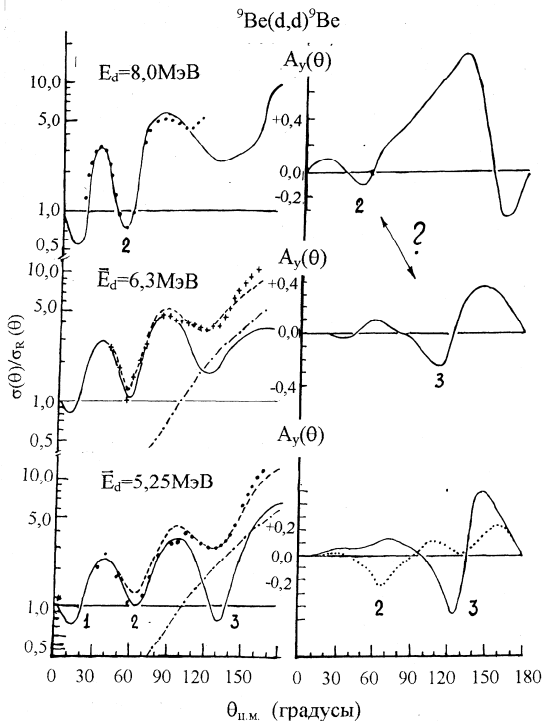


Рис.11. Угловые зависимости отношений сечений упругого рассеяния к сечению Резерфордского рассеяния и ВАСП $A_y(\theta)$, рассчитанные с помощью параметров оптических потенциалов из работ $E_d = 5,25$ МэВ [22], $E_d = 6,3$ МэВ [23] и $E_d = 8,0$ (7,8) МэВ [24] – непрерывная линия. Точечная линия соответствует расчетам с параметрами потенциала, наилучшим образом описывающим (d,p) реакцию в рамках БПИВ [22]. Штрих-пунктирные – некогерентный вклад от образования составного ядра. Штриховая – сумма потенциального рассеяния и вклада компаунд ядра согласно выражения (26).

В связи с этим была предпринята попытка наилучшим образом описать отрицательное значение ВАСП в области передней полусферы, наблюдаемое при всех энергиях выше 11 МэВ (см. рис.13). Путем трехпараметрической минимизации при фиксированных значениях $r_o = 1,05$ фм, $W_s = 10,0$ МэВ, $a_w = 0,600$ фм, $V_{so} = 10,0$ МэВ, $r_{so} = 0,90$ фм, $a_{so} = 0,60$ фм получен набор параметров оптического потенциала П4 (см. табл. 3), удовлетворительно описывающий дифференциальное сечение и характер поведения ВАСП в области передней полусферы (см. рис. 12 – штрих-пунктирная линия). Этот набор параметров в определенной степени может соответствовать линии Рейнала – Швандта-Хеберли – Грифиса, однако имеет несколько заниженное значение глубины действительной части оптического потенциала.

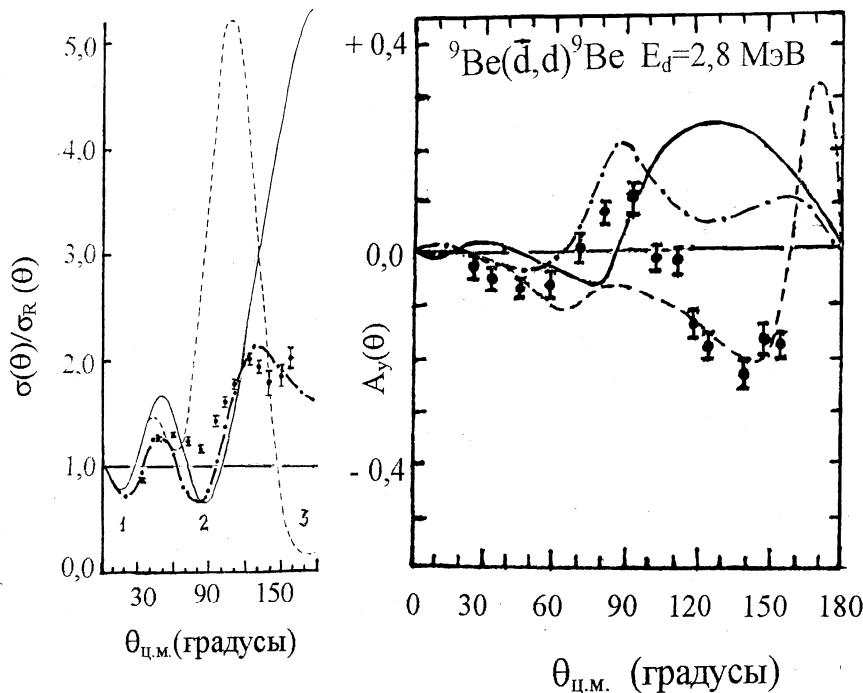


Рис.12. Результаты расчетов с потенциалом П4 (штрих-пунктирная линия) в предположении того, что главным интерференционным минимумом является 2-й минимум. Для сравнения приведены расчеты с параметрами оптического потенциала, найденными Сэчлером (потенциал Z для лучшей индивидуальной подгонки упругого рассеяния на ^{12}C при $E_d = 2,8$ МэВ [21], табл.1 – пунктирная линия) и Пауэлом и др. [22] – сплошная линия (потенциал, наилучшим образом описывающий (d,p) реакцию).

В работе [25], в которой проведено экспериментальное исследование дифференциальных сечений упругого рассеяния дейтронов на ^9Be в широком диапазоне энергий от 4,0 до 11,0 МэВ и дан их анализ в рамках оптической модели, пока-

зано, что найденные параметры правильно учитывают положение главного интерференционного минимума. Большие величины спин-орбитального взаимодействия коррелируют с результатами работ [27, 28]. Однако характер их зависимости от энергии противоположен тому, который найден для рассеяния на ^{40}Ca [17].

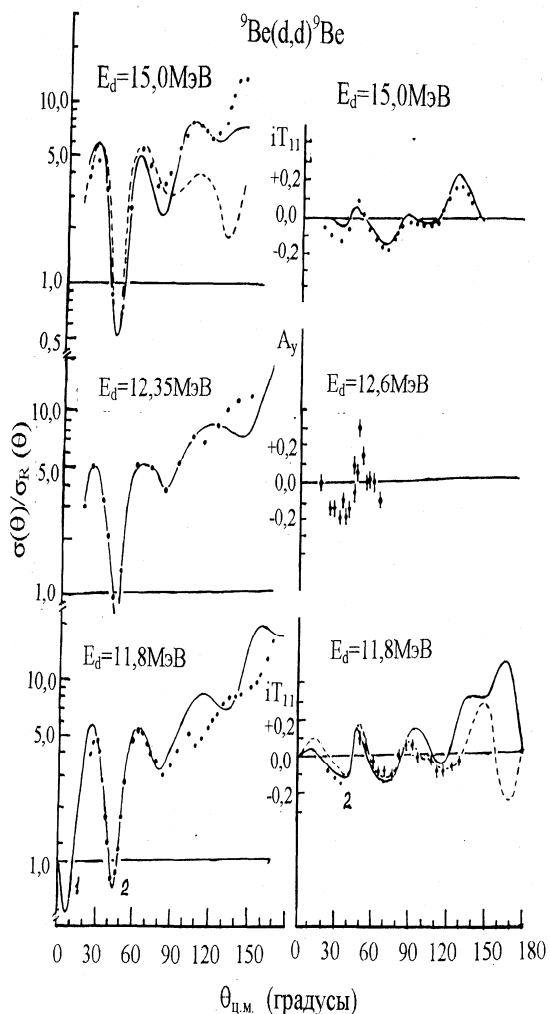


Рис. 13. Угловые зависимости отношений сечений упругого рассеяния к сечению резерфордского рассеяния и ВАСП iT_{11} , рассчитанные с помощью параметров оптических потенциалов из работ $E_d = 11,8$ МэВ [16] – сечение и [30] – ВАСП; $E_d = 12,35$ МэВ [31] – сечение и [28] – ВАСП; и $E_d = 15,0$ МэВ [32] – сечение и ВАСП. Непрерывная линия – наш перерасчет для: $E_d = 11,8$ МэВ набора параметров Ве-1 (пунктир – Ве-2); $E_d = 15,0$ МэВ набора параметров – α ;

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что существующие параметризации оптических потенциалов для упругого рассеяния дейтронов на бериллии при энергиях ниже восьми МэВ требуют пересмотра в связи с тем, что они не учитывают правильного положения главного интерференционного минимума, характерного для большинства ядер 1р-оболочки.

Полученная параметризация при одновременном описании сечения и ВАСП для $E_d = 2,8$ МэВ позволяет качественно правильно воспроизвести угловые зависимости сечения и ВАСП в передней полусфере. Дальнейшая более тщательная минимизация может улучшить соответствие теории и эксперимента, а учет как некогерентного, так и когерентного вкладов образования промежуточных структур и составного ядра сможет показать их роль. Определенный интерес представляет исследование возможности использования такого набора параметров потенциала для совместного описания угловых зависимостей сечений и ВАСП ядерных реакций, вызванных поляризованными дейтронами, на ${}^9\text{Be}$ в рамках БПИВ.

Хочу выразить благодарность Залюбовскому И.И. за постоянную поддержку, Шляхову Н.А. за помощь в составлении программ и проведении расчетов, руководству отдела ННЦ ХФТИ за помощь в проведении экспериментов с поляризованными пучками дейтронов и постоянное внимание к работе, сотрудникам группы и экипажу ускорителя, обеспечивавших измерения.

Работа частично финансировалась Фондом Фундаментальных Исследований Министерства образования и науки Украины, проект 02.07/00199.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пучеров Н.Н. Вопросы методики поляризационных экспериментов. – Киев: Препринт – ИФ-96.8. – 1969. – 171 с.
2. Заика Н.И., Мохнач А.В., Шмарин П.Л. Физика и техника поляризованных пучков ионов. – Киев: Наукова думка, 1987. – 284 с.
3. Боровлев В.И., Слабоспицкий Р.П., Ключарев А.П., Андреев Г.Б., Лопатко И.Д. Упругое рассеяние поляризованных дейтронов ядрами C^{12} , F^{19} , Ca^{40} // Ядерная физика. – 1971. – Т. 14. – Вып. 1. – С. 47-53.
4. Боровлев В.И., Слабоспицкий Р.П., Ключарев А.П., Андреев Г.Б., Лопатко И.Д. Взаимодействие поляризованных дейтронов с ядрами ^{12}C , ^{19}F и ^{40}Ca // Изв. АН СССР. Сер. Физ. – 1971. – Т. 35. – №8. – С. 1670-1675.
5. Дейнеко А.С., Залюбовский, Малахов И.Я., Сарана В.Д., Шляхов Н.А. Измерение асимметрии продуктов реакций с поляризованными дейтронами с использованием нормировки по резерфордскому рассеянию на Au // Изв. АН СССР. Сер. Физ. – 1980. – Т. 44. – №11. – С. 2382-2387.
6. Антуфьев Ю.П., Дейнеко А.С., Сарана В.Д. Многоканальная система измерения асимметрии в реакциях с поляризованными частицами // Приборы и техника эксперимента – 1981. – №4. – С. 96-98.
7. Renken J.H. Elastic Scattering of Deuterons by Beryllium // Phys. Rev. – 1963. – V. 132. – P. 2627-2631.
8. Machali F., Saleh Z.A., Baranik A.T., Asfour F., Boundouk I., Storigko V.E. Elastic scattering of deuterons by Be^9 and Si^{28} // Atomkernenergie. – 1968. – Bd.13-7. – H.1. – S. 29-32.
9. Lombaard J.M., Friendland E. The Elastic Scattering of Deuterons by ${}^9\text{Be}$ from 1.00 to 2.20 MeV // Z. Physik. – 1972. – Bd.249. – S. 349-355.
10. Дейнеко А.С., Залюбовский И.И., Сарана В.Д., Тутубалин А.И., Шляхов Н.А., Хацеган К. Упругое рассеяние векторно-поляризованных дейтронов на ${}^9\text{Be}$ при $E_d=2,0-2,8$ МэВ // Изв. АН СССР. Сер. Физ. – 1983. – Т. 47. – №11. – С. 2271-2275.
11. Zwięgliński B., Piotrowski J., Saganek A., Śledzińska I. Optical model and Hauser-Feshbach analysis of ${}^9\text{Be}+d$ and ${}^{10}\text{B}+p$ interactions at low energies // Nucl. Phys. – 1973. – V. A209. – P. 348-362.

12. Bondouk I.I. Optical model analysis of ${}^9\text{Be}(d,d){}^9\text{Be}$ at $1.1 \div 2.5$ MeV // *Rew. Roum. Phys.* – 1974. – Т. 19. – № 8. – P. 843-846.
13. Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. – М.: Атомиздат, 1966. – 232 с.
14. Дейнеко А.С., Малахов И.Я., Сарана В.Д., Шляхов Н.А. Оптическая модель для описания упругого рассеяния дейтронов и нуклонов ядрами // *ВАНТ Сер. Общая и ядерная физика.* – 1981. – Вып. 2(16). – С. 27-30.
15. Busch C.E., Clegg T.B., Datta S.K., Ludwig E.J. The cross section and vector analyzing power for the elastic scattering of 15.0 MeV deuterons from ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ and ${}^{16}\text{O}$ // *Nucl. Phys.* – 1974. – V. A223. – P. 183-194.
16. Fitz W., Jahr R., Santo R. Scattering and pick-up reactions with deuterons on Be, B, C, N and O at 11.8 MeV // *Nucl. Phys.* – 1967. – V. A101. – P. 449-459.
17. Schwandt P. and Haerberli W. Optical-model analysis of d - Ca polarization and crossection measurement from 5 to 34 MeV // *Nucl. Phys.* – 1969. – V. A123. – P. 401-429.
18. Perey C.M., Perey F.G. Deuteron Optical-Model Analysis in the Range of 11 to 27 MeV // *Phys. Rev.* – 1963. – V. 132. – P. 755-773.
19. Perey C.M., Perey F.G. Optico-Model Parameters, 1954-1975 // *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* – 1976. – V. 17. – P. 1
20. Hodgson P.E. The Deuteron-Nucleus Optical Potential // *Advance of the Physics.* – 1966. – V. 15. – P. 329-413.
21. Satchler G.R. An Optical Potential for Deuteron Scattering from Carbon // *Nucl. Phys.* – 1966. – V. 85. – P. 273-287.
22. Powell D.L., Crawley G.M., Rao B.V.N. and Robson B.A. Deuteron-induced reactions in ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ and ${}^{10}\text{B}$ at bombarding energies of 4.5 to 6.0 MeV // *Nucl. Phys.* – 1970. – V. A147. – P. 65-80.
23. Djaloeis A., Cords H. and Nurzyński J. Tensor polarization and differential cross section for the ${}^9\text{Be}(d,d){}^9\text{Be}$ elastic scattering at low energies // *Nucl. Phys.* – 1971. – V. A163. – P. 131-144.
24. Yule T.J., Haerberli W. Use of polarized deuterons to determine the total angular momentum transfer in stripping reactions // *Nucl. Phys.* – 1968. – V. A117. – P. 1-26.
25. Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я., Дзюба Б.М., Сабанин Б.П. Оптико-модельное описание упругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^9\text{Be}$ // *Изв. АН СССР. Серия физ.* – 1993. – Т. 53. – №1. – С. 179-183.
26. Keaton P.W., Armstrong D.D. Deuteron Optical Potential a Tensor Term and Breakup // *Phys. Rev.* – 1973. – V. C8. – P. 1692-1701.
27. Верещагин А.Н., Симонов И.Н., Теренецкий К.О., Токаревский В.В. и Чернов И.П. Влияние спин-орбитального взаимодействия на упругое рассеяние дейтронов легкими ядрами // *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* – 1969. – Т. 33. – С. 2064-2067.
28. Заика Н.И., Кибкало Ю.В., Левшин Е.Б. и др. Векторная поляризация дейтронов с энергией около 12,6 МэВ при упругом рассеянии на ядрах Be^9 , B^{11} и Ti // *Ядерная физика.* – 1971. – Т. 13. – Вып. 5. – С. 928-933.
29. Perey C.M. and Perey F.G. Deuteron Optical-Model Analysis with Spin-Orbit Potential // *Phys. Rev.* – 1966. – V. 152. – P. 923-931.
30. Griffith J.A.R., Irshad M., Karban O., Oh S.W. and Roman S. Stripping reactions and elastic scattering of 12 MeV vector polarized deuterons on ${}^9\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}$ // *Nucl. Phys.* – 1971. – V. A167. – P. 87-96.
31. Tanaka S., Fukunaga R., Kakigi S., Osawa T. Fujiwara N. and Ynabu T. Elastic and inelastic scattering of deuterons by ${}^9\text{Be}$ in the energy range 12,17 MeV to 14,43 MeV // *J. Phys. Soc. Japan.* – 1978. – V. 45. – №3. – P. 733-739
32. Darden S.E., Murrillo G., Sen S. The ${}^9\text{Be}(d,d){}^9\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}(p,d){}^8\text{Be}$ reactions at 15 MeV // *Nucl. Phys.* – 1976. – V. A266. – P. 29-52.
33. Rodberg Leonard S. Relation between angular distribution and polarization in the optical model // *Nucl. Phys.* – 1959. – V. 15. – P. 72-78.
34. Льовшин Є.Б. Аналіз пружного розсіяння дейтронів ядрами з врахуванням тензорної спин-орбітальної взаємодії // *Український фізичний журнал.* – 1967. – Т. 12. – С. 1127-1137.
35. Raynal J. Optical model with tensorial potentials for the elastic scattering of intermediate energy deuterons // *Phys. Let.* – 1963 – V. 7. – P. 281-283.
36. Smith W.R. Hauser-Feshbach nuclear scattering subroutine LEANA // *Comp. Phys. Com.* – 1968. – V. 1. – P. 81-189.
37. Hodgson P.E., Wilmor D. Reactions of 1 to 5 MeV deuterons on carbon // *Proc. Phys. Soc.* – 1967. – V. 90. – P. 361-380.
38. Немец О.Ф., Ясногородский А.М. Поляризационные исследования в ядерной физике. – Киев: *Наук.думка*, – 1980. – 352 с.
39. Kocher D.C., Bjorkholm P.J. and Haerberli W. The reactions ${}^{16}\text{O}(d,p){}^{17}\text{O}$ and ${}^{28}\text{Si}(d,p){}^{29}\text{Si}$ initiated by vector-polarized deuterons // *Nucl. Phys.* – 1971. – V. A172. – P. 663-672.
40. Cords H., Din G.U. and Robson B.A. Tensor polarization and reactions of deuterons on ${}^{16}\text{O}$ at bombarding energies of 4.4 to 8.4 Mev // *Nucl. Phys.* – 1969. – V. A134. – P. 561-576.

PARAMETRIZATION OF THE OPTICAL POTENTIALS FOR ELASTIC SCATERING OF THE LOW ENERGY DEUTERONS BY ${}^9\text{Be}$

V.D. Sarana

V.N.Karazin Kharkiv National University, 61077, Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine

It is consider characteristic property of parameterization of the phenomenological optical potentials for elastic scattering of a low energy deuterons by ${}^9\text{Be}$ with simultaneously account of the differential cross section and VAP by the spherical optical model. Some lines of the parameterization are considering in detail. It is obtain that in region of the low energy the spin-orbital interaction may be important. It is shown that there are some problem connected with the location of the large interference minimum at low energy scattering deuterons on ${}^9\text{Be}$ and his description in frame of being parameterizations of the optical parameters at simultaneously account of the differential cross section and VAP.

KEY WORDS: elastic scattering deuterons, beryllium, optical model, potential parameterization