

УДК 539.171:539.172.13

J-ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ РЕАКЦИЙ СРЫВА ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

В.Д. Сарана¹, Н.С. Луцай¹, Н.А. Шляхов²

¹ *Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина*

² *Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"
ул. Академическая 1, г. Харьков, 61108, Украина
e-mail: lutsay@univer.kharkov.ua*

Received April 8, 2013, accepted May 13, 2013

На основе рассмотрения изменения угловых зависимостей сечения, поляризации и векторной анализирующей способности (ВАСП) реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$, интервал энергий бомбардирующих дейтронов 2 – 15 МэВ делится на три зоны, имеющие существенные отличительные особенности: 1-я – «классическая» с точки зрения поведения ВАСП и поляризации, 2-я «аномальная» с точки зрения поведения поляризации, 3-я «дважды проблемная» с точки зрения поведения поляризации и энергетической зависимости интерференционной картины дифференциального сечения. Найдена параметризация БПИВ расчетов описывающая «аномальную» поляризацию в (d,p) реакции во 2-й зоне. Зафиксирована j -зависимость углового распределения поляризации вылетающих нуклонов, отличная от той, которая наблюдается в «классической» области. Используя наши экспериментальные данные по сечениям и ВАСП в 3-й области для анализа БПИВ, показано, что с параметризацией найденной во 2-й области, можно хорошо одновременно воспроизвести особенности поведения сечения, поляризации и ВАСП в реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ и, используя j -зависимость ВАСП, для смешанного по j перехода ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ МэВ})$ найдены абсолютные и относительные спектроскопические факторы близкие к рассчитанным по модели оболочек.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ядерные реакции, бериллий, срыв, сечение, векторная анализирующая способность, поляризация протонов, борновское приближение искаженных волн, оптические потенциалы, j -зависимость

J-DEPENDENCE OF THE POLARIZATION OBSERVABLE OF STRIPPING REACTIONS AT LOW ENERGIES ON LIGHTWEIGHT NUCLEI

V.D. Sarana¹, N.S. Lutsay¹, N.A. Shlyakhov²

¹ *V.N. Karazin Kharkiv National University
61022, Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine*

² *National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"
Akademicheskaya St.1, 61108 Kharkiv, Ukraine*

On the basis of consideration of change the pictures of angular dependences cross section, polarization and the vector analyzing power (VAP) of ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ reactions the investigated interval of energy from 2,0 to 15,0 MeV is divided into three zones that have essential distinctive features: the 1st – "classical" from the point of view of behavior VAP and polarization, the 2nd - "abnormal" from the point of view of behavior of polarization, the 3rd - "double problems" from the point of view of behavior of polarization and energy dependence of the interferential pictures of the differential cross section. It is revealed parameterization of DWBA calculations that describes "abnormal" polarization in (d,p) reaction in the 2nd zone. J-dependence of polarization that differs from observed in the "classical" area is found. Using our experimental cross section and VAP data in the 3rd area for the analysis on optical model and DWBA, it is shown that along parameterization, found in the 2nd area, it is possible to reproduce simultaneously well the features of behavior of cross section, polarization and VAP in reaction ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ and, using j -dependence VAP, for mixed on j transition ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ MeV})$ absolute and relative spectroscopic factors close to calculated on shell model are found.

KEYWORDS: nuclear reactions, beryllium, stripping, cross section, VAP, proton polarization, DWBA, optical potentials, j -dependence

J-ЗАЛЕЖНІСТЬ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ СПОСТЕРЕЖУВАНИХ РЕАКЦІЙ ЗРИВУ ПРИ НИЗЬКИХ ЕНЕРГІЯХ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

В.Д. Сарана¹, Н.С. Луцай¹, М.А. Шляхов²

¹ *Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
пл. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна*

² *Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут"
вул. Академічна 1, м. Харків, 61108, Україна*

На основі розгляду зміни кутової залежності картини диференційних перерізів, поляризації та і векторної аналізуючої здатності (ВАЗ) ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ реакції досліджений інтервал енергії 2-15 МєВ поділяється на три зони, що мають суттєві відмінні особливості: 1-а - «класична» з точки зору поведінки ВА3 і поляризації, 2-а- «аномальна» з точки зору поведінки поляризації, 3-я - «двічі проблемна» з точки зору поведінки поляризації і енергетичної залежності інтерференційної картини диференційного перерізу. Знайдена параметризація БНЗХ розрахунків, що описує «аномальну» поляризацію в (d,p) реакції в 2-ій зоні. Зафіксована j -залежність поляризації відмінна від тієї, яка спостерігається в «класичній» зоні. Використовуючи наші експериментальні дані по перерізам і ВА3 в 3-й області для аналізу по БНЗХ, показано, що з параметризацією знайденою в 2-й області, можна добре одночасно відтворити особливості поведінки перерізів, поляризації і ВА3 в реакції

${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ і, використовуючи j – залежність ВАЗ, для змішаного по j -перетину ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ MeV})$ знайдені абсолютні і відносні спектроскопічні фактори близькі до розрахованих по моделі оболонки.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ядерні реакції, берилій, зрив, переріз, векторна аналізуюча здатність, поляризація протонів, борнівське наближення збурених хвиль, оптичні потенціали, j -залежність.

Експериментально наблюдаемые в реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ угловые зависимости сечения показывают осциллирующую картину характерную для прямого процесса. Плавная энергетическая зависимость характерных для осциллирующей картины точек в угловых распределениях сечения в интервале энергий 1,5 – 15 МэВ, с четко фиксированным сильным первым максимумом, указывает на то, что в данной области энергий преобладающим механизмом этой реакции является прямой процесс.

Описание угловых распределений сечений реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ в рамках различных теоретических подходов указывает, что прямым процессом является срыв нейтрона с орбитальным моментом $l_n = 1$, а передача нейтрона должна проходить с полным угловым моментом $j_n = 1 + 1/2 = 3/2$ [1].

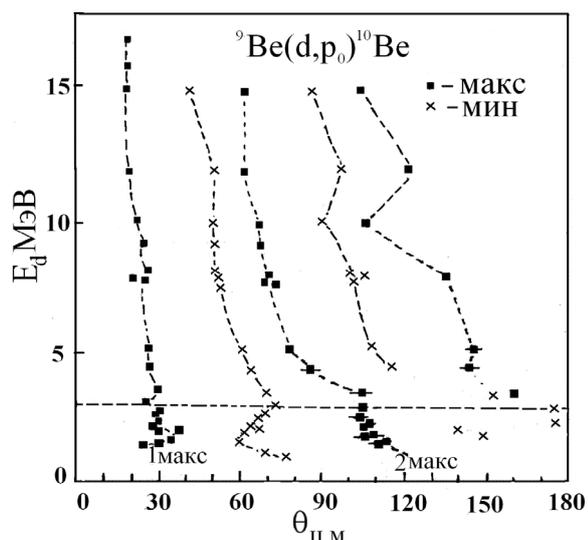


Рис.1. Энергетическая зависимость положений максимумов и минимумов в интерференционной картине углового распределения сечения реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0)$.

Данные взяты из работ: 15 МэВ [2], 12 МэВ [3], 10 МэВ [4], 7,8 – 8,0 МэВ [5], 4,5 – 5,0 МэВ [6], 3,6 МэВ [7], 0,9 – 3,1 МэВ [8].

Однако в области энергий ниже 4,0 МэВ наблюдается довольно резкое отклонение положения 2-го максимума от общей тенденции наблюдаемой при более высоких энергиях, что может указывать на возможную примесь другого непрямого механизма реакции. Возникает проблема объяснения этого факта. В связи с этим, рассматриваемый диапазон энергий можно разделить на две зоны (рис. 1), 1-я – зона (4-15 МэВ), где однозначно преобладающим является прямой механизм реакции и зона с возможной примесью другого механизма реакции – «проблемная» зона (1,5-4 МэВ).

Считается [11], что более полная информация о механизме протекания реакции получается при одновременном рассмотрении характера поведения угловых зависимостей сечений и поляризационных наблюдаемых. Поэтому рассмотрим особенности поведения энергетической зависимости поляризации в области главного пика срыва при $\theta_{max} = 30^\circ$ (рис. 2), где предполагается преимущественный вклад прямого процесса [12].

В функции возбуждения поляризации вылетающих протонов наблюдаются две особые точки в которых поляризация меняет знак – это около 12 МэВ (плавное пересечение нулевой линии) и около 4,0 МэВ [9] (Колумбус, Огайо, США) (резкое изменение знака поляризации, которое может трактоваться либо как результат действия процесса отличного от прямого [13], либо как область резкого нарушения симметрии волновых функций входного и выходного каналов, что накладывает ограничение на применимость теории БПИВ при $\Delta(E_d, Q) > 0 > 0,5$ [12]) и при дальнейшем понижении энергии поляризация остается неизменной и отрицательной. Такое стабильное поведение поляризации при $E_d < 3,5$ МэВ может быть связано с прямым процессом в этой области энергий, что противоречит характеру изменения положения 2-го пика в дифференциальном сечении.

Рассмотренное поведение сечения и поляризации делит рассматриваемый интервал энергий на три зоны, для которых поляризация в области передних углов имеет разные знаки: 1-я «классическая» 15 – 12 МэВ; 2-я

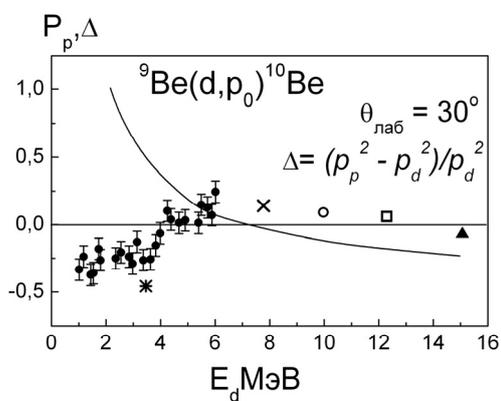


Рис.2. Энергетическая зависимость поляризации в области главного пика срыва в сечении при $\theta_{lab} = 30^\circ$ для реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ [9], $E_d = 12,0$ МэВ [10]

- 1-я область плавное изменение знака поляризации и 4,2 – 3,5 МэВ [9]
- 2-я область – резкое изменение знака поляризации.

«аномальная» 12 – 4 МэВ и 3-я «дважды проблемная» 4 -1,0 МэВ.

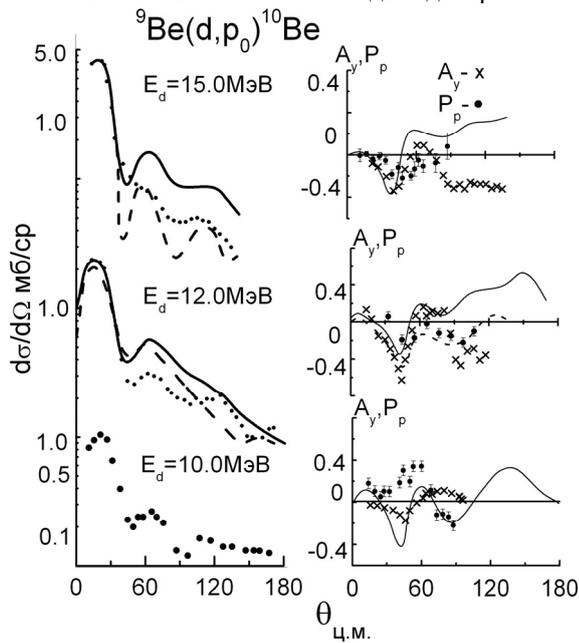


Рис. 3. Энергетическая зависимость угловых распределений сечений, поляризации и векторной анализирующей способности и их сравнение с расчетами в БПИВ.

Результаты взяты из работ: 15 МэВ [2,13], 12 МэВ [10,14-16], 10,0 МэВ [4,17,18.]. Везде знак поляризационной наблюдаемой соответствует Базельской конвенции.

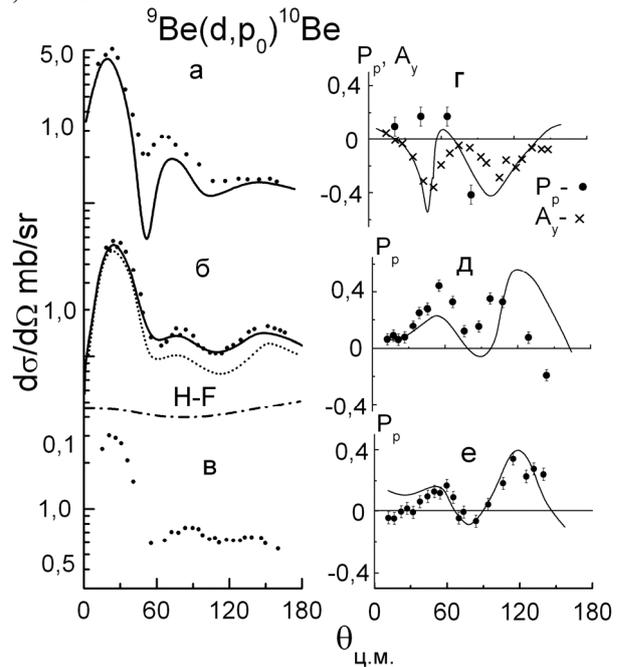


Рис. 4. Энергетическая зависимость угловых распределений: сечений, поляризации (P_p) и векторной анализирующей способности (A_y) и их сравнение с расчетами в БПИВ для интервала энергий E_d от 8,0 до 4,0 МэВ.

Результаты взяты из работ: а,г) 7- 8 МэВ [20], б,д) 5,25 – 5,5 МэВ [9,24], в,е) 4,5 – 4,0 МэВ [9,24]. Везде знак поляризационной наблюдаемой соответствует Базельской конвенции.

Для того, чтобы идентифицировать вклады процессов отличных от прямого в механизм протекания реакции необходимо исследовать динамику изменения характера поведения угловых зависимостей наблюдаемых величин.

Для этого мы приводим два рисунка рис. 3 и рис. 4, на которых собраны все доступные авторам данные об измеренных и проанализированных угловых распределениях сечения, поляризации вылетающих протонов и векторной анализирующей способности (ВАСП) реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$.

Цель нашей работы состоит в том, чтобы показать, как ранее полученные нами экспериментальные результаты (дифференциальное сечение и векторная анализирующая способность в реакции ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ при $E_d < 3$ МэВ [1]) вписываются в существующие, экспериментально наблюдаемые, тенденции поведения дифференциального сечения и поляризационных наблюдаемых и возможность их описания в рамках общепринятых теоретических подходов, делая упор на выявление возможности существования j -чувствительности поляризационных наблюдаемых при низких энергиях. Выявление ареалов особенностей применения и определение границ применимости БПИВ теории ядерных реакций. Данная работа является продолжением работы [1], где описаны использованные экспериментальный и теоретический методы, (Харьков, Украина).

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ В «КЛАССИЧЕСКОЙ» ЗОНЕ И МЕТОДЫ ВЫЯВЛЕНИЯ J -ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ

Из рис. 3 видно, что в «классической» зоне 12-15 МэВ, где *a priori* предполагается доминирующим прямой процесс, относительно, хорошо описываемый Борновским приближением искаженных волн (БПИВ), индикатором значения полного передаваемого углового момента является характер поведения, знак и величина, совпадающих между собой по характеру поведения, ВАСП (A_y) и поляризации протонов (P_p). При 12 МэВ j -зависимость ВАСП, найденной в Бирмингеме (Англия) [14], иллюстрируется сравнением с данными по ВАСП, полученными для реакции ${}^{12}\text{C}(d,p_0){}^{13}\text{C}$, которая проходит с передачей полного углового момента $j = l - 1/2 = 1/2$ и имеет угловую зависимость ВАСП противоположную по знаку относительно той, которая наблюдается для ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ реакции. Такое поведение ВАСП соответствует эмпирически найденной Хаберли (Висконсин, США) [19] j -зависимости ВАСП на ядрах среднего веса и хорошо описываемое БПИВ. Поэтому эту зону энергий мы назвали «классической».

Поляризация протонов в данной зоне энергий имеет j -зависимость типа j -зависимости ВАСП, которая

хорошо воспроизводится БПИВ для ${}^9\text{Be}$ в области передних углов, но имеет трудности для количественного описания реакции ${}^{12}\text{C}(d,p_0)$ [14].

Другим методом проверки j -зависимости поляризационной наблюдаемой является определение отношения вкладов полных угловых моментов с разным j ($3/2$ и $1/2$) при передаче нуклона в смешанном переходе с одним значением переданного орбитального момента l_n . Таким переходом в реакции ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ является переход в первое возбужденное состояние ${}^{10}\text{Be}$ ($E_x = 3,37$ МэВ 2^+). Существует два способа определения отношения вкладов разных j с помощью поляризационных наблюдаемых – это:

1) эмпирический безмодельный способ, когда с помощью точно измеренных угловых зависимостей поляризационной наблюдаемой для разных значений j путем варьирования их отношения добиваются получения наилучшего описания измеренной угловой зависимости этой поляризационной наблюдаемой в смешанном переходе [15], определяя относительные спектроскопические факторы.

2) модельно зависимый способ, когда измеренную угловую зависимость поляризационной наблюдаемой для смешанного перехода описывают с помощью вариации отношения вкладов модельно сгенерированных угловых зависимостей поляризационной наблюдаемой для разных значений передаваемых j [2]. В этом случае качество описания углового распределения поляризационной наблюдаемой для смешанного перехода с параметром отношения спектроскопических факторов для вкладов переходов с разным значением j , соответствующим рассчитанному по модели оболочек, есть критерием адекватности модели механизму протекания реакции. Для смешанных j -переходов в прямом процессе можно записать [19]:

$$\sigma(\theta) = 1,53 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \sum_j \frac{S_j \sigma_{\text{БПИВ}j}(\theta)}{2j + 1} \quad (1)$$

$$A_y(\theta) = \frac{\sum_j [S_j / (2j + 1)] \sigma_{\text{БПИВ}j}(\theta) A_{y\text{БПИВ}j}(\theta)}{\sum_j S_j \sigma_{\text{БПИВ}j}(\theta) / (2j + 1)}, \quad (2)$$

где J_f , J_i и j являются спинами конечного состояния, мишени и передаваемым угловым моментом, соответственно. Здесь, S_j есть спектроскопический фактор для данного j (изоспиновый коэффициент связи в нашем случае равен единице) и $\sigma_{\text{БПИВ}j}(\theta)$ и $A_{y\text{БПИВ}j}(\theta)$ являются сечением и анализирующей способностью рассчитанными программой для БПИВ [1].

Для случая, в котором присутствует только одна величина передаваемого орбитального углового момента, l_n , а форма $\sigma_{\text{БПИВ}j}(\theta)$ приблизительно не зависит от j , тогда уравнение (2) сводится к

$$A_y(\theta) = \frac{\sum_j S_j A_{y\text{БПИВ}j}(\theta)}{\sum_j S_j} = \frac{A_{y\text{БПИВ}1/2}(\theta) + p A_{y\text{БПИВ}3/2}(\theta)}{1 + p}, \quad (3)$$

где $p = S_{3/2}/S_{1/2}$ – коэффициент смешивания абсолютных значений спектроскопических факторов для вкладов в смешанный переход с $j_n = 3/2$ и $1/2$. Таким есть случай для перехода в первое возбужденное состояние ${}^{10}\text{Be}$, если предполагаются отсутствующими вклады от $l_n = 3$.

ОСОБЕННОСТИ 2-й «АНОМАЛЬНОЙ» ЗОНЫ

При переходе к энергии 10 - 7 МэВ, во 2-ю «аномальную» зону, сравнение угловых зависимостей поляризации и ВАСП показывает разительное расхождение в характере их поведения. При этом, происходит кардинальное изменение формы угловой зависимости поляризации вылетающих протонов [17], а характер поведения ВАСП [18,20] остается неизменным по сравнению с «классической» зоной [2,14] при неизменной форме углового распределения сечения (рис. 3 и рис. 4 б,в).

Такое поведение поляризационных наблюдаемых величин одновременно не может воспроизвести ни одна из известных авторам статьи одностадийных теорий прямых реакций ядерного срыва: БПИВ [11,19], слабо связанных бомбардирующих частиц (WBP) [21] и Батлера и др. (ВНММ) [22]. Поэтому обычно анализы в рамках прямого процесса проводят раздельно с индивидуальной параметризацией оптических потенциалов в БПИВ как для поляризации, так и для ВАСП [18,20].

Учитывая, что подобная противоречивая ситуация сложилась и на других ядрах $1p$ -оболочки [23], при энергиях дейтронов ниже 8-10 МэВ, то можно сказать, что объективно существует две взаимоисключающие реальности относительно параметризации одной и той же теории прямой реакции, которую используют для описания наблюдаемых величин в такой ситуации. Возможно, надо переходить к многомодовому и многостадийному описанию реакции с особыми свойствами отдельных мод. Такого теоретического рассмотрения механизма реакции, как известно авторам статьи, нет и, поэтому, обычно анализ проводится одной и той же гибкой феноменологической теорией (БПИВ), но с разной параметризацией не указывая причины ее расхождения. Желательно, чтобы эта параметризация была получена эмпирически с помощью феноменологической теории. Поэтому дальнейшее рассмотрение мы будем проводить с поиска параметризации, которая позволила бы описать имеющиеся в литературе экспериментальные данные по поляризации вылетающих нуклонов во 2-й «аномальной» зоне, чтобы потом смоделировать переход к 3-й

«дважды проблемной» зоне с этими параметрами и определить насколько хорошо они работают при более низких энергиях.

Рассмотрим интервал энергий перед резким изменением знака поляризации в функции возбуждения (рис. 1) возле 4,0 МэВ во второй «аномальной» энергетической зоне (рис. 4 б,в,д,е), который демонстрирует слабое изменение характера поведения угловых зависимостей сечения и поляризации в реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ [9,24]. (данные по ВАСП при данных энергиях дейтронов отсутствуют).

Результаты расчета [24] только дифференциального сечения реакции ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ с помощью БПИВ с учетом вклада образования составного ядра (по Хаузеру-Фешбаху) показали замечательное соответствие с экспериментом при спектроскопическом факторе равном оболочечно-модельному. Это послужило предпосылкой для того чтобы использовать этот набор параметров для описания нами угловых зависимостей поляризации в ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ реакции при близких энергиях 4,0 и 5,5 МэВ (рис.4 б,в,д,е).

Выбранный таким образом набор параметров (D_2 табл.1) для расчета поляризации в приближении БПИВ с нулевым радиусом взаимодействия с учетом спин-орбитального взаимодействия позволил в целом хорошо воспроизвести знак и характер поведения экспериментально наблюдаемых угловых зависимостей поляризации протонов в этой реакции при данных энергиях.

Основываясь на положительном результате, полученном нами при описании поляризации в конце 2-й «аномальной» зоны (рис. 4 д,е), мы попытались проверить работу выбранной параметризации расчета БПИВ на концах области [25], где происходит резкое изменение знака поляризации и попробовать найти возможную причину возникновения довольно большой отрицательной поляризации на углах меньших 30° , которое уже проявляется при энергии 4 МэВ и не описывается БПИВ в использованном нами ранее подходе, приближение с нулевым радиусом взаимодействия (рис. 4 е).

Убедившись, что в выбранной исследуемой области энергий преимущественным является прямой механизм реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0)$ попытались описать имеющиеся экспериментальные данные по ВАСП в смешанном по j переходе ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ МэВ})$, учитывая возможную j -зависимость, показанную ранее для поляризации нейтронов в реакции ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ [25]. Это является целью нашего дальнейшего рассмотрения взаимодействия дейтронов с ${}^9\text{Be}$ при энергии менее 3,0 МэВ.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕЙТРОНОВ С ${}^9\text{Be}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ НИЖЕ 3,0 МЭВ

Для описания всей совокупности найденных нами экспериментальных данных по ядерным реакциям в рамках БПИВ были использованы наборы параметров потенциалов, соответствующих линиям параметризации: Сачлера Z [26] и его модификации D_2 и D_3 Пауэла-Робсона [24], имеющие форм фактор типа Вудса-Саксона с глубиной действительной части $V_r \sim 150-170 \text{ МэВ}$ и увеличенное, сильно локализованное поверхностное поглощение $W_s \sim 12 \text{ МэВ}$. В расчетах использовался потенциал вида:

$$V(r) = -V_s f_m(r) - iW_s f(r) + iW_s a_w [df(r)/dr] + V_{so} (\hbar/m\pi c)^2 (1/r) [df_{ml}(r)/dr] (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}),$$

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 $R_{m,i,ml} = r_{o,w,so} A^{1/3}$. Найденные параметры потенциалов в дальнейшем использовались для анализа угловых зависимостей сечения, поляризации и ВАСП при разных условиях расчетов с одним и тем же набором параметров для протонного потенциала [1,27].

Таблица 1.

Параметры оптических потенциалов со спин-орбитальным взаимодействием для упругого рассеяния дейтронов и протонов на ${}^9\text{Be}$. Поверхностное поглощение.

E_d, E_p МэВ	Набор параметров	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	r_C ФМ	ссылка
5,25	D_2	170,0	0,90	0,90	12,0	2,10	0,50	7,5	1,20	0,90	1,3	[24]
5,25	D_3	150,0	0,90	0,90	12,0	2,10	0,50	7,5	1,20	0,90	1,3	[24]
5,0	P10	50,0	1,38	0,65	11,9	1,50	0,37	7,3	1,35	0,33	1,33	[28]
7,0	P14	32,4	1,54	1,01	21,9	1,82	0,18	4,9	1,67	0,27	109	[29]
7,0	P15	48,7	1,40	0,48	10,3	1,466	0,53	8,41	1,35	0,31	1,50	[30]
7,5	P19	34,0	1,49	0,9	17,5	1,755	0,22	4,9	1,625	0,28	1,09	[29]

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ, ПОЛЯРИЗАЦИИ И ВАСП В РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ < 3,0 МЭВ

Лучшее соответствие с экспериментом во всем диапазоне углов (см. рис. 5) получается при использовании набора параметров для дейтронного потенциала D_2 с протонными потенциалами P14, P15 и P19 наилучшим образом описывающих поляризацию в упругом рассеянии (отобранных из большого числа опробованных нами наборов параметров) и при введении радиуса обрезания $R_{обр.} = 4 \text{ фм}$ или поправок на конечный радиус взаимодействия и нелокальность оптических потенциалов. Положительный пик в ВАСП в данном случае сдвигается к экспериментально наблюдаемому, а величина и положение 2-го пика в сечении воспроизводит эксперимент, устраняя вырождение этого пика, наблюдаемое и при других параметризациях расчетов при

низких энергиях.

Следует так же отметить корреляцию между описанием 2-го максимума в сечении и отрицательными значениями обеих поляризационных наблюдаемых в области передних и задних углов. Лучшее соответствие расчета с экспериментом по сечению и ВАСП наблюдается при энергии 2,8 МэВ, а поляризации при 2,5 МэВ (рис. 5). Такое соответствие с экспериментальными данными во всем диапазоне углов в области низких энергий при одновременном описании сечения, поляризации и ВАСП в рамках БПИВ получено впервые без дополнительной вариации параметров и которое вписывается в тенденцию, наблюдаемую во 2-й «аномальной» зоне.

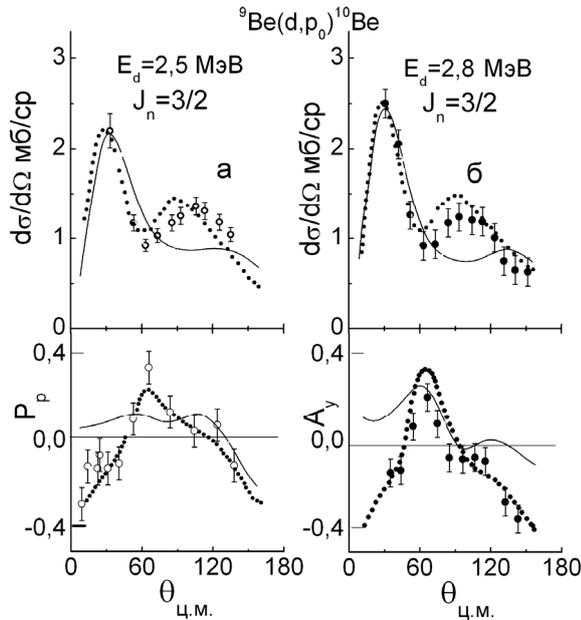


Рис.5. Угловые зависимости для реакции ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$.

а) сечения и поляризации (P_p) [9] вылетающих протонов при $E_d=2,5$ МэВ.

D_2+P14 , условия расчетов: $\bullet\bullet\bullet\bullet$ – сумма поправок на нелокальность искажающих оптических потенциалов и конечный радиус действия ядерных сил с $S = 3,38$; --- – нулевой радиус действия ядерных сил с $S = 2,11$;

б) сечения и ВАСП (A_y) при $E_d=2,8$ МэВ.

Условия расчетов: --- – D_2+P15 , нулевой радиус действия ядерных сил с $S = 2,26$; $\bullet\bullet\bullet\bullet\bullet$ – поправки на нелокальность и конечный радиус действия ядерных сил с $S = 3,26$, D_2+P19 .

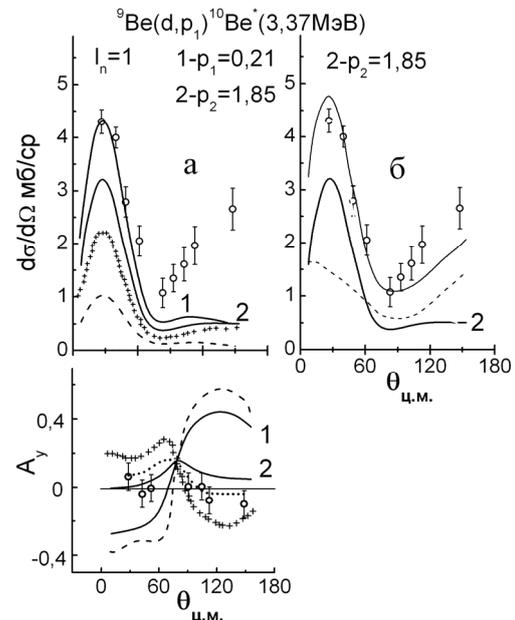


Рис. 6. Совместный анализ дифференциальных сечений и ВАСП реакции ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}^*(3,37\text{ МэВ})$

а) Сравнение измеренных угловых зависимостей сечения и ВАСП $E_d = 2,8$ МэВ с расчетами в БПИВ с нулевым радиусом взаимодействия и наборами параметров оптических потенциалов $D_3 + P10$ и спектроскопическими факторами [31] $S_{3/2}=0,126$ для $j_n = 3/2^-$ - + + +, и $S_{1/2} = 0,068$ для $j_n = 1/2^-$ - - - - $p_2=1,85$ – кривая 2 — и $p_1=0,21$ кривая 1 - — с $S_{3/2}=0,048$ и $S_{1/2}=0,226$ [24,31]; \cdots - $p=4$.

В области передних углов эксперименту лучше всего соответствуют рассчитанные кривые с $p_2=1,85\pm 0,3$ с $\chi^2=0,160\pm 0,03$. В области задних углов дифференциальное сечение не описывается БПИВ.

б) Учет вклада составного ядра (равновесное состояние, ----- -статистическая теория Хаузера-Фешбаха с $R \approx 0,25$) для случая $p_2 = 1,85$.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ И ВАСП В РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}^*(3,37\text{ МэВ})$ ПРИ ЭНЕРГИИ $< 3,0$ МЭВ

Среди групп связанных состояний в реакции ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}$ только переход в основное состояние вовлекает единственную величину $j^\pi (3/2^-)$ для передаваемого нейтрона. Для перехода в первое возбужденное состояние ($J_i^\pi=3/2^- \rightarrow J_f^\pi=2^+$), только $j^\pi = 3/2^-$ и $1/2^-$ могут давать вклад, если предположить, что волновая функция этого уровня не содержит $l_n=3$ компоненты. Отсутствие в нашем случае хороших эмпирических кривых $A_y(\theta)$ как для $3/2^-$ так и для $1/2^-$ переходов препятствует любым эмпирическим точным определениям относительных вкладов двух j^π - величин в этом переходе, как это делается в работе [15]. Однако появляется возможность установить некоторые пределы для j^π -смешивания[19]. Рассчитанные величины $A_{y, \text{БПИВ}}(\theta)$ для чистых $3/2^-$ и $1/2^-$ переходов, а так же для их смеси (3) соответствующей $S_{3/2}/S_{1/2} = 1,85$ и $0,21$ (непрерывные кривые 2 и 1, соответственно) даны на рис. 6а. Эти смеси по j даны Коэном и Куратом [31], основываясь на их оболочечно-модельных расчетах с разными эффективными силами двухчастичных взаимодействий. Наши данные по сечению и векторной анализирующей способности для ${}^9\text{Be}(d, p){}^{10}\text{Be}^*(3,37\text{ МэВ})$ при $E_d = 2,8$ МэВ (рис.6а) позволяют оценить как абсолютные, так и относительные спектроскопические факторы вкладов полных угловых моментов участвующих в переходе. Результаты расчетов даны без вариаций оптических параметров наборов $D_3 + P10$ [24] в приближении нулевого радиуса взаимодействия и с коэффициентом смешивания p

абсолютных значений спектроскопических факторов $S_{3/2}=0,126$ и $S_{1/2}=0,068$ равными 1,85 и 0,21 для $S_{3/2}=0,048$ и $S_{1/2}=0,226$. Кривая ВАСП (кривая – 2) для коэффициента смешивания $p=1,85$ явно лучше соответствует эксперименту (с $\chi^2=0,165$ для передних углов и 0,43 для всех углов, но в области задних углов БПИВ не описывает сечение), чем кривая 1 ВАСП с $p=0,21$. Для $p=4$ (---- кривая на рис. 6а) $\chi^2=0,534$ для передних углов и $\chi^2=0,117$ для всей кривой. На основе χ^2 для передних углов степень смешивания находится в пределах $p_2=1,85\pm 0,30$, что близко к результатам работ при больших энергиях $E_d > 10$ МэВ [2,15].

Тогда, как сечение по абсолютной величине в области главного пика срыва показывает лучшее согласие с экспериментом для расчета с $p_1=0,21$ (кривая 1 для сечения на рис.6а), что соответствует работе [24], где проводился анализ только сечения с тем же набором параметров дейтонного потенциала, что и у нас. Такой коэффициент смешивания p_1 соответствует (8 – 16) РОТ эффективному взаимодействию в оболочечной модели [31], которое ВАСП отвергает, оставляя как наиболее вероятное (6 – 16) 2ВМЕ взаимодействие с $p_2=1,85$. Учет вклада образования равновесного составного ядра с помощью статистической теории Хаузера-Фешбаха, улучшает соответствие с экспериментом вклада в сечение прямого процесса рассчитанного с $p_2=1,85$ и выбранными нами абсолютными значениями спектроскопических факторов [31](рис. 6 б). Недочет сечения в области задних углов, возможно, связан с вкладом от хвоста широкого резонанса предравновесного состояния ($\Gamma \approx 1$ МэВ), наблюдаемого при энергии дейтронов 1,85 МэВ [32].

Такие результаты можно получить, если существует j -зависимость ВАСП в прямой реакции срыва при данной низкой энергии. Идентичность нашего результата с результатами по относительным спектроскопическим факторам в данном переходе, найденными при 12 МэВ [15] и 15 МэВ [2], говорит о том, что при всем различии в форме и знаке j -зависимости ВАСП при низких энергиях дейтронов БПИВ в состоянии описать наблюдаемые в эксперименте поляризационные данные. Форма угловой зависимости ВАСП и ее знак в области передней полусферы, рассчитанные для реакции с малым Q и передаваемым полным угловым моментом $j_n=1/2$, находятся в хорошем соответствии с измеренной формой угловой зависимости поляризации и ВАСП при близкой к нашей энергии дейтронов [33,34], экспериментально подтверждая j -зависимость поляризации и ВАСП в данной области энергий. Существование экспериментально наблюдаемой в области низких энергий j -зависимости поляризации и ВАСП, описываемое БПИВ, есть еще одним аргументом в пользу того, что в выбранной области энергии реакция может протекать преимущественно за счет прямого одностадийного механизма.

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВАСП ДЛЯ РЕАКЦИЙ (d,p_0) НА ${}^9\text{Be}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $< 3,0$ МЭВ

Сравнение функций возбуждения для поляризации [9] и ВАСП [35] измеренной при 30° в области главного пика срыва, где для (d,p_0) реакции наблюдаются малые флуктуации значений ВАСП в интервале энергий от 2,2 до 3,0 МэВ, дает отличающиеся в два раза по величине усредненные отрицательные значения $2\langle A_y \rangle = \langle P_p \rangle$ (линии 2 и 1 на рис.7). Это не соответствует результатам, найденным в энергетической зоне 1 при $E_d=12$ МэВ [10,14].

Расчет по БПИВ функции возбуждения с параметрами соответствующими энергетической зоне 2, представленный непрерывной кривой на рис. 7, правильно передает общую тенденцию энергетической зависимости ВАСП и поляризации в данной области и указывает на то, что здесь возможно изменение знака этих поляризационных наблюдаемых.

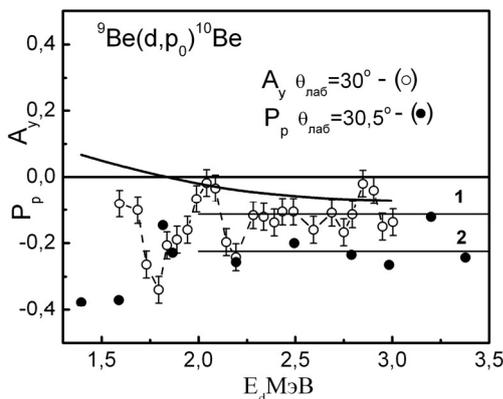


Рис. 7. Сравнение функций возбуждения для поляризации

[5] – ● и ВАСП [23] – ○ в реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}_{o.c}$

Линии 1 и 2 – значения ВАСП и поляризации, соответственно, для интервала энергий 2,0 – 3,0 МэВ. $\langle A_y \rangle = -0,113$, $\langle P_p \rangle = -0,224$. Непрерывная кривая – расчет в БПИВ для A_y (потенциалы D_0+P19 со всеми поправками) для $j_n=3/2$.

Таким образом, конкретный расчет по БПИВ, с выбранной параметризацией, показывает, что изменение знака поляризационных наблюдаемых может происходить при энергии значительно более низкой ($E_d \approx 1,8$ МэВ), чем на это указывают кинематические условия применимости данного приближения теории (рис. 2), отмеченные в работе [12]. Это может указывать либо на то, что теория БПИВ применима до столь низких энергий, либо о том, что выбранная параметризация расчета компенсирует несостоятельность данного приближения теории прямой реакции при низких энергиях на легких ядрах.

Флуктуации в функции возбуждения A_y , наблюдаемые на рис. 7, сильнее чем для поляризации P_p , т.к. мишень в нашем случае тоньше, чем в поляризационном эксперименте $50 < 250$ кэВ. Наблюдаемая при энергии 2,1 МэВ флуктуация соответствует резонансу, проявляющемуся в функции возбуждения полного сечения для этой реакции [32].

Вывод – исходя из характера поведения энергетических зависимостей экспериментальных

данных поляризационных наблюдаемых под передними углами в выбранной области энергий и рассчитанных кривых, можно говорить о возможном преимущественном вкладе прямого процесса и адекватности параметризации расчетов в области энергий от 2,5 до 3,0 МэВ, если во входном дейтроне канале для расчетов с БПИВ использовать набор параметров D_2 , найденный во 2-й энергетической области, при использовании поправок на конечный радиус взаимодействия и нелокальность оптических потенциалов, а так же набор параметров протонного потенциала P19 (таблица 1) для реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$.

ВЫВОДЫ

1. Обобщены литературные данные о результатах экспериментального и теоретического изучения дифференциальных сечений, поляризации вылетающих частиц и векторной анализирующей способности для реакции (d, p) на ${}^9\text{Be}$ и определены особенности их поведения в трех энергетических зонах прямого процесса. Особенности поведения поляризации и ВАСП в этих зонах представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Знаки величин и знаки наклона угловых зависимостей поляризационных наблюдаемых для реакций ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ $j_n=3/2$, ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ МэВ})$ $j_n=3/2$ и $1/2$ и ${}^{12}\text{C}(d,p_0){}^{13}\text{C}$ $j_n=1/2$ в трех зонах энергий.

Поляри- зацион- ные наблюда- емые	l_n j_n	Зона - 1 «классическая» - 12-15 МэВ		Зона- 2 «аномальная» 4-12 МэВ		Зона- 3 «дважды проблемная» < 4 МэВ	
		E_d МэВ	Знак $A_y(P_p)$. Знак на- $\theta_m < \theta < 2\theta_m$ лона в θ_m	E_d МэВ	Знак $A_y(P_p)$. Знак на- $\theta_m < \theta < 2\theta_m$ лона в θ_m	E_d МэВ	Знак $A_y(P_p)$. Знак на- $\theta_m < \theta < 2\theta_m$ накл.
A_y	1	12	+	7	-	2,8	(-)
		15	нет	10	+	2,8	-
	3/2	12	-	7	-	2,5	+
		15	-	10	-	2,8	+
P_p	1	12	+ (-)	7	-	3,2	-
		15	-	10	-		+
	3/2	12	- (+)	7	+	2,5	+
		15	-	10	+	(0)	

Примечание: 12 МэВ [10,14,15,21]; 15 МэВ [2,13]; 7 МэВ [20,21]; 10 МэВ [17,18]; 2,5 МэВ [1,12,]; 2,8 МэВ [1,34]; 3,2 МэВ [33]; θ_m – угол соответствующий главному максимуму срыва в дифференциальном сечении реакции

2. Обращается внимание на то, что параметризация расчетов Борновского приближения искаженных волн, найденная при наилучшем описании сечения реакции (d,p) в области «вырождающегося» 2-го максимума во второй зоне при $E_d < 6$ МэВ, с учетом вклада составного ядра, позволяет с большой степенью достоверности описать поляризацию в (d,p) реакции в данной зоне, которая по знаку и характеру поведения коренным образом отличается от наблюдающейся в 1-й «классической» энергетической области при $E_d > 10$ МэВ.

3. На основании проведенных расчетов найдено, что должна существовать j -зависимость поведения поляризации в области передней полусферы для 2-й зоны, подтверждаемая экспериментальными фактами. Изучение поляризации и найденной нами ВАСП в энергетической области снятия вырождения 2-го пика при $E_d < 4,0$ МэВ показало, что форма и знак совпадающих угловых зависимостей этих поляризационных наблюдаемых, а так же положение и величина 2-го пика сечения, хорошо воспроизводятся при энергиях дейтронов 2,5 и 2,8 МэВ только в случае уменьшения влияния внутренней области ядра в интеграле перекрытия радиальных частей волновых функций входного, выходного каналов и связанного состояния. Величина 2-го пика реакции ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ определяется параметрами протонного потенциала в выходном канале реакции.

4. Показано, что угловая зависимость ВАСП для перехода со смесью полных угловых моментов в реакции ${}^9\text{Be}(\bar{d}, p_1){}^{10}\text{Be}^*(3,37 \text{ МэВ})$ при $E_d=2,8$ МэВ хорошо воспроизводится БПИВ с коэффициентом смешивания спектроскопических факторов для компонент передачи нейтрона с полными угловыми моментами 3/2 и 1/2 близким к тому, который дается оболочечной моделью для эффективного взаимодействия 2ВМЕ, что соответствует результатам найденным в «классической» $E_d > 10$ МэВ. зоне. Возможно, что для улучшения описания экспериментально наблюдаемых сечения и ВАСП необходимо учесть влияние предравновесного состояния.

5. Полученные результаты указывают на то, что в области $E_d \leq 4$ МэВ с видоизмененными угловыми зависимостями поляризации и ВАСП, относительно 1-й «классической» зоны, существует достаточно четко проявляющаяся j -зависимость поляризационных наблюдаемых, которые описываются БПИВ, невзирая на идеологические ограничения, и при том, что для расчетов в дейтроне канале используется особо глубокий центральный реальный потенциал, который не укладывается в рамки модели свертки.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Sarana V.D., Shlyakhov N.A., Lyashko Yu.V. Polarizatsionnye nablyudaemye v reaktsiyakh ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}(d,t_0){}^8\text{Be}$ pri nizkikh energiyakh deytronov i vklad pryamogo mekhanizma peredachi neytrona // The Journal of Kharkiv National University, physical series «Nuclei, Particles, Fields». – 2006. – Vyp. 3. – №744. – S.28-50.
2. 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. – Vol.A266, №1. –P.29-52.
3. Schiffer J.P., Morrison G.C., Siemssen R.H., Zeidman B. Study of the (d,p) reaction in the 1p shell // Phys. Rev. – 1967. – Vol.164. – P.1274-1284.
4. Zeidman B., Fowler J.M. Angular distributions from deuteron bombardment of beryllium and boron // Phys. Rev. – 1958. – Vol.112. – P.2020-2027; Generalov L.N., Abramovich S.N., Zvenigorodskiy A.G. Secheniya reaktsiy ${}^9\text{Be}(d,p_0)$ и ${}^9\text{Be}(d,t_0)$ // Izvestiya AN SSSR, ser.: Fiz. – 2000. – T.64, №3. – S.440-451.
5. Holt J.R., Marsham T.N. An investigation of (d,p) stripping reactions V: results for some of the light elements and conclusions // Proc. Phys. Soc. – 1953. –Vol.66A. – P.1032-1040; Green J.A. and Parkinson W.C. Polarization of protons in $\text{Be}^9(d,p)\text{Be}^{10}$ // Phys. Rev. – 1962. – Vol.127, №3. –P.926-928.
6. Powell D.L. Crawley G.M., Rao B.V.N., 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. – Vol.A147. – P.65- 80.
7. Fulbright H.W., Bruner J.A., Bromley D.A., Goldman L.M. Angular distribution of protons and tritons from deuterons-induced reactions on ${}^9\text{Be}$ // Phys. Rev. –1952. – Vol.88, №4. – P.700-702.
8. Bondouk I.I., Asfour F., Machali F. Investigation of the reactions ${}^9\text{Be}(d,p_0){}^{10}\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}(d,p_1){}^{10}\text{Be}$ in the energy range 0.9-2.5 MeV // Rev. Roum. Phys. – 1974. – Vol.19, №10. –P.1053-1061.
9. Blue R.A., Stout K.J., Mare G. Polarization of protons from the ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ reaction // Nucl. Phys. –1967. –Vol.A90. – P.601-611.
10. Budzanowski A., Freindl L., Karcz W., Kuzminski J., Lazarska B., Zipper W. Polarization of protons from the ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ reaction at $E_d=12.0$ MeV // Nucl. Phys. – 1972 – Vol.A195. – P.280-288.
11. Vysotskiy G.L. Nekotorye voprosy teorii polarizatsionnykh effektov v yadernykh reaktsiyakh: Avtoref. dis. d-ra fiz.-mat. nauk. – Moskva, 1972.- 24s.; Ustimenkov K.F. Issledovanie mekhanizma protekaniya reaktsiy (d,p) i (d, α) na yadre ${}^{14}\text{N}$ i reaktsii ${}^{30}\text{Si}(d,p){}^{31}\text{Si}$ pri nizkikh energiyakh deytronov: Avtoref. dis. kand. fiz.-mat. nauk. – Khar'kov, 1980. – 22s; Barit I.Ya., Vysotskiy G.L., Krivopustov M.I. i Slabospitskiy R.P. Polarizatsionnye yavleniya v yadernykh reaktsiyakh // FEChAYa. – 1977. – T.8 – Vyp. 6. – S.1290-1337.
12. Kozlowski M. On the energy dependence of the polarization in ${}^8\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ reaction // Acta Physica Polonica. – 1971. – Vol.B2. – P.515-519.
13. Reber L.H., Saladin J.X. Polarization of deuteron stripping reactions // Phys.Rev. - 1964. - Vol.133, №5B. - P.B1155-B1161.
14. Griffith J.A.R., Irshad M., Karban O., Oh S.W., Roman S. Stripping reactions and elastic scattering of 12 MeV vector polarized deuterons on ${}^9\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}$ // Nucl. Phys. – 1971. – Vol.A167. – P. 87-96; Baxter A.M., Griffith J.A.R. and Roman S. Polarization-vector analyzing power of the reactions ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}(d,p){}^{13}\text{C}$ //Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol.20, №20. – P.1114-1116.
15. Basak A.K., Griffith J.A.R., Karban O., Roman S.,Tungate G., Santos F.D. Analyzing powers of the (d,p) and (d,t) reactions induced by 12 MeV polarized deuterons in the 1p shell // Nucl. Phys. – 1977. –Vol.A286, №3. – P.420-430.
16. Baxter A.M., Griffith J.A.R., Roman S. Polarization-vector analyzing power of the reactions ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}(d,p){}^{13}\text{C}$ // Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol.20, №20. – P.1114-1116.
17. Allas R.G., Bercow R.W., Shull F.B. Polarization of protons in ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ // Phys. Rev. – 1962. – Vol.127. – P.1252-1257.
18. Cuno H.-H., Clausnitzer G., Fleischmann R. Messung der analysierstärke der (d,p) reaktion und vergleich mit messungtn der protonenpolarisation // Nucl. Phys. – 1969. – Vol.A139, №3. – P.657-672.
19. Satchler G.R. The Distorted-waves theory of direct nuclear reactions with spin-orbit effects // Nucl. Phys. – 1964. –Vol.55. – P.1-33; Satchler G.R. Symmetry properties of the distorted wave theory of direct nuclear reactions // Nucl. Phys. – 1960. – Vol.18. – P.110-121; Satchler G.R. Deuteron stripping with polarized deuterons // Nucl. Phys. – 1958. – Vol.6. – P.543-544.
20. Yule T.J., Haerberly W. Use of polarized deuterons to determine the total angular momentum transfer in stripping reactions // Phys. Rev. Lett. – 1967. – Vol.19, №13. – P.756-758; // Nucl. Phys. - 1968. - Vol.A117. - P. 1-26.
21. Pearson C.A., Wilcott J.C. Study of the reaction $\text{C}^{12}(d,p)\text{C}^{13}$ with the Weacly-Bound-Projectale Model // Phys. Rev. – 1969. – Vol.181. – P.1477-1485.
22. Butler S.T., Hewitt R.G., McKellar B.H.J., May R.M. Deuteron stripping analysis //Ann.of Phys. –1967. –Vol.43. – P.282- 321.
23. Meier M.M., Walter R.L., Donoghue T.R., Seyler R.G., Drisko R.M. A DWBA analysis of the cross section and polarization data for the ${}^{14}\text{N}(d,n){}^{15}\text{O}$ reaction at 3.5 MeV // Nucl. Phys. – 1970. – Vol.A159. –P.273-304; Meier M.M., Walter R.L. Polarization of neutrons from ${}^{10}\text{B}+d$, ${}^{11}\text{B}+d$ and ${}^{13}\text{C}+d$ reactions // Nucl. Phys. - 1972. - Vol. A182. - P. 468-480.
24. Powell D.L. Crawley G.M., Rao B.V.N., 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. – Vol.A147. – P.65- 80.
25. Deyneko A.S., Tutubalin A.I., Shlyakhov N.A., Sarana V.D., Zalyubovskiy I.I. Uglovye zavisimosti polarizatsii neytronov i protonov iz reaktsiy (d, \bar{p}) i (d, \bar{n}) na yadre ${}^9\text{Be}$ pri $E_d=2,4 \dots 3,5$ MeV // VANT Seriya: obshchaya i yadernaya fizika. – 1984. – Vyp.2(27). – S.79-83.
26. Satchler G.R. On Optical Potential for Deuteron Scattering from Carbon // Nucl. Phys. – 1966. –Vol. 85. – P. 273-287.
27. Antufev Yu.P., Deyneko A.S., Zalyubovskiy I.I., Sarana V.D., Storizhko V.E., Tutubalin A.I., Khatsegan K., Shlyakhov N.A. Uglovye raspredeleniya differentsial'nykh secheniy i vektornykh analiziruyushchikh sposobnostey reaktsiy ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$ i ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ pri $E_d = 2,0 \div 2,8$ MeV // Yadernaya fizika. – 1984. – T.40. – Vyp.1(7). – S.53-61.
28. Loyd D. H., Haerberli W. Polarization of protons elastically scattered from beryllium // Nucl. Phys. –1970. –Vol.A148.– P.236-248.
29. Werby M.F., Edwards S., Thompson W.J. Optical model analysis of ${}^9\text{Be}(p,p_0){}^9\text{Be}$ cross section and polarizations from 6 MeV to 30 MeV // Nucl. Phys. – 1971. – Vol.A169. – P.81-94.

30. Gubin V.B., Romanovskiy E.A. Analiz v ramkakh opticheskoy modeli secheniy uprugogo rasseyaniya i polarizatsii protonov na ${}^9\text{Be}$ // Izv. AN SSSR, ser.: Fiz. – 1974. – T.38. –S. 144- 148.
31. Cohen S., Kurath D. Spectroscopic factors for the 1p shell // Nucl. Phys. – 1967. – Vol.A101. – P.1-16.
32. Zwieglinski D., Saganek A., Sledzinska I., Wilhelmi Z. Direct and Resonance processes in ${}^9\text{Be}(d,p_o,t){}^{10}\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}(d,t_o){}^8\text{Be}$ at low energies // Nucl. Phys. - 1975. - Vol.A250, №1. - P.93-105.
33. Sosnowski M. Proton polarization for ${}^{12}\text{C}(d,p){}^{13}\text{C}$ reaction near $E_d = 3,0$ MeV // Nucl. Phys. – 1969. – Vol.A133. – P.266-272.
34. Borovlev V.I., Klyucharev F.P., Slabospitskiy R.P., Andreev G.B., Lopatko I.D. Vzaimodeystvie polarizovannykh deytronov s yadrami ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$ i ${}^{40}\text{Ca}$ // Izv. AN SSSR, ser.: Fiz.1971. – T.35. – S.1670-1673.
35. Lyashko Yu.V., Deyneko A.S., Shlyakhov N.A., Slabospitskiy R.P., Dikiy N.P. Izuchenie reaktsiy ${}^9\text{Be}(\vec{d}, p){}^{10}\text{Be}$ pri energii polarizovannykh deytronov do 3 MeV // Izvestiya AN SSSR, ser.: Fiz. – 1995. – T.59, №1. –S.129-135.