

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ РАССЕЯНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НЕЧЕТНЫМИ ЯДРАМИ СРЕДНЕГО АТОМНОГО ВЕСА

И. А. Корж, Н. Т. Скляр

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Исследована применимость варианта оптико-статистического подхода, основу которого составляет сферическая оптическая модель, метод связанных каналов, модель возбужденного остова и современные варианты статистической модели, к описанию экспериментальных полных сечений и сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов ядрами ^{51}V , ^{55}Mn , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{89}Y и ^{93}Nb в области энергий 0,2 - 15 МэВ. Результаты адекватного описания совокупности экспериментальных данных использованы для изучения в исследуемой области энергий вклада прямого механизма и механизма рассеяния через составное ядро в упругое и неупругое рассеяние быстрых нейтронов исследуемыми ядрами.

1. Вступление

Информация необходимой полноты и надежности о полных сечениях и сечениях рассеяния быстрых нейтронов ядрами существовала долгое время в основном только для четно-четных ядер. На сегодня уже накоплена значительная экспериментальная информация и для нечетных ядер среднего атомного веса. Анализ этой информации показал, что, несмотря на существование заметных расхождений в данных по упругому и неупругому рассеянию нейтронов, данные экспериментов разных авторов и лабораторий, в целом, хорошо согласуются между собой. Такие согласованные данные представляют большую ценность, поскольку они способствуют как созданию надежных библиотек оцененных данных, так и проведению теоретического анализа сечений нейтрон-ядерного взаимодействия. По результатам такого анализа исследуются механизмы взаимодействия быстрых нейтронов с нечетными ядрами.

Разработанные ранее нами и рядом других авторов варианты оптико-статистического подхода к описанию сечений взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами пригодны лишь для теоретического описания сечений рассеяния для четно-четных ядер, структура самых низких возбужденных состояний которых обычно рассматривается в рамках разных вариантов обобщенной модели ядра. При переходе к нечетным ядрам ситуация значительно усложняется необходимостью моделирования структуры ядра с учетом как коллективных, так и одночастичных мод движения нуклонов и их связи. Структуру значительной части таких ядер можно рассматривать в модели слабой связи нечетного нуклона (или дырки) с фононным возбуждением четного остова. В литературе эту модель часто называют моделью возбужденного остова (МВО). Согласно этой модели основное состояние нечетного ядра определяется спином нечетной частицы J_p^π , а последующие возбужденные состояния образуют мультиплет, определяемый связью нечетной частицы с первым возбужденным состоянием четного остова (для четных ядер $J_c^\pi = 2^+$). Число членов мультиплета определяется векторным сложением ($2^+ \otimes J_p^\pi$). С увеличением энергии возбуждения возникают последующие группы мультиплетов, определяемые связью нечетного нуклона с более высокими возбужденными состояниями остова. В МВО сумма сечений прямого возбуждения уровней мультиплета равна сечению возбуждения коллективного уровня кора, которое рассчитывается методом сильно связанных каналов (МСК).

Должной апробации МВО еще не прошла. Поэтому в настоящей работе имеющиеся в литературе в области энергий 0,2 - 15 МэВ наши данные и данные других авторов по полным сечениям, сечениям упругого и неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением ряда нижайших состояний ядер ^{51}V , ^{55}Mn , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{89}Y и ^{93}Nb анализировались нами в рамках оптико-статистического подхода, основу которого составляют сферическая оптическая модель (СОМ), МСК, МВО и современные варианты статистической модели (СМ). Результаты этого анализа использованы нами для исследования механизмов рассеяния нейтронов этими ядрами.

2. Сечения взаимодействия быстрых нейтронов с нечетными ядрами

Экспериментальные исследования полных сечений и сечений рассеяния быстрых нейтронов нечетными ядрами начались более трех десятков лет тому назад, однако в литературе на сегодня сис-

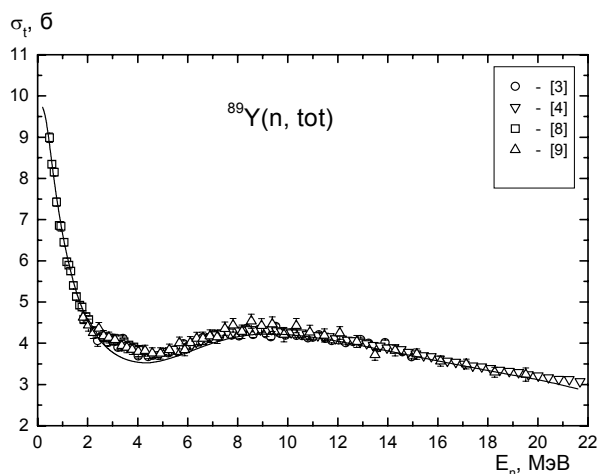


Рис. 1. Энергетическая зависимость полного сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами ^{89}Y . Символы – экспериментальные данные работ [3, 4, 8, 9], кривая – результаты расчетов сечений по СОМ с параметрами, полученными в данной работе.

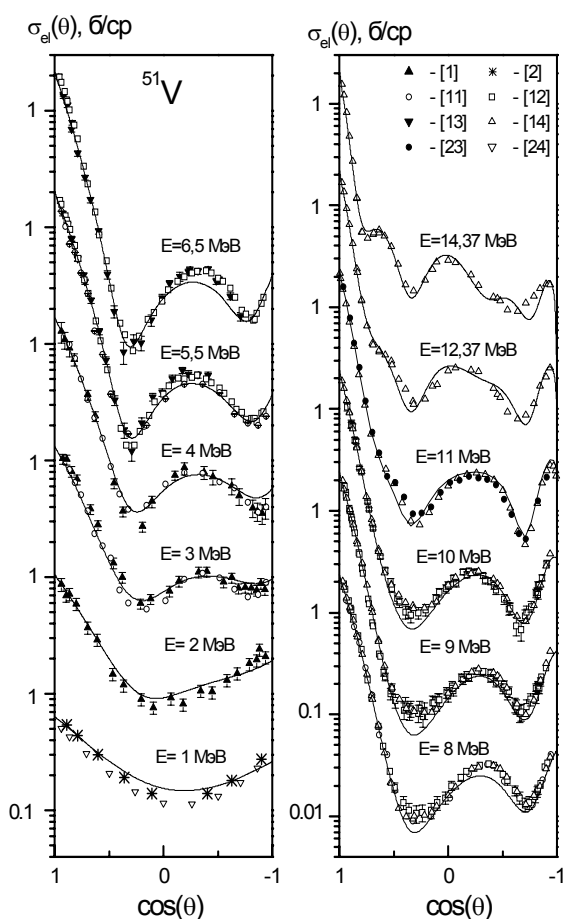


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов ядрами ванадия в области энергий 1,0 - 14,4 МэВ. Символы – экспериментальные данные работ [1, 2, 11 - 14, 23, 24], кривые – результаты расчетов по СОМ и СМ с параметрами (1, 2).

тематические данные для исследуемых ядер в области энергий реакторного спектра есть только для полных сечений взаимодействия: ^{51}V [1 - 4], ^{55}Mn [3, 4, 5], $^{63,65}\text{Cu}$ [3, 6, 7], ^{89}Y [3, 4, 8, 9], ^{93}Nb [3, 7, 10]. Данные этих работ не противоречат фрагментарным данным других авторов, поэтому для воссоздания энергетической зависимости полных сечений достаточно использовать данные работ [1 - 10]. Данные этих работ получены с высоким энергетическим разрешением, поэтому для сравнения их между собой и с сечениями, рассчитанными по оптической модели, они были усреднены нами в интервале энергий $\sim 100 \div 250$ кэВ. В качестве примера сравнение данных по $\sigma_t(E)$, полученных авторами работ [3, 4, 8, 9] для ядра ^{89}Y , приведено на рис. 1. Из рисунка видно, что данные этих работ в пределах экспериментальных погрешностей согласуются между собой в общем для них энергетическом интервале и надежно воспроизводят энергетическую зависимость σ_t в широкой области энергий. Сравнение $\sigma_t(E)$, полученных авторами систематических работ для других исследуемых ядер показало, что и для этих ядер они также хорошо согласуются между собой в общем энергетическом интервале.

Для сечений упругого рассеяния быстрых нейтронов исследуемыми ядрами еще не достигнута такая же полнота и точность, как для $\sigma_t(E)$, и это при том, что в исследуемой области энергий есть и систематические данные по сечениям упругого рассеяния: ^{51}V [1, 2, 11 - 14], ^{55}Mn [15], $^{63,65}\text{Cu}$ [16 - 18], ^{89}Y [8, 19, 20], ^{93}Nb [21, 22]. Сравнительный анализ данных этих работ показал, что в пределах экспериментальных погрешностей (5 - 8 %) сечения упругого рассеяния согласуются между собой и не противоречат фрагментарным данным других авторов. Как пример иллюстрации согласованности данных разных авторов на рис. 2 приведены угловые распределения упругого рассеяния нейтронов ядрами ^{51}V . Угловые распределения приведены не всеми точками по энергии, которые есть в литературе, а только рядом точек для характеристики тенденций изменения анизотропии с изменением энергии нейтронов. Из рисунка видно, что угловые распределения рассеянных нейтронов проявляют плавное изменение анизотропии с изменением энергии нейтронов, поэтому они пригодны для использования при поиске оптимальных параметров оптического потенциала.

Сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением 3 - 5 самых низких уровней исследуемых ядер в области энергий более низких, чем 14 МэВ, измерены с погрешностями 10 - 15 % во многих точках по энергии: ^{51}V [1, 2, 11 - 14, 24 - 27], ^{55}Mn [26 - 30], $^{63,65}\text{Cu}$ [6, 26, 28, 31 - 35], ^{89}Y

[8, 13, 26, 36 - 38]. Как база данных по неупругому рассеянию нейтронов ядрами ^{93}Nb нами использованы оцененные данные библиотек БРОНД-2 [39] и ENDF/B-VI [40]. Анализ имеющихся данных по сечениям неупругого рассеяния нейтронов этими ядрами показал, что наиболее полно исследованы сечения ядер ^{51}V , ^{89}Y и ^{93}Nb . Однако для сечений неупругого рассеяния сегодня еще не достигнуто такой же полноты и точности, как для σ_{el} . Для исследуемых ядер сечения неупругого рассеяния наиболее полно исследованы в области энергий < 6 МэВ. Для иллюстрации зависимости $\sigma_{in}(E)$ на рис. 3 и 4 приведены сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первых четырех уровней ядра ^{51}V и пяти уровней ядра ^{89}Y . Из рисунка видно, что сечения плавно изменяются с изменением энергии нейтронов. Более полный анализ имеющихся сечений взаимодействия быстрых нейтронов с исследуемыми ядрами проведен в наших работах [41 - 44].

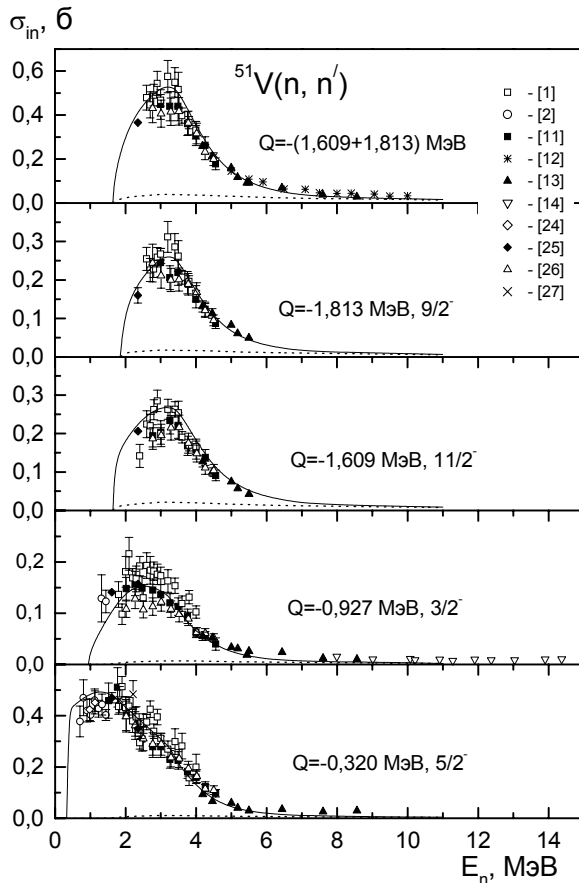


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечений неупругого рассеяния быстрых нейтронов с возбуждением первых четырех уровней ядра ^{51}V . Символы – экспериментальные данные работ [1, 2, 11 - 14, 24 - 27], сплошные кривые – результаты расчетов по СМ и МВО, пунктирные – расчеты по МВО.

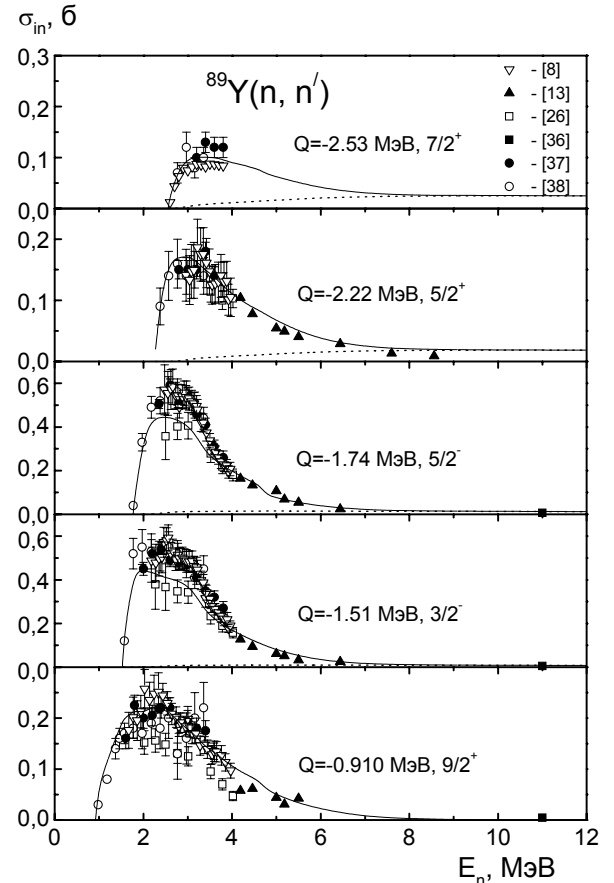


Рис. 4. Энергетическая зависимость сечений неупругого рассеяния быстрых нейтронов с возбуждением первых пяти уровней ядер ^{89}Y . Символы – экспериментальные данные работ [8, 13, 26, 36 - 38], сплошные кривые – результаты расчетов по СМ и МВО, пунктирные – расчеты по МВО.

Характеризуя в целом экспериментальные данные по сечениям взаимодействия быстрых нейтронов с исследуемыми нечетными ядрами, следует заметить, что в исследуемой области энергий систематические данные по полным сечениям, сечениям упругого и неупругого рассеяния нейтронов получены, в основном, прецизионным времяпролетным методом. Поэтому экспериментальные результаты по качеству пригодны для проведения теоретического анализа в рамках оптико-статистического подхода с целью определения параметров оптического потенциала и исследования механизмов взаимодействия нейтронов с нечетными ядрами в широкой области энергий.

3. Теоретическое описание сечений взаимодействия нейтронов с нечетными ядрами

Теоретический анализ экспериментальных данных по сечениям взаимодействия быстрых нейтронов с исследуемыми ядрами осуществлен в рамках оптико-статистического подхода, основу которого составляют СМ, МЗК, МВО и современные варианты СМ. В рамках этого подхода можно надежно учесть прямой и компаундный механизмы рассеяния.

В основу расчетов сечений по этим моделям положено использование индивидуальных наборов параметров оптического потенциала. Раньше в наших работах [42, 44] было показано, что для нечетных ядер среднего атомного веса невозможно эффективно использовать усредненные параметры ОП из работы [45], которые успешно применялись нами при проведении теоретического анализа экспериментальных полных сечений и сечений рассеяния быстрых нейтронов четно-четными ядрами среднего атомного веса. Поэтому для достижения адекватного описания $\sigma_t(E)$ и $\sigma_{el}(\theta, E)$ нами был проведен с помощью программы GENOA [46] поиск таких значений параметров V_c и W_c , для которых величина χ^2 достигает минимума при подгонке рассчитанных значений σ_t и $\sigma_{el}(\theta)$ к соответствующим экспериментальным. На этой стадии поиска значений параметров V_c и W_c другие параметры оставались постоянными на значениях работы [42]:

$$V_{s0} = 7,5 \text{ МэВ}; a_V = a_{s0} = 0,65 \text{ Фм}, a_W = 0,47 \text{ Фм}, r_V = r_W = r_{s0} = 1,25 \text{ Фм}. \quad (1)$$

Полученные таким образом параметры V_c и W_c для исследуемых ядер в дальнейшем использовались нами для определения их энергетических зависимостей. Согласно нашим данным энергетическую зависимость V_c и W_c можно представить в следующем виде:

для ядра ^{51}V	$V_c = (48,75 - 0,302 E_n), \text{ МэВ};$	$W_c = (12,009 - 0,817 E_n + 0,037 E_n^2), \text{ МэВ};$
для ядра ^{55}Mn	$V_c = (50,12 - 0,50 E_n), \text{ МэВ};$	$W_c = 8,43, \text{ МэВ};$
для ядер $^{63,65}\text{Cu}$	$V_c = (51,14 - 0,44 E_n), \text{ МэВ};$	$W_c = (11,00 - 0,12 E_n), \text{ МэВ};$
для ядра ^{89}Y	$V_c = (49,76 - 0,38 E_n), \text{ МэВ};$	$W_c = (5,65 + 0,26 E_n), \text{ МэВ при } E_n < 11 \text{ МэВ};$ $W_c = 8,57 \text{ МэВ при } E_n > 11 \text{ МэВ};$
для ядра ^{93}Nb	$V_c = (48,53 - 0,26 E_n), \text{ МэВ};$	$W_c = (7,97 + 0,11 E_n), \text{ МэВ}.$

В последующем расчеты полных сечений и сечений рассеяния проведены нами с использованием параметров ОП в виде (1, 2).

Компаундные компоненты сечений рассеяния нейтронов в области энергий возбуждений, где хорошо известны характеристики уровней, вычислены по модели Хаузера – Фешбаха - Молдауера (ХФМ) [47] по программе LIANA [48], которая пригодна для расчетов сечений в случае, когда между каналами реакции нет динамической связи. Характеристики уровней дискретного спектра ядер взяты из работ: [49] для ^{51}V , [50] для ^{55}Mn , [51, 52] для ^{63}Cu и ^{65}Cu , [53] для ^{89}Y и [54] для ^{93}Nb . При более высоких энергиях возбуждения расчеты сечений рассеяния через составное ядро проведены по модели Хаузера - Фешбаха (ХФ) [55] с поправкой на флуктуации ширин уровней в форме [56] по программе STATIS [57], где как конкурирующие выходные каналы неупругого рассеяния учтены каналы с возбуждением как дискретного, так и непрерывного спектра уровней ядра.

Энергетическая зависимость компаундных сечений при энергиях в несколько мегаэлектронвольт в значительной мере определяется плотностью возбужденных уровней. Плотность уровней для ядра ^{55}Mn нами была рассчитана по модели Ферми-газа с обратным смещением с параметрами работы [58] ($a = 5,6 \text{ МэВ}^{-1}$ и $\Delta = -1,62 \text{ МэВ}$). Для ядер $^{63,65}\text{Cu}$ параметры плотности уровней взяты из систематики Дилга [59] ($a = 6,63 \text{ МэВ}^{-1}$ и $\Delta = -0,67 \text{ МэВ}$ для ^{63}Cu ; $a = 6,24 \text{ МэВ}^{-1}$ и $\Delta = -0,73 \text{ МэВ}$ для ^{65}Cu). Для ядер ^{51}V , ^{89}Y и ^{93}Nb плотность уровней рассчитана по комбинированной формуле Гильберта и Камерона [60], которая состоит из выражения модели постоянной температуры при низких энергиях и выражения модели Ферми-газа при высоких. Параметры модели Ферми-газа и параметры модели постоянной температуры для ядра ^{89}Y взяты из работы [61], в которой параметры модели постоянной температуры определены из совпадения плотности уровней и температур для этих моделей при энергии возбуждения $U_x = 5,303 \text{ МэВ}$. В наших расчетах использованы такие значения параметров модели Ферми-газа: $a = 9,365 \text{ МэВ}^{-1}$, $U_0 = 1,22 \text{ МэВ}$ и модели постоянной температуры: $T = 0,82 \text{ МэВ}$, $E_0 = 1,181 \text{ МэВ}$. Параметры плотности уровней $a = 6,39 \text{ МэВ}^{-1}$, $U_0 = 1,3 \text{ МэВ}$ для ^{51}V и $a = 10,9 \text{ МэВ}^{-1}$ и $U_0 = 0,72 \text{ МэВ}$ для ^{93}Nb рассчитаны на основе формул работы [60].

Прямые компоненты неупругого рассеяния нейтронов ядрами ^{51}V , ^{55}Mn , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{89}Y и ^{93}Nb нами вычислены в рамках МВО [62]. В этой модели возбужденные состояния в ядре ^{51}V со спинами от $3/2^-$ до $11/2^-$ трактуются как члены мультиплета уровней при связи однофононного 2^+ возбуждения в ядре ^{50}Ti ($E = 1,554 \text{ МэВ}$, $\beta_2 = 0,165$ [63]) с одночастичным протонным состоянием $1f_{7/2}$ в ядре ^{51}V , а возбужденные состояния ядра ^{55}Mn со спинами от $1/2^-$ до $9/2^-$ трактуются как члены мультиплета уровней при связи однофононного 2_1^+ возбуждения уровня кора ^{54}Cr ($E = 835 \text{ кэВ}$, $\beta_2 = 0,25$ [64]) с одночастичным протонным состоянием $1f_{5/2}$ в ядре ^{55}Mn . У МВО нижайшие состояния ядра ^{63}Cu ($E =$

= 669,7 кэВ, $J^\pi = 1/2^-$; $E = 962,1$ кэВ, $J^\pi = 5/2^-$; $E = 1327$ кэВ, $J^\pi = 7/2^-$ и $E = 1547$ кэВ, $J^\pi = 3/2^-$) являются членами мультиплета состояний при связи однофононного 2^+ возбуждения в ^{62}Ni ($E = 1173$ кэВ, $\beta_2 = 0,197$ [65]) с одночастичным протонным состоянием $2p_{1/2}$ в ^{63}Cu , а нижайшие состояния ядра ^{65}Cu ($E = 771$ кэВ, $J^\pi = 1/2^-$; $E = 1116$ кэВ, $J^\pi = 5/2^-$; $E = 1482$ кэВ, $J^\pi = 7/2^-$ и $E = 1725$ кэВ, $J^\pi = 3/2^-$) являются членами мультиплета состояний при связи однофононного 2^+ возбуждения в ^{64}Ni ($E = 1345,8$ кэВ, $\beta_2 = 0,165$ [66]) с одночастичным протонным состоянием $2p_{1/2}$ в ^{65}Cu . Возбужденные состояния в ядре ^{93}Nb со спинами от $5/2^+$ до $13/2^+$ трактуются как члены мультиплета уровней при связи однофононного 2^+ возбуждения в ^{92}Zr ($E = 934,48$ кэВ, $\beta_2 = 0,1$ [67]) с одночастичным протонным состоянием $1g_{9/2}$ в ^{93}Nb .

Для описания прямой компоненты неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{89}Y нами также использовалась МВО, в которой первые коллективные состояния 2^+ и 3^- в ^{88}Sr и ^{90}Zr расщепляются на дублет состояний иттрия из-за связи $2p_{1/2}$ протона или дырки с состояниями 2^+ и 3^- кора ^{88}Sr ($E = 1836$ кэВ, $\beta_2 = 0,112$; $E = 2734$ кэВ, $\beta_3 = 0,178$ [68]) или ^{90}Zr ($E = 2186$ кэВ, $\beta_2 = 0,083$; $E = 2748$ кэВ, $\beta_3 = 0,172$ [69]) соответственно. Центры тяжести состояний дублетов в ядре ^{89}Y удовлетворительно совпадают с положением уровней 2^+ и 3^- соседних четно четных ядер ^{88}Sr и ^{90}Zr . Несколько лучшее совпадение наблюдается для ядра ^{88}Sr . Такое согласие указывает на то, что усредненные характеристики возбужденных состояний ядра иттрия можно рассматривать как в модели слабой связи протонной частицы в оболочке $2p_{1/2}$ с возбужденными состояниями остова ^{88}Sr , так и в модели слабой связи протонной дырки в оболочке $2p_{1/2}$ с возбужденными состояниями остова ^{90}Zr . Критерием надежности выбора кора может служить лишь совпадение экспериментального сечения возбуждения коллективного состояния ядра кора с суммарным сечением дублета состояний ядра ^{89}Y в области энергий, где компаундными процессами можно пренебречь. Для исследуемых ядер такое сравнение корректно можно сделать при энергии 11 МэВ. Для ядер ^{88}Sr и ^{90}Zr в работе [70] есть данные по сечениям возбуждения 2^+ и 3^- состояний, а для исследуемого ядра ^{89}Y в работе [71] есть экспериментальные данные по сечениям возбуждения двух дублетов уровней. Сравнение экспериментальных сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергией 11 МэВ на ядрах ^{88}Sr , ^{89}Y и ^{90}Zr показало, что лучшее согласие экспериментальных сечений неупругого рассеяния с возбуждением дублетов состояний ядра ^{89}Y с сечениями возбуждения коллективных уровней 2^+ и 3^- наблюдается для ядра ^{90}Zr . Поэтому систематические расчеты прямого неупругого рассеяния нейтронов ядром ^{89}Y сделаны в модели слабой связи протонной дырки в оболочке $2p_{1/2}$ с возбужденными состояниями ядра ^{90}Zr .

В МВО сечение прямого возбуждения любого из уровней мультиплета определяется формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(J_p \rightarrow J) = \frac{(2J+1)}{(2J_c+1)(2J_p+1)} \frac{d\sigma}{d\Omega}(J_0 \rightarrow J_c), \quad (3)$$

где J_p – спин основного состояния нечетного ядра, J – спин возбужденного состояния в нечетном ядре, J_0 – спин основного состояния кора, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(J_0 \rightarrow J_c)$ – сечение прямого возбуждения коллективного состояния кора со спином J_c .

Сечение прямого возбуждения коллективного уровня кора рассчитывается по МСК по программе ECIS-94 [72]. Расчеты прямого рассеяния нейтронов на ядрах ^{50}Ti , ^{54}Cr , ^{62}Ni , ^{64}Ni и ^{92}Zr проведены с усредненными параметрами ОП работы [45]. Для расчета сечений по МСК величина мнимой части оптического потенциала уменьшена на 20 %. Расчеты сечений прямого возбуждения коллективных уровней ^{88}Sr проведены с использованием параметров ОП работы [69], а расчеты сечений возбуждения коллективных уровней ^{90}Zr выполнены с использованием параметров ОП, определенных нами в работе [43].

В рамках рассмотренных моделей в последующем были проведены систематические расчеты полных сечений, сечений упругого и неупругого рассеяния быстрых нейтронов исследуемыми ядрами. Результаты расчетов сечений сравниваются с экспериментальными данными. Примеры такого сравнения приведены на рис. 1 - 4 для ядер ^{51}V и ^{89}Y . Из рис. 1 и 2 видно, что вычисленные полные сечения и дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов этими ядрами в широкой области энергий хорошо совпадают с экспериментальными, что свидетельствует о надежности определенных нами параметров ОП и обоснованностью принятого нами подхода к описанию сечений упругого рассеяния быстрых нейтронов нечетными ядрами. Из рис. 3 и 4 видно, что результаты вычислений энергетической зависимости интегральных сечений возбуждения первых четырех уровней ядра ^{51}V и пяти уровней ядра ^{89}Y также хорошо согласуются с экспериментальными в широкой области энергий. По-

этому для уровней и области энергий, где отсутствуют экспериментальные данные, результаты расчетов можно рассматривать как рекомендованные сечения неупругого рассеяния.

Результаты теоретического анализа использованы нами для исследования механизмов взаимодействия быстрых нейтронов с исследуемыми ядрами. Вычисленные сечения рассеяния нейтронов в широкой области энергий свидетельствуют о том, что компаундный механизм рассеяния дает существенный вклад в сечения упругого рассеяния только в области энергий до ~ 7 МэВ, а в сечениях неупругого рассеяния он доминирует в области энергий до 6 МэВ. Вклад компонентов прямого взаимодействия в сечения неупругого рассеяния по абсолютной величине небольшой и доминирует только при энергиях более высоких, чем ~ 7 МэВ.

Выводы

1. В работе проведен анализ экспериментальных данных по полным сечениям и сечениям рассеяния нейтронов ядрами ^{51}V , ^{55}Mn , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{89}Y и ^{93}Nb в широкой области энергий, по результатам которого сделан вывод, что согласованных экспериментальных данных достаточно для проведения на их базе теоретического анализа с целью определения набора параметров ОП и исследования механизмов рассеяния быстрых нейтронов.

2. По результатам теоретического анализа экспериментальных данных получены индивидуальные наборы параметров ОП и исследована применимость варианта теоретического подхода, пригодного для описания сечений рассеяния нейтронов нечетными ядрами, в рамках которого показана возможность адекватного описания полных сечений и сечений рассеяния быстрых нейтронов исследуемыми ядрами.

3. Результаты теоретического анализа использованы для исследования механизмов рассеяния нейтронов нечетными ядрами в широкой области энергий. Показано, что компаундный механизм рассеяния дает существенный вклад в сечения упругого рассеяния нейтронов в области энергий до ~ 7 МэВ, а в сечениях неупругого рассеяния компаундный механизм доминирует при энергиях, ниже 6 МэВ. При более высоких энергиях неупругое рассеяние с возбуждением мультиплета исследуемых уровней осуществляется через механизм прямого рассеяния.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Guenther P., Havel D., Smith A., Whalen J.* // Nucl. Sci. and Eng. - 1977. - Vol. 64, No. 3. - P. 733.
2. *Smith A. B., Whalen J. F., Takeuchi K.* // Phys. Rev. C. - 1970. - Vol. 1, No. 2. - P. 581.
3. *Foster D. G., Glasgow D. W.* // Phys. Rev. C. - 1971. - Vol. 3, No. 2. - P. 576.
4. *Abfalterer W. P., Bateman P., Dietrich F. S. et al.* // Phys. Rev. C. - 2001. - Vol. 63, No. 4. - 044608.
5. *Cierjacks S., Forti P., Kopsch D. et al.* // Report KFK - 1000 (Supp. 2), 1969.
6. *Guenther P., Smith D. J., Smith A. B. et al.* // Nucl. Phys. - 1986. - Vol. A448, No. 2. - P. 280.
7. *Finlay R. W., Abfalterer W. P., Fink G. et al.* // Phys. Rev. C. - 1993. - Vol. 47, No. 1. - P. 237.
8. *Budtz—Jørgensen C., Guenther P., Smith A. et al.* // Z. Phys. A. - 1984. - Vol. 319, No. 1. - P. 47.
9. *Poenitz W.P., Whalen J.* // Report ANL - NDM - 80. - 1983; EXFOR 12853.
10. *Smith A. B., Gunther P. T., Whalen J. F.* // Z. Physik. - 1973. - Vol. 264, No. 5. - P. 379.
11. *Holmqvist B., Johansson S. G., Lodin G., Wiedling T.* // Nucl. Phys. - 1970. - Vol. A146, No. 1. - P. 321.
12. *Lawson R. D., Guenther P. T., Smith A. B.* // Nucl. Phys. - 1989. - Vol. A493, No. 2. - P. 267.
13. *Perey F., Kinney W.* // Report ORNL - 4551 (1970).
14. *Schmidt D., Mannhart W., Siebert B. R. L.* // Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technology, Trieste - 97. - Vol. 59, Part 1. - P. 407.
15. *Holmqvist B. and Wiedling T.* // AB Atomenergi, Studsvik, Sweden, Report AE - 366, 1969.
16. *El-Kadi S. M., Nelson S. E., Purser F. O.* // Nucl. Phys. - 1982. - Vol. A390, No. 3. - P. 509.
17. *Smith A. B., Engelbrecht C. A., Reitmann D.* // Phys. Rev. - 1964. - Vol. B135. - P. 76.
18. *Holmqvist B. and Wiedling T.* // AB Atomenergi, Studsvik, Sweden, Report AE - 430 (1971).
19. *Lawson R. D., Guenther P. T., Smith A. B.* // Phys. Rev. C. - 1986. - Vol. 34, No. 5. - P. 1599.
20. *Honoré G. M., Pedroni R. S., Howell C. R. et al.* // Phys. Rev. C. - 1986. - Vol. 34, No. 3. - P. 825.
21. *Smith A. B., Guenther P. T., Lawson R. D.* // Nucl. Phys. - 1986. - Vol. A455, No. 2. - P. 344.
22. *Pedroni R. S., Byrd R. C., Honoré G. M. et al.* // Phys. Rev. C. - 1991. - Vol. 43, No. 5. - P. 2336.
23. *Ferrer J. C., Carlson J. D., Rapaport J.* // Nucl. Phys. - 1977. - Vol. A275, No. 2. - P. 325.
24. *Cabe J., Duchemin B., Adam A.* // Report EANDC(E) - 150, 8 (1972).
25. *Towle J. H.* // Nucl. Phys. - 1968. - Vol. A117, No. 3. - P. 657.
26. *Ramström E.* // Nucl. Phys. - 1979. - Vol. A315, No. 2. - P. 143.
27. *Barrows A. W., Lamb R. C., Velkley D., McEllistrem M. T.* // Nucl. Phys. - 1968. - Vol. A107, No. 1. - P. 153.

28. Глазков Н.П. // Атомная энергия. - 1963. - Т. 15, вып. 6. - С. 416.
29. Correia J. A., Schier W. A., Beghian L. E. et al. // Nucl. Phys. - 1977. - Vol. A287, No. 2. - P. 143.
30. Lamb R. C. and McEllistrem M. T. // Phys. Letters. - 1963. - Vol. 4, No. 4. - P. 211.
31. Kinney W. E., Perey F. G. // Oak. Ridge National Laboratory, Report ORNL - 4908. - 1974.
32. Nishimura K., Okano K., Kikuchi S. // Nucl. Phys. - 1965. - Vol. 70, No. 2. - P. 421.
33. Tucker A. B., Wells J. T., Meyerhot W. E. // Phys. Rev. - 1965. - Vol. B137, No. 5. - P. 1181.
34. Крамаровский Я. М., Немилев Ю. А., Победоносцев Л. А., Ширяев Б. М. // ВАНИТ. Сер. Ядерные константы. - М.: ЦНИИАтоминформ. - 1989. - Вып. 4. - С. 22.
35. Holmgvist B. and Wiedling T. // Arkiv för Fysik. - 1968. - Vol. 35, No. 5. - P. 71.
36. Mellema S., Petler J. S., Finlay R. W. et al. // Phys. Rev. C - 1987. - Vol. 36, No. 2. - P. 577.
37. Towle J. H. // Nucl. Phys. - 1969. - Vol. A131, No. 3. - P. 561.
38. Shafroth S. M., Trehan P. N., Van Patter D. M. // Phys. Rev. - 1963. - Vol. 129, No. 2. - P. 704.
39. БРОНД-2. Библиотека рекомендованных оценённых нейтронных данных // ВАНИТ. Сер. Ядерные константы. - М. - 1991. - Вып. 2, 3.
40. Chadwick M., Young P., Smith D. L. // Lab. LANL, ANL: Eval. ENDF/B-VI (1997).
41. Корж И. О., Скляр М. Т. // 36. науч. праць Ін-ту ядерних досл. - 2005. - № 3 (16). - С. 45.
42. Корж И. О., Скляр М. Т. // УФЖ. - 2002. - Т. 47, № 6. - С. 525.
43. Корж И. О., Скляр М. Т. // 36. науч. праць Ін-ту ядерних досл. - 2004. - № 2 (13). - С. 43.
44. Korzh I. O., Sklyar M. T., Yakovenko T. I. // Ukr. J. Phys. - 2004. - Vol. 49, No. 1. - P. 9.
45. Корж И. А. // Нейтронная физика. - 3. - М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. - С. 136.
46. Perey F. // SPI-GENOA. An Optical Model Search Code: The Niels Bohr Institute. - Computer Program Library. - 1975.
47. Moldauer P. A. // Phys. Rev. - 1964. - Vol. B135, No. 3. - P. 642; Rev. Mod. Phys. - 1964. - Vol. 41, No. 4. - P. 1079.
48. Smith W. R. // Computer Physics Communications. - 1969. - Vol. 1. - P. 181.
49. Zhou Chunwei, Zhou Enchen, Lu Xiane et al. // Nucl. Data Sheets. - 1986. - Vol. 48, No. 1. - P. 111.
50. Zhou Enchen, Huo Junde, Zhou Chunmei et al. // Nucl. Data Sheets. - 1985. - Vol. 44, No. 3. - P. 463.
51. Auble R. L. // Nucl. Data Sheets. - 1979. - Vol. 28, No. 4. - P. 559.
52. Bhat M. R. // Nucl. Data Sheets. - 1993. - Vol. 69, No. 2. - P. 209.
53. Sievers H. // Nucl. Data Sheets. - 1989. - Vol. 58, No. 2. - P. 351.
54. Sievers H. // Nucl. Data Sheets. - 1988. - Vol. 54, No. 1. - P. 99.
55. Hauser W., Feshbach H. // Phys. Rev. - 1952. - Vol. 87, No. 2. - P. 366.
56. Tepel J. M., Hofmann H. M., Weidenmüller H. A. // Phys. Lett. B. - 1974. - Vol. 49, No. 1. - P. 1.
57. Stokstad R. // STATIS. - A Hauser-Feshbach computer code: Yale university. - 1972. - Report No. 52. - P. 35.
58. Avrigeanu V., Glodariu T., Plompen A. J. M. Weigmann H.: Proc. of the Int. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, Tsukuba, Ibaraki, Japan, Oct. 7 - 12, 2001 // J. Nucl. Sci. and Technology. - Vol. 1, Suppl. 2, 2002. - P. 746.
59. Dilg W., Vonach H., Uhl M. // Nucl. Phys. - 1973. - Vol. A127, No. 2. - P. 269.
60. Gilbert A., Cameron A. G. W. // Can. J. Phys. - 1965. - Vol. 43, No. 8. - P. 1446.
61. Arthur E.D. // Nucl. Sci. Eng. - 1980. - Vol. 76, No. 2. - P. 137.
62. Hodgson P. E. // Nuclear Reactions and Nuclear Structure. - Oxford: Clarendon Press, 1971. - 661 p.
63. Burrows T. W. // Nucl. Data Sheets. - 1990. - Vol. 61, No. 1. - P. 1.
64. Wang Gongqing, Zhu Jiabi, Zhang Jingen // Nucl. Data Sheets. - 1987. - Vol. 50, No. 2. - P. 277.
65. King M. M. // Nuclear Data Sheets. - 1990. - Vol. 60, No. 2. - P. 337.
66. Halbert M. L. // Nuclear Data Sheets. - 1979. - Vol. 28. - P. 179.
67. Luksch P. // Nucl. Data Sheets. - 1980. - Vol. 30, No. 4. - P. 573.
68. Müller H. - W. // Nuclear Data Sheets. - 1988. - Vol. 54, No. 1. - P. 1.
69. Kocher D. C. // Nuclear Data Sheets. - 1975. - Vol. 16, No. 1. - P. 55.
70. Bainum D. E., Finlay R. W., Rapaport J. // Nucl. Phys. - 1978. - Vol. A311, No. 3. - P. 492.
71. Yan Yiming, Brient C. E., Finlay R. W. et al. // Nucl. Phys. - 1982. - Vol. A390, No. 3. - P. 449.
72. Raynal J. // Notes on ECIS94. - Centre d'Etudes de Saclay Service de Physique Théorique Laboratoire de la Direction des Sciences de la Matière. - Septembre 1994. ISSN 0429-3460. CEA-N-2772.

FAST NEUTRON SCATTERING MECHANISM RESEARCH FOR MIDDLE ATOMIC WEIGHT ODD NUCLEI

I. A. Korzh, N. T. Sklyar

Applicability of the optical-statistical approach variant based on spherical optical model, method of the coupled channels, model of the excited core and modern variants of statistical model for the description of experimental total cross sections, elastic and inelastic neutron scattering cross sections for nuclei ^{51}V , ^{55}Mn , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{89}Y and ^{93}Nb in energy range 0,2 - 15 MeV was investigated. The results of the adequate description of set of experimental data were used to study in researched energy range the contribution of direct and compound mechanisms to elastic and inelastic fast neutron scattering by investigated nuclei.

ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМІВ РОЗСІЯННЯ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ НЕПАРНИМИ ЯДРАМИ СЕРЕДНЬОЇ АТОМНОЇ ВАГИ

І. О. Корж, М. Т. Скляр

Досліджено застосовність варіанту оптико-статистичного підходу, основу якого становить сферична оптична модель, метод зв'язаних каналів, модель збудженого остова та сучасні варіанти статистичної моделі, до опису експериментальних повних перерізів і перерізів пружного та непружного розсіяння нейтронів ядрами ^{51}V , ^{55}Mn , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{89}Y і ^{93}Nb в області енергій 0,2 - 15 MeV. Результати адекватного опису сукупності експериментальних даних використано для вивчення в досліджуваній області енергій внеску прямого механізму й механізму розсіяння через складене ядро в пружне та непружне розсіяння швидких нейтронів досліджуваними ядрами.