

Р6-2001-223

А.Д.Дуйсебаев<sup>1</sup>, К.А.Кутербеков<sup>1</sup>, И.Н.Кухтина,  
Б.М.Садыков<sup>1</sup>, Л.И.Слюсаренко<sup>2</sup>, В.В.Токаревский<sup>3</sup>,  
С.А.Фаянс<sup>4</sup>

**СТРУКТУРА ЯДЕР <sup>90,94</sup>Zr: СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ  
ДАННЫХ УПРУГОГО, НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
И ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ  $\alpha$ -ЧАСТИЦ**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

<sup>1</sup>Институт ядерной физики Национального ядерного центра  
Республики Казахстан, Алма-Ата

<sup>2</sup>Национальный центр «Институт ядерных исследований», Киев

<sup>3</sup>Государственное специализированное предприятие «Техноцентр»,  
Киев

<sup>4</sup>Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва

# 1. Введение

С помощью рассеяния высокоэнергичных электронов на ядрах извлекается детальная информация о распределении протонной компоненты в ядрах [1]. А при рассеянии  $\alpha$ -частиц, сильно взаимодействующих с ядром, изучается распределение всего вещества в ядре. Сопоставление данных этих экспериментов позволяет исследовать различия в нейтронных и протонных распределениях ядер и их структуру.

Основным источником информации о распределении вещества в нуклеидах и свойствах потенциала ядро-ядерного взаимодействия являются экспериментальные данные квазиупругого рассеяния сложных частиц.

Параметры оптического потенциала (ОП) взаимодействия  $\alpha$ -частиц со средними ядрами при низких и средних энергиях, извлекаемые из анализа угловых распределений дифференциальных сечений (УРДС) упругого рассеяния в рамках оптической модели (ОМ), подвержены неоднозначности и требуют надежных оценок. Совместный анализ УРДС упругого рассеяния и полных сечений реакций позволяет ограничить неоднозначности параметров ОП, поскольку данные по дифференциальным и полным сечениям являются основными ядерными величинами, получаемыми из ОМ. К настоящему времени выполнено мало работ, в которых к анализу в рамках одной модели привлекались одновременно и УРДС рассеяния, и полные сечения реакций. Выбор оптимальных параметров ОП позволяет в дальнейшем извлечь обоснованную информацию о структуре возбужденных состояний исследуемого ядра.

В настоящей работе представлены результаты измерений угловых распределений упруго- и неупругорассеянных  $\alpha$ -частиц с энергиями 40,0 и 50,1 МэВ на  $^{90,94}\text{Zr}$ , проведенных на казахстанском изохронном циклотроне У-150М. Приведены новые данные по полным сечениям реакций при энергиях  $\alpha$ -частиц 96(1) МэВ и  $^3\text{He}$ -ионов 95(1) МэВ на изотопе  $^{90}\text{Zr}$ , полученные на киевском изохронном циклотроне У-240. В рамках единого подхода проведен анализ экспериментальных данных квазиупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергиями 35,4 [2,3], 40,0 [4] и 50,1 [5], 65,0 [6] МэВ на четных изотопах Zr, а также их полных сечений реакций. Данные проанализированы с использованием моделей деформированного потенциала оптической модели по методам связанных каналов, искаженных волн и полумикроскопической фолдинг-модели.

Проведен сравнительный анализ величин параметров деформационных длин  $\delta_2^N, \delta_3^N$  низколежащих состояний исследованных ядер, отношений нейтрон-протонных мультипольных матричных элементов  $M_n/M_p$ , полученных в данной работе и из существующих литературных источников с использованием разных методов. Исследованы фазовые сдвиги для  $2_1^+$ - и  $3_1^-$ - состояний ядер  $^{90,94}\text{Zr}$  в угловых распределениях неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергиями 40,0 и 50,1 МэВ.

## 2. Экспериментальные методы и сечения

На изохронном циклотроне ИЯФ НЯЦ РК измерены УРДС упругого и неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергиями 40,0 и 50,1 МэВ на ядрах  $^{90,94}\text{Zr}$  в угловом диапазоне  $12 \div 75^\circ$  лабораторной системы координат (л.с.к.) с шагом по углу  $0,3 \div 1^\circ$ . Полное энергетическое разрешение системы составило 0,8% от энергии налетающих частиц.

Использовалась система регистрации и идентификации продуктов реакций на основе  $\Delta E-E$ - методики, построенная на базе аппаратуры КАМАК и РС/АТ. Автоматизированная установка включает в себя изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов  $U-150M$ , камеру рассеяния с необходимым оборудованием, ЭВМ с аппаратурой КАМАК для связи с экспериментальной установкой и с программным обеспечением сбора и обработки информации в реальном масштабе времени. Электронная схема  $\Delta E-E$  - методики построена по принципу быстро-медленных совпадений. Сигналы от кремниевых полупроводниковых пролетного ( $\Delta E$ ) и полного ( $E$ ) поглощения детекторов, пройдя усилительные тракты и схему отбора на совпадения по времени, попадают на амплитудно-цифровой преобразователь АЦП-712. Используются электронные модули фирм ORTEC и POLON. Во всем динамическом диапазоне имелась линейность передачи спектрометрических сигналов. Мониторирование пучка осуществлялось цилиндром Фарадея с интегратором тока, сигналы с которого регистрируются счетчиком КАМАК. Вторым монитором служил сцинтилляционный  $\alpha$ -спектрометр на основе кристалла  $\text{CsI(Tl)}$ , расположенный под углом  $30^\circ$  л.с.к.

Полная угловая разрешающая способность  $\alpha$ -спектрометра измерена по методу [7] и составляет  $0,3^\circ$ . В результате выполненных экспериментов отработана методика измерений угловых параметров экспериментальной установки при измерениях на ускорителе; показано,

что систематическая угловая погрешность  $\delta\Theta$ , обусловленная несовпадением оси камеры и пучка налетающих частиц, составляет в среднем  $0,5^\circ$ , что требует специального ее измерения в каждой серии экспериментов.

В качестве мишени применялись самоподдерживающиеся фольги из обогащенных изотопов  $^{90}\text{Zr}$  (95%) и  $^{94}\text{Zr}$  (91,2%) с толщинами 2,13(8) и 2,60(8) мг/см<sup>2</sup>, соответственно.

Погрешности абсолютных значений сечений для упругого канала составили  $3 \div 8\%$ , а неупругого  $7 \div 20\%$ .

Полученные УРДС упругого и неупругого рассеяния с возбуждением коллективных состояний ядер  $^{90}\text{Zr}$ :  $2_1^+$  (2186 кэВ),  $3_1^-$  (2748 кэВ) и  $^{94}\text{Zr}$ :  $2_1^+$  (920 кэВ),  $3_1^-$  (2120 кэВ) для  $\alpha$ -частиц с энергиями 40,0 и 50,1 МэВ на ядрах  $^{90,94}\text{Zr}$  приведены на рис.1 и 2.

Эксперимент по полным сечениям реакций выполнен на киевском изохронном циклотроне У-240 при энергии  $\alpha$ -частиц 96(1) МэВ и энергии  $^3\text{He}$ -частиц — 95(1) МэВ. Полные сечения реакций под действием  $^3,4\text{He}$ -ионов определены методом интегрирования заряда [8]. Установка и методика определения полных сечений реакций описаны в работе [9].

Использованная в экспериментах по полным сечениям реакции мишень  $^{90}\text{Zr}$ , изготовленная методом прессования, имела толщину  $(75 \pm 3,60)$  мг/см<sup>2</sup> и обогащение 96,8%. Мишень характеризуется высокой механической прочностью, но не лишена некоторых недостатков. Пористость мишени составляет 26,5%, неоднородность в районе попадания пучка  $5 \div 7\%$ .

Первоначально эксперименты по определению полных сечений реакций на ядре  $^{90}\text{Zr}$  были выполнены при энергии  $\alpha$ -частиц  $\sim 100$  МэВ [10]. В дальнейшем эксперимент был повторен при энергии 96,0 МэВ. Расхождение между [10] и приведенными в настоящей работе данными связано не только с энергетической зависимостью, но и с усовершенствованием методики измерений и более корректным учетом поправок.

Определяемая в эксперименте величина ослабления пучка в мишени  $q/Q$  связана с полным сечением реакций ( $\sigma_r$ ) следующим соотношением:

$$\sigma_r = \frac{1}{nx} \left( \frac{q_m q_\Phi}{Q Q} \right) - 2\pi \int_{\Theta_2}^{\pi-\Theta_1} \sigma_{el}(\Theta) \sin \Theta d\Theta + \\ + 2\pi \left( \int_0^{\Theta_1} + \int_{\pi-\Theta_1}^{\pi} \right) K \sigma_{aq}(\Theta) \sin \Theta d\Theta, \quad (1)$$

где  $q_m$  — суммарный заряд, пропорциональный числу ядерных столкновений налетающей частицы с ядром мишени за время экспозиции;  $q_f$  — фоновый заряд;  $Q$  — суммарный заряд налетающих частиц за время экспозиции;  $x$  — толщина мишени;  $n$  — число ядер в единице объема вещества мишени;  $\sigma_{el}(\Theta)$  — дифференциальное сечение упругого рассеяния на угол  $\Theta$ ;  $\sigma_{\alpha q}(\Theta)$  — проинтегрированное по энергии дифференциальное сечение выхода заряженных частиц с зарядом  $Z$  на угол  $\Theta$ ;  $K$  — отношение заряда ядра-продукта, не зарегистрированного счетчиками, к заряду налетающей частицы;  $\Theta_1$  — входная апертура камеры рассеяния ( $\Theta_1=6^\circ$ );  $\Theta_2$  — выходная апертура ( $\Theta_2 = 15^\circ$ ).

Полученные экспериментальные данные по полным сечениям реакции на ядре  $^{90}\text{Zr}$  приведены в таблице 1.

Таблица 1. Полные сечения реакций (в мб) взаимодействия частиц  $^{3,4}\text{He}$  с ядром  $^{90}\text{Zr}$

Тип частиц	$\sigma_r$	$\sigma_{el}$	$\sigma_{\alpha q}$	$\sigma_l$
$\alpha$	$1833 \pm 90$	$40 \pm 20$	$130 \pm 70$	$1923 \pm 120$
$^3\text{He}$	$1895 \pm 85$	$45 \pm 10$	$280 \pm 70$	$2130 \pm 110$

Экспериментально определенные "сырые" значения полных сечений  $\sigma_r$  приведены во второй колонке, поправки на упругое рассеяние  $\sigma_{el}$  (регистрируемое в камере рассеяния) и неупругие процессы  $\sigma_{\alpha q}$  (не регистрируемые в камере) приведены в третьей и четвертой колонках, соответственно, в последней колонке даны значения полных сечений реакций  $\sigma_l$  с учетом всех поправок. Ранее полные сечения реакций при энергии  $\alpha$ -частиц 40 МэВ [11] были измерены на мишени  $\text{Zr}^{\text{ест.}}$  с естественным содержанием ( $^{90}\text{Zr}$ —51,46%,  $^{94}\text{Zr}$ —17,40%,  $^{92}\text{Zr}$ —17,11%,  $^{91}\text{Zr}$ —11,23%,  $^{96}\text{Zr}$ —2,8%), для  $^3\text{He}$  экспериментальные данные отсутствуют.

### 3. Теоретические расчеты

#### 3.1 Макроскопическая оптическая модель

Для анализа экспериментальных данных упругого рассеяния использован деформированный потенциал оптической модели в стандартной форме Вудса—Саксона:

$$U_{opt}(r) = -V_R f_R(r) - iW_v F_I(r) + 4ia_I W_s(d/dr) f_I(r) + \\ + 2(\pi/mc)^2(1/r)(d/dr)V_{Ls} f_s(r)(\mathbf{LS}) + V_{coul}(r), \quad (2)$$
$$R_i = r_i A^{1/3}, f_i = (1 + \exp((r - R_i)/a_i))^{-1}, i = R, I, LS.$$

В (2) первые слагаемые — центральная часть вещественного потенциала, второе и третье — потенциалы объемного и поверхностного поглощения, следующее слагаемое — спин-орбитальный член. Последнее слагаемое в (2) берется в виде кулоновского взаимодействия двух заряженных сфер с радиусами  $R_k = r_k A^{1/3}$ , где принимался  $r_k = 1,2$  фм.

На основе потенциала  $U_{opt}(r)$  можно определить полное сечение реакции, используя элементы  $S$ -матрицы:

$$\sigma_R = (\pi/k^2) \sum (2l + 1)(1 - |S_l|^2). \quad (3)$$

В (3) суммирование проводится по всем каналам реакций.

Выражение (2) содержит много (от 9 до 12) параметров, поэтому расчеты  $\sigma_R$  в макроскопической ОМ могут обладать предсказательной силой только в том случае, если параметры ОП определены из анализа соответствующих угловых распределений упругого рассеяния. К настоящему времени выполнено мало измерений, в которых одновременно были бы получены и  $\sigma_R$ , и дифференциальные сечения упругого рассеяния рассматриваемых здесь частиц.

Полные сечения реакций рассчитывались по оптической модели (ОМ) ядра с оптическими параметрами, взятыми из анализа упругого рассеяния при разных энергиях.

При энергии  $\sim 100$  МэВ для системы ( $\alpha$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ), по-видимому, достигается геометрический предел эффективного сечения. Различие

между значениями  $\sigma_r^{OM}$  и  $\sigma_r^T$ , вычисленными в микроскопическом приближении [12], лежит в пределах погрешностей эксперимента. Данные расчета полных сечений реакции [12] представлены в табл. 2.

Таблица 2. Полные сечения реакции взаимодействия (в мб)  $\alpha$ -частицы с  $^{90}\text{Zr}$  [12] при различных энергиях

Энергия, МэВ	40.0	50.1	79.5	99.5	104.0 [13]	118.0	141.7	166.0
$\sigma_R$	1744	1856	1964	1966	2032	1982	1875	1946
	1702					1979		

Расчет выполнен с параметрами ОП - SW +SW. Параметры потенциалов взяты из анализа упругого рассеяния, подгонка параметров не проводилась.

Данные расчета полных сечений реакции ( $^3\text{He}$ ,  $^{90,92}\text{Zr}$ ) представлены в табл. 3.

Таблица 3. Полные сечения реакции взаимодействия (в мб)  $^3\text{He}$  с  $^{90,92}\text{Zr}$  при различных энергиях

Энергия, МэВ	90 [14]	119 [15]	130 [16]	217 [17]
$^{90}\text{Zr}$	2072 2180	2002	2083 2093	1850
$^{92}\text{Zr}$		2049		

Для энергий 90, 119 и 130 МэВ расчет выполнен с параметрами ОП - SW + W<sub>D</sub>, для 217 МэВ с ОП - SW + SW.

### 3.2. Полумикроскопическая оптическая модель

В использованном подходе оптический потенциал  $U(\mathbf{R})$  строится в рамках фолдинг-модели на основе полного МЗУ-эффективного взаимодействия и нуклонных плотностей, рассчитанных в методе функционала матрицы плотности [18]. В первом порядке по эффективным силам потенциал взаимодействия двух сталкивающихся ядер может быть представлен в виде суммы:

$$U(\mathbf{R}) = U^E(\mathbf{R}) + U^D(\mathbf{R}), \quad (4)$$

где  $U^D(\mathbf{R})$  — "прямой" потенциал модели двойной свертки [19]:

$$U^D(\mathbf{R}) = \int \int \rho^{(1)}(\mathbf{r}_1) V^D(\mathbf{s}) \rho^{(2)}(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (5)$$

В выражении (5)  $V^D(\mathbf{s})$  — прямая компонента эффективного взаимодействия ( $\mathbf{s} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 + \mathbf{R}$ ),  $\rho^{(i)}(\mathbf{r}_i)$  — плотности сталкивающихся ядер ( $i=1,2$ ). Подробная схема вычисления "обменного" потенциала  $U^E(\mathbf{R})$  изложена в работе [20]. Основной вклад в нее дают эффекты однонуклонного обмена, которые описываются в формализме матрицы плотности [21]:

$$U^{EX}(\mathbf{R}) = \int \int \rho^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1 + \mathbf{s}) \cdot V_{EX}(\mathbf{s}) \cdot \rho^{(2)}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2 - \mathbf{s}) \exp(ik(\mathbf{R}) \cdot \mathbf{s} / \eta) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (6)$$

где  $V_{EX}(\mathbf{s})$  — обменная часть эффективных нуклон-нуклонных сил;  $\rho^{(i)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  ( $i = 1, 2$ ) — матрицы плотности сталкивающихся ядер с массовыми числами  $A_1$  и  $A_2$  и  $\mathbf{k}(\mathbf{R})$  — локальный импульс относительного движения ядер, определяемый соотношением

$$k^2(\mathbf{R}) = (2m\eta/\hbar^2)[E - U(\mathbf{R}) - V_c(\mathbf{R})]. \quad (7)$$

Здесь

$\eta = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ ,  $\mathbf{s} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 + \mathbf{R}$ ,  $E$  — энергия в системе центра масс и  $V_c(\mathbf{R})$  — кулоновский потенциал. Таким образом, суммарный потенциал вследствие учета эффектов однонуклонного обмена



зависит от энергии. Входными данными для расчета потенциалов являются эффективные нуклон-нуклонные силы, а также протонные и нейтронные плотности сталкивающихся ядер.

Полный оптический потенциал, кроме реальной части, должен включать в себя мнимую часть, ответственную за поглощение налетающей частицы в неупругие каналы. В нашем случае потенциал поглощения строился зависящим от вычисленной реальной части в виде [22]:

$$W(R) = i(N_w U(R) - \alpha_w R dU(R)/dR), \quad (8)$$

где  $U(R)$  — потенциал двойной свертки (4), а  $N_w$  и  $\alpha_w$  — параметры, характеризующие соответственно, объемную и поверхностную части потенциала поглощения. В реальную часть потенциала добавлен поверхностный член, имитирующий вклад динамического поляризационного потенциала [23]. Полный оптический потенциал имеет вид

$$U_i(R) = U(R) - \alpha_v \cdot d(U(R)/dR + i[N_w U(R) - \alpha_w \cdot U(R)/dR], \quad (9)$$

где  $\alpha_v, N_w, \alpha_w$  — варьируемые параметры.

Для расчета сечений неупругого рассеяния формфактор неупругого перехода был взят в виде  $\alpha_L \frac{dU_i(R)}{dR}$  [24].

Таблица 4. Среднеквадратичные радиусы (в фм) распределения плотности нейтронов, протонов и вещества. Приведены также разности  $\Delta r_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$

Ядро	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$	$\Delta r_{np}$
$^4\text{He}$	1.57	1.57	1.57	0.00
$^{90}\text{Zr}$	4.26	4.19	4.23	0.07
$^{94}\text{Zr}$	4.37	4.24	4.31	0.13

Для  $\alpha$ -частиц нуклонные плотности рассчитывались в гауссовом представлении со среднеквадратичным радиусом 1,57 фм [25], а для ядер-мишеней плотности рассчитывались методом функционала матрицы плотности [24]. На рис.3 и в таблице 4 представлены графики распределения плотности нейтронов, протонов и вещества ядер-мишеней и их среднеквадратичные радиусы. Из табл. 4 видно, что разности  $\Delta r_{np}$  среднеквадратичных радиусов нейтронной и протонной компонент для ядра  $^{94}\text{Zr}$  в 1,86 раза превышает соответствующую величину для  $^{90}\text{Zr}$ .

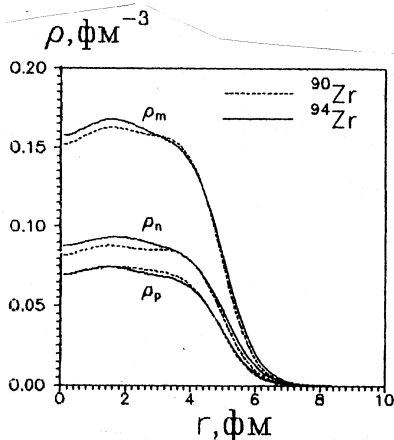


Рис. 1. Распределение плотности нейтронов, протонов и вещества ядер  $^{90,94}\text{Zr}$

#### 4. Комплексный анализ экспериментальных данных и структура четно-четных изотопов циркония

Сначала экспериментальные данные были проанализированы с использованием модели деформированного потенциала оптической модели по программе SPI-GENOA (F.G.Perey // NBI version, 1976) и метода искаженных волн. В качестве стартовых параметров ОП использованы рекомендации, приведенные в работе [26] для  $\alpha$ -частичного рассеяния. Глобальные зависимости параметров ОП, полученные в ней из данных по рассеянию  $\alpha$ -частиц с энергией 80 МэВ и выше на легких и средних ядрах с использованием вудс-саксоновских формфакторов, были экстраполированы нами в область исследуемых энергий. Параметр кулоновского радиуса принимался фиксированным  $r_c = 1,25$  фм.

Оптимальные значения остальных параметров подгонки приведены в таблице 5.

Таблица 5. Параметры макроскопического оптического потенциала

Ядро	$E_\alpha$ , МэВ	$V$ , МэВ	$r_v$ , фм	$a_v$ , фм	$W$ , МэВ	$r_w$ , фм	$a_w$ , фм
$^{90}\text{Zr}$	40	173.5	1.472	0.489	23.04	1.625	0.251
$^{94}\text{Zr}$		148.5	1.102	0.712	26.51	1.264	0.623
$^{90}\text{Zr}$	50.1	145.7	1.245	0.762	14.62	1.570	0.578
$^{94}\text{Zr}$		136.6	1.245	0.796	17.61	1.570	0.617

Последующий анализ УРДС неупругого рассеяния выполнен в рамках метода искаженных волн с формфактором коллективной модели по программе DWUCK4 (P.D.Kunz // Computer program DWUCK4 (неопубл.)). Результаты подгонок теоретических кривых показаны на рис. 1 и 2.

Далее проведен полумикроскопический анализ экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию  $\alpha$ -частиц на ядрах  $^{90,94}\text{Zr}$  при энергиях 35,4, 40,0, 50,1 и 65,0 МэВ [2-6]. Оптимальные значения параметров (табл.6) полумикроскопического анализа достигнуты при одновременном анализе сечений упругого, неупругого рассеяния ( $2_1^+$  и  $3_1^-$ ) и полных сечений реакции, приведены также соответствующие величины деформационных длин.

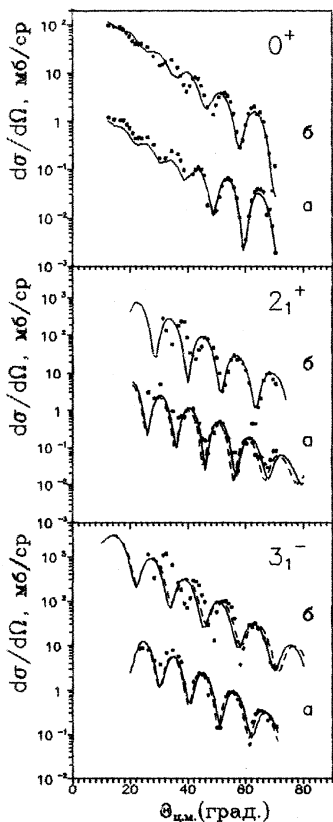


Рис. 2. Угловые распределения упругого и неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах  $^{90,94}\text{Zr}$  при  $E_\alpha=40,0$  МэВ. Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — макроскопический анализ с МИВ (параметры из табл.4), пунктирные кривые — расчеты при  $r_v=1,486$  фм для  $^{90}\text{Zr}$  и  $r_v=1,079$  для  $^{94}\text{Zr}$

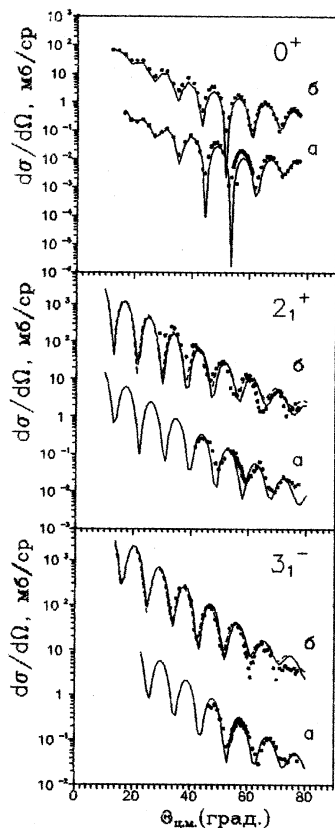


Рис. 3. Угловые распределения упругого и неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах  $^{90,94}\text{Zr}$  при  $E_\alpha=50,1$  МэВ. Обозначения те же, что на рис.2

Таблица 6. Значения параметров полумикроскопического потенциала и величины деформаций

Ядро-мишень	Энергия, МэВ	$\alpha_v$	$N_w$	$\alpha_w$	$\delta_i^N$	
					$2_1^+$	$3_1^-$
$^{90}\text{Zr}$	35.4	-0.04	0.10	0.02	0.404	0.699
	40.0	-0.02	0.13	0.02	0.484	0.939
	50.1	-0.01	0.20	0.01	0.395	0.699
$^{94}\text{Zr}$	35.4	-0.021	0.10	0.010	0.636	0.938
	40.0	-0.02	0.13	0.020	0.754	1.056
	50.1	-0.02	0.13	0.025	0.575	0.848
	65.0	-0.02	0.13	0.045	0.575	1.056

Здесь  $N_w$ ,  $\alpha_v$  и  $\alpha_w$  — параметры, характеризующие объемные и поверхностные части потенциала поглощения;  $\delta_i^N$  — деформационная длина.

На рис. 4–7 представлены результаты подгонок рассчитанных теоретических и экспериментальных дифференциальных сечений. Получено хорошее согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными для упругого рассеяния и неупругих ( $2_1^+$  и  $3_1^-$ ) каналов при слабо изменяющихся параметрах  $N_w$ ,  $\alpha_v$  и  $\alpha_w$  в рассматриваемом диапазоне энергии 35,4÷65,0 МэВ.

В таблице 7 представлены полученные в настоящих расчетах теоретические полные сечения  $\sigma_R$  и величины полных сечений из табл.2, учитывающие их энергетическую зависимость, включая  $\sigma_R$ , определенные на киевском изохронном циклотроне У-240 и в работе [11]. Согласие результатов при сравнении их с учетом погрешностей можно считать удовлетворительным, и это лишний раз подтверждает реалистичность теоретических сечений, вычисляемых с использованием описанного выше полумикроскопического подхода.

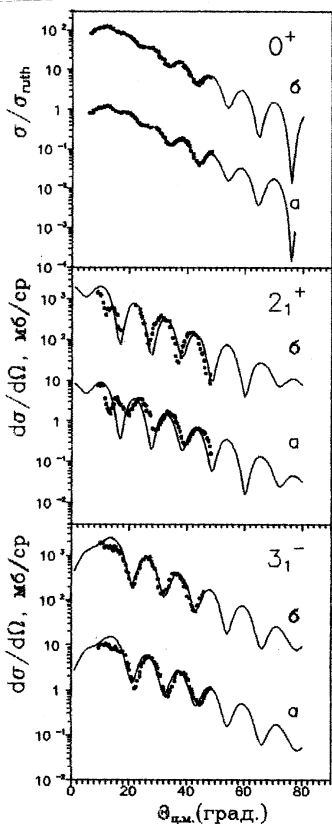


Рис. 4. Угловые распределения упругого и неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах  $^{90,94}\text{Zr}$  при  $E_\alpha=35,4$  МэВ (полумикроскопический анализ).

*a* — теоретические угловые распределения (сплошные кривые) и экспериментальные данные (точки) рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах  $^{90}\text{Zr}$ ;

*b* — теоретические угловые распределения (сплошные кривые) и экспериментальные данные (точки), умноженные на  $10^2$ , рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах  $^{94}\text{Zr}$

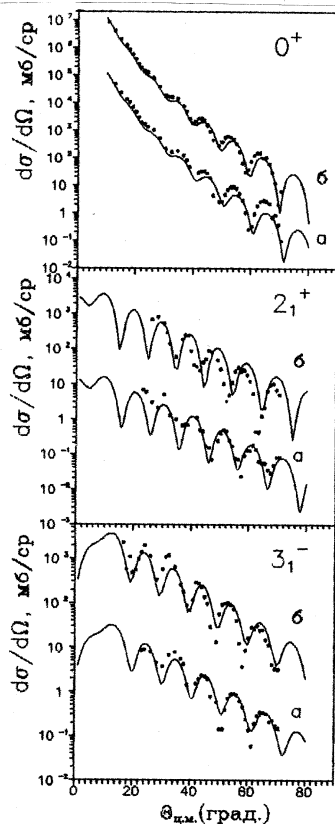


Рис. 5. То же, что на рис.4, при  $E_\alpha=40,0$  МэВ

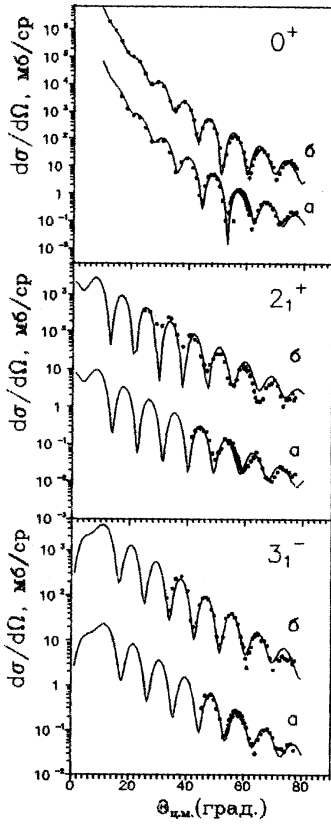


Рис. 6. То же, что на рис.4, при  $E_\alpha=50,1$  МэВ

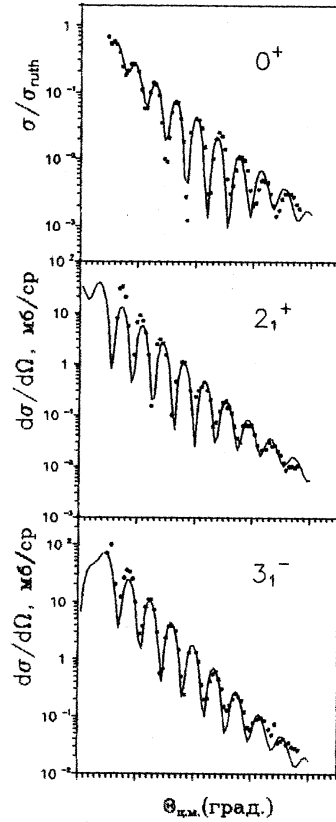


Рис. 7. Угловые распределения упругого и неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах  $^{94}\text{Zr}$ .

Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — полумикроскопический анализ при  $E_\alpha=65$  МэВ

Таблица 7. Полные сечения реакций (в мб) рассеяния  $\alpha$ -частиц на изотопах Zr

Ядро-мишень	Энергия, МэВ	$\sigma_R^a$	$\sigma_R^b$
$^{90}\text{Zr}$	35.4	1693	1744, $1771 \pm 63$ [11] 1856
	40.0	1721	
	50.1	1765	
$^{94}\text{Zr}$	35.4	1684	
	40.0	1801	
	50.1	1923	
	65.0	2084	

<sup>a</sup> Полные сечения, полученные при расчетах с полумикроскопическим потенциалом.

<sup>b</sup> Полные сечения из табл.2 и работы [11] для  $E_\alpha$ , равной 40 и 50,1 МэВ.

В таблице 8 приведены значения параметров деформационных длин  $\delta_2^N, \delta_3^N$  низколежащих состояний исследованных ядер и отношения нейтрон-протонных мультипольных матричных элементов  $M_n/M_p$ , полученные из анализа в данной работе и существующих литературных источников с использованием разных методов. Здесь дана информация для различных типов налетающих частиц ( $\alpha, {}^3\text{He}, p, n, t, {}^6\text{Li}$ ), которые по-разному (более или менее) чувствительны к нейтронным и протонным компонентам деформационных длин и отношений  $M_n/M_p$ . Для  $2_1^+$ - и  $3_1^-$ -состояний ядер  $^{90,94}\text{Zr}$  обе модели (макроскопическая и полумикроскопическая) дают  $B(E2)$ -величины, находящиеся в хорошем согласии с данными, полученными из кулоновского возбуждения [33] и измерением времен жизни [34]. Значения  $M_n/M_p$  для  $2_1^+$ -состояний ядер  $^{92,94,96}\text{Zr}$  в 1,1–3,4 раза больше соответствующих им отношений  $N/Z$ , а для  $2_1^+$ -состояния  $^{90}\text{Zr}$ , наоборот, меньше в 0,60–0,98 раза. Для  $3_1^-$ -состояния ядра  $^{90}\text{Zr}$  отношение  $M_n/M_p$  меньше соответствующего отношения  $N/Z$  в 0,28–0,96 раза.



Таблица 8. Сравнительные данные  $B(EI) \uparrow$ ,  $\delta_i^N$ ,  $M_n/M_p$  и  $N/Z$  величин для  $^{90-96}\text{Zr}$ -изотопов (состояние  $2_1^+$ )

Ядро N/Z	$E_{\text{возб.}}$ , МэВ	$B(EI) \uparrow$ ( $e^2 b^4$ )	$\delta_i^N$ , фм	Частица энергия, МэВ	Метод расчетов	$M_n/M_p$
1	2	3	4	5	6	7
$^{90}\text{Zr}$ 1.25	2.186	$0.063 \pm 0.005^a$	$0.404 \pm 0.020^a$	$(\alpha, 35.4)$	CC, SMA	$0.85 \pm 0.12^a$
		$0.063 \pm 0.005^a$	0.484 <sup>a</sup>	$(\alpha, 40)$	CC, SMA	$1.22 \pm 0.11^a$
		$0.063 \pm 0.005^a$	0.395 <sup>a</sup>	$(\alpha, 50)$	CC, SMA	$0.81 \pm 0.13^a$
		$0.063 \pm 0.005^b$	$0.400 \pm 0.020^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, DOMP	$0.84 \pm 0.12^b$
		$0.063 \pm 0.005^b$	$0.440 \pm 0.022^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, FM	$1.04 \pm 0.13^b$
		$0.063 \pm 0.005^b$	0.396 <sup>b</sup>	$(^6\text{Li}, 70)$	CC, FM	$0.82 \pm 0.12^b$
		$0.062 \pm 0.006^c$	$0.408 \pm 0.016^c$	$(\alpha, 35.4)$	DWBA, CC	$1.22 \pm 0.12^c$
		$0.063 \pm 0.005^e$	0.389 <sup>e</sup>	(t, 20)	DWBA	$0.78 \pm 0.11^e$
		$0.063 \pm 0.005^f$	0.376 <sup>f</sup>	(p, 18.8)	DWBA	$0.72 \pm 0.10^f$
		$0.063 \pm 0.005^g$	0.370 <sup>g</sup>	$(^3\text{He}, 43.7)$	DWBA	$0.70 \pm 0.10^g$
		$0.44 \pm 0.03^h$	(n, 8-24)	CC	$0.85 \pm 0.06^h$	
$^{92}\text{Zr}$ 1.30	0.934	$0.075 \pm 0.010^b$	$0.673 \pm 0.034^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, DOMP	$1.93 \pm 0.24^b$
		$0.080 \pm 0.010^b$	$0.758 \pm 0.038^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, FM	$2.22 \pm 0.26^b$
		$0.083 \pm 0.006^b$	0.557 <sup>b</sup>	$(^6\text{Li}, 70)$	CC, FM	$1.38 \pm 0.19^b$
		$0.069 \pm 0.006^c$	$0.731 \pm 0.016^c$	$(\alpha, 35.4)$	DWBA, CC	$2.91 \pm 0.19^c$
		$0.075 \pm 0.010^e$	0.616 <sup>e</sup>	(t, 20)	DWBA	$1.65 \pm 0.24^e$
		$0.66 \pm 0.03^h$	(n, 8-24)	CC	$1.05 \pm 0.07^h$	
$^{94}\text{Zr}$ 1.35	0.918	$0.058 \pm 0.010^a$	$0.636 \pm 0.032^a$	$(\alpha, 35.4)$	CC, SMA	$2.18 \pm 0.21^a$
		$0.058 \pm 0.010^a$	0.754 <sup>a</sup>	$(\alpha, 40)$	CC, SMA	$2.77 \pm 0.28^a$
		$0.058 \pm 0.010^a$	0.575 <sup>a</sup>	$(\alpha, 50)$	CC, SMA	$1.87 \pm 0.19^a$
		$0.058 \pm 0.010^a$	0.575 <sup>a</sup>	$(\alpha, 65)$	CC, SMA	$1.87 \pm 0.19^a$
		$0.058 \pm 0.010^b$	$0.632 \pm 0.032^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, FM	$2.21 \pm 0.32^b$
		$0.050 \pm 0.005^c$	$0.633 \pm 0.016^c$	$(\alpha, 35.4)$	DWBA, CC	$3.02 \pm 0.22^c$
		$0.058 \pm 0.010^e$	0.451 <sup>e</sup>	(t, 20)	DWBA	$1.45 \pm 0.19^e$
		$0.058 \pm 0.010^f$	0.860 <sup>f</sup>	(p, 18.8)	DWBA	$3.30 \pm 0.46^f$
		$0.058 \pm 0.010^g$	0.557 <sup>g</sup>	$^3\text{He}, 43.7$	DWBA	$1.78 \pm 0.27^g$
			$0.65 \pm 0.05^h$	(n, 8-24)	CC	$1.50 \pm 0.22^h$
$^{96}\text{Zr}$ 1.40	1.751	$0.025 \pm 0.005^b$	$0.589 \pm 0.030^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, DOMP	$3.70 \pm 0.53^b$
		$0.022 \pm 0.005^b$	$0.621 \pm 0.031^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, FM	$4.34 \pm 0.67^b$
		$0.055 \pm 0.022^b$	0.466 <sup>b</sup>	$(^6\text{Li}, 70)$	CC, FM	$1.44 \pm 0.22^b$
		$0.027 \pm 0.006^c$	$0.639 \pm 0.003^c$	$(\alpha, 35.4)$	DWBA, CC	$4.69 \pm 0.64^c$
		$0.027 \pm 0.006^e$	0.341 <sup>e</sup>	(t, 20)	DWBA	$1.55 \pm 0.23^e$

Продолжение таблицы 8 (состояние  $3_1^-$ )

1	2	3	4	5	6	7
$^{90}\text{Zr}$ 1.25	2.748	$0.051 \pm 0.092^a$	$0.699 \pm 0.038^a$	$(\alpha, 35.4)$	CC, SMA	$0.63 \pm 0.06^a$
		$0.051 \pm 0.092^a$	$0.939^a$	$(\alpha, 40)$	CC, SMA	$1.19 \pm 0.11^a$
		$0.051 \pm 0.092^a$	$0.699^a$	$(\alpha, 50)$	CC, SMA	$0.63 \pm 0.11^a$
		$0.051 \pm 0.091^b$	$0.750 \pm 0.038^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, DOMP	$0.75 \pm 0.09^b$
		$0.051 \pm 0.091^b$	$0.947 \pm 0.047^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, FM	$1.31 \pm 0.11^b$
		$0.071^b$	$0.686^b$	$({}^6\text{Li}, 70)$	CC, FM	$0.35 \pm 0.05^b$
		$0.066 \pm 0.007^c$	$0.806 \pm 0.007^c$	$(\alpha, 35.4)$	DWBA, CC	$1.80 \pm 0.31^c$
		$0.051 \pm 0.092^e$	$0.667^c$	$(t, 20)$	DWBA	$0.55 \pm 0.08^c$
	$0.86 \pm 0.05^h$	$(n, 8-24)$	CC	$0.92 \pm 0.13^h$		
$^{92}\text{Zr}$ 1.30	2.340	$0.047 \pm 0.087^b$	$0.831 \pm 0.042^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, DOMP	$1.07 \pm 0.10^b$
		$0.047 \pm 0.087^b$	$1.024 \pm 0.051^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, FM	$1.68 \pm 0.13^b$
		$0.067^b$	$0.742^b$	$({}^6\text{Li}, 70)$	CC, FM	$0.54 \pm 0.08^b$
		$0.056 \pm 0.008^c$	$0.894 \pm 0.005^c$	$(\alpha, 35.4)$	DWBA, CC	$2.17 \pm 0.45^c$
		$0.056 \pm 0.008^e$	$0.784^e$	$(t, 20)$	DWBA	$0.78 \pm 0.12^e$
	$0.88 \pm 0.04^h$	$(n, 8-24)$	CC	$1.20 \pm 0.13^h$		
$^{94}\text{Zr}$ 1.35	2.057	$0.067 \pm 0.012^a$	$0.938 \pm 0.047^a$	$(\alpha, 35.4)$	CC, SMA	$0.99 \pm 0.10^a$
		$0.067 \pm 0.012^a$	$1.056^a$	$(\alpha, 40)$	CC, SMA	$1.24 \pm 0.12^a$
		$0.067 \pm 0.012^a$	$0.848^a$	$(\alpha, 50)$	CC SMA	$1.01 \pm 0.12^a$
		$0.067 \pm 0.012^a$	$1.056^a$	$(\alpha, 65)$	CC, SMA	$1.24 \pm 0.12^a$
		$0.067 \pm 0.107^b$	$0.932 \pm 0.047^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, DOMP	$1.11 \pm 0.11^b$
		$0.067 \pm 0.107^b$	$1.124 \pm 0.056^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, FM	$1.68 \pm 0.13^b$
		$0.079 \pm 0.012^c$	$1.020 \pm 0.006^c$	$(\alpha, 35.4)$	DWBA, CC	$2.36 \pm 0.51^c$
		$0.067 \pm 0.012^e$	$0.846^e$	$(t, 20)$	DWBA	$2.23 \pm 0.33^e$
	$0.94 \pm 0.05^h$	$(n, 8-24)$	CC	$1.59 \pm 0.20^h$		
$^{96}\text{Zr}$ 1.40	1.897	$0.080 \pm 0.160^b$	$1.111 \pm 0.056^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, DOMP	$1.22 \pm 0.11^b$
		$0.060 \pm 0.180^b$	$1.330 \pm 0.067^b$	$(\alpha, 35.4)$	CC, FM	$1.82 \pm 0.12^b$
		$0.104 \pm 0.011^c$	$1.228 \pm 0.011^c$	$(\alpha, 35.4)$	DWBA, CC	$2.67 \pm 0.47^c$
		$0.104 \pm 0.011^e$	$0.908^e$	$(t, 20)$	DWBA	$0.58 \pm 0.09^e$

Примечание.

<sup>a</sup> Настоящая работа; <sup>b</sup> ссылка [3]; <sup>c</sup> ссылка [2]; <sup>e</sup> ссылка [29]; <sup>f</sup> ссылка [30]; <sup>g</sup> ссылка [31]; <sup>h</sup> ссылка [32]. В пятой колонке таблицы 8 приняты следующие обозначения для методов: CC, SMA — метод связанных каналов, полумикроскопический анализ; CC, DOMP — макроскопический метод связанных каналов, деформированный потенциал оптической модели; CC, FM — метод связанных каналов, фолдинг-модель; DWBA — метод искаженных волн; CC — метод связанных каналов.

Для  $3_1^-$ -состояний ядер  $^{90,92,94,96}\text{Zr}$  в работе [2] получены значения величин  $M_n/M_p$ , превосходящие отношения  $N/Z$  в 1,4–1,9 раза, а в остальных работах (таблица 8, включая наши данные)  $M_n/M_p$  меньше  $N/Z$  в 0,4–0,9 раза.

Анализ данных таблицы 8 показывает, что значения параметров деформационных длин  $\delta_2^N, \delta_3^N$ , получаемые из нашего полумикроскопического анализа для  $^{90,94}\text{Zr}$ , сравнимы или на 5–10 % больше соответствующих величин, извлекаемых из экспериментальных данных (других типов налетающих частиц) с использованием деформированного потенциала ОМ по методам связанных каналов и искаженных волн.

В работе [35] приведены величины отношений  $M_n/M_p$  для  $2_1^+$ - и  $3_1^-$ -состояний ядер  $^{90,92,94,96}\text{Zr}$ , полученные микроскопическим описанием (с использованием теории конечных ферми-систем) экспериментальных данных [3]. В работе [35] получено, что нейтронная компонента в  $2_1^+$ - и  $3_1^-$ -состояниях ядер  $^{92,94,96}\text{Zr}$  более деформирована, чем протонная, и отношения  $M_n/M_p$  больше соответствующих  $N/Z$ , а для  $2_1^+$ -состояния  $^{90}\text{Zr}$  протонная компонента более деформирована ( $M_n/M_p=0,874$ ), для  $3_1^-$ -состояния  $^{90}\text{Zr}$  — наоборот ( $M_n/M_p=1,047$ ).

## 5. Фазовые сдвиги в угловых распределениях дифракционного рассеяния $\alpha$ -частиц на изотопах Zr

В работе [26] изучены экспериментальные фазовые сдвиги между осцилляциями УРДС неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергией 50 МэВ на ядрах  $^{90,94}\text{Zr}$ . Новый импульс исследования фазовых сдвигов получили в работах [3, 27]. При анализе данных [2] в работе [27] обнаружены фазовые сдвиги ( $\sim 1^\circ$ ) между расчетными (с использованием модели деформированного оптического потенциала и фолдинг-модели) и экспериментальными сечениями для  $2_1^+$ -состояний ядер  $^{92,96}\text{Zr}$ .

В работах [26, 28] исследованы фазовые сдвиги для  $2_1^+$ - и  $3_1^-$ -состояний ядер  $^{90,94}\text{Zr}$  в угловых распределениях неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергиями 40,0 и 50,1 МэВ. Данные проанализированы с использованием модели деформированного потенциала оптической модели по методу искаженных волн (программа DWUCK4) и связанных каналов (программа ECIS-88: Raynal J. ECIS-88 (неопубл.)). Расчеты с включением  $2_1^+$ - и  $3_1^-$ -состояний дают величины фазовых сдвигов  $0,5^\circ$  для  $^{94}\text{Zr}$ . Хорошее описание УРДС неупругих каналов  $2_1^+$ -

и  $3_1^-$ -состояний для  $^{90,94}\text{Zr}$  при 40,0 МэВ (с "компенсацией" фазового сдвига) достигнуто нами при увеличении радиуса действительной части с  $r_v=1.472$  до  $r_v=1,486$  (рис.1, пунктирная кривая), что составляет  $1 \div 2\%$ . Подчеркнем, что в наших измерениях УРДС получены при хороших угловых параметрах (малый шаг по углу, угловое разрешение, "физический" нуль, воспроизводимость). Влияние их на наличие фазовых сдвигов при энергиях 40,0 и 50,1 МэВ при углах, превышающих  $40^\circ$ , за счет кулоновской интерференции очень мало.

С целью выяснения природы обнаруженных фазовых сдвигов между осцилляциями УРДС неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц, ее энергетической и массовой зависимости, проведен также полумикроскопический анализ (рис.4-7) при энергиях 35,4, 40,0, 50,1 и 65,0 МэВ на ядрах  $^{90,94}\text{Zr}$ . Получено подтверждение существования данного эффекта, качественно слабо зависящего от энергии. С возрастанием массового числа ядра фазовый сдвиг проявляется более заметно.

Другой причиной существования этого эффекта является предположение [3] о различии параметров потенциала входного и выходного каналов. Это справедливо, если распределение плотности возбужденных состояний отличается от соответствующих величин для основного состояния. Расчеты [3] с использованием одинаковых распределений плотности для основного и возбужденных состояний ядер  $^{90-96}\text{Zr}$  с различными величинами диффузности (при согласовании фазовых сдвигов для  $2_1^+$ - и  $3_1^-$ -состояний приводят к изменению диффузности на  $-10\%$  для  $2_1^+$ -состояния  $^{90}\text{Zr}$ , до  $+18\%$  для  $2_1^+$ -состояния  $^{96}\text{Zr}$ .

## Заключение

В настоящей работе впервые приведены результаты измерений УРДС упруго- и неупругорассеянных  $\alpha$ -частиц с энергией 40 МэВ на изотопах  $^{90,94}\text{Zr}$ , проведенных на казахстанском изохронном циклотроне У-150М. Представлены новые экспериментальные данные по полным сечениям реакций при энергиях  $\alpha$ -частиц, равных 96(1) МэВ и  $^3\text{He}$ -ионов — 95(1) МэВ на изотопе  $^{90}\text{Zr}$ , выполненных на киевском изохронном циклотроне У-240. Проведен совместный анализ по ОМ, МИВ и полумикроскопической модели измеренных данных УРДС рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергиями 35,4 [2,3], 40,0 [4], 50,1 [5] и 65,0 [6] МэВ на четных изотопах  $\text{Zr}$ , а также их полных сечений реакций.

Проведен сравнительный анализ величин параметров деформационных длин  $\delta_2^N, \delta_3^N$  низколежащих состояний ядер  $^{90,92,94,96}\text{Zr}$  и отношений нейтрон-протонных мультипольных матричных элементов  $M_n/M_p$ , полученных из анализа в данной работе и существующих литературных источников с использованием разных методов для различных типов налетающих частиц.

При анализе экспериментальных УРДС неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергиями 40,0 и 50,1 МэВ обнаружены фазовые сдвиги между осцилляциями (экспериментальными и расчетными) для  $2_1^+$ - и  $3_1^-$ - состояний ядер  $^{90,94}\text{Zr}$ . Показано, что объяснение эффекта возможно за счет изменения радиуса действительной части ОП на 2%. Эти результаты дополняют данные работы [3] по исследованию фазовых сдвигов при энергии  $\alpha$ -частиц, равной 35,4 МэВ.

Авторы благодарны профессору В.З. Гольдбергу за полезные обсуждения.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), проект 0001-00617.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.M.Bernstein, V.R.Brown, V.A.Madsen, Phys. Lett. **103B**, 255 (1981).  
J.Heisenberg, J.Dawson, T.Milliman *et al.*, Phys. Rev. C **29**, 97 (1984).
2. A.D.Rychel *et al.*, Z. Phys. A **326**, 455 (1987).
3. B.J.Lund *et al.* Phys. Rev. C **51**, 635 (1995).
4. K.A.Kuterbekov, B.M.Sadykov, A.Duysebaev, International Conference on Nuclear Physics "Clustering Phenomena in Nuclear Physics", June 14-17, 2000, St.-Petersburg, Russia. 2000. P. 329.
5. K.A.Kuterbekov, A.B.Yushkov, Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. (in Russian), **53**, 2098 (1989). [Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. **53**, No.11, 35 (1989). R.B.Firestone, Table of Isotopes, Eighth Edition (A. Wiley-Interscience Publication JOHN WILEY & SONS. New York. 1999, Update).

6. C.R.Bingham, M.L.Halbert, A.R.Quinton, Phys. Rev. **180**, 1197 (1980).
7. K.A.Kuterbekov, A.V.Yushkov, Instruments and Experimental Techniques (in Russian), **3**, 35 (1986).
8. K.Bearpark, W.R.Gracham, G.Jones, Nucl. Instr. Meth. **35**, No.2, 235 (1965).
9. O.F.Nemets, L.I.Slyusarenko, V.V.Tokarevsky, Physics of Particles and Nuclei **6**, 827 (1975).
10. L.N.Gorovenko, V.N.Domnikov, L.V.Dybar *et al.*, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. (in Russian) **52**, 919 (1988).
11. G.Igo, B.Wilkins, Phys. Rev. **131**, 1251 (1963).
12. R.M.De Vries, J.C.Peng, Phys. Rev. C **22**, 1055 (1980).
13. G.Hauser, R.Lohken, R.Rebel *et al.*, Nucl. Phys. A **128**, 81 (1969).
14. N.Matsuoka, K.Hatanaka, M.Fujiwara *et al.*, Nucl. Phys. A **373**, 377 (1982).
15. M.Haykutake, I.Kumade, M.Fukada *et al.*, Nucl. Phys. A **333**, 1 (1980).
16. H.Djaloeis, J.-P.Dideler, A.Galonsky, W.Oelert, Nucl. Phys. A **306**, 221 (1978).
17. N.Willis, I.Brissaud, Y.Le Bornec, Nucl. Phys. A **204**, 454 (1973).
18. O.M.Knyazkov, I.N.Kuchtina, S.A.Fayans, Physics of Particles and Nuclei **30**, 870 (1999).
19. G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions (Oxford University Press, New York, 1983).
20. O.M.Knyazkov, I.N.Kuchtina, S.A.Fayans, Physics of Particles and Nuclei **28**, 1061 (1997).
21. A.K.Ghaudhuri, D.N.Basu, B.Sinha, Nucl. Phys. A **439**, 415 (1985).

22. S.A.Fayans, O.M.Knyazkov, I.N.Kuchtina *et al.*, Phys. Lett. B **357**, 509 (1995).
23. Д.Б.Бологов, О.М.Князьков, И.Н.Кухтина, С.А.Фаянс, Ядерная физика **63**, 1631 (2000).
24. I.Tanihata *et al.*, Phys. Lett. B **206**, 592 (1988).
25. M.Nolte, H.Machner, J.Bojowald, Phys. Rev. C **36**, 1312 (1987).
26. К.А.Кутербеков, S.J.Aysina, A.V.Yushkov, International Conference on Nuclear Physics, 40 Meeting on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, 1990, Leningrad (St.-Peterburg), Russia (1990), P.266.
27. G.R.Satchler, Nucl. Phys. C **51**, 635 (1995).
28. К.А.Кутербеков, International Conference on Nuclear Physics "Clustering Phenomena in Nuclear Physics", June 14-17, 2000, St.-Peterburg, Russia (2000), P.328.
29. E.R.Flynn, D.D.Armstrong, J.G.Beery, Phys. Rev. **2**, No.2, 703 (1970).
30. W.S.Gray, R.A.Kenefick, J.J.Kraushaar, Phys. Rev. **142**, No.3, 735 (1966).
31. E.F.Gibson *et al.*, Phys. Rev. **155**, No.4, 1208 (1967).
32. Y.Wang, J.Rapaport, Nucl. Phys. A **517**, 301 (1990).
33. S.Raman *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **36**, 1 (1987).
34. D.J.Horen *et al.*, Phys. Rev. C **48**, 433 (1993).
35. D.J.Horen *et al.*, Nucl. Phys. A **600**, 193 (1996).

---

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 октября 2001 года.

Дуйсебаев А.Д. и др.

P6-2001-223

Структура ядер  $^{90,94}\text{Zr}$ : совместный анализ данных упругого, неупругого рассеяния и полных сечений реакций  $\alpha$ -частиц

Проведен комплексный анализ экспериментальных данных упругого, неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц и полных сечений реакций на ядрах  $^{90,94}\text{Zr}$ . Получены значения деформационных длин и отношений нейтрон-протонных мультипольных матричных элементов для  $2_1^+$ - и  $3_1^+$ -состояний ядер  $^{90,92,94,96}\text{Zr}$  для разных типов налетающих частиц, и проведен их сравнительный анализ. С целью выяснения природы обнаруженных фазовых сдвигов в рамках единого подхода проведен анализ экспериментальных данных неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергиями 35,4; 40,0; 50,1 и 65,0 МэВ на ядрах  $^{90,94}\text{Zr}$ .

Работа выполнена в Лаборатории информационных технологий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

#### Перевод авторов

Duysebaev A.D. et al.

P6-2001-223

The Structure of  $^{90,94}\text{Zr}$  Nuclei: Joint Analysis of Elastic, Inelastic Scattering and Total Reactions Cross-Sections for  $\alpha$ -Particles Data

A complex analysis of experimental data of elastic, inelastic scattering and total reactions cross-sections of  $\alpha$ -particles on  $^{90,94}\text{Zr}$  nuclei is performed. Values of the deformation lengths and neutron-proton multipole matrix elements relations for  $2_1^+$ - and  $3_1^+$ -states of  $^{90,92,94,96}\text{Zr}$  nuclei for different types of particles are obtained. A comparative analysis is made. Experimental data for inelastic scattering of 35.4, 40.0, 50.1 and 65.0 MeV  $\alpha$ -particles on  $^{90,94}\text{Zr}$  nuclei are analysed for understanding the phase shifts in frames of the unified approach.

The investigation has been performed at the Laboratory of Information Technologies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001



Редактор М.И.Зарубина. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 20.11.2001

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,88

Тираж 310. Заказ 52961. Цена 1 р. 88 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области