

Эволюция нейтронной одночастичной структуры нейтронно-избыточных изотонов с $N = 28$ в дисперсионной оптической модели

О. В. Беспалова^a

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

Статья поступила 11.04.2018, принята к публикации 24.04.2018.

Выполнен расчет эволюции одночастичных характеристик изотонов с $N = 28$ при приближении к нейтронной границе стабильности в дисперсионной оптической модели. Согласно расчету частично-дырочная щель $N = 28$ резко уменьшается с увеличением нейтронного избытка так, что на границе нейтронной стабильности состояния $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$ становятся практически вырожденными с вероятностью заполнения, близкой к 0.5. Вырождение этих состояний является одной из причин деформации нейтронно-избыточных изотонов с $N = 28$ благодаря эффекту Яна–Теллера.

Ключевые слова: дисперсионная оптическая модель, одночастичные характеристики ядер, нейтронная граница стабильности.

УДК: 539.142.2, 539.143.5, 539.171.016. PACS: 21.60.Cs, 21.10.Pc, 21.10.Gv.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование структуры ядер, удаленных от долины β -стабильности, — один из наиболее интригующих вопросов современной ядерной физики. Оказалось, что оболочечная структура таких ядер существенно эволюционирует. Наиболее ярко эволюция проявляется в исчезновении традиционных и возникновении новых магических чисел. Значительную роль в эволюции играют тензорные силы, деформация, зависимость спин-орбитального взаимодействия от плотности ядра. В изотопах с $N = 28$ эволюция оболочечной структуры проявляет себя достаточно ярко. Так, экспериментальные результаты об энергии возбуждения первого уровня 2^+ в ^{42}Si свидетельствуют о существенных возбуждениях через частично-дырочную щель и ослаблении классического магического числа $N = 28$. Согласно расчетам в рамках нерелятивистской и релятивистской версий оболочечной модели [1–6] при уменьшении Z энергетическая щель между нейтронными состояниями $1f_{7/2}$, и $2p_{3/2}$ существенно уменьшается. Уменьшение сопровождается усилением коллективности и возникновением деформации, в том числе и за счет эффекта Яна–Теллера [7, 8]. Деформация изотонов с $N = 28$ поддерживается тензорными силами [9, 10].

В настоящей работе прослеживается эволюция структуры изотонов с $N = 28$ в дисперсионной оптической модели (ДОМ), развитой в работах Махо и соавторов ([11] и ссылки в ней). В этой модели связь одночастичного движения с более сложными конфигурациями учитывается дисперсионной составляющей дисперсионного оптического потенциала (ДОП), которая приводит к увеличению концентрации одночастичных уровней вблизи энергии Ферми E_F по сравнению с расчетами в хартри-фоковском приближении. Модель [11] и ее более поздние версии успешно применяются для описания и предсказания сечений рассеяния нуклонов ядрами и одночастичных характеристик ядер как стабильных, так и удаленных от долины β -стабильности [12–14]. В настоящей работе для исследования одночастичной структуры изотонов с $N = 28$ и предпосылок для возникновения

деформации в качестве приближения используется сферическая версия ДОМ. В частности, прослеживается эволюция частично-дырочной щели G , вероятностей заполнения N_{nlj} , среднеквадратичных радиусов R_{nlj}^{rms} и спектроскопических факторов S_{nlj} одночастичных состояний вблизи E_F в четно-четных изотопах $N = 28$, начиная от нейтронно-дефицитного ядра ^{58}Zn и до ядра ^{40}Mg на границе нейтронной стабильности и далее за ней.

1. ОСНОВЫ МОДЕЛИ И ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ПОТЕНЦИАЛА

Детальное описание ДОМ дано в [11]. Кратко основы модели, используемой в настоящей работе, представлены в [14]. Основное отличие дисперсионной оптической модели от традиционной — наличие дисперсионной составляющей $\Delta V(r, E)$ в действительной части $V(r, E)$ ДОП:

$$\begin{aligned} V(r, E) &= V_{\text{HF}}(r, E) + \Delta V(r, E) = \\ &= V_{\text{HF}}(E)f(r, r_{\text{HF}}, a_{\text{HF}}) + \Delta V_s(E)f(r, r_s, a_s) - \\ &\quad - 4a_d \Delta V_d(E) \frac{d}{dr} f(r, r_d, a_d), \end{aligned}$$

где $f(r, r_i, a_i)$ — функция Вудса–Саксона. Индексы HF, s, d относятся соответственно к составляющей хартри-фоковского типа, объемной и поверхностной составляющим ДОП. В отличие от $V_{\text{HF}}(r, E)$ дисперсионная составляющая $\Delta V(r, E)$ резко зависит от энергии вблизи E_F и определяется из дисперсионного соотношения, связывающего действительную и мнимую части ДОП:

$$\begin{aligned} \Delta V(r, E) &= \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(r, E') \times \\ &\quad \times \left(\frac{1}{(E' - E)} - \frac{1}{(E' - E_F)} \right) dE'. \end{aligned}$$

Дисперсионная составляющая эффективно учитывает корреляции, которые испытывает нуклон в ядре, как распределенные по объему, так и сконцентрированные на поверхности, и приводит к уменьшению частично-дырочной щели G в немагических ядрах по сравнению

^a E-mail: besp@sinp.msu.ru

с магическими. Энергия Ферми E_F для нейтронов определялась по данным [15, 16] об энергиях отделения S_n нейтрона от ядра (N, Z) и $(N + 1, Z)$:

$$E_F = -1/2(S_n(N, Z) + S_n(N + 1, Z)).$$

В настоящей работе мнимая часть ДОП предполагалась симметричной относительно энергии E_F и была параметризована следующими выражениями для поверхностной W_d и объемной W_s частей:

$$W_s(E) = w_1 \frac{(E - E_p)^2}{(E - E_p)^2 + w_2^2},$$

$$W_d(E) = d_1 \frac{(E - E_p)^2 \exp[-d_2(E - E_p)]}{(E - E_p)^2 + (d_3)^2}.$$

Мнимая часть ДОП отражает индивидуальные свойства ядра. В соответствии с оболочечным эффектом интервал энергий $|E_F - E_p|$ вблизи E_F , в котором мнимая часть $W = 0$, в магическом ядре больше, чем в соседних ядрах. Для оценки величины этого интервала мы использовали выражение [17]:

$$|E_F - E_p| = 0.8 \left[\frac{\Delta S_n}{2} + \min(\Delta S_n, \Delta S_p) \right],$$

где

$$\Delta S_i = (S_i(N, Z) - S_i(N + 1, Z)), \quad i = n, p.$$

Энергетическая зависимость составляющей хартри-фоковской типа определялась выражением

$$V_{\text{HF}}(E) = V_{\text{HF}}(E_F) \exp \left[\frac{-\gamma(E - E_F)}{V_{\text{HF}}(E_F)} \right].$$

Параметр $V_{\text{HF}}(E_F)$ находился из условия согласия суммарного числа нейтронов $N_n = \sum (2j + 1) N_{nlj}$ с числом $N = 28$ с точностью не хуже, чем 0.1 нейтрона. Для этого вероятность заполнения N_{nlj} одночастичных орбит вычислялась по формуле теории БКШ

$$N_{nlj} = 1/2 \cdot \left(1 - \frac{(E_{nlj} - E_F)}{\sqrt{(E_{nlj} - E_F)^2 + (\Delta)^2}} \right) \quad (1)$$

с эмпирическим значением параметра щели спаривания Δ :

$$\Delta = -1/4 \{S_n(N + 1, Z) - 2S_n(N, Z) + S_n(N - 1, Z)\}.$$

В качестве энергии E_{nlj} брались значения, вычисленные при решении уравнения Шредингера с действительной частью ДОП $V(r, E_{nlj})$:

$$\left[\frac{-\nabla^2}{2m} + V(r, E_{nlj}) \right] \Phi_{nlj}(r) = E_{nlj} \Phi_{nlj}(r). \quad (2)$$

Радиальная часть $u_{nlj}(r)$ полной волновой функции $\Phi_{nlj}(r)$ была скорректирована с целью учета эффекта нелокальности:

$$\bar{u}_{nlj}(r) = C_{nlj} (m_{\text{HF}}^*(r, E)/m)^{1/2} u_{nlj}(r),$$

где отношение хартри-фоковской эффективной массы нуклона m_{HF}^* к его полной массе m определяется выражением

$$m_{\text{HF}}^*(r, E)/m = 1 - \frac{d}{dE} V_{\text{HF}}(r, E).$$

Коэффициент C_{nlj} находился при нормировке $\bar{u}_{nlj}(r)$ на единицу. Среднеквадратичные радиусы R_{nlj}^{rms} и спектроскопические факторы S_{nlj} нейтронных состояний вычислялись по формулам

$$R_{nlj}^{rms} = \left[\int_0^\infty \bar{u}_{nlj}^2(r) r^2 dr \right]^{1/2}, \quad (3)$$

$$S_{nlj} = \int_0^\infty \bar{u}_{nlj}^2(r) [m/\bar{m}(r, E_{nlj})] dr, \quad (4)$$

где отношение энергетически зависимой E -массы \bar{m} нуклона к его полной массе m определяется соотношением

$$\bar{m}(r, E)/m = 1 - [m/m_{\text{HF}}^*(r, E)] \frac{d}{dE} V(r, E).$$

В настоящей работе параметры мнимой и спин-орбитальной частей ДОП были зафиксированы в соответствии с глобальными параметрами традиционного (недисперсионного) оптического потенциала [18].

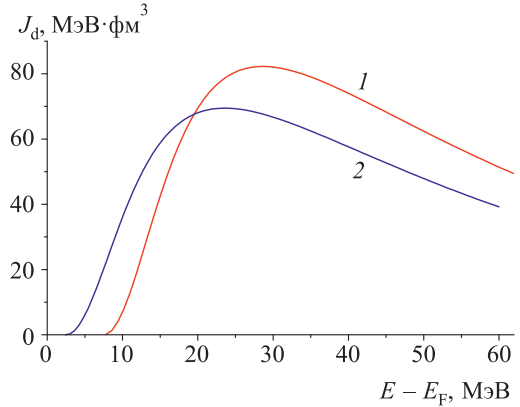


Рис. 1. Объемный интеграл $J_d(E)$ от поверхностной составляющей мнимой части ДОП ядер ^{48}Ca (красная линия) и ^{42}Si (синяя линия)

Табл. 1. Параметры составляющей ДОП хартри-фоковской типа, энергии E_F и E_p

Ядро	$V_{\text{HF}}(E_F)$, МэВ	r_{HF} , фм	a_{HF} , фм	$-E_F$, МэВ	$-E_p$, МэВ
^{36}O	38.5	1.181	0.672	-3.0	-3.0
^{38}Ne	42.9	1.183	0.672	-1.3	-1.3
^{40}Mg	45.	1.185	0.672	0.09	0.09
^{42}Si	49.2	1.187	0.672	2.58	0.06
^{44}S	50.2	1.189	0.671	3.97	1.31
^{46}Ar	52.0	1.191	0.671	5.79	0.41
^{48}Ca	46.6	1.285	0.537	7.55	0.0
^{50}Ti	50.3	1.240	0.600	8.60	3.50
^{52}Cr	51.2	1.240	0.600	9.99	5.20
^{54}Fe	52.3	1.240	0.600	11.3	6.68
^{56}Ni	51.0	1.282	0.535	13.4	5.78
^{58}Zn	59.4	1.199	0.699	15.4	10.8
^{60}Ge	60.3	1.200	0.669	16.8	11.8

На рис. 1 показан объемный интеграл $J_d(E)$ от поверхностной составляющей мнимой части ДОП ядер ^{48}Ca и ^{42}Si . В области энергии вблизи энергии E_F поверхностное поглощение в ^{42}Si существенно больше, чем в ^{48}Ca , из-за меньшего интервала нулевых значений мнимой части W . При $|E - E_F| > 20$ МэВ, наоборот, поглощение в ^{48}Ca больше, чем в нейтронно-перегруженном ядре ^{42}Si , как следствие глобальной зависимости [18] поверхностного поглощения от $(N - Z)/A$.

В табл. 1 даны параметры хартри-фоковской составляющей ДОП, а также энергия E_F и параметр E_p . Для параметров r_{HF} , a_{HF} были выбраны значения, лежащие в интервале $r_s \leq r_{\text{HF}} \leq r_d$, $a_d \leq a_{\text{HF}} \leq a_s$, где $r_{s,d}$ и $a_{s,d}$ взяты из [18]. Для дважды магических ядер ^{48}Ca и ^{56}Ni были выбраны меньшие значения диффузности a_{HF} по сравнению с соседними изотонами. Параметр $\gamma = 0.4$ был зафиксирован для всех исследуемых ядер.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Ссылки на экспериментальные данные [14, 17, 19–21], с которыми в настоящей работе сравниваются результаты расчета, даны в табл. 2.

Табл. 2. Экспериментальные данные, использованные в настоящей работе

Ядро	Данные	Ссылка
^{48}Ca	$\sigma_{el}(\vartheta)$, $E = 7.97$ МэВ $E = 11.9, 16.8$ МэВ	[19] [17]
^{42}Si	E_{nlj}	[14]
$^{48}\text{Ca}, ^{50}\text{Ti}, ^{52}\text{Cr}, ^{54}\text{Fe}$	E_{nlj}, N_{nlj}	[20]
^{56}Ni	E_{nlj}	[21]

Параметры ДОП, определенные в настоящей работе, были использованы для расчета дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов на ^{48}Ca . Сравнение с экспериментальными данными показано на рис. 2.

Эволюция расчетных нейтронных одночастичных энергий E_{nlj} (2) изотонов с $N = 28$ представлена на рис. 3. Для состояний вблизи E_F достигнуто описание имеющихся экспериментальных данных [14, 20, 21] в пределах, близких к их погрешности, за исключением уровней $1d_{3/2}$ и $2s_{1/2}$, расчетные значения для которых несколько занижены по сравнению с данными [20].

Согласно расчету с глобальными параметрами мнимой части ДОП [18] частично-дырочная щель G между уровнями $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ в изотонах с $N = 28$ резко уменьшается при уменьшении Z вплоть до полного исчезновения на границе нейтронной стабильности при $Z = 12$, так что состояния $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$ становятся вырожденными. Уменьшение щели G согласуется с экспериментальными данными об энергии возбуждения $E(2_1^+) = 770$ кэВ в ^{42}Si , свидетельствующими о существенных возбуждениях через щель $N = 28$. Вырождение состояний может приводить к деформации в результате эффекта Яна–Теллера [7, 8], заключающегося в неустойчивости системы с вырожденными

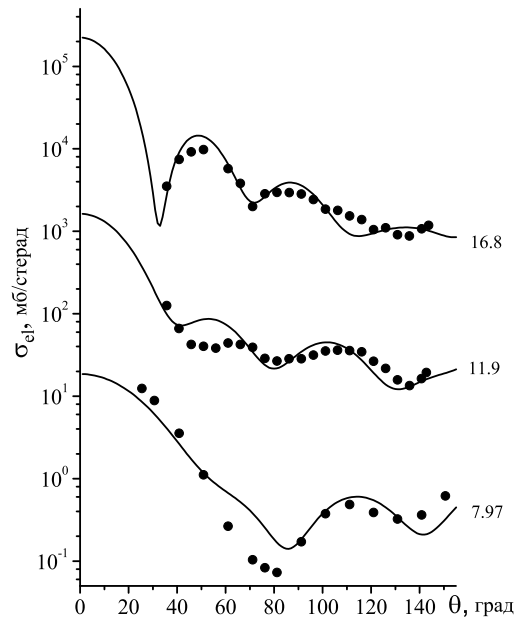


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов ядрами ^{48}Ca при энергии $E = 7.97$ МэВ ($/100$), 11.9 МэВ, 16.8 МэВ ($\times 100$)

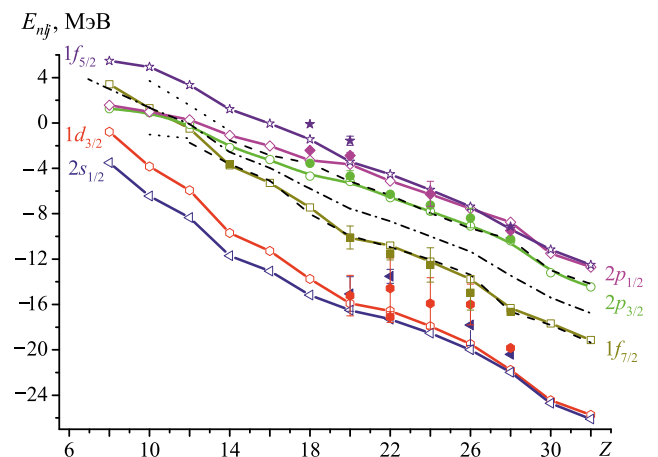


Рис. 3. Эволюция нейтронных одночастичных энергий изотонов с $N = 28$. Темные значки — экспериментальные данные (см. табл. 2), светлые значки, соединенные линиями — расчет с ДОП. Штриховые и пунктирные линии — энергии отделения нейтрона S_n от ядер ($N = 28, Z$), ($N = 29, Z$) с четным Z по данным [15] и [16] соответственно, штрих-пунктирная линия — энергия E_F

состояниями по отношению к деформациям, понижающим ее симметрию. В [10] показана роль механизма Яна–Теллера, поддерживаемого тензорным взаимодействием, в возникновении сплюснутой формы ^{42}Si .

В ДОМ нет явного учета тензорных сил. Однако их влияние на ширину G частично-дырочной щели может быть в ряде случаев эффективно учтено параметром E_p , отвечающим за величину интервала нулевых значений мнимой части W вблизи энергии E_F . Согласно расчету с ДОП уменьшение щели G в изотонах с $N = 28$ происходит за счет взаимного сближения как уровня $1f_{7/2}$, так и уровней $2p$. При этом уровень $1f_{5/2}$ к энергии E_F не приближается, формируя новую щель $N = 34$ вместо щели $N = 28$. При дальнейшем уменьшении Z за пределы границы нейтронной стабильности уровни $2p$ лежат ниже

уровня $1f_{7/2}$. При изменении Z от 20 до 14 расчетная щель G в изотопах с $N = 28$ уменьшилась на 3.4 МэВ, что находится в согласии с уменьшением разности $\Delta S_n = S_n(N = 28, Z) - S_n(N = 29, Z)$, по данным [15], составляющим 2.7 МэВ. При этом вклад дисперсионной составляющей в уменьшение щели G при переходе от ^{48}Ca к ^{42}Si вырос на $\approx 10\%$. Это результат уменьшения энергетического интервала нулевых значений поглощения в ^{42}Si по сравнению с ^{48}Ca . Полученное уменьшение G заметно больше, чем оценка 1 МэВ по экспериментальным данным [22] (330 кэВ на пару удаленных протонов при переходе от ^{49}Ca к ^{47}Ar), соответствующая равномерному уменьшению щели при уменьшении Z ядра, а также больше, чем результаты расчетов по оболочечной модели [4, 23]. Такое расхождение свидетельствует в пользу немоногоного характера уменьшения щели $N = 28$. В частности, при переходе от $Z = 14$ к $Z = 12$ щель $N = 28$ уменьшилась более, чем на 1 МэВ, согласно расчету с ДОП.

Такая эволюция одночастичного спектра сопровождается увеличением вероятности заполнения N_{nlj} (1) состояний $2p$ и уменьшением — состояний $1f_{7/2}$ (рис. 4). Уменьшения щели G (рис. 5, б) и разрыва $\Delta N_{nlj}(1f_{7/2} - 2p_{3/2})$ между значениями N_{nlj} состояний $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ (рис. 5, в) находятся в соответствии с уменьшением энергии возбуждения $E_{2^+}^*$ первого уровня 2^+ (рис. 5, а) при $Z < 20$. Экспериментальным максимумам энергии $E_{2^+}^*$ при магических числах $Z = 20$ и 28 соответствуют максимумы щели G , которые достигаются за счет большего интервала нулевых значений мнимой части ДОП вблизи E_F по сравнению с соседними изотопами.

На рис. 6 приведены расчетные среднеквадратичные радиусы R_{nlj}^{rms} (3) орбит вблизи энергии E_F изотонов с $N = 28$. С уменьшением Z среднеквадратичный радиус R_{nlj}^{rms} орбит $2p$ возрастает, причем при $Z < 14$ — резко. Так, у ядра ^{40}Mg , расположенного на границе нейтронной стабильности, радиус $R_{nlj}^{rms} = 8.2$ фм состояния $2p_{3/2}$, связанного с $E_{nlj} = -0.24$ МэВ, в 1.5 раза больше, чем $R_{nlj}^{rms} = 5.4$ фм у соседнего ^{42}Si . Согласно результатам расчета N_{nlj} (1) в этом состоянии находятся 2 нейтрона. Это приводит к более протяженному поверхностному слою ядра, увеличивая вероятность вибраций и связь с ними одночастичного движения, а также к уменьшению спин-орбитального взаимодействия, зависящего от радиуса как производная от функции Вудса—Саксона.

Экспериментальные данные [22, 24] свидетельствуют о более сильном ослаблении спин-орбитального расщепления $2p$ -состояний по сравнению с $1f$ -состояниями при переходе от изотопа ^{49}Ca $N = 29$ к ^{47}Ar , и от изотопа ^{37}S с $N = 21$ к ^{35}Si . Этот эффект можно объяснить действием тензорных сил и зависимостью спин-орбитального взаимодействия от плотности. В настоящем расчете использованные глобальные параметры спин-орбитального взаимодействия не отслеживают его зависимость от плотности, а также нет явного учета тензорного взаимодействия. Тем не менее, при переходе от ядер Ni к ядрам Ne расчетное расщепление $2p$ -состояний уменьшилось на 96%, в то время как $1f$ -состояний — на 47% для изотонов с $N = 28$ (см. рис. 7). Резкое уменьшение

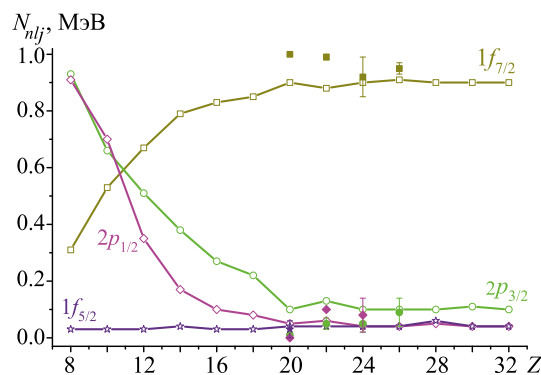


Рис. 4. Вероятности заполнения N_{nlj} (1) нейтронных состояний вблизи энергии E_F изотонов с $N = 28$. Темные значки — экспериментальные данные, светлые значки, соединенные линиями — расчет с ДОП

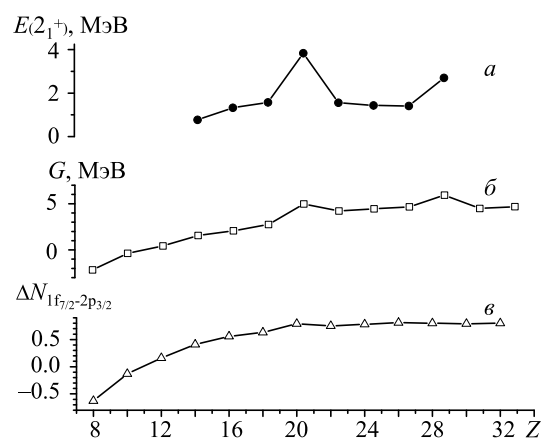


Рис. 5. Экспериментальные энергии возбуждения $E(2_1^+)$ (а), частично-дырочная щель G (б), разрыв $\Delta N_{nlj}(1f_{7/2} - 2p_{3/2}) = N_{nlj}(1f_{7/2}) - N_{nlj}(2p_{3/2})$ между вероятностями заполнения состояний $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ (в)

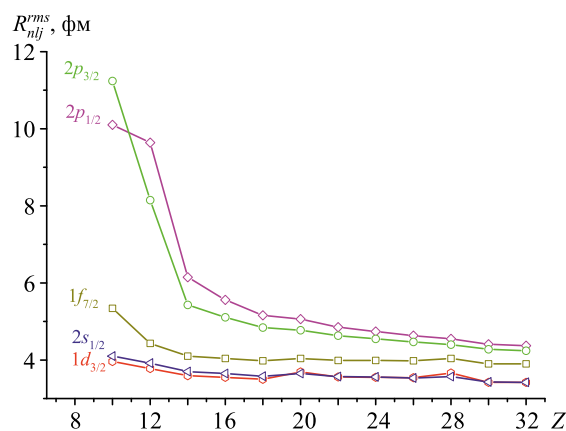


Рис. 6. Среднеквадратичные радиусы R_{rms} (3) нейтронных состояний вблизи энергии E_F в изотопах с $N = 28$

$2p$ -расщепления начинается с $Z = 14$. Таким образом, расчеты в модели среднего поля с ДОП с глобальными параметрами мнимого потенциала [18] указывают на тенденцию к более быстрому уменьшению спин-орбитального расщепления $2p$ -состояний по сравнению с расщеплением $1f$ -состояний. Однако эта тенденция наиболее выражена в ядрах, более близких к границе нейтронной стабильности, чем исследованные экспериментально в [22, 24]. Расчет показал также, что заполнение протонных подоболочек оказывает существенное влияние на спин-орбитальное расщепление

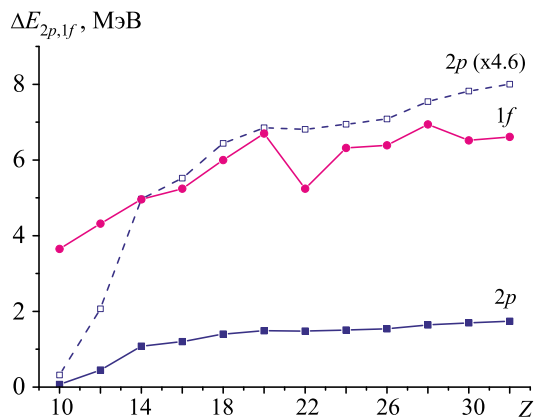


Рис. 7. Расщепление $\Delta E_{2p,1f}$ спин-орбитальных партнеров $2p_{3/2} - 2p_{1/2}$ и $1f_{7/2} - 1f_{5/2}$ в изотонах с $N = 28$. Темные значки, соединенные линиями — расчет с ДОП, светлые значки — расщепление $2p_{3/2} - 2p_{1/2}$, умноженное на коэффициент 4.6

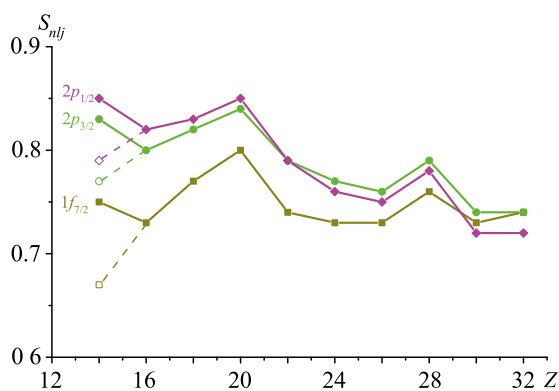


Рис. 8. Спектроскопические факторы S_{nlj} (4) нейтронных состояний вблизи энергии E_F изотонов с $N = 28$, вычисленные с глобальными параметрами мнимого потенциала [18] (темные значки, соединенные сплошными линиями) и с параметрами поверхностного поглощения [18] для ^{28}Si (светлые значки, соединенные штриховыми линиями)

уровней $1f$ в изотопах с $N = 28$ вблизи $Z = 20$. Оно приводит к изменению щели G при $Z = 20$, заглубляя уровень $1f_{7/2}$, расположенный ниже E_F , по отношению к уровню $1f_{5/2}$, расположенному выше E_F . Такое изменение щели G является результатом расширения интервала нулевых значений мнимой части вблизи E_F .

Спектроскопические факторы S_{nlj} (4) нейтронных состояний $1f_{7/2}$ и $2p$ изотонов с $N = 28$ показаны на рис. 8. Зависимость глобальных параметров [18] мнимой части ДОП от нейтронного избытка приводит к увеличению S_{nlj} состояний $1f_{7/2}$ и $2p$ с уменьшением Z . На фоне плавного увеличения выделяются пики, соответствующие дважды магическим ядрам ^{48}Ca и ^{56}Ni . Изотону ^{42}Si с подоболочкой $Z = 14$, близкой к замкнутой, также соответствует рост S_{nlj} . В [17] получены данные, свидетельствующие, что для ядер с $Z < N$ зависимость поверхностного поглощения W_d от нейтрон-протонной асимметрии $(N - Z)/A$ для нейтронов более слабая, чем для протонов в отличие от глобальных параметров [18]. С целью оценки влияния зависимости W_d от $(N - Z)/A$ на спектроскопические факторы S_{nlj} был выполнен модельный расчет для ^{42}Si с параметрами W_d [18], соответствующими ^{28}Si с $N = Z = 14$. В результате значения S_{nlj} состояний $1f_{7/2}$ и $2p$ существенно уменьшились (рис. 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследована эволюция нейтронных одночастичных характеристик изотонов с $N = 28$ при приближении к границе нейтронной стабильности в дисперсионной оптической модели. Среди результатов можно выделить следующее. Энергетическая частично-дырочная щель $N = 28$ резко уменьшается при приближении к границе нейтронной стабильности. Этот результат согласуется с имеющимися экспериментальными данными и результатами ряда расчетов в модели среднего поля и в оболочечной модели. При уменьшении Z нейтронные уровни $2p$ приближаются к $1f_{7/2}$, при этом вероятность заполнения N_{nlj} состояний $2p$ растет, а состояния $1f_{7/2}$ уменьшается. Вблизи границы нейтронной стабильности эти состояния становятся практически вырожденными с вероятностями N_{nlj} , близкими к 0.5. Вырождение состояний $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ и $1f_{7/2}$ является одной из причин деформации нейтронно-избыточных изотонов с $N = 28$ за счет эффекта Яна–Теллера.

Щель $N = 28$ уменьшается неравномерно. Особенно сильно она уменьшается при переходе от ядра ^{42}Si к ядру ^{40}Mg , расположенного на границе нейтронной стабильности. В ^{40}Mg расчетный среднеквадратичный радиус R_{rms} орбиты $2p_{3/2}$ больше примерно в 1.5 раза радиуса соседней орбиты $1f_{7/2}$. Вследствие этого разумно ожидать более протяженную поверхность изотонов с $N = 28$ вблизи границы нейтронной стабильности.

Расчетное расщепление ΔE_{2p} спин-орбитальных партнеров $2p_{3/2} - 2p_{1/2}$ резко уменьшается при приближении к границе нейтронной стабильности по сравнению с расщеплением $1f_{7/2} - 1f_{5/2}$. Вдали от этой границы на $1f$ -расщепление существенное влияние оказывает дважды магическая природа ядер ^{48}Ca и ^{56}Ni . Замыкание протонных оболочек $Z = 20, 28$ сопровождается увеличением интервала нулевых значений мнимой части нейтронного ДОП вблизи E_F , что расширяет частично-дырочную щель и приводит к увеличению расщепления спин-орбитальных партнеров $1f_{7/2}$ и $1f_{5/2}$.

Эволюция расчетных значений спектроскопических факторов состояний вблизи энергии E_F ядер вблизи границы нейтронной стабильности существенно зависит от поверхностного поглощения, зависимость которого от нейтрон-протонной асимметрии для таких ядер пока еще не выяснена.

Настоящая работа демонстрирует возможности ДОМ для предсказаний эволюции одночастичных характеристик ядер вблизи границы нейтронной стабильности.

Автор благодарит проф. Б. С. Ишханова и доктора физ.-мат. наук. И. Н. Бобошина за полезные обсуждения и А. А. Климочкину за помощь в расчетах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Werner T. R., Sheikh J. A., Misu M. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. **597**. P. 327.
2. Reinhardt P.-G., Dean D. J., Nazarewicz W. et al. // Phys. Rev. C. 1999. **60**. 014316.
3. Lalazissis G. A., Vretenar D., Ring P. et al. // Phys. Rev. C. 1999. **60**. 014310.

4. *Péru S., Giroda M., Berger J.F.* // Eur. Phys. J. A. 2000. **49**. P. 35.
5. *Rodriguez-Guzman R., Egido J.L., Robledo L.M.* // Phys. Rev. C. 2002. **65**. 024304.
6. *Ebata S., Kimura M.* // Phys. Rev. C. 2015. **91**. 014309.
7. *Jahn H.A., Teller E.* // Proc. R. Soc. London, Ser. A. 1937. **161**. P. 220.
8. *Reinhard P.-G., Otten E.W.* // Nucl. Phys. A. 1984. **420**. P. 173.
9. *Suzuki Y., Nakada H., Miyahara S.* // Phys. Rev. C. 2016. **94**. 024343.
10. *Utsuno Y., Otsuka T., Brown B.A.* et al. // Phys. Rev. C. 2012. **86**. 051301(R).
11. *Mahaux C., Sartor R.* // Adv. Nucl. Phys. 1991. **20**. P. 1.
12. *Dickhoff W.H., Charity R.J., Mahzoon M.H.* // J. Phys. G. 2017. **44**. 033001.
13. *Al-Ohali M.A., Delaroche J.P., Howell C.R.* et al. // Phys. Rev. C. 2012. **86**. 034603.
14. *Bespalova O.V., Fedorov N.A., Klimochkina A.A.* et al. // Eur. Phys. J. A. 2018. **54**, № 2.
15. *Wang M., Audi G., Wapstra A.H.* et al. // Chin. Phys. C. 2012. **36**. P. 1603.
16. *Goriely S., Chamel N., Pearson J.M.* // Phys. Rev. C. 2013. **88**. 024308.
17. *Mueller J.M., Charity R.J., Shane R.* et al. // Phys. Rev. C. 2011. **83**. 064605.
18. *Koning A.J., Delaroche J.P.* // Nucl. Phys. A. 2003. **713**. P. 231.
19. *Hicks Sally F., Hicks S.E., Shenet G.R.* et al. // Phys. Rev. C. 1990. **41**. P. 2560.
20. *Беспалова О. В., Бобошин И. Н., Варламов В. В. и др.* // ЯФ. 2008. **71**. С. 37. (*Bespalova O. V., Boboshin I. N. Varlamov V. V.* et al. // Phys. Atom. Nucl. 2008. **71**. P. 36.)
21. *Grawe H., Lewitowicz M.* // Nucl. Phys. A. 2001. **693**. P. 116.
22. *Gaudefroy L., Sorlin O., Beaumel D.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. **97**. 092501.
23. *Nowacki F., Poves A.* // Phys. Rev. C. 2009. **79**. 014310.
24. *Burgunder G., Sorlin O., Nowacki F.* et al. // PRL. 2014. **112**. 042502.

Evolution of the Neutron Single-Particle Structure of Neutron-Rich Isotones with $N = 28$ in the Dispersive Optical Model

O. V. Bespalova

Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics. Moscow 119991, Russia.

E-mail: besp@sinp.msu.ru.

The evolution of the single-particle characteristics of isotones with $N = 28$ upon approaching the neutron drip line has been calculated using a dispersive optical model. According to the calculation, the particle-hole gap $N = 28$ sharply decreases with an excess of neutrons so that the $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$ and $2p_{1/2}$ states are almost degenerate at the neutron drip line with an occupation probability close to 0.5. Due to the Jahn–Teller effect, the degeneracy of these states is one of the causes of deformation of neutron-rich isotones with $N = 28$.

Keywords: dispersive optical model, single-particle characteristics of the nuclei, neutron drip line.

PACS: 21.60.Cs, 21.10.Pc, 21.10.Gv.

Received 11 March 2018.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2018. **73**, No. 6. Pp. 605–611.

Сведения об авторе

Беспалова Ольга Викторовна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел. (495) 939-49-07, e-mail: ovbespalova@gmail.com, besp@sinp.msu.ru.