ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2020, том 83, № 1, с. 10–15

ЯДРА

ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОТОННОЙ ПЛОТНОСТИ ИЗОТОПОВ Sn В ДИСПЕРСИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

© 2020 г. О. В. Беспалова*, А. А. Климочкина, Т. И. Спасская

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.07.2019 г.; после доработки 16.07.2019 г.; принята к публикации 17.07.2019 г.

Выполнен расчет протонных одночастичных свойств изотопов олова с A от 100 до 132 по дисперсионной оптической модели. Исследовалась возможность описания данных по зарядовым радиусам $r_{\rm ch}$. Замедление роста $r_{\rm ch}$ с увеличением N при $N > 76$ было получено за счет увеличения интервала энергий вблизи $E_{\rm F}$, в котором мнимая часть близка к нулю. Продемонстрирована предсказательная возможность дисперсионной оптической модели в отношении распределения плотности ядер вдали от долины β-стабильности.

DOI: 10.31857/S0044002719060059

1. ВВЕДЕНИЕ

Плотность ядра – одна из фундаментальных величин, характеризующих его структуру. В случае стабильных ядер зарядовые плотность $\rho_{\rm ch}(r)$ и среднеквадратичный радиус $r_{\rm ch}$ измерены с достаточной точностью в экспериментах по рассеянию электронов. Развитие техники получения и ускорения пучков радиоактивных ионов открыло для исследований новую область ядер, удаленных от долины β-стабильности, и выдвинуло область ядерной физики, связанную с их исследованием, в передовые. В таких ядрах обнаружены интригующие явления в распределении их плотности (скин и гало), а также изменение наклона зависимости зарядовых радиусов от числа нейтронов N в ядрах изотопических цепочек (например, Sn и Pb). Новые экспериментальные данные стали мощным стимулом для развития теоретических подходов, способных описывать и предсказывать свойства таких ядер.

Дисперсионная оптическая модель (ДОМ) успешно применяется для расчета одночастичных характеристик ядер и данных по рассеянию нуклонов ядрами. Эта модель была развита в пионерских работах Махо и соавторов [1]. Комплексное среднее поле дисперсионной оптической модели включает в себя дисперсионные составляющие, эффективно учитывающие корреляции нуклона в ядре, как поверхностные, так и распределенные по объему. Дисперсионные составляющие приводят к более выраженному приближению частичных и дырочных одночастичных уровней к энергии Ферми в ядрах с немагическим числом нуклонов по сравнению с ядрами с магическим числом нуклонов. ДОМ [1] была успешно применена для расчета протонных и/или нейтронных плотностей Zr [2], Ca, Ni, Mo [3], Pb [4]. В последние годы был развит дисперсионный метод собственной энергии [5], в рамках которого также удалось описать экспериментальные данные по зарядовым плотностям ^{40}Ca.

Изотопы олова уникальны по числу стабильных четно-четных изотопов, для которых есть экспериментальные данные по $\rho_{\rm ch}(r)$ и $r_{\rm ch}$. Данные по одночастичным энергиям, сечениям упругого рассеяния и полным сечениям реакций под действием протонов на стабильных изотопах Sn были проанализированы нами по ДОМ в [6]. В настоящей работе исследуется предсказательная способность ДОМ в отношении распределения протонной плотности и зарядовых радиусов ядер при изменении N в широком диапазоне на примере изотопов олова от дважды магического ядра ^{100}Sn, расположенного вблизи границы протонной стабильности, до протонно-дефицитного дважды магического ядра ^{132}Sn.

2. ОСНОВЫ МОДЕЛИ

Среднее поле ДОМ комплексное, его локально-эквивалентные действительная $V(r,E)$ и мнимая $W_I(r,E)$ части связаны дисперсионным соотношением

$$V(r,E) = V_{\rm HF}(r,E) + \qquad (1)$$

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

$$+\frac{P}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} W_I(r,E')\left(\frac{1}{(E'-E)}-\frac{1}{(E'-E_{\rm F})}\right)dE'.$$

Таким образом, действительная часть ДОП представляется в виде суммы составляющей хартрифоковского типа $V_{\rm HF}(r,E)$, плавно меняющейся с энергией, и дисперсионной составляющей $\Delta V(r,E)$, существенно зависящей от E вблизи энергии Ферми $E_{\rm F}$. Поверхностная $\Delta V_d(r,E)$ и объемная $\Delta V_s(r,E)$ компоненты дисперсионной составляющей эффективно учитывают корреляции нуклона, соответственно сконцентрированные на поверхности и распределенные по объему. Кратко основы модели, используемой в настоящей работе, описаны в [7].

Одночастичные энергии E_{nlj} и волновые функции нуклона $\Phi_{nlj}(\mathbf{r})$ вычислялись при решении уравнения Шредингера методом итераций:

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

с действительной частью $V(r,E_{nlj})$ ДОП:

$$-V(r,E_{nlj})=V_{\rm HF}(r,E_{nlj})+\Delta V_s(r,E_{nlj})+ \quad (3)$$
$$+\Delta V_d(r,E_{nlj})+U_{so}(r,E_{nlj})-V_C(r).$$

Зависимость от радиуса компонент $V_{\rm HF}$ и ΔV_s задавалась функцией Вудса–Саксона, а компоненты ΔV_d – ее производной. Одночастичные волновые функции, являющиеся решениями уравнения Шредингера, могут быть записаны в виде произведения радиальной и угловой составляющих:

$$\Phi_{nlj}(\mathbf{r})=\frac{u_{nlj}(r)}{r}Y_{lm}(\mathbf{\Omega}). \quad (4)$$

При расчете физических величин, характеризующих одночастичное движение нуклона в ядре, для учета эффекта нелокальности потенциала ДОП использовалась волновая функция

$$\bar{u}_{nlj}(r)=C_{nlj}P_{nlj}(r)u_{nlj}(r), \quad (5)$$

где фактор Пери $P_{nlj}(r)$ определялся выражением:

$$P_{nlj}(r)=\left[1-\frac{d}{dE}V_{\rm HF}(r,E)\right]^{1/2}, \quad (6)$$

а нормировочный коэффициент C_{nlj} находился из условия

$$\int\limits_0^{\infty}\bar{u}^2_{nlj}(r)dr^3=1. \quad (7)$$

Расчет протонных плотностей был проведен в одночастичном подходе аналогично [8], используя выражение

$$\rho_p(r)=\frac{1}{4\pi}\sum_{nlj}(2j+1)N_{nlj}\bar{u}^2_{nlj}(r). \quad (8)$$

Вероятности заполнения N_{nlj} были вычислены по приближенным формулам ДОМ [1]:

$$N_{nlj}=1-\int\limits_0^{\infty}\bar{u}^2_{nlj}(r)\left[\{m^*_{\rm HF}/m(r,E_{nlj})\}^{-1}\times \quad (9)\right.$$
$$\left.\times\pi^{-1}\int\limits_{E_{\rm F}}^{\infty}\frac{W_I(r,E')}{(E'-E_{nlj})^2}dE'\right]dr, \quad E_{nlj}<E_{\rm F},$$

$$N_{nlj}=\int\limits_0^{\infty}\bar{u}^2_{nlj}(r)\left[\{m^*_{\rm HF}/m(r,E_{nlj})\}^{-1}\times\right.$$
$$\left.\times\pi^{-1}\int\limits_{-\infty}^{E_{\rm F}}\frac{W_I(r,E')}{(E'-E_{nlj})^2}dE'\right]dr, \quad E_{nlj}>E_{\rm F}.$$

Переход от протонной плотности к зарядовой был выполнен с использованием соотношения

$$\rho_{\rm ch}(r)=(\pi a^2)^{-3/2}\int\rho_p(r')\times \quad (10)$$
$$\times\exp\left[-(r-r')^2/a^2\right]d\mathbf{r}',$$

где $a^2=0.4$ Фм^2 приближенно учитывает зарядовый формфактор протона и движение центра масс ядра. С экспериментальными данными по зарядовым радиусам сравнивался расчетный среднеквадратичный радиус $r_{\rm ch}$:

$$r_{\rm ch}=\left[\frac{\int\limits_0^{\infty}r^4\rho_{\rm ch}(r)\,dr}{\int\limits_0^{\infty}r^2\rho_{\rm ch}(r)\,dr}\right]^{1/2}, \quad (11)$$

где $\rho_{\rm ch}$ — зарядовая плотность ядра.

Энергия Ферми определялась по данным об энергиях отделения протона S_p [9] от ядер с (N,Z) и $(N,Z+1)$:

$$E_{\rm F}=-\frac{\lfloor S_p(N,Z)+S_p(N,Z+1)\rfloor}{2}. \quad (12)$$

Мнимая часть ДОП предполагалась симметричной относительно энергии $E_{\rm F}$ и была параметризована при $E>E_{\rm F}$ следующими выражениями для объемных интегралов от ее поверхностной (индекс d), объемной (индекс s) частей и их суммы (индекс I):

$$J_i(E)=\alpha\frac{(E-E_p)^4}{(E-E_p)^4+\beta_i^4}\ \ (i=I,s), \quad (13)$$
$$J_d(E)=J_I(E)-J_s(E).$$

Мнимая часть ДОП отражает индивидуальные свойства ядра. В соответствии с оболочечным эффектом интервал энергий $|E_{\rm F}-E_p|$ вблизи $E_{\rm F}$, в котором мнимая часть $W_1\approx 0$, в магическом ядре

больше, чем в соседних ядрах. Для оценки величины этого интервала мы использовали выражение [10]

$$|E_{\rm F} - E_p| = 0.8\left[\frac{\Delta S_n}{2} + \min(\Delta S_n, \Delta S_p)\right], \quad (14)$$

где

$$\Delta S_i = (S_i(N,Z) - S_i(N+1,Z)), \quad (15)$$
$$i = n, p.$$

Энергетическая зависимость составляющей хартри-фоковского типа определялась выражением

$$V_{\rm HF}(E) = V_{\rm HF}(E_{\rm F})\exp\left[\frac{-\gamma(E - E_{\rm F})}{V_{\rm HF}(E_{\rm F})}\right]. \quad (16)$$

3. ПАРАМЕТРЫ ДИСПЕРСИОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Параметр $V_{\rm HF}(E_{\rm F})$ находился при описании энергии Ферми, а параметр γ – из условия согласия расчетной энергии состояния $1s_{1/2}$ с оцененными энергиями [6].

Протонные параметры ДОП стабильных изотопов олова были ранее определены нами в [6] при анализе данных по одночастичным энергиям, сечениям упругого рассеяния и полным сечениям реакций под действием протонов. С найденным ДОП было достигнуто хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными, в том числе с данными по полным протонным сечениям реакций за счет увеличения параметра a_d по сравнению с глобальными параметрами [11]. Отметим, что более быстрый рост поверхностного поглощения протонов изотопами олова с ростом числа нейтронов по сравнению с предсказаниями [11] стал также результатом анализа по ДОМ [9] экспериментальных данных по рассеянию нуклонов и одночастичным характеристикам стабильных ядер. В анализ [6] данные по зарядовым радиусам включены не были. В настоящей работе ДОП [6] для стабильных изотопов был скорректирован с целью лучшего описания экспериментальных данных по зарядовым радиусам. С этой же целью для параметра радиуса $r_{\rm HF}$ была определена зависимость:

$$r_{\rm HF} = 1.206(3) + 0.146(3) \times (N - Z)/A. \quad (17)$$

Найденные параметры протонного ДОП изотопов олова представлены в табл. 1.

Сравнение распределений зарядовой плотности стабильных изотопов олова с экспериментальными данными [12] дано на рис. 1. Сравнение распределения расчетной зарядовой плотности $\rho_{\rm ch}(r)$ изотопов ^{100,132}Sn, вычисленных с глобальными параметрами V_{so}, приведено на рис. 2. Плотности

Таблица 1. Параметры протонного ДОП четно-четных изотопов $^{100-132}$Sn

A	α_I	β_I	β_S	$-E_p$	$V_{\rm HF}(E_{\rm F})$	γ
100	108	8.5	56	0.1	57.31	0.482
102	110	8.5	56	1.1	57.79	0.484
104	111.58	8.5	56	2.0	58.20	0.487
106	113.26	8.5	56	2.8	58.55	0.490
108	114.89	8.5	56	3.6	58.52	0.496
110	116.45	8.5	56	4.5	59.18	0.494
112	118	7.5	52	5.0	59.72	0.496
114	117	8.5	56	6.1	59.84	0.497
116	116	8.5	56	6.7	60.15	0.498
118	124	9.5	56	7.5	60.61	0.507
120	127	9.0	58	8.0	60.94	0.510
122	126	10.0	58	8.8	61.03	0.511
124	125	11.0	58	9.2	61.16	0.513
126	128	12.0	59	10.4	61.67	0.516
128	131	12.0	59	10.1	61.98	0.522
130	134	12.0	59	11.1	62.25	0.526
132	136	13.0	60	11.8	62.71	0.529

Примечание. $r_s = r_{\rm HF}$ по формуле (17), r_{so} по формуле (18), $r_d, a_d, V_{so}, a_{so}, a_{\rm HF} = a_s = a_V, r_{\rm C}$ взяты из [11].

$\rho_{\rm ch}(r)$ ядер ^{132}Sn и ^{100}Sn существенно различаются. Плотность $\rho_{\rm ch}(r)$ ^{132}Sn меньше плотности ^{100}Sn в центральной области, превышает ее в области спада плотности при r от 5 до 10 Фм. Это можно объяснить подтягиванием протонной плотности к нейтронной в нейтронно-избыточном ядре ^{132}Sn из-за нейтрон-протонного взаимодействия. Мож-

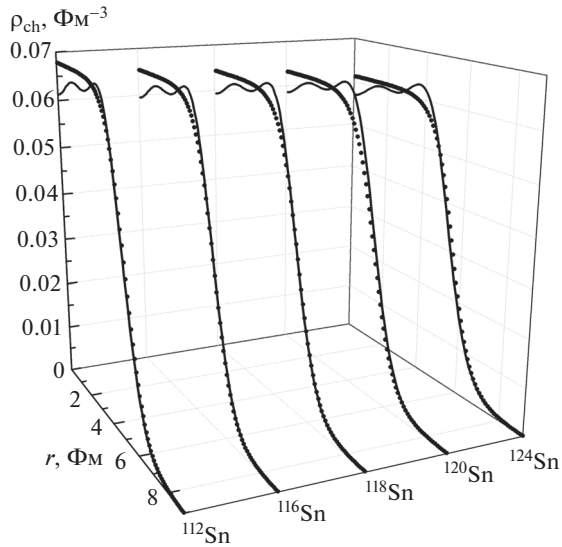

Рис. 1. Распределение протонной плотности стабильных изотопов ^{112,116,118,120,124}Sn. Точки – экспериментальные данные [12], линии – расчет с ДОП.

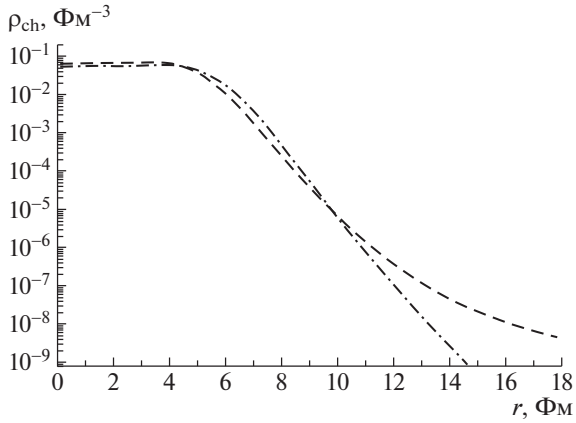

Рис. 2. Распределение зарядовой плотности изотопов ^{100}Sn (штриховая линия) и ^{132}Sn (штрихпунктирная лииния), вычисленное с ДОП.

но также отметить, что периферия плотности $\rho_{\rm ch}(r)$ ^{100}Sn более протяженная, чем ^{132}Sn, поэтому в области $r > 10$ Фм плотность $\rho_{\rm ch}(r)$ у ^{100}Sn больше, чем у ^{132}Sn. Это объясняется перегруженностью протонами изотопа ^{100}Sn и близостью этого ядра к нейтронной границе стабильности.

Экспериментальные данные об энергиях состояний ^{100}Sn отсутствуют из-за трудностей в достижении границы протонной стабильности. В [13] приведены оценки одночастичных энергий ^{100}Sn, выполненные в рамках оболочечной модели, успешно описывающей энергии квазичастичных состояний в соседних ядрах. Экспериментальные одночастичные энергии ^{132}Sn собраны в [14, 15]. Согласно имеющимся данным, в ^{100}Sn одночастичный уровень $2d_{5/2}$ лежит на 0.9 МэВ ниже уровня $1g_{7/2}$. В то время как в ^{132}Sn уровень $2d_{5/2}$ лежит, наоборот, выше на 1 МэВ уровня $1g_{7/2}$. Спин-четность основного состояния изотопов сурьмы с $Z = 51$ меняется с $5/2^+$ в ^{121}Sb на $7/2^+$ в ^{123}Sb (см. [15]).

Расчет одночастичных спектров, выполненный на начальном этапе с глобальными параметрами KD спин-орбитальной V_{so} части ДОП, привел к смене последовательности уровней $2d_{5/2}$–$1g_{7/2}$ при $N = 76$. Протонный псевдоспиновый дублет $1g_{7/2}$–$2d_{5/2}$ формируется в стабильных изотопах олова благодаря эволюции уровня $1g_{7/2}$. В нейтронно-дефицитных и нейтронно-перегруженных изотопах эти уровни расходятся. Согласно такому расчету, в ^{100}Sn уровень $2d_{5/2}$ лежит на 0.8 МэВ ниже уровня $1g_{7/2}$. Однако в ^{132}Sn уровень $2d_{5/2}$ лежит выше $1g_{7/2}$ уровня лишь на 0.1 МэВ. Таким образом, ДОМ с глобальными параметрами [11] для W_I, V_C и V_{so} описывает смену последовательности уровней $1g_{7/2}$–$2d_{5/2}$, но это происходит при больших значениях N по сравнению с экспериментальными данными. На эволюцию одночастичных состояний существенное влияние оказывают тензорное взаимодействие, спин-орбитальное взаимодействие, деформация ядра. Как отмечается в [15], в случае изотопов олова влияние эффекта специфических протон-нейтронных взаимодействий на эволюцию протонного уровня $1g_{7/2}$ существенно сглажено в диапазоне N от 50 до 82 за счет заполнения нескольких нейтронных состояний, расположенных в относительно небольшом интервале энергий. Форма изотопов олова может считаться близкой к сферической. Спин-орбитальное взаимодействие зависит от формы поверхности ядра.

Использованный на начальном этапе расчетов глобальный параметр радиуса r_{so} спин-орбитального взаимодействия KD растет с массовым числом A ядра, однако, как отмечают авторы систематики, он занижен для тяжелых ядер. Это позволяет предположить, что параметр радиуса r_{so} ядра ^{132}Sn больше, чем предсказывают глобальные параметры KD. На этом основании был проведен расчет с параметром

$$r_{so} = 1.043(3) + 0.0029(3) \times (A - 100), \qquad (18)$$

который превышал предсказанный KD в ^{132}Sn на 5%. Эволюция протонных одночастичных энергий показана на рис. 3. Отметим, что значения $E_{nlj}^{\text{ДОМ}}$ для состояний $1g_{9/2}$, $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $1h_{11/2}$ стабильных изотопов хорошо согласуются с $E_{nlj}^{\text{эксп}}$ [16, 17]. Это привело к уменьшению расщепления спин-орбитальных партнеров $1g_{9/2}$–$1g_{7/2}$ и $2d_{5/2}$–$2d_{3/2}$ и, соответственно, к увеличению щели между состояниями $1g_{9/2}$ и $2d_{5/2}$. В результате разность между этими уровнями увеличилась в ^{132}Sn до 0.5 МэВ. Из-за смены последовательности уровней протонная частично-дырочная щель в нейтронно-перегруженных изотопах олова формируется состояниями – спин-орбитальными партнерами $1g_{9/2}$ и $1g_{7/2}$. Этот результат отражает важность корректного учета спин-орбитального взаимодействия, уменьшение которого с ростом числа нейтронов отмечается в [18].

Еще одна особенность эволюции протонного одночастичного спектра – некоторое расширение частично-дырочной щели и разности $\Delta S_p = \lfloor S_p(N, Z = 50) - S_p(N + 1, Z = 50) \rfloor$ с увеличением N, что также характерно и для изотопических цепочек ядер с $Z = 20$ и 28. Так, при переходе от ^{104}Sn к ^{128}Sn разность ΔS_p выросла на 0.6 МэВ. К увеличению частично-дырочной щели приводит расширение интервала энергий $|E_{\rm F} - E_p|$ вблизи энергии $E_{\rm F}$, в котором мнимая часть близка к

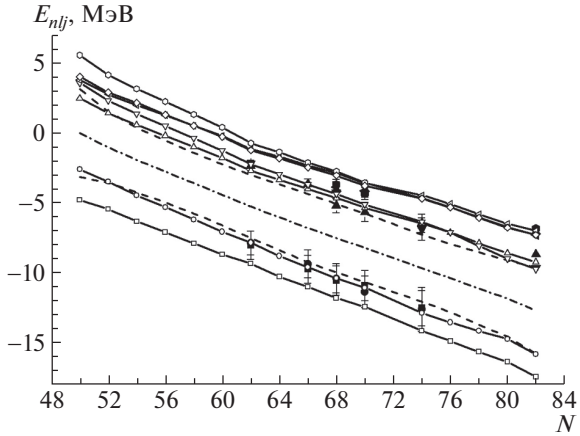

Рис. 3. Эволюция протонных одночастичных энергий изотопов Sn. Темные значки — экспериментальные данные; светлые значки, соединенные линиями, — расчет с ДОП подоболочек: ■, □ — $1h_{11/2}$, ◀, ◁ — $3s_{1/2}$, ♦, ◇ — $2d_{3/2}$, ▼, ▽ — $1g_{7/2}$, ▲, △ — $2d_{5/2}$, ●, ○ — $1g_{9/2}$, ■, □ — $2p_{1/2}$. Штриховые линии — энергии $-S_p(N, Z = 50)$ и $-S_p(N, Z = 51)$. Штрихпунктирная линия — энергия Ферми.

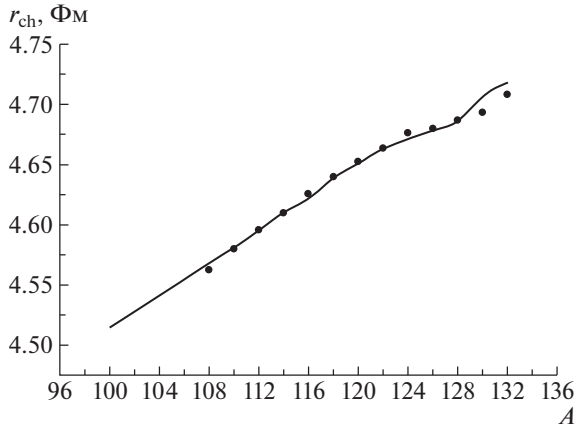

Рис. 4. Зарядовые радиусы изотопов олова. Точки — экспериментальные данные, кривая — расчет с ДОП.

нулю. Уменьшение щели в самых легких изотопах Sn связывается с ростом коллективности и с pn-взаимодействием $\pi g_{9/2}$–$\nu g_{7/2}$ в нейтронно-дефицитных изотопах Sn с заполняемым нейтронным состоянием $g_{7/2}$ (см. [16]). Несмотря на это, согласно расчету с ДОП, величина щели (5 МэВ) осталась большой в ^{100}Sn вблизи границы протонной стабильности. Это отличает эволюции щелей $Z = 50$ и $N = 50$. Последняя в ядре ^{70}Ca вблизи границы нейтронной стабильности составляет всего 0.9 МэВ, согласно расчетам по ДОМ [3]. Кроме этого, первым преимущественно заполненным протонным состоянием в ^{100}Sn остается $2d_{5/2}$ с $l = 2$, в то время как в ^{70}Ca таким состоянием уже становится $3s_{1/2}$ с $l = 0$. Отсутствие центробежного барьера облегчает формирование структуры нейтронного гало в ^{70}Ca [3], предсказанного теоретически [19, 20]. Наши расчеты с ДОП показывают, что смена последовательности расчетных уровней $2d_{5/2}$–$3s_{1/2}$ происходит в изотонах с $N = 50$ при $Z < 28$, в то время как в изотопах с $Z = 50$ эти уровни лишь сближаются на $\sim$1 МэВ при переходе от ^{132}Sn к ^{100}Sn. Отличия в эволюции щелей Z и $N = 50$ в пределах протонной и нейтронной границ стабильности связаны с тем, что протонная граница стабильности наступает при гораздо меньшем избытке протонов, чем нейтронная — при избытке нейтронов.

На рис. 4 представлены среднеквадратичные зарядовые радиусы изотопов Sn, вычисленные с учетом вклада состояний вплоть до $1h_{11/2}$. Расчет с ДОП позволил в целом согласовать расчетные зарядовые радиусы изотопов олова с экспериментальными данными. Для ^{100}Sn радиус $r_{\rm ch} = 4.50$ Фм соответствует предсказанию $r_{\rm ch} = 4.48$ Фм модели HFB-24 [21]. При $N \geqslant 76$ экспериментальные и расчетные значения $r_{\rm ch}$, вычисленные с ДОП, демонстрируют замедление скорости роста зарядового радиуса с увеличением N. Однако замедление роста расчетных значений $r_{\rm ch}$ не такое выраженное, как экспериментальное. Замедление явилось следствием увеличения интервала энергий $|E_{\rm F} - E_p|$ вблизи $E_{\rm F}$, внутри которого мнимая часть ДОП близка к нулю. Увеличение этого интервала приводит к уменьшению зарядового радиуса $r_{\rm ch}$, в то время как увеличение радиуса r_{so} (18) по сравнению с предсказаниями глобальных параметров [11] — к увеличению $r_{\rm ch}$. Расчеты в модели ХФБ [22] с взаимодействием M3Y-P6 не описывают такого замедления. Хорошее согласие с экспериментом было достигнуто в этой работе с взаимодействием M3Y-P6a, учитывающим зависимость спин-орбитального взаимодействия от плотности, возникающее как следствие трехнуклонных сил. Это взаимодействие предсказывает также более быстрый рост зарядового радиуса при $N > 82$ за счет уширения распределения протонов, возникающего из-за притяжения к нейтронам в заполняемом состоянии $1h_{9/2}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен расчет зарядовых радиусов и распределений зарядовой плотности изотопов олова с N от 50 до 82. Плотности $\rho_{\rm ch}(r)$ ядер ^{132}Sn и ^{100}Sn существенно различаются: $\rho_{\rm ch}(r)$ ^{132}Sn меньше плотности ^{100}Sn в центральной области, превышает ее в области спада плотности при r от 5 до 10 Фм и снова меньше плотности $\rho_{\rm ch}(r)$ ^{100}Sn на периферии при $r > 10$ Фм. Такие различия можно объяснить подтягиванием протонной плотности к нейтронной в нейтронно-перегруженных изотопах олова и близостью ядра ^{100}Sn к протонной границе стабильности ядер.

Экспериментальные одночастичные энергии свидетельствуют о смене последовательности уровней $2d_{5/2}$–$1g_{7/2}$ в районе $N \sim 72$ так, что разность между ними составляет $\sim$1 МэВ в ^{132}Sn. Глобальным параметрам [11] спин-орбитального взаимодействия соответствует смена последовательности расчетных уровней $2d_{5/2}$–$1g_{7/2}$ в районе $N \sim 76$ с разностью 0.1 МэВ между ними в ^{132}Sn. Лучшее согласие с экспериментальными данными об особенностях эволюции этих уровней достигается за счет уменьшения спин-орбитального взаимодействия в предположении большего параметра радиуса r_{so} по сравнению с предсказаниями глобальных параметров [11] для тяжелых ядер. Это приводит к росту зарядового радиуса $r_{\rm ch}$ для нейтронно-избыточных изотопов олова. В то же время экспериментальные данные о $r_{\rm ch}$ демонстрируют замедление роста этого радиуса с увеличением N от 76 до 82 по сравнению с наклоном при N от 58 до 74. Такое замедление было получено нами за счет увеличения интервала $|E_{\rm F} - E_p|$, в котором мнимая часть ДОП близка к нулю.

Таким образом, ДОМ [1] позволяет добиваться согласия с экспериментальными данными по зарядовым радиусам и плотностям ядер. В настоящей работе продемонстрирована предсказательная сила ДОМ в отношении ядер, удаленных от долины β-стабильности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Mahaux and R. Sartor, Adv. Nucl. Phys. **20**, 1 (1991).
2. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, Изв. РАН. Сер. физ. **65**, 1553 (2001) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **65**, 1687 (2001)].
3. О. В. Беспалова, А. А. Климочкина, ЯФ **80**, 516 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 919 (2017)].
4. О. В. Беспалова, А. А. Климочкина, А. В. Коротков, Т. И. Спасская, Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **72** (1), 48 (2017) [Moscow Univ. Phys. Bull. **72**, 51 (2017)].
5. W. H. Dickhoff, R. J. Charity, and M. H. Mahzoon, J. Phys. G **44**, 033001 (2017).
6. О. В. Беспалова, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, А. А. Климочкина, ЯФ **78**, 935 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 881 (2015)].
7. О. В. Беспалова, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, ЯФ **78**, 123 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 118 (2015)].
8. M. Jaminon, C. Mahaux, and H. Ngô, Nucl. Phys. A **440**, 228 (1985).
9. M. Wang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi, and X. Xu, Chin. Phys. C **41**, 030003 (2017).
10. J. M. Mueller, R. J. Charity, R. Shane, L. G. Sobotka, S. J. Waldecker, W. H. Dickhoff, A. S. Crowell, J. H. Esterline, B. Fallin, C. R. Howell, C. Westerfeldt, M. Youngs, B. J. Crowe, III, and R. S. Pedroni, Phys. Rev. C **83**, 064605 (2011).
11. A. J. Koning and J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).
12. H. De Vries, C. W. De Jager, and C. De Vries, At. Data Nucl. Data Tables **36**, 495 (1987).
13. H. Grawe and M. Lewitowicz, Nucl. Phys. A **693**, 116 (2001).
14. H. Jin, M. Hasegawa, S. Tazaki, K. Kaneko, and Y. Sun, Phys. Rev. C **84**, 044324 (2011).
15. O. Sorlin and M.-G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 602 (2008).
16. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, Т. П. Тимохина, Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 116 (2005) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **69**, 124 (2005)].
17. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Т. А. Ермакова, Б. С. Ишханов, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, Т. П. Тимохина, Изв. РАН. Сер. физ. **69**, 678 (2005) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **69**, 766 (2005)].
18. J. P. Schiffer, S. J. Freeman, J. A. Caggiano, C. Deibel, A. Heinz, C.-L. Jiang, R. Lewis, A. Parikh, P. D. Parker, K. E. Rehm, S. Sinha, and J. S. Thomas, Phys. Rev. Lett. **92**, 162501 (2004).
19. J. Meng, H. Toki, J. Y. Zeng, S. Q. Zhang, and S.-G. Zhou, Phys. Rev. C **65**, 041302(R) (2002).
20. J. Terasaki, S. Q. Zhang, S. G. Zhou, and J. Meng, Phys. Rev. C **74**, 054318 (2006).
21. S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, Phys. Rev. C **88**, 024308 (2013).
22. H. Nakada, Phys. Rev. C **92**, 044307 (2015).

CHARGE RADII AND PROTON DENSITY DISTRIBUTIONS OF Sn ISOTOPES WITHIN THE DISPERSIVE OPTICAL MODEL

O. V. Bespalova, A. A. Klimochkina, T. I. Spasskaya

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

Proton single-particle properties of even-even tin isotopes with A from 100 to 132 were calculated within the dispersive optical model. The possibility to describe experimental data on the charge radii $r_{\rm ch}$ was investigated. A slowdown of $r_{\rm ch}$ growth with the N increase at $N > 76$ was obtained due to the widening of the energy rangy near the Fermi energy, where the imaginary part of the potential is close to zero. The predictive power of DOM with respect to the density distributions of the nuclei far from the β-stability valley is demonstrated.