

ДЕФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА И ЯДЕРНЫЕ РАДИУСЫ ИЗОТОПОВ Hg

© 2023 г. И. Н. Борзов^{1),2)*}, С. С. Панкратов^{1),3)**}, С. В. Толоконников^{1),3)***}

Поступила в редакцию 29.11.2022 г.; после доработки 29.11.2022 г.; принята к публикации 06.12.2022 г.

В рамках подхода энергетического функционала плотности Фаянса выполнены самосогласованные расчеты потенциальных поверхностей, квадрупольных моментов и зарядовых радиусов изотопов ртути $^{178-208}\text{Hg}$. Показано существование слабо сплюснутых и сильно вытянутых изомерных состояний. Зарядовые радиусы предсказываются с характерной точностью 0.01 фм, кроме трех особых случаев $^{181,183,185}\text{Hg}$.

DOI: 10.31857/S0044002723030054, EDN: RKPY0S

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время существенно расширились возможности измерений дифференциальных зарядовых радиусов, магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов благодаря развитию методов резонансно-ионизационной лазерной спектроскопии. В серии экспериментов на установке RILIS (CERN) были проведены прецизионные измерения изотопической зависимости дифференциальных среднеквадратичных (ms) радиусов в среднетяжелых и тяжелых ядрах.

Универсальные (не зависящие от массового числа A) особенности изотопического поведения ядерных зарядовых радиусов хорошо известны. Глобальный рост радиусов определяется жидкокапельной формулой $R \propto A^{1/3}$ и отражает свойства ядерной материи. Он сопровождается локальными квантовыми флуктуациями — характерным четно-нечетным “дрожанием” радиусов (odd-even staggering — OES) в их изотопической зависимости и изломами (kinks) при пересечении главных нейтронных оболочек. Недавние систематические измерения и полностью микроскопические самосогласованные расчеты [1, 2] показывают новый эффект — не зависящий от “силы” оболочки универсальный наклон дифференциальных ms-радиусов

(пропорциональный $N - N_{\text{mag}}$) при заселении нейтронами орбиталей над магическими оболочками с $N_{\text{mag}} = 28, 50$.

Особое внимание привлечено к экспериментам по лазерной спектроскопии тяжелых нейтронно-избыточных ядер, в которых получена расширенная информация о свойствах основных состояний. Новые измерения в изотопах Hg [3], во-первых, подтверждают известный эффект — аномальный рост радиусов в области середины оболочки $N = 104$, связываемый с “дрожанием формы” изотопов (shape staggering) [4, 5] при переходе от четных (квазисферических — а точнее, слабо сплюснутых) к нечетным (сильно вытянутым) изотопам. Во-вторых, в этих экспериментах впервые найден характерный излом (kink) в дифференциальных среднеквадратичных (mean square) ms-радиусах $^{207,208}\text{Hg}$ ($Z = 80$) при $N = 126$, аналогичный обнаруженному ранее в изотопах свинца ($Z = 82$).

Представляют интерес одновременные измерения зарядовых ms-радиусов, магнитных и квадрупольных моментов. Такие эксперименты были проведены недавно в работе [6] для изотопов $^{187-191}\text{Bi}$. Как и в изотопах Hg, при $N = 105$ также наблюдался скачок ms-радиуса относительно соседних изотопов с $N = 104$ и 106. Новые измерения магнитных дипольных моментов изотопов платины [7], золота [8] и их анализ с учетом относительных коэффициентов сверхтонкой аномалии позволили пересмотреть существующие экспериментальные данные для ряда этих изотопов.

Ранее в рамках подхода энергетического функционала плотности с использованием семейства ЭФП Фаянса [9–11] была выполнена серия работ по расчетам ms-радиусов в изотопических цепочках в областях Ca [12, 13] и Cu [14]. Показано, что

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾Лаборатория теоретической физики им. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна, Россия.

³⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: Borzov_IN@nrcki.ru

**E-mail: Pankratov_SS@nrcki.ru

***E-mail: Tolokonnikov_SV@nrcki.ru

OES-эффекты возникают, в основном, за счет специфической формы спаривания нуклонов, а именно благодаря его зависимости от градиента нуклонной плотности. При этом описывается наблюдаемое уменьшение амплитуды OES при приближении к заполненным нейтронным оболочкам $N = 32$ и $N = 50$. Аномальный рост ms-радиусов изотопов в области $Z = 20$ при пересечении главной нейтронной оболочки $N > 28$ был объяснен нерегулярным вкладом квазичастично-фононной связи [12], которая, в принципе, может быть учтена самосогласованным образом.

Для анализа зарядовых ms-радиусов, измеренных в экспериментах ISOLDE(CERN) по коллинеарной лазерной спектроскопии, широко используются новые модификации функционала Фаянса. В методических целях исследовался “смешанный” вариант [15] с нормальной частью функционала Сирма и аномальной из функционала Фаянса. Для глобальных расчетов применяются гибридные варианты оригинального функционала FaNDF0 с новыми параметрами, определенными в расширенном протоколе фитирования, и получившие названия Fy(Δr , BCS) [15] и Fy(Δr , HFB) [16, 17]. Масштаб OES-эффектов, полученных с данными версиями ЭФП для $^{36-52}\text{Ca}$, $^{36-52}\text{K}$, $^{75-81}\text{Cu}$ [16, 18, 19] заметнее, чем в наших расчетах, так как параметры аномальной части в 1.5 раза больше, чем в оригинальном функционале FaNDF0.

В расчетах gms-радиусов и магнитных моментов в изотопах Hg, Pb и Bi в подходах релятивистского Хартри–Боголюбова и нерелятивистского Хартри–Фока–Боголюбова дано альтернативное объяснение kink- и OES-эффектов, в рамках так называемого функционала Ринга [20], в том числе в области $Z = 8-83$, $N \sim 126$. Был сделан вывод, что природа этих эффектов не только в специфической форме плотностной зависимости спаривания нуклонов. В значительной степени они определяются среднеполевой динамикой, в том числе различиями в заполнении нейтронных орбиталей в A -нечетных и четных ядрах. Одновременные расчеты gms-радиусов и магнитных моментов основных и изомерных состояний проводились в изотопах Bi [6], где также обсуждалось возможное усиление OES-эффекта за счет связи квазичастиц с фононами.

Новые результаты по характеристикам основных состояний ядер важны для понимания эволюции свойств основных состояний при возрастании нейтрон-протонной асимметрии и для установления ограничений на параметры ядерных функционалов плотности и современных ab initio моделей. Целью настоящей работы являются самосогласованные расчеты в рамках единого функционала плотности энергий отделения, потенциальных поверхностей, квадрупольных моментов и ms-радиусов изотопов Hg.

2. МЕТОД

В подходе энергетического функционала плотности (ЭФП) полная энергия атомного ядра представима в виде

$$E = \int \mathcal{E}[\rho_n(\mathbf{r}), \rho_p(\mathbf{r}), \nu_n(\mathbf{r}), \nu_p(\mathbf{r})] d^3\mathbf{r}, \quad (1)$$

а плотность энергии $\mathcal{E}$ зависит от распределений нормальной $\rho(\mathbf{r})$ и аномальной $\nu(\mathbf{r})$ плотностей нейтронов и протонов. В настоящей работе мы используем ЭФП Фаянса FaNDF0 [10].

Плотность энергии содержит кинетический вклад и несколько слагаемых, определяющих вклад сил взаимодействия

$$\mathcal{E}[\rho(\mathbf{r}), \nu(\mathbf{r})] = \mathcal{E}_{\text{kin}} + \mathcal{E}_v + \mathcal{E}_s + \mathcal{E} + \mathcal{E}_{\text{sl}} + \mathcal{E}_{\text{pair}}. \quad (2)$$

Плотность кинетической энергии имеет обычный вид

$$\mathcal{E}_{\text{kin}} = \sum_{\sigma, q} \left\langle \psi_q^+(\mathbf{r}, \sigma) \frac{p^2}{2m_q} \psi_q(\mathbf{r}, \sigma) \right\rangle, \quad (3)$$

где ψ_q — полевые операторы, отвечающие нейтронам $q = n$ и протонам $q = p$, а усреднение производится по квазичастичному вакууму.

Объемная часть энергии

$$\mathcal{E}_v = C_0 \rho_0^2 \times \left(a_+^v \frac{1 - h_{1+}^v x_+^\sigma}{1 + h_2^v x_+^\sigma} x_+^2 + a_-^v \frac{1 - h_{1-}^v x_+}{1 + h_2^v x_+} x_-^2 \right) \quad (4)$$

выражается через безразмерные изоскалярную и изовекторную плотности $x_\pm(\mathbf{r}) = \rho_\pm(\mathbf{r})/2\rho_0$, где $\rho_\pm(\mathbf{r}) = \rho_n(\mathbf{r}) \pm \rho_p(\mathbf{r})$, $2\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$. Нормировочный множитель $C_0 = (\partial n / \partial \epsilon)_F^{-1} = 2\epsilon_F/3\rho_0$ — обратная плотность состояний на поверхности Ферми в равновесной ядерной материи с энергией Ферми $\epsilon_F = (3\pi^2\rho_0)^{2/3} \hbar^2/2m$, где $\hbar^2/2m = 20.73553 \text{ МэВ фм}^2$ (m отвечает среднему значению между нейтронной и протонной массами). Значения свободных параметров $a_\pm^v$, $h_{1(2)\pm}^v$, σ приведены в табл. 1.

Поверхностная энергия имеет вид

$$\mathcal{E}_s = C_0 \rho_0^2 \frac{a_+^s r_0^2 (\nabla x_+)^2}{1 + h_+^s x_+^\sigma + h_\nabla^s r_0^2 (\nabla x_+)^2}, \quad (5)$$

где характерная длина $r_0 = (3/8\pi\rho_0)^{1/3}$. Значения свободных параметров $a_\pm^s$, $h_\pm^s$ приведены в табл. 1.

Кулоновская энергия содержит прямой и модифицированный обменный вклады

$$\mathcal{E}_{\text{Coul}} = \frac{1}{2} \rho_{\text{ch}}(\mathbf{r}) \int \frac{\rho_{\text{ch}}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' - \quad (6)$$

Таблица 1. Параметры нормальной части ЭФП (2)

Параметр	Значение
a_+^v	-9.559
h_{1+}^v	0.633
h_{2+}^v	0.131
σ	1/3
a_-^v	4.428
h_{1-}^v	0.25
h_{2-}^v	1.30
a_+^s	0.60
$h_+^s = h_{2+}^v$	0.131
h_{∇}^s	0.44
h_{Coul}	0.941
κ	0.19
κ'	0.0

Таблица 2. Динамический зарядовый квадрупольный момент нечетных изотопов ртути в основном состоянии (бн), наблюдаемый экспериментально [29, 30] и вычисленный для ЭФП FaNDF0

A	J^p	Q экс.	Q FaNDF0
181	1/2 ⁻	0	0
183	1/2 ⁻	0	0
185	1/2 ⁻	0	0
187	3/2 ⁻	-0.75(18)	-0.793
189	3/2 ⁻	-0.8(4)	-0.794
191	3/2 ⁻	-0.80(13)	-0.781
193	3/2 ⁻	-0.7(3)	-0.754
195	1/2 ⁻	0	0
197	1/2 ⁻	0	0
199	1/2 ⁻	0	0
201	3/2 ⁻	0.387(6)	-0.529
203	5/2 ⁻	0.344(7)	0.259
205	1/2 ⁻	0	0
207	9/2 ⁺	—	-0.293

$$-\frac{3}{4}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3}e^2\rho_p(\mathbf{r})^{4/3}(1-h_{\text{Coul}}x_+^\sigma),$$

где $\rho_{\text{ch}}(\mathbf{r})$ — плотность распределения заряда,

$e^2 = 1.439978$ МэВ фм. Учитывается ядерная экранировка обменного кулоновского взаимодействия, что позволяет устранить известную аномалию Нолена–Шиффера. Значение соответствующего параметра h_{Coul} приведено в табл. 1.

Плотность энергии $\mathcal{E}_{\text{sl}}$ отвечает спин-орбитальному локальному двухчастичному взаимодействию

$$V_{\text{sl}} = C_0 r_0^2 (\kappa + \kappa' \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\tau}') \times [\nabla_1 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)] (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \quad (7)$$

и имеет вид

$$\mathcal{E}_{\text{sl}} = C_0 r_0^2 (\kappa J_+ \nabla \rho_+ + \kappa' J_- \nabla \rho_-). \quad (8)$$

Здесь $J_{\pm} = J_n \pm J_p$, где нейтронный (протонный) спин-орбитальный ток $J_q = (-i) \sum_{\sigma, \sigma'} \langle \psi_q^+(\mathbf{r}, \sigma) \times [\nabla \times \boldsymbol{\sigma}_{\sigma, \sigma'}] \psi_q(\mathbf{r}, \sigma') \rangle$. Значения параметров κ , κ' приведены в табл. 1.

Перечисленные выше слагаемые составляют нормальную компоненту используемого нами ЭФП Фаянса FaNDF0, предложенного в работе [10]. Значения соответствующих параметров были найдены в [10] из описания спин-орбитального расщепления энергетических уровней ^{208}Pb , масс и радиусов около 100 сферических ядер в области от ^{38}Ca и до ^{220}Th со средним отклонением 1.2 МэВ и 0.01 фм для масс и радиусов соответственно. Кроме того, выполнялось требование воспроизведения уравнения состояния симметричной ядерной и нейтронной материи, предложенного в [21, 22]. В отличие от [10], в настоящей работе используется приближение $\rho_{\text{ch}}(\mathbf{r}) \simeq \rho_p(\mathbf{r})$ для прямой компоненты кулоновского взаимодействия в (6).

Аномальная часть ЭФП (2) имеет вид

$$\mathcal{E}_{\text{pair}} = \frac{1}{2} \sum_q C_0 f^\xi(x_+) |\nu_q(\mathbf{r})|^2, \quad (9)$$

где аномальная плотность частиц q -го типа $\nu_q(\mathbf{r}) = \langle \psi_q(\mathbf{r}, \uparrow) \psi_q(\mathbf{r}, \downarrow) - \psi_q(\mathbf{r}, \downarrow) \psi_q(\mathbf{r}, \uparrow) \rangle$. Форма спаривательного взаимодействия $f^\xi(x_+)$, предложенная в [10], учитывает фоновый вклад и дается выражением

$$f^\xi(x_+) = f_{\text{ex}}^\xi + h^\xi x_+^\gamma + f_{\nabla}^\xi r_0^2 (\nabla x_+)^2. \quad (10)$$

Свободные параметры аномальной части ЭФП FaNDF0 были найдены из данных по нейтронным энергиям отделения и зарядовым радиусам цепочки изотопов свинца:

$f_{\text{ex}}^\xi = -2.8$, $h^\xi = 2.8$ и $f_{\nabla}^\xi = 2.2$. Параметр γ был фиксирован, $\gamma = 1$.

В настоящей работе используется более простая параметризация спаривательного взаимодействия (10), апробированная в работах [23–25],

$f_{\text{ex}}^{\xi} = -1.433$, $h^{\xi} = 1.375$, $f_{\nabla}^{\xi} = 0$. Данная параметризация позволила успешно описать не только двухнейтронные энергии отделения и деформационные свойства изотопов свинца [23, 24], но и различные характеристики ядер урановой области [25].

Результаты исследования деформационных свойств изотопов ртути, представленные в следующем разделе, получены с использованием кода HFBTHO [26], адаптированного в [23] для расчетов с настоящей параметризацией ЭФП Фаянса FaNDF0. При этом число используемых осцилляторных оболочек $N_{\text{sh}} = 25$, а энергия квазичастичных состояний, вклад которых учитывается при расчетах распределений нуклонных плотностей, ограничена величиной $E_{\text{cut}} = 60$ МэВ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Энергии отделения одного и двух нейтронов

Для изотопической цепочки ядер ртути рассчитанные энергии отделения одного и двух нейтронов

$$S_n(N, Z) = B(N, Z) - B(N-1, Z), \quad (11)$$

$$S_{2n}(N, Z) = B(N, Z) - B(N-2, Z), \quad (12)$$

где $B(N, Z)$ — энергия связи ядра, представлены на рис. 1 и рис. 2 соответственно. Для изотопов Hg с $A \leq 202$ среднеквадратичное отклонение между экспериментальными и теоретическими значениями составляет примерно 0.16 МэВ для каждой из энергий отделения. Более значительно отклонение (до 1 МэВ для S_n и до 1.5 МэВ для S_{2n}) в области тяжелых изотопов. Причина этого понятна — на энергетической кривой изотопа ^{204}Hg возникает дополнительный локальный минимум, отвечающий метастабильному состоянию со слабо сплюснутой формой. Величина барьера между состояниями составляет всего лишь порядка 50 кэВ. Это должно приводить к их смешиванию, что не учитывается в настоящем подходе.

3.2. Деформационные свойства изотопов Hg

На рис. 3 представлен наш расчет потенциальных поверхностей (зависимость энергии $E(\beta_2)$ от параметра β_2) для четных изотопов ртути с ^{202}Hg – ^{208}Hg . Для каждого ядра энергия отсчитывается от энергии его основного состояния E_{gs} , обладающего равновесной деформацией β_2^{gs} . Видно, что тяжелые изотопы $^{204,206,208}\text{Hg}$ оказываются сферическими. При этом для ^{204}Hg на энергетической кривой возникает дополнительный локальный минимум, отвечающий метастабильному состоянию со слабо сплюснутой формой, а для изотопа

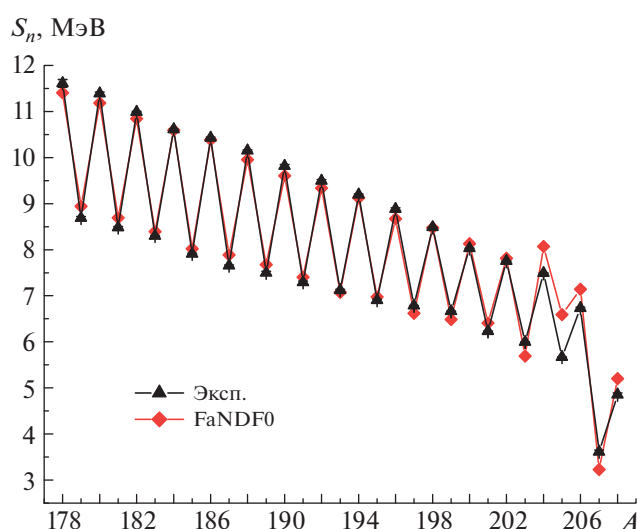


Рис. 1. Энергия отделения нейтрона для изотопической цепочки ртути. Экспериментальные значения взяты из работы [27].

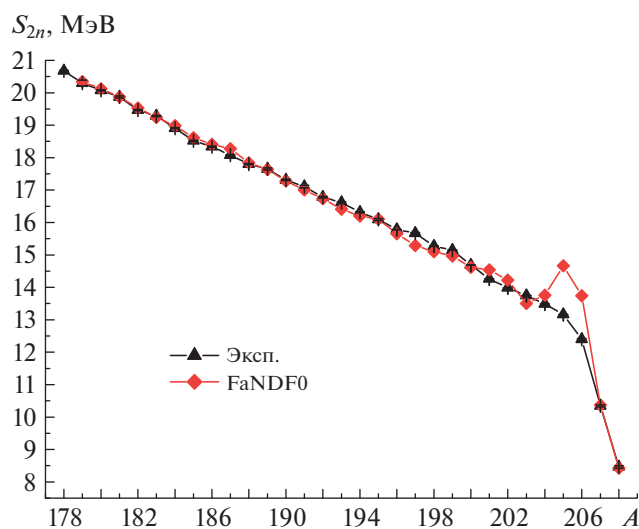


Рис. 2. Энергия отделения двух нейтронов для изотопической цепочки ртути. Экспериментальные значения взяты из работы [27].

^{202}Hg основное состояние приобретает сплюснутую форму.

Потенциальные поверхности для более легких изотопов ртути показаны на рис. 4. Как видно, для четных изотопов с ^{188}Hg по ^{200}Hg основное состояние характеризуется сплюснутой формой. Кроме того, у этих изотопов существует метастабильное состояние с вытянутой формой.

Кривые энергии для самых легких из рассматриваемых изотопов ртути представлены на рис. 5. Данные изотопы обладают двумя метастабильными состояниями со слабо и сильно вытянутой формой наряду со сплюснутым основным состоянием.

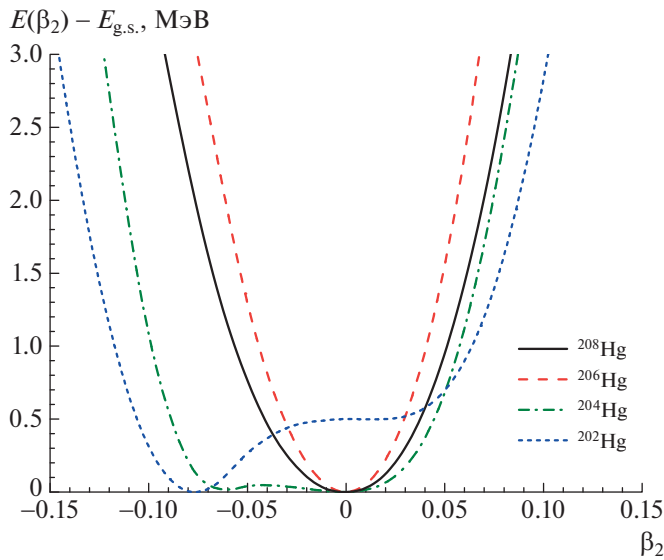


Рис. 3. Полная энергия изотопов ртути $202 \leq A \leq 208$ как функция параметра массовой квадрупольной деформации β_2 .

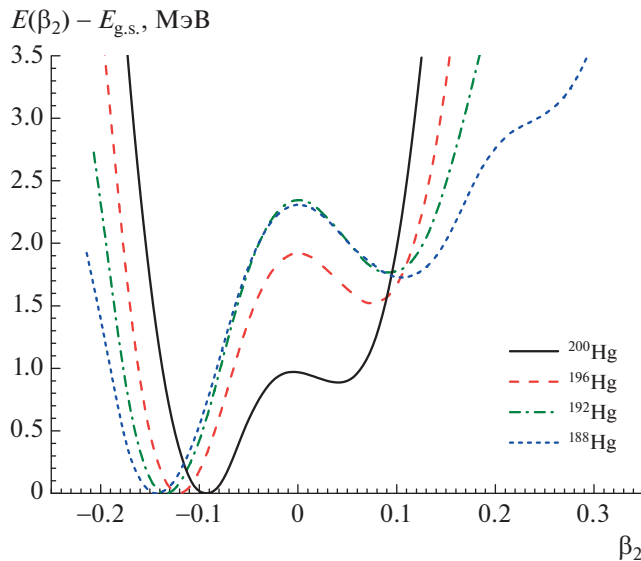


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для $188 \leq A \leq 200$.

ем. Предсказание существования трех конкурирующих по энергии состояний для изотопов ртути в этой массовой области согласуется с расчетами с энергетическими функционалами Скирма UNEDF1 и Sly5* в работе [5].

3.3. Зарядовые радиусы изотопов Hg

Для изотопов ртути существуют экспериментальные данные по зарядовым радиусам [4], включая новые данные по самым легким [5] и тяжелым [3] изотопам. Зарядовый радиус ядра $R_{ch} =$

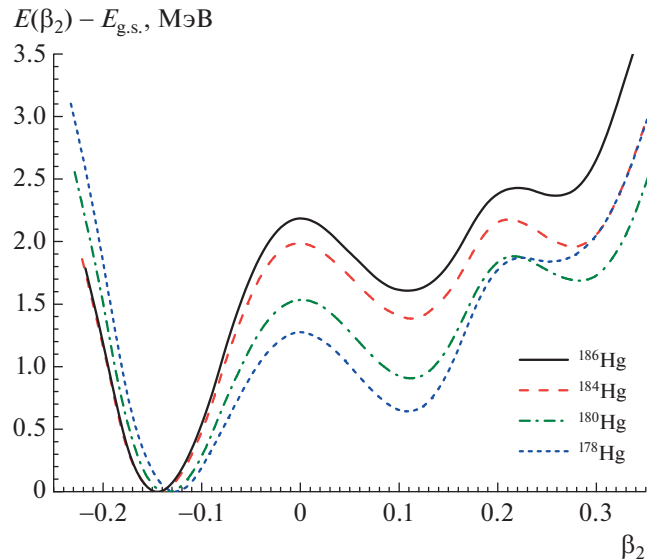


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для $178 \leq A \leq 186$.

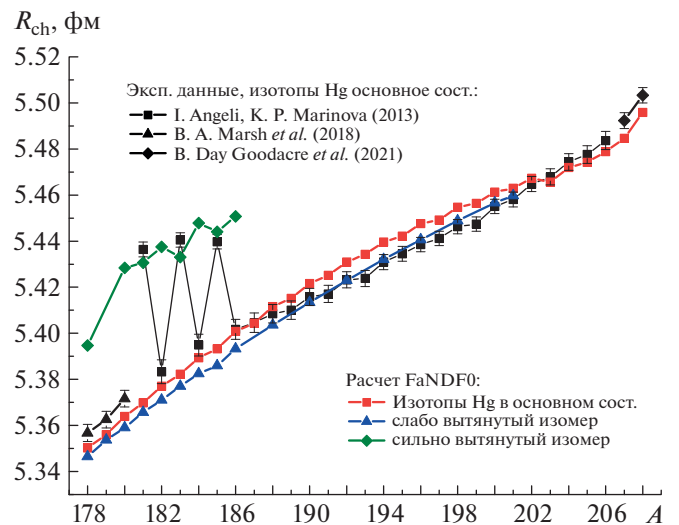


Рис. 6. Зарядовые радиусы изотопов ртути.

$= \sqrt{\langle R_{ch}^2 \rangle}$ приближенно определяется выражением:

$$\langle R_{ch}^2 \rangle = \langle r_p^2 \rangle_Z + \langle r_{ch}^2 \rangle_p + (N/Z) \langle r_{ch}^2 \rangle_n. \quad (13)$$

Здесь $\langle r_p^2 \rangle_Z = (\int r^2 \rho_p(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r})/Z$ — средний квадрат радиуса, вычисленный по распределению плотности точечных протонов для данного ядра, $\langle r_{ch}^2 \rangle_p = 0.708(3) \text{ фм}^2$ — средний квадрат радиуса для распределения заряда в протоне [28], $\langle r_{ch}^2 \rangle_n = -0.115(3) \text{ фм}^2$ — средний квадрат радиуса для распределения заряда в нейтроне [4].

Предсказываемые в расчетах с используемой

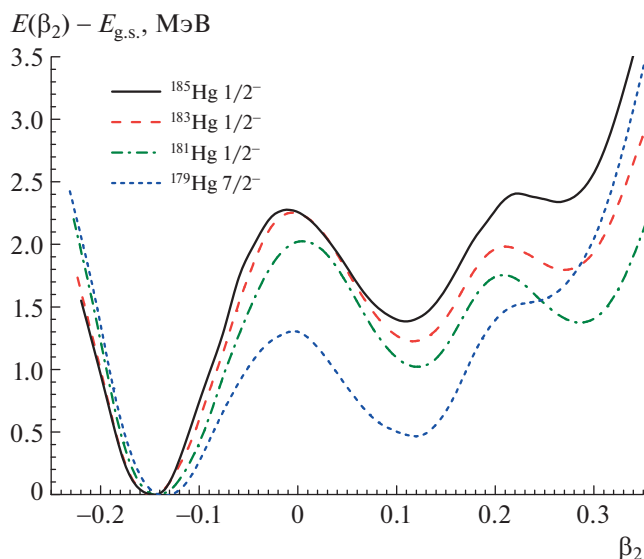


Рис. 7. То же, что на рис. 3, но для $A = 181, 183, 185$.

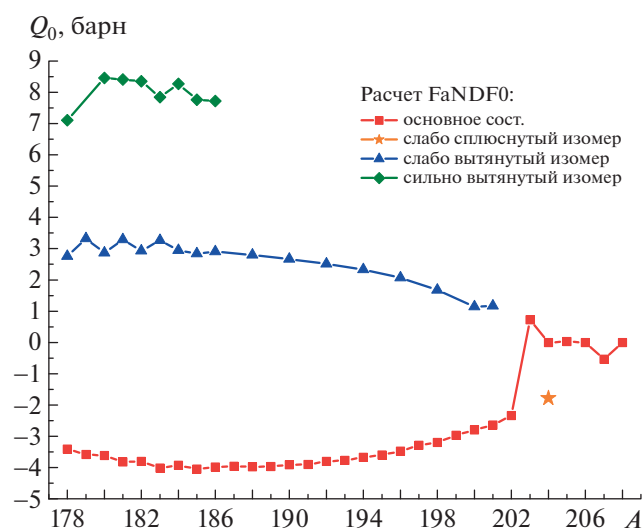


Рис. 8. Собственный зарядовый квадрупольный момент изотопов ртути.

параметризацией функционала FaNDF0 зарядовые радиусы четных изотопов ртути в основном и метастабильных состояниях, а также нечетных изотопов в основном состоянии представлены на рис. 6 вместе с известными из эксперимента значениями зарядовых радиусов изотопов ртути в основном состоянии. Кроме того, на нем нанесены зарядовые радиусы метастабильных состояний изотопов $^{181,183,185}\text{Hg}$. При исключении трех особых точек $A = 181, 183, 185$ зарядовые радиусы в основных состояниях предсказываются со среднеквадратичным отклонением 0.01 фм. В нечетных изотопах ^{181}Hg , ^{183}Hg , ^{185}Hg основное со-

стояние, по-видимому, обладает сильно вытянутой формой ($\beta_2 \sim 0.2-0.3$), поскольку подобные по величине радиусы предсказываются (зеленая кривая на рис. 6) для сильно вытянутых, но метастабильных в наших расчетах состояний. Потенциальные поверхности для изотопов $^{181,183,185}\text{Hg}$ со спином и четностью $1/2^-$, соответствующими основному состоянию, приведены на рис. 7. Как видно, сильно вытянутый изомер лежит по энергии выше основного состояния примерно на 2 МэВ, как и в соседних четных изотопах. В то же время рис. 1 и рис. 2 в области $181 \leq A \leq 185$ показывают неплохое совпадение рассчитанных энергий отделения с экспериментальными (точность $\sim 0.1-0.2$ МэВ). Таким образом, если ориентироваться на значения зарядовых радиусов, то энергетический минимум сильно вытянутого состояния для изотопов $^{181,183,185}\text{Hg}$ должен находиться лишь слегка ниже минимума слабо сплюснутого состояния. На рис. 7 также приведена потенциальная поверхность для изотопа ^{179}Hg в состояниях $7/2^-$. Как видно, у этого ядра сильно вытянутый изомер отсутствует.

Чтобы убедиться в надежности определения деформации основного состояния для изотопов Hg, отличных от трех особых случаев $A = 181, 183, 185$, обратимся к нашему расчету зарядовых квадрупольных моментов. В табл. 2 представлено сравнение экспериментальных значений зарядовых квадрупольных моментов с найденными для ЭФП FaNDF0. На рис. 8 показаны собственные зарядовые квадрупольные моменты $Q_0 = \int \rho_p(\mathbf{r}) r^2 (3 \cos^2 \vartheta - 1) d^3\mathbf{r}$ основного состояния всех изучаемых изотопов ртути, а также метастабильных состояний всех четных и определенных нечетных $A = 179, 181, 183, 185, 201$ изотопов. Из таблицы видно хорошее согласие для изотопов ^{187}Hg , ^{189}Hg , ^{191}Hg , ^{193}Hg . Это подтверждает сплюснутую форму деформации основного состояния в этой области. Для изотопа ^{201}Hg эксперимент дает положительный квадрупольный момент в основном состоянии, в то время как расчет предсказывает отрицательный. Потенциальная поверхность для изотопа ^{201}Hg в состояниях с $3/2^-$ представлена на рис. 9. Видно, что у этого изотопа предсказывается слабо вытянутое изомерное состояние с квадрупольным моментом $Q = 0.235$ бн. По-видимому, это состояние должно быть основным.

Для изотопа ^{203}Hg наш расчет предсказывает вытянутую форму основного состояния в согласии с экспериментальными данными. Для изотопов ^{205}Hg и ^{207}Hg ЭФП FaNDF0 предсказывает сферическую и слабо сплюснутую форму соответственно. Соответствующие потенциальные кривые приведены на рис. 9. Отметим, что при расчетах

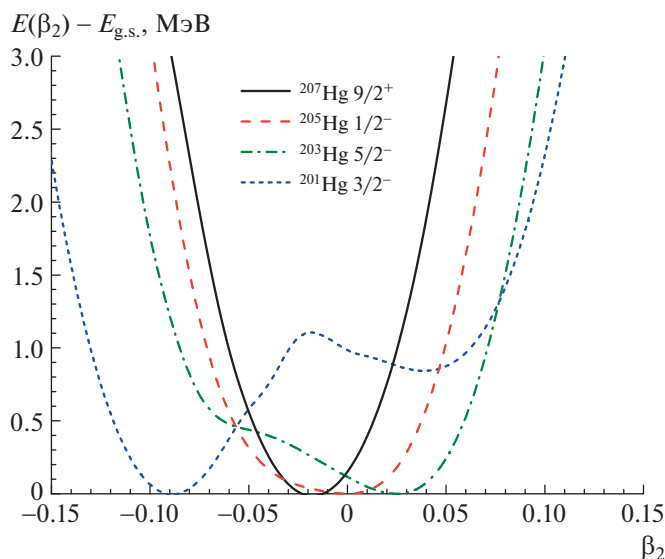


Рис. 9. То же, что на рис. 3, но для $A = 201, 203$.

нечетных ядер блокировалось ближайшее к поверхности Ферми одночастичное состояние, отвечающее наблюдаемому спину и четности основного состояния нечетного изотопа. Блокировка проводилась как для частичных, так и для дырочных состояний. Потенциальная поверхность нечетного ядра отвечает минимальной энергии в состоянии с заданными спином и четностью при заданной деформации β_2 .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Самосогласованные расчеты квадрупольной деформации цепочки изотопов ртути показывают сосуществование слабо вытянутого изомерного состояния наряду со слабо сплюснутым основным состоянием в четных изотопах от ^{188}Hg до ^{200}Hg . Сравнение рассчитанных зарядовых квадрупольных моментов для нечетных изотопов ^{187}Hg , ^{189}Hg , ^{191}Hg , ^{193}Hg с наблюдаемыми согласуется со сплюснутой формой изотопов в этой области. Таким образом, подтверждается относительное расположение рассчитанных энергетических минимумов на поверхности потенциальной энергии. Рассчитанные зарядовые радиусы четных изотопов в этой массовой области достаточно хорошо описывают экспериментальные данные с типичным средним отклонением от эксперимента, составляющим 0.01 фм.

В области легких изотопов от ^{178}Hg до ^{186}Hg наш расчет предсказывает наличие двух метастабильных состояний со слабо и сильно вытянутой формой наряду со слабо сплюснутым основным состоянием, что согласуется с другими расчетами

[5]. Зарядовые радиусы четных изотопов в этой области также описываются со средним отклонением от эксперимента, составляющим 0.01 фм.

Экспериментально известные скачки зарядовых радиусов для нечетных изотопов $^{181}\text{--}^{185}\text{Hg}$ не воспроизводятся, поскольку эти нечетные изотопы, по-видимому, обладают сильно вытянутой формой в основном состоянии. Это означает, что для близких четных изотопов, например ^{182}Hg , ^{184}Hg , метастабильное состояние с сильно вытянутой формой должно быть близко по энергии к основному состоянию [5]. Наш подход недостаточно точно предсказывает положение энергетического минимума сильно вытянутого метастабильного состояния. Возможно, что деформация такого состояния более сложная, чем рассмотренная квадрупольная.

Для тяжелых изотопов от ^{202}Hg до ^{208}Hg из расчета не ожидается существование изомерных состояний, за исключением изотопа ^{204}Hg , у которого сферическая форма конкурирует со слабо сплюснутой. Для четных изотопов $^{204}\text{--}^{208}\text{Hg}$ и нечетного ^{205}Hg основное состояние имеет сферическую форму. Для ^{203}Hg основное состояние предсказывается слабо вытянутым, что согласуется с наблюдаемым зарядовым квадрупольным моментом [29, 30]. Для изотопа ^{207}Hg расчет предсказывает слабо сплюснутую форму основного состояния. Зарядовые радиусы в области тяжелых изотопов воспроизводятся со средним отклонением от эксперимента, составляющим 0.004 фм.

Суммируя, можно заключить, что универсальная параметризация функционала FaNDF0 [10], описывающая уравнения состояния ядерной и нейтронной материи [21, 22] и энергии связи около 100 сферических ядер, позволяет описать также зарядовые $\pi\pi$ -радиусы и квадрупольные моменты для большинства деформированных изотопов ртути, за исключением аномалии в нечетных изотопах $^{181}\text{--}^{185}\text{Hg}$.

В дальнейшем представляют интерес расчеты этих характеристик для ядер вблизи данной массовой области, в которых основные состояния фиксируются блокировкой квазичастичной конфигурации соответствующей спин-четности основного состояния. Последняя может быть установлена из сравнения экспериментальных магнитных моментов с рассчитанными для набора возможных значений J^π . Важен также учет эффектов смешивания конфигураций.

С.С.П. выражает благодарность Д.С. Блау за обсуждение затронутых в статье вопросов. Работа выполнена при частичной поддержке внутреннего гранта НИЦ "Курчатовский институт", приказ № 2184 от 18.08.2022 (расчет потенциальных поверхностей) и гранта РНФ № 21-12-00061 (расчет

зарядовых радиусов и квадрупольных моментов), а также с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. Minamisono *et al.*, Phys. Rev. Lett. **117**, 252501 (2016).
2. M. Kortelainen, Z. Sun, G. Hagen, W. Nazarewicz, T. Papenbrock, and P.-G. Reinhard, Phys. Rev. C **105**, L021303 (2022).
3. T. Day Goodacre *et al.*, Phys. Rev. Lett. **126**, 032502 (2021).
4. I. Angeli and K. P. Marinova, At. Data Nucl. Data Tables **99**, 69 (2013).
5. S. Sels *et al.*, Phys. Rev. C **99**, 044306 (2019).
6. A. Barzakh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **127**, 192501 (2021).
7. Y. Hirayama, M. Mukai, Y. X. Watanabe, P. Schury, H. Nakada, J. Y. Moon, T. Hashimoto, S. Iimura, S. C. Jeong, M. Rosenbusch, M. Oyaizu, T. Niwase, M. Tajima, A. Taniguchi, M. Wada, and H. Miyatake, Phys. Rev. C **106**, 034326 (2022).
8. A. E. Barzakh *et al.*, Phys. Rev. C **101**, 034308 (2020).
9. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
10. С. А. Фаянс, Письма в ЖЭТФ **68**, 161 (1998) [S. A. Fayans, JETP Lett. **68**, 169 (1998)].
11. S. V. Tolokonnikov and E. E. Saperstein, Phys. At. Nucl. **73**, 1684 (2010).
12. E. E. Saperstein, I. N. Borzov, and S. V. Tolokonnikov, JETP Lett. **104**, 218 (2016).
13. I. N. Borzov and S. V. Tolokonnikov, Phys. At. Nucl. **85**, 222 (2022).
14. I. N. Borzov and S. V. Tolokonnikov, Phys. At. Nucl. **83**, 795 (2020).
15. P.-G. Reinhard and W. Nazarewicz, Phys. Rev. C **95**, 064328 (2017).
16. A. J. Miller, K. Minamisono, A. Klose, D. Garand, C. Kujawa, J. D. Lantis, Y. Liu, B. Maaß, P. F. Mantica, W. Nazarewicz, W. Nörtershäuser, S. V. Pineda, P.-G. Reinhard, D. M. Rossi, F. Sommer, C. Sumithrarachchi, *et al.*, Nat. Phys. **15**, 432 (2019).
17. P.-G. Reinhard, W. Nazarewicz, and R. F. Garcia Ruiz, Phys. Rev. C **101**, 021301(R) (2020) and Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevC.101.021301>
18. R. F. Garcia Ruiz, M. L. Bissell, K. Blaum, A. Ekström, N. Frömmgen, G. Hagen, M. Hammen, K. Hebeler, J. D. Holt, G. R. Jansen, M. Kowalska, K. Kreim, W. Nazarewicz, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, *et al.*, Nat. Phys. **12**, 594 (2016).
19. Á. Koszorús, X. F. Yang, W. G. Jiang S. J. Novario, S. W. Bai, J. Billowes, C. L. Binnersley, M. L. Bissell, T. E. Cocolios, B. S. Cooper, R. P. de Groote, A. Ekström, K. T. Flanagan, C. Forssén, S. Franchoo, R. F. Garcia Ruiz, *et al.*, Nat. Phys. **17**, 439 (2021).
20. U. C. Perera, A. V. Afanasjev, and P. Ring, Phys. Rev. C **104**, 064313 (2021).
21. B. Friedman and V. R. Pandharipande, Nucl. Phys. A **361**, 502 (1981).
22. R. B. Wiringa, V. Fiks, and A. Fabrocini, Phys. Rev. **38**, 1010 (1988).
23. S. V. Tolokonnikov, I. N. Borzov, M. Kortelainen, Y. S. Lutostansky, and E. E. Saperstein, J. Phys. G **42**, 075102 (2015).
24. S. V. Tolokonnikov, I. N. Borzov, Y. S. Lutostansky, and E. E. Saperstein, Phys. At. Nucl. **79**, 21 (2016).
25. S. V. Tolokonnikov, I. N. Borzov, Y. S. Lutostansky, I. V. Panov, and E. E. Saperstein, Phys. At. Nucl. **80**, 631 (2017).
26. M. V. Stoitsov, N. Schunck, M. Kortelainen, N. Michel, H. Nam, E. Olsen, J. Sarich, and S. Wild, Comput. Phys. Commun. **184**, 1592 (2013).
27. Meng Wang, W. J. Huang, F. G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi, Chin. Phys. C **45**, 030003 (2021).
28. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value/rp>
29. N. J. Stone, At. Data Nucl. Data Tables **90**, 75 (2005).
30. N. J. Stone, <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0658.pdf>

DEFORMATION PROPERTIES AND NUCLEAR RADII OF Hg ISOTOPES

I. N. Borzov^{1),2)}, S. S. Pankratov^{1),3)}, S. V. Tolokonnikov^{1),3)}

¹⁾National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

²⁾Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna, Russia

³⁾Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudny, Russia

Self-consistent calculations of potential surfaces, quadrupole moments and charge radii for mercury isotopes ^{178–208}Hg are performed within Fayans energy density functional. The weakly oblate and strongly prolate isomeric states are shown to occur. The charge radii are predicted with typical accuracy of 0.01 fm except for the three specific cases of ^{181,183,185}Hg.