

Двухнейтронная граница нуклонной стабильности тяжелых ядер на основе функционала Фаянса

Э. Е. Саперштейн^{+*1)}, И. Н. Борзов^{+×}, Ю. С. Лютостанский⁺, С. В. Толоконников^{+°}

⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123098 Москва, Россия

^{*}Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

[×]Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

[°]Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 18 августа 2015 г.

Двухнейтронная граница нуклонной стабильности тяжелых ядер от свинца до элемента с $Z = 120$ исследуется на основе энергетического функционала плотности (ЭФП) Фаянса FaNDF⁰. Расчеты выполнены в рамках стандартного подхода с использованием фиксированных параметров ЭФП, найденных подгонкой характеристик стабильных ядер. Проведено сравнение с предсказаниями нескольких популярного ЭФП Скирма. Результаты расчетов с использованием ЭФП HFB-17 и HFB-27 взяты из таблиц, опубликованных в интернете, тогда как для ЭФП SLy4 и SkM* мы произвели расчеты сами.

DOI: 10.7868/S0370274X15190042

В последние годы заметно возрос интерес к проблеме нахождения границ нуклонной стабильности (ГНС) ядерной “карты”. Помимо принципиального значения этой глобальной характеристики атомных ядер, она необычайно важна для ядерной астрофизики. Существенный прогресс в экспериментальном исследовании проблемы достигнут благодаря использованию ускорителей радиоактивных ядер (сейчас известно более 3000 нуклонно-стабильных ядер). Однако экспериментальная ГНС до сих пор известна лишь для достаточно легких ядер. Особенно остро стоит вопрос об определении нейтронной ГНС тяжелых и сверхтяжелых ядер, знание которой важно для исследования динамики r -процесса в звездах [1–3] и изучения возможности получения трансфермиевых ядер в интенсивных нейтронных потоках [4]. Поэтому очень актуально теоретическое исследование нейтронной ГНС. В настоящее время известно несколько таких исследований в рамках метода Скирма–Хартри–Фока (СХФ) [5, 6] и релятивистской модели среднего поля [7, 8]. Оба эти подхода обычно интерпретируют как варианты метода энергетического функционала плотности (ЭФП), предложенного Коном и Шэмом [9]. Он основан на теореме Хоэнберга–Кона [10], согласно которой энергия E_0 основного со-

стояния ферми-системы является функционалом ее плотности $\rho(\mathbf{r})$:

$$E_0^{\text{int}}[\rho] = \int \mathcal{E}[\rho(\mathbf{r})] d^3r, \quad (1)$$

где \mathcal{E} – плотность энергии.

К сожалению, эта теорема не содержит рецепта для нахождения ЭФП. В методе СХФ, в последние два десятилетия доминирующем в самосогласованных расчетах ядерных характеристик, ЭФП строится на основе ХФ-анзаца для гамильтониана, содержащего эффективные силы Скирма [11]. Последние включают силы, зависящие от импульса, что приводит к появлению эффективной массы, отличной от свободной: $m^*(\mathbf{r}) \neq m$. Кроме того, в них имеется трехчастичный δ -член, который в ХФ-приближении приводит к простой зависимости ЭФП от плотности.

Известной альтернативой методу СХФ служит самосогласованная теория конечных ферми-систем (ТКФС) [12, 13], основанная на общих принципах ТКФС [14], дополненных условиями согласования ТКФС [15]. В этом подходе на равной основе рассматриваются эффекты зависимости эффективных сил от импульса и от энергии. При построении ЭФП явную зависимость от энергии удается исключить [16]. Однако в результате возникает довольно сложная зависимость ЭФП от плотности нуклонов ρ . Фаянс с соавторами [17–19] обнаружили, что в большом интервале плотностей она может быть с хорошей

¹⁾e-mail: saper@mbslab.kiae.ru

точностью аппроксимирована более простой дробно-линейной функцией:

$$\varepsilon = \frac{1 + \alpha\rho^\sigma}{1 + \gamma\rho^\sigma}, \quad (2)$$

где α , σ и γ – параметры. Другой особенностью ЭФП Фаянса является использование голой массы: $m^* = m$. Это также опирается на исследования в рамках самосогласованной ТКФС, в которой обнаружено, что вклады в эффективную массу от импульсной зависимости сил (“ k -масса”) и от зависимости от энергии (“ E -масса”) почти точно компенсируют друг друга, приводя к условию $m^* \simeq m$ [13]. Все это позволяет интерпретировать ЭФП Фаянса как приближенную версию самосогласованной ТКФС.

До недавнего времени функционал Фаянса применялся только к сферическим ядрам. Упомянем систематический анализ зарядовых радиусов [20], магнитных [21, 22] и квадрупольных [23, 24] моментов нечетных ядер, а также бета-распада [25]. В работах [26, 27] были успешно описаны энергии и вероятности возбуждения первых уровней 2^+ полумагических ядер. Отметим также анализ одночастичных спектров семи магических ядер [28], включая так называемые новые маги. Во всех случаях было достигнуто хорошее согласие с экспериментом, значительно лучшее, чем в аналогичных расчетах с использованием различных версий ЭФП Скирма. В работе [29] дан краткий сравнительный обзор описания характеристик сферических ядер на основе ЭФП Фаянса и СХФ. Для сравнения были выбраны известные СХФ-функционалы SLy4 [30] и SkM* [31], а также более новый скирмовский функционал HFB-17 [32], для которого впервые была достигнута точность описания масс ядер в среднем лучше 600 кэВ. На сайте [6] опубликованы предсказания для масс ядер и некоторых других их характеристик на основе этого, а также еще нескольких ЭФП данного семейства вплоть до HFB-27. При этом рекордная точность описания масс достигнута ЭФП HFB-20, хотя его преимущество перед HFB-17 незначительно.

Недавно ЭФП Фаянса был впервые применен к деформированным ядрам [33]. Использовался ЭФП FaNDF⁰ [34], который является локализованной версией исходного ЭФП конечного радиуса [18, 19] с юкавской координатной зависимостью: $\Upsilon(r) \rightarrow 1 - r_c^2 \nabla^2$. Такая локализация делает структуру поверхностной части ЭФП Фаянса более близкой к скирмовской, что позволило после некоторой модификации использовать код HFBТНО [35], созданный для ЭФП Скирма. Результаты [33] для изотопических цепочек Pb и U оказались весьма обнадеживающими.

В работе [36] расчеты были распространены на более широкую область ядер в окрестности урана. До появления кода с функционалом Фаянса для деформированных ядер не было возможности рассчитывать с ним нейтронную ГНС, поскольку многие из ядер этой области деформированы. Теперь такая возможность имеется. В данной работе мы рассчитываем двухнейтронную ГНС для элементов с четным числом протонов Z от свинца ($Z = 82$) до $Z = 120$. Для сравнения мы провели аналогичные расчеты с СХФ-функционалами SLy4 и SkM*. Кроме того, мы включили в анализ предсказания функционалов HFB-17 и HFB-27, взятые из [6].

Двухнейтронная точка ГНС для данного элемента $A_{2n}^{\text{drip}}(Z)$ определяется как последнее значение A , для которого положительна двухнейтронная энергия отделения

$$S_{2n}(N, Z) = B(N, Z) - B(N - 2, Z), \quad (3)$$

где $B(N, Z)$ – еще положительная энергия связи данного ядра. Однонейтронная ГНС $A_n^{\text{drip}}(Z)$ обычно близка к двухнейтронной. При этом, как правило, выполняется неравенство $A_{2n}^{\text{drip}}(Z) > A_n^{\text{drip}}(Z)$.

Прежде чем привести результаты расчетов ГНС, необходимо сделать важное замечание. Данные расчеты рассматриваемой важной ядерной характеристики, как и те, с которыми производится сравнение, были выполнены в рамках стандартного подхода. В этом подходе параметры ЭФП подбирались с целью наилучшего описания характеристик стабильных ядер, для которых характерны значения химических потенциалов нейтронов и протонов $\mu_{n,p} \simeq -8$ МэВ. Анализ проблемы на основе теории многих тел [37, 38] показывает, что вблизи ГНС, где $\mu_n \rightarrow 0$ или $\mu_p \rightarrow 0$, некоторые параметры ЭФП должны быть изменены. Это относится к тем из них, которые отвечают внешним значениям скалярно-изоскалярной и скалярно-изовекторной амплитуд Ландау–Мигдала (ЛМ). Употребляя термин “внешние”, мы имеем в виду представление ЛМ-амплитуды в виде [14]

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}^{\text{ex}} + (\mathcal{F}^{\text{in}} - \mathcal{F}^{\text{ex}})\rho(\mathbf{r})/\rho(0) \quad (4)$$

с очевидными обозначениями.

При малых значениях μ существенная часть участвующих в процедуре согласования частиц имеет малые энергии, так что суммарная их энергия E близка к нулю, а тем самым в рассматриваемом здесь нейтронном случае и к динейтронному виртуальному полюсу по энергии свободной T -матрицы $T_{nn}(E)$. В результате абсолютное значение ЛМ-амплитуды в

рассматриваемых каналах должно расти, поскольку вне ядра она переходит в T -матрицу. В работах [37, 38] зависимость от энергии аппроксимировалась μ -зависимостью. Например, внешняя нейтрон-нейтронная ЛМ-амплитуда представлялась в виде

$$\mathcal{F}_{nn}^{\text{ex}} = T_{nn}(E = 2\mu_n). \quad (5)$$

При малых значениях μ_n отвечающее формуле (5) притяжение гораздо сильнее, чем “регулярное” при $\mu_n \simeq -8$ МэВ. Это делает нейтронную потенциальную яму $V_n(\mathbf{r})$ глубже из-за систематически уменьшающихся значений S_{2n} . В результате двухнейтронная ГНС сдвигается направо, т.е. в сторону больших значений A . Модель (5) слишком груба и, как показывают оценки, сильно переоценивает эффект. Однако качественно она справедлива: по сравнению со стандартным подходом кривая $S_{2n}(A)$ должна сдвигаться вверх, а нейтронная ГНС – направо. Это вынуждает рассматривать данный расчет, так же как и все расчеты по стандартной схеме, как оценку границы “слева”.

Для демонстрации предсказательной силы ЭФП Фаянса для деформированных ядер на рис. 1 представлено сравнение найденных для изотопов тория

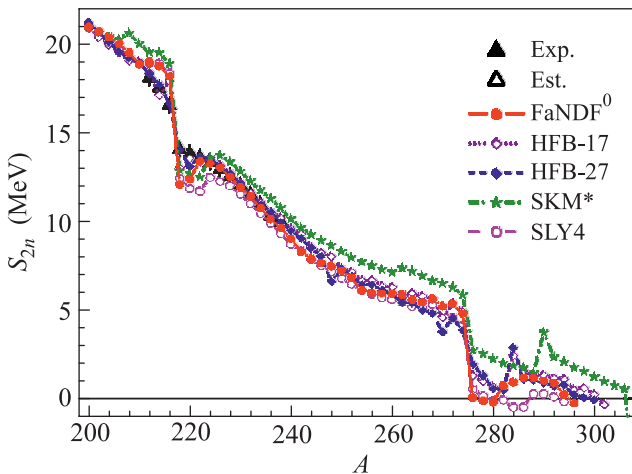


Рис. 1. (Цветной онлайн) Значения S_{2n} для изотопической цепочки тория для различных ЭФП. Экспериментальные и оценочные значения взяты из таблиц масс [39]

значений S_{2n} с результатами четырех рассматриваемых скирмовских ЭФП. В области $A \leq 280$, где известны экспериментальные значения S_{2n} , точность всех функционалов примерно одинакова, за исключением ЭФП SkM*, предсказания которого заметно выше эксперимента и других теоретических кривых. Такая же тенденция сохраняется и дальше вплоть

до области границы стабильности, точнее до $A \simeq 280$. Формально примененный выше принцип определения ГНС приводит к $A_{2n}^{\text{drip}}(\text{FaNDF}^0) = 276$ и $A_{2n}^{\text{drip}}(\text{SLy4}) = 278$. Однако в обоих случаях отрицательные значения S_{2n} в соседних точках очень малы по абсолютной величине и вскоре величина S_{2n} снова становится положительной. Вспоминая обсуждавшийся выше эффект зависимости параметров ЭФП от энергии, который должен приводить к заметному сдвигу кривой $S_{2n}(A)$ и который в настоящем расчете игнорируется, естественно считать такие случайные провалы этой кривой в отрицательную область артефактом стандартного подхода. Подобное резкое уменьшение S_{2n} приведет к обрезанию пути r -процесса и к резкому сокращению области нуклеосинтеза. Логичнее полагать $A_{2n}^{\text{drip}}(\text{FaNDF}^0) = 294$ и $A_{2n}^{\text{drip}}(\text{SLy4}) = 292$: кривая $S_{2n}(A)$ “уверенно” пересекает в этих точках нулевую отметку и больше знак не меняет. Обсуждаемое anomalous поведение кривых $S_{2n}(A)$ вблизи $A \simeq 280$ объясняется исчезновением для ядер данной области стабильной деформации. Это продемонстрировано на рис. 2 и 3, на которых изображены, соответственно, стабильная деформа-

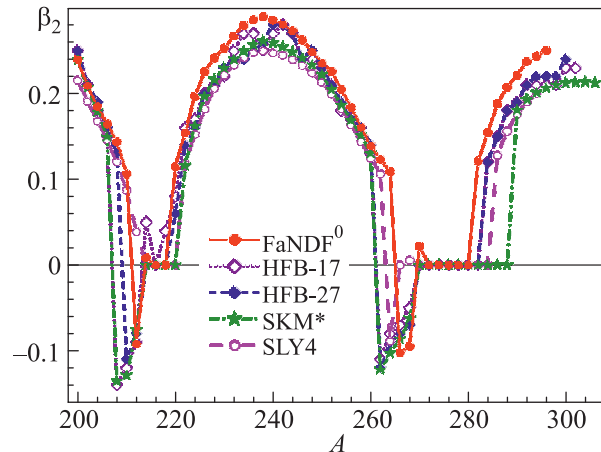


Рис. 2. (Цветной онлайн) Квадрупольная деформация β_2 для изотопической цепочки тория для различных ЭФП

ция β_2 и отвечающая ей деформационная энергия

$$E_{\text{def}}(\beta_2) = B(\beta_2) - B(\beta_2 = 0). \quad (6)$$

Все пять рассматриваемых ЭФП приводят к близким результатам вплоть до $A \simeq 280$. При этом вблизи данной точки имеется довольно протяженная область сферических ядер, размер которой для разных ЭФП существенно различен. Отдельного обсуждения требует поведение параметра деформации в области $A \simeq 260$ – 270 (слева от сферического интервала). Для всех рассматриваемых ЭФП, прежде чем

Таблица 1. Двухнейтронная граница стабильности для элементов с четным Z от Pb до $Z = 120$ для различных ЭФП*)

Элемент	FaNDF ⁰	SLy4	SkM*	HFB-17	HFB-27
Pb ($Z=82$)	266; 184 [0.00]	266; 184 [0.00]	272; 190 [0.00]	266; 184 [0.00]	266; 184 [0.00]
Po (84)	270; 186 [0.00]	272; 188 [0.00]	280; 196 [0.00]	268; 184 [0.00]	268; 184 [0.00]
Rn (86)	268; 182 [0.00]	274; 188 [0.00]	298; 212 [0.20]	272; 186 [0.00]	274; 188 [0.00]
Ra (88)	272; 184 [0.00]	276; 188 [0.00]	304; 216 [0.21]	> 286	> 286
Th (90)	294; 204 [0.24]	292; 202 [0.19]	306; 216 [0.21]	300; 210 [0.23]	298; 208 [0.22]
U (92)	300; 208 [0.26]	298; 206 [0.22]	318; 226 [0.21]	308; 216 [0.25]	304; 212 [0.24]
Pu (94)	308; 214 [0.27]	304; 210 [0.24]	324; 230 [0.20]	314; 220 [0.25]	310; 216 [0.25]
Cm (96)	312; 216 [0.28]	310; 214 [0.25]	336; 240 [0.14]	320; 224 [0.24]	316; 220 [0.24]
Cf (98)	318; 220 [0.27]	316; 218 [0.25]	354; 256 [0.00]	324; 226 [0.24]	322; 224 [0.24]
Fm (100)	324; 224 [0.26]	322; 222 [0.24]	342; 242 [0.23]	330; 230 [0.23]	328; 228 [0.23]
No (102)	334; 232 [0.23]	328; 226 [0.23]	360; 258 [0.00]	338; 236 [0.21]	332; 230 [0.24]
Rf (104)	336; 232 [0.23]	334; 230 [0.22]	362; 258 [0.00]	342; 238 [0.20]	340; 236 [0.22]
Sg (106)	338; 232 [0.23]	340; 234 [0.21]	364; 258 [0.00]	352; 246 [-0.13]	344; 238 [0.20]
Hs (108)	366; 258 [0.00]	346; 238 [0.18]	376; 268 [0.35]	356; 248 [0.08]	352; 244 [-0.14]
Ds (110)	370; 260 [0.00]	364; 254 [0.00]	384; 274 [0.35]	> 360	354; 244 [-0.15]
Cn (112)	370; 258 [0.00]	368; 256 [0.00]	390; 278 [0.34]		
Fl (114)	372; 258 [0.00]	370; 256 [0.00]	394; 280 [0.34]		
Lv (116)	374; 258 [0.00]	374; 258 [0.00]	410; 294 [0.22]		
$Z=118$	376; 258 [0.00]	378; 260 [0.00]	416; 298 [0.22]		
$Z=120$	378; 258 [0.00]	392; 272 [0.55]	422; 302 [0.21]		

*) Каждая ячейка таблицы содержит значения $A_{2n}^{\text{drip}}(Z)$; $N_{2n}^{\text{drip}}(Z)$ [$\beta_2^{\text{drip}}(Z)$].

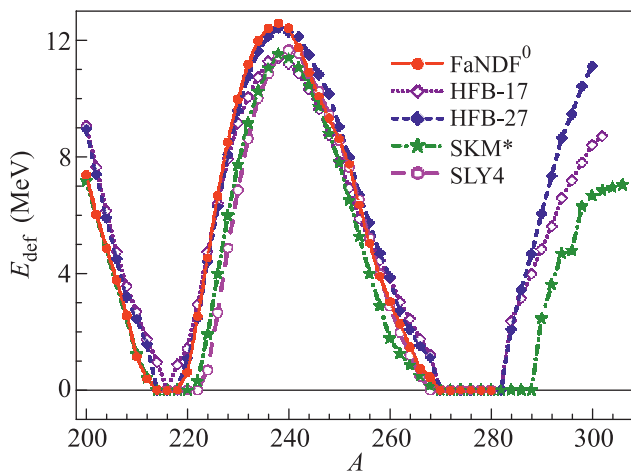


Рис. 3. (Цветной онлайн) Энергия деформации E_{def} для изотопической цепочки тория для различных ЭФП

стать нулевой, деформация меняет знак. Указанное изменение почти не отражается на кривой $E_{\text{def}}(A)$, что объясняется описанной ниже картиной фазового перехода в сферическое состояние. Для всех ядер этой области функция $B(\beta_2)$ имеет три близких по энергии минимума: сферический и два деформированных, отвечающих вытянутой и сплюснутой форме. Вблизи точки фазового перехода сначала “побеждает” сплюснутый минимум и лишь затем – сфери-

ческий. При этом для двух ЭФП, FaNDF⁰ и SLy4, для одного из ядер затем возникает малая положительная деформация, далее становящаяся нулевой. Поскольку “игра” относительного положения трех близких минимумов $B(\beta_2)$ чувствительна к малейшему изменению параметров ЭФП, обсуждаемым различиям в предсказываемых разными ЭФП величинах стабильной деформации ядер этой области не следует придавать большого значения. Важнее, что рассматриваемые ЭФП в области ГНС предсказывают довольно большую положительную деформацию $\beta_2 \simeq 0.2$. Сама же ГНС для ЭФП HFB-17 и HFB-27 оказывается при $A \simeq 300$, а максимальное ее значение, $A_{\text{drip}} = 306$, дает ЭФП SkM*. В работе [36] аналогичный анализ с близкими заключениями выполнен для еще нескольких элементов урановой области.

Результаты расчета двухнейтронной ГНС с ЭФП Фаянса FaNDF⁰ и двумя СХФ-функционалами, SLy4 и SkM*, приведены в табл. 1 и на рис. 4 и 5. Они дополнены литературными данными для скирмовских ЭФП HFB-17 и HFB-27 [6], которые ограничены $Z = 110$. Для каждого элемента и ЭФП приведены значения $A_{2n}^{\text{drip}}(Z)$, $N_{2n}^{\text{drip}}(Z)$ и $\beta_2^{\text{drip}}(Z)$ с очевидными обозначениями. Значения ГНС для ЭФП SLy4 и SkM* совпадают с полученными в [5] или близки к ним. Незначительные расхождения вызваны неболь-

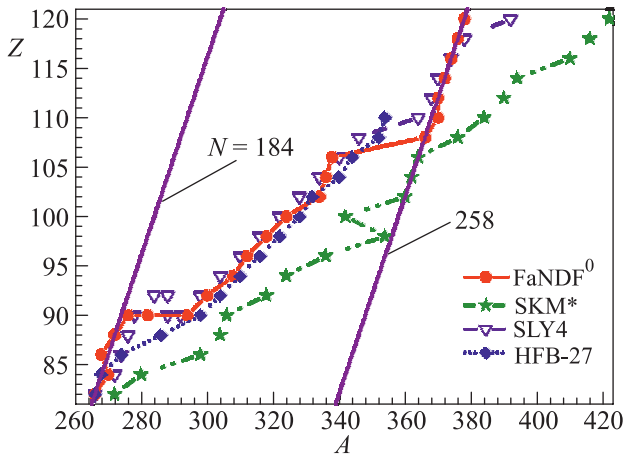


Рис. 4. (Цветной онлайн) Двухнейтронная граница стабильности для различных ЭФП

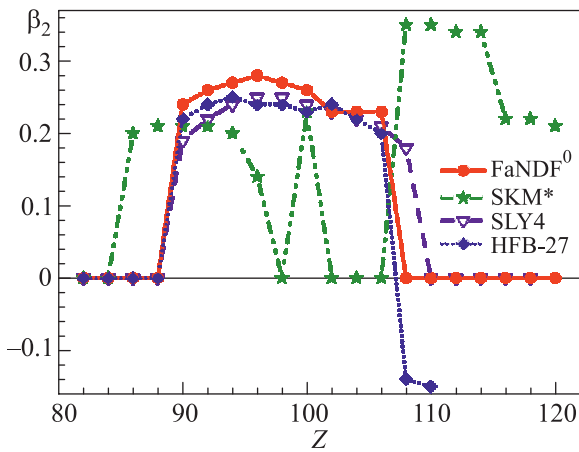


Рис. 5. (Цветной онлайн) Равновесная деформация ядер на двухнейтронной границе стабильности для различных ЭФП

шими различиями в расчетной схеме. Как видно, в целом результаты ЭФП Фаянса и SLY4 близки друг к другу, в то время как ЭФП SkM* приводит к существенно большим значениям ГНС. Для $Z \leq 110$ предсказания ЭФП HFB-17 и HFB-27 занимают промежуточное положение, но оказываются ближе к FaNDF⁰ и SLY4. На рис. 4 наклонные прямые соединяют точки ГНС, отвечающие нейтронным магическим числам $N = 182$ и 258 . Первое из них хорошо известно [5, 7], а второе, видимо, было впервые отмечено в [7]. Его магичность для ЭФП FaNDF⁰ приводит к тому, что все ядра на ГНС для элементов тяжелее Sg являются сферическими. Одночастичный нейтронный спектр для трех последних из рассмотренных нами элементов (рис. 6), демонстрирует ярко выраженный “магический просвет” между состоянием $4p_{1/2}$ и следующим за ним $1k_{15/2}$. Отметим, что магические свой-

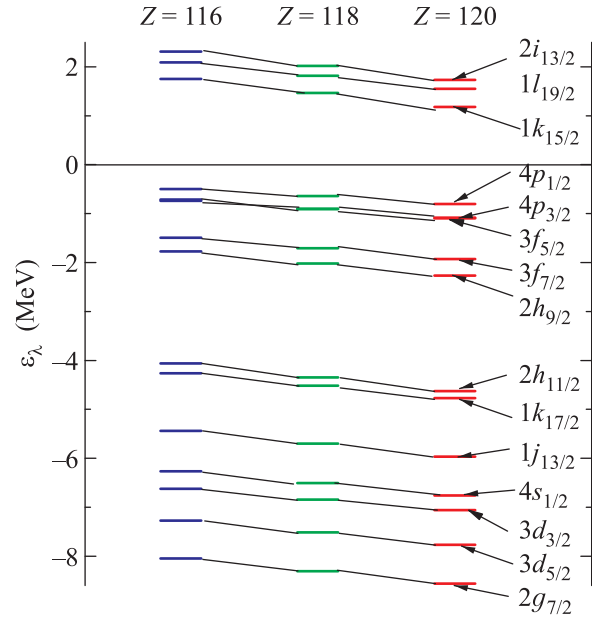


Рис. 6. (Цветной онлайн) Нейтронный спектр ядер на границе нейтронной стабильности для элементов с $Z = 118-120$

ства этого числа должны сохраниться и при выходе за рамки используемого здесь стандартного подхода посредством учета μ -зависимости параметров ЭФП. Действительно, главный результат учета данного эффекта – углубление нейтронного среднего поля, что должно привести к более-менее равномерному сдвигу вниз уровней на рис. 6. При этом просвет между уровнями $4p_{1/2}$ и $1k_{15/2}$ не должен заметно измениться.

Кратко резюмируем полученные результаты. На основе ЭФП Фаянса FaNDF⁰ в рамках стандартного подхода с использованием фиксированных параметров ЭФП рассчитана двухнейтронная ГНС тяжелых ядер вплоть до элемента $Z = 120$. Выполнено сравнение с предсказаниями нескольких популярных ЭФП Скирма. Результаты качественно согласуются с большинством из них. Из общей картины выпадают предсказания ЭФП SkM*, который приводит к заметно большим значениям ГНС, чем другие рассмотренные ЭФП. Подтверждено нейтронное магическое число $N = 258$.

Мы благодарны М. Кортелайнену за предоставленную возможность использовать его код для деформированных ядер с функционалом Фаянса FaNDF⁰. Работа выполнена при частичной поддержке гранта Министерства науки и образования НШ-932.2014.2, грантов РФФИ # 13-02-00085-а, 13-02-12106_офи-м, 14-02-00107-а, 14-22-03040_офи-м и совместного гранта IN2P3-РФФИ # 110291054,

а также Швейцарского национального научного фонда (грант # IZ73Z0_152485 SCOPES). Расчеты частично выполнены на ВК НИЦ “КИ”.

1. T. Kajino, S. Wanao, and G. J. Mathews, Nucl. Phys. A **704**, 165 (2002).
2. I. V. Panov, Astron. Lett. **29**, 163 (2003).
3. I. Petermann, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, I. V. Panov, P.-G. Reinhard, and F.-K. Thielemann, EPJ A **48**, 122 (2012).
4. Yu. S. Lutostansky, V. I. Lyashuk, and I. V. Panov, *Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei*, World Scientific (2013), p. 197.
5. J. Erler, N. Birge, M. Kortelainen, W. Nazarewicz, E. Olsen, A. M. Perhac, and M. Stoitsov, Nature **486**, 509 (2012).
6. S. Goriely, <http://www-astro.ulb.ac.be/bruslib/nucdata/>.
7. A. V. Afanasjev, S. E. Agbemava, D. Ray, and P. Ring, Phys. Rev. C **91**, 014324 (2015).
8. N. Wang, M. Liu, X. Wu, and J. Meng, Phys. Lett. B **734**, 215 (2014).
9. W. Kohn and L. J. Sham, Phys. Rev. A **140**, 1133 (1965).
10. P. Hohenberg and W. Kohn, Phys. Rev. B **136**, 864 (1964).
11. D. Vautherin and D. M. Brink, Phys. Rev. C **5**, 626 (1972).
12. E. E. Saperstein and V. A. Khodel, JETP **54**, 12 (1981).
13. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rep. **92**, 183 (1982).
14. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, Наука, М. (1965) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Application to Atomic Nuclei*, Wiley, N.Y. (1967)].
15. S. A. Fayans and V. A. Khodel, JETP Lett. **17**, 444 (1973).
16. V. A. Khodel, E. E. Saperstein, and M. V. Zverev, Nucl. Phys. A **465** 397 (1987).
17. А. В. Смирнов, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, ЯФ **48**, 1661 (1988) [Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 995 (1988)].
18. I. N. Borzov, S. A. Fayans, E. Kromer, and D. Zawischa, Z. Phys. A **355**, 117 (1996).
19. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
20. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **74**, 1306 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1277 (2011)].
21. И. Н. Борзов, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **71**, 493 (2008) [Phys. Atom. Nucl. **71**, 469 (2008)].
22. I. N. Borzov, E. E. Saperstein, S. V. Tolokonnikov, G. Neyens, and N. Severijns, Eur. Phys. J. A **45**, 159 (2010).
23. S. V. Tolokonnikov, S. Kamedzhiev, S. Krewald, E. E. Saperstein, and D. Voitenkov, EPJA **48**, 70 (2012).
24. S. Kamedzhiev, S. Krewald, S. Tolokonnikov, E. E. Saperstein, and D. Voitenkov, EPJ Web Conf. **38**, 10002 (2012).
25. I. N. Borzov, Nucl. Phys. A **777**, 645 (2006).
26. S. V. Tolokonnikov, S. Kamedzhiev, D. Voitenkov, S. Krewald, and E. E. Saperstein, Phys. Rev. C **84**, 064324 (2011).
27. S. V. Tolokonnikov, S. Kamedzhiev, S. Krewald, E. E. Saperstein, and D. Voitenkov, EPJ Web Conf. **38**, 04002 (2012).
28. N. V. Gnezdilov, I. N. Borzov, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, Phys. Rev. C **89**, 034304 (2014).
29. E. E. Saperstein and S. V. Tolokonnikov, arXiv 1507.06134 [nucl-phys] [EPJ Web Conf. (to be published)].
30. E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer, Nucl. Phys. A **635**, 231 (1998).
31. J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet, and H. B. Håkansson, Nucl. Phys. A **386**, 79 (1982).
32. S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, Phys. Rev. Lett. **102**, 152503 (2009).
33. S. V. Tolokonnikov, I. N. Borzov, M. Kortelainen, Yu. S. Lutostansky, and E. E. Saperstein, J. Phys. G **42**, 075102 (2015).
34. S. A. Fayans, JETP Lett. **68**, 169 (1998).
35. M. V. Stoitsov, N. Schunck, M. Kortelainen, N. Michel, H. Nam, E. Olsen, J. Sarich, and S. Wild, Comp. Phys. Comm. **184**, 1592 (2013).
36. S. V. Tolokonnikov, I. N. Borzov, M. Kortelainen, Yu. S. Lutostansky, and E. E. Saperstein, arXiv 1507.06607 [nucl-phys] [EPJ Web Conf. (to be published)].
37. M. Baldo, U. Lombardo, E. E. Saperstein, and M. V. Zverev, Phys. Lett. B **533**, 17 (2002).
38. E. E. Saperstein and S. V. Tolokonnikov, JETP Lett. **78**, 343 (2003).
39. G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, Nucl. Phys. A **729**, 337 (2003).