

## ГЛОБАЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ СВОЙСТВ $\beta$ -РАСПАДА НА ОСНОВЕ ФУНКЦИОНАЛА ФАЯНСА

© 2020 г. И. Н. Борзов<sup>1),2)\*</sup>

Поступила в редакцию 02.04.2020 г.; после доработки 02.04.2020 г.; принята к публикации 02.04.2020 г.

Представлено эффективное приближение к полностью самосогласованному глобальному описанию характеристик  $\beta$ -распада в рамках теории конечных ферми-систем, основанное на расчете основных состояний с энергетическим функционалом плотности, предложенным Фаянсом и др. (DF3), и квазичастичном приближении случайной фазы в континууме (CQRPA). Оценена точность глобальных DF3 + CQRPA-расчетов. Для более чем 200 (квази)сферических ядер с  $Z = 18-51$  и  $T_{1/2} < 5$  с экспериментальные времена жизни описываются с точностью до фактора 2, а вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов жизни — до фактора 3. Проведено сравнение с аналогичными расчетами в современных самосогласованных моделях: сферическом релятивистском HB + RQRPA с функционалом D3C\* и в моделях с учетом деформации — в методе конечной амплитуды (FAM) с функционалом Скирма SKO' и в HFB + QRPA с функционалом Скирма SLy4, а также в модели оболочек с взаимодействием. Детальный анализ характеристик  $\beta$ -распада в цепочке изотопов никеля, полученных в различных расчетах, позволяет определить основные механизмы, отвечающие за эффект “внезапного сокращения” периодов полураспада для изотопов тяжелее дважды магического ядра  $^{78}\text{Ni}$ , экспериментально обнаруженный в RIKEN. Это вклады переходов первого запрета (FF) и многофононных конфигураций, возможная деформация и спиновая инверсия основных состояний. Отмечена исключительная чувствительность эффекта к балансу вкладов переходов Гамова–Теллера (GT) и первого запрета в полную скорость  $\beta$ -распада. Показано изменение отношения этих вкладов в изотопах Ni до и после пересечения главной нейтронной оболочки при  $N = 50$ .

DOI: 10.31857/S0044002720050086

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Перспективы исследований структуры нейтронно-избыточных ядер и их  $\beta$ -распада связаны с новыми ускорителями радиоактивных ионов. На “фабриках редких изотопов” (FRIB) с помощью вторичных пучков продуктов деления возможен синтез короткоживущих нуклидов, сильно обогащенных нейтронами. Тем не менее большинство из экзотических нейтронно-избыточных изотопов, производимых в процессе быстрого астрофизического нуклеосинтеза ( $r$ -процессе), недоступны в земных условиях. Для получения прецизионных ядерных данных для этих нуклидов необходимо развитие самосогласованного подхода к теории структуры атомного ядра. Это одно из условий надежного моделирования  $r$ -процесса нуклеосинтеза. Другое важное условие — определение

наиболее вероятного сценария  $r$ -процесса. В последнее время, помимо традиционных исследований гравитационного коллапса сверхновых, особое внимание привлечено к моделированию слияния нейтронных звезд в тесных двойных системах. Относительную роль этих процессов помогает установить интегральный анализ экспериментальных данных нейтринной астрономии и всеволновой (multi-messenger) астрофизики. Последняя показала свою эффективность при регистрации события GW170817, продемонстрировав преимущества анализа сопутствующего электромагнитного излучения методами радио- и  $\gamma$ -астрономии совместно с данными от детекторов гравитационных волн.

Последние эксперименты в GSI и RIKEN существенно расширили доступную область экзотических ядер на карте изотопов до отношений  $N/Z \approx 1.8$ , что уже достаточно близко к предполагаемым траекториям  $r$ -процесса. Для более ста новых изотопов измерены массы и периоды  $\beta$ -распада. Обнаружен ряд явлений: необычные магические числа, спиновая инверсия основных состояний, мягкие моды и континуумное спаривание в слабосвязанных ядрах вблизи границы нейтронной стабильности. Масштабные измерения планируются

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

\*E-mail: Borzov\_IN@nrcki.ru

на следующем поколении FRIB в ОИЯИ, Дубна, FAIR-GSI, SPIRAL-2-GANIL, FRIBF-400-MSU (см. [1, 2]).

Кардинально новый проект XCELS предусматривает ускорение ионов лазерными импульсами с пиковой мощностью экзаваттного уровня  $(1-2) \times 10^{17}$  Вт. При этом плотности ионных пучков на порядки выше доступных на классических ускорителях, что позволит синтезировать тяжелые ядра с экстремальным нейтронным избытком [3]. Планируется получение сверхплотного ядерного вещества (до  $3\rho_0$ ) на накопительных кольцах FRIB-установок, что позволит уточнить экспериментальные ограничения на уравнение состояния (EOS) ядерной и нейтронной материи. Обсуждаются возможности структурно-ядерных исследований редких изотопов на FRIB-установках с использованием электронных коллайдеров (Проект DERICA [4]).

Сейчас на FRIB изучаются в основном массы сильно нейтронно-избыточных ядер и интегральные характеристики их  $\beta$ -распада. Совместный анализ периодов полураспада ( $T_{1/2}$ ) и вероятностей запаздывающей мультинейтронной эмиссии ( $P_{xn}$ ), в принципе, позволяет “реконструировать” силовые функции низколежащих спин-изоспиновых возбуждений в окне  $\beta$ -распада. Расширенные возможности спектроскопических исследований появляются при использовании зарядово-обменных реакций ( $p, n$ ) типа [5] и ( $n, p$ ) типа [6] в обратной кинематике. Это прямые измерения силовых функций нестабильных ядер, включая возбуждения как в окне  $\beta$ -распада, так и в области гигантских резонансов.

Для анализа FRIB-экспериментов требуется экстраполяция изоспинового и спин-изоспинового отклика нейтронно-избыточных ядер в область экстремальных отношений  $N/Z$ ; в самосогласованных моделях она более обоснована. Требуется также оценка эффектов нарушения симметрии, чему могут помочь исследования возбуждений фермиевского типа ( $\Delta L = 0, \Delta S = 0, \Delta T = 1$ ), индуцируемых оператором изоспина  $\tau^-$  — изобар-аналоговых резонансов (IAR) (см. [7]). Для прогнозирования скоростей  $\beta^-$ -распада и их зависимости от заряда ядра  $Z$  и массового числа принципиально важен учет конкуренции между GT-переходами и высокоэнергетическими переходами первого запрета (FF). Резонансы Гамова–Теллера ( $\Delta L = 0, \Delta S = 1, \Delta T = 1$ ), его сателлиты, а также переходы различной степени запрета ( $\Delta L = 1, 2, \dots; \Delta S = 1, \Delta T = 1$ ) в окне  $\beta$ -распада возбуждаются различными мультипольными спин-изоспиновыми операторами, содержащими фактор  $\sigma\tau^-$ .

Реалистичное описание распределения силы спин-изоспиновых возбуждений в окне  $\beta$ -распада

обеспечивается мультikonфигурационной моделью оболочек [8]. Эти расчеты можно считать “стандартом” для нуклидов вблизи замкнутых оболочек  $Z = 20, 28, 50$  и  $N = 28, 50, 82$ . Для более тяжелых ядер, а также для ядер с незаполненными оболочками и сверхтяжелых ядер расчеты по мультikonфигурационной оболочечной модели требуют ресурсов, превышающих возможности современных суперкомпьютеров. Для глобальных расчетов  $\beta$ -распадных характеристик нескольких тысяч ядер, необходимых для астрофизического моделирования  $\gamma$ -процесса, широко используется подход, основанный на теории энергетического функционала плотности [9].

В настоящей работе проведены расчеты свойств  $\beta$ -распада более 200 (квази)сферических ядер нейтронно-избыточных ядер с  $Z = 18-51$  и  $T_{1/2} < 5$  с для астрофизических приложений. Полностью согласованное описание свойств основных состояний базируется на энергетическом функционале плотности, предложенном Фаянсом и др. [10, 11]. Для расчетов силовых функций спин-изоспиновых возбуждений и характеристик  $\beta$ -распада развито приближение, использующее согласованное с ЭФП Фаянса (DF3) эффективное  $NN$ -взаимодействие в канале частица–дырка, состоящее из контактного взаимодействия Ландау–Мигдала, однопионного и  $\rho$ -мезонного обмена, модифицированных ядерной средой [12]. Такой вид эффективного  $NN$ -взаимодействия применялся для анализа смягчения пионных мод в ядрах [13]. Он дает надежное описание спин-изоспиновых возбуждений, низколежащих состояний аномальной четности и GT-резонансов [14], а также магнитных моментов [15, 16]. Так называемое приближение DF3 + CQRPA не меняет глобального характера самосогласованного подхода — используются универсальные (одинаковые для всех зарядовых и массовых чисел  $Z, A$ ) параметры функционала и  $NN$ -взаимодействия.

В работе проанализирована точность результатов глобальных DF3 + CQRPA-расчетов периодов  $\beta$ -распада ( $T_{1/2}$ ) и вероятностей эмиссии  $\beta$ -запаздывающих нейтронов ( $P_{ntot}$ ) для 200 (квази)сферических ядер с  $Z = 18-51$  и  $T_{1/2} < 5$  с в сравнении с экспериментом и самосогласованными расчетами в сферической релятивистской модели RHB + RQRPA [17] и расчетами, учитывающими деформацию в рамках метода конечных амплитуд (FAM) [18] и в HFB + QRPA [19]. Все рассмотренные модели являются полностью микроскопическими и самосогласованными, они включают вклады разрешенных GT-переходов и FF-переходов первого запрета. Для полноты проведено также сравнение с последними расчетами в гибридной

модели FRDM+RPA со статистическим учетом FF-переходов [20].

Для сравнения различных подходов в работе отдельно рассмотрены нейтронно-избыточные изотопы вблизи  $^{68}\text{Ni}$  и дважды магического, короткоживущего  $^{78}\text{Ni}$  с его уникальным сочетанием замкнутых оболочек при  $Z = 28$  и  $N = 50$ . В недавних экспериментах RIKEN [21] найдено, что при заполнении орбиталей сверх нейтронной оболочки  $N = 50$  в изотопах Ni происходит “внезапное ускорение”  $\beta$ -распада. Периоды  $\beta$ -распада равны  $43.0 + 8.6$ – $7.5$  с для  $^{79}\text{Ni}$  и  $23.9 + 26.0$ – $17.2$  с для  $^{80}\text{Ni}$ , что на 60% и 81% меньше экспериментального периода  $^{78}\text{Ni}$ , равного  $122.0 \pm 5$  с (следует отметить, что экспериментальные ошибки для  $^{80}\text{Ni}$  гораздо выше, чем в  $^{79}\text{Ni}$ ).

Детально обсуждаются различные механизмы эффекта ускорения  $\beta$ -распада. Во-первых, показана важность надежного описания различными функционалами плотности характеристик основных состояний (полных энергий  $\beta$ -распада  $Q_\beta$ , энергий отделения нескольких нейтронов  $S_{xn}$ ) и одночастичных уровней. Во-вторых, подробно сравнивается предсказываемый различными моделями баланс вкладов переходов Гамова–Теллера (%GT) и первого запрета (%FF) в полную скорость  $\beta$ -распада. В-третьих, обсужден важный механизм ускорения  $\beta$ -распада, появляющийся при учете квазичастично-фононной связи [22]. Отмечена также возможность “эрозии” магического числа нейтронов  $N = 50$  для изотопов более тяжелых, чем  $^{78}\text{Ni}$ , из-за эффекта сосуществования сферической и деформированной форм и “внезапного” появления деформированной структуры при  $N > 50$  [23, 24]. Совместный анализ этих конкурирующих механизмов, ответственных за эффект “внезапного ускорения”  $\beta$ -распада, в предыдущих работах не проводился.

## 2. ОПИСАНИЕ СПИН-ИЗОСПИНОВОГО ОТКЛИКА

Отклик ядра на внешнее зарядово-обменное поле  $V_0 = \hat{Q} \exp(-i\omega t)$  (+ эрмитово сопряженный оператор) в теории конечных ферми-систем (ТКФС) [25] описывается уравнением для эффективного поля  $\hat{V}$ . Для ядер со спариванием в нейтронной и протонной системах оно имеет следующий вид (в суперматричном представлении):

$$\hat{V}(\omega) = \hat{V}_0(\omega) + \hat{\mathcal{F}}\hat{A}(\omega)\hat{V}(\omega), \quad (1)$$

где

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} V \\ d_1 \\ d_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{V}_0 = \begin{pmatrix} e_q V_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\hat{\mathcal{F}} = \begin{pmatrix} \mathcal{F} & \mathcal{F}^{\omega\xi} & \mathcal{F}^{\omega\xi} \\ \mathcal{F}^{\xi\omega} & \mathcal{F}^\xi & 0 \\ \mathcal{F}^{\xi\omega} & 0 & \mathcal{F}^\xi \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь  $\hat{Q}$  — зависящий от спина и изоспина одночастичный оператор ( $\hat{Q} = \sigma_\alpha \tau_\beta, \mathbf{q}\tau_\alpha, \mathbf{P}\tau_\alpha$ ). Матрица  $\hat{A}$  состоит из  $4 \times 4$  интегралов по энергии  $\epsilon$  от произведений различных комбинаций функции Грина  $G(\epsilon)$  и функций Горькова  $F^{(1)}(\epsilon)$  и  $F^{(2)}(\epsilon)$ . Их явный вид можно найти в [25].

В стандартных обозначениях ТКФС для силовой функции имеем следующее выражение:

$$\begin{aligned} S(\omega, \mathbf{q}) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \mathcal{P}(\omega, \mathbf{q}) = \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Im}(e_q \hat{V}_0 \hat{A}(\omega) \hat{V}(\omega, \mathbf{q})). \end{aligned} \quad (4)$$

В полностью самосогласованном подходе для ядер со спариванием вводится энергетический функционал плотности, зависящий от нормальной  $\rho$  и аномальной плотностей  $\nu$ :  $E[\rho, \nu] = \int \mathcal{E}(\rho(\mathbf{r}), \nu(\mathbf{r})) d^3r$ . Гамильтониан среднего поля  $h(1, 2)$  и потенциал спаривания  $\Delta(\mathbf{r})$  находятся как вариации ЭФП по  $\rho$  и  $\nu$ :

$$h(1, 2) = \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \rho(2, 1)}, \quad \Delta(\mathbf{r}) = \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \nu(\mathbf{r})},$$

где  $1 = (\mathbf{r}_1, \sigma_1)$ ,  $2 = (\mathbf{r}_2, \sigma_2)$  — пространственные и спиновые координаты. Элементы матрицы эффективного взаимодействия (3) являются различными вторыми вариационными производными функционала по  $\rho$  и  $\nu$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^\omega &= \frac{\delta^\epsilon \mathcal{E}}{\delta \rho^2}; & \mathcal{F}^{\omega\xi} &= \mathcal{F}^{\xi\omega} = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \rho \delta \nu}; \\ \mathcal{F}^\xi &= \frac{\delta^\epsilon \mathcal{E}}{\delta \nu^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\mathcal{F}$  в (5) — “нормальные” (скалярные и изоспиновые) компоненты частично-дырочной ( $ph$ ) амплитуды Ландау–Мигдала, которая входит в (1) в случае, когда внешнее поле  $V_0$  не зависит от спина.  $\mathcal{F}^\xi$  в (5) — “аномальная” (частично-частичная) компонента обобщенной амплитуды, или, другими словами, эффективное спаривательное  $pp$ -взаимодействие, отвечающее за зависимость функционала энергии спаривания от

нормальной плотности. Оно входит в уравнение для щели и включает смешанные производные  $\mathcal{F}^{\omega\xi}$ ,  $\mathcal{F}^{\xi\omega}$ , обеспечивающие дополнительную связь  $pp$ -канала с  $ph$ - и  $hh$ -каналами амплитуды. (Изотопные индексы в отношениях (1)–(5) для краткости опущены.)

Для изоспиновых зарядово-обменных возбуждений, в частности для IAR, уравнения для эффективного поля содержат амплитуду  $\mathcal{F}^-$ , которая определяется второй вариационной производной исходного ЭФП по изовекторной плотности  $\rho_- = \rho_n - \rho_p$ :

$$\mathcal{F}^- = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{(\delta \rho_-)^2}. \quad (6)$$

В модели DF + CQRPA для спин-изоспиновых возбуждений и  $\beta$ -распада используется эффективное приближение, разработанное в [12]. Характеристики основных состояний описываются полностью самосогласованно с функционалом Фаянса DF3 [11]. Как показано в [26], пренебрежение спиновыми компонентами в ЭФП вызывает сравнительно небольшую ошибку в энергиях связи ( $\approx 100$  кэВ). Поэтому спин-изоспиновое эффективное  $NN$ -взаимодействие в канале частица–дырка находится не как вторая вариация ЭФП, а вводится независимым образом — в виде контактного  $NN$ -взаимодействия Ландау–Мигдала в канале частица–дырка, дополненного однопионным  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонным обменами, модифицированными ядерной средой [25]. Спин-изоспиновые параметры определяются из положения GT-резонанса в единственном ядре  $^{208}\text{Pb}$ . Определенный таким образом “анзац” надежно описывает характеристики спин-изоспиновых возбуждений. При этом как “согласованные” с функционалом параметры эффективного  $NN$ -взаимодействия, так и “частично согласованные” спин-изоспиновые параметры остаются универсальными (одинаковыми для всех зарядовых и массовых чисел  $Z, A$ ).

Для расчетов свойств основных состояний используется зависящее от плотности изовекторное ( $T = 1$ ) спаривание нулевого радиуса с силой, зависящей от массового числа  $A$ . Предполагается также, что в QRPA-расчетах спин-изоспиновых возбуждений индуцированное изоскалярное ( $T = 0$ ) протон–нейтронное эффективное  $NN$ -взаимодействие в  $pp$ -канале (динамическое спаривание) имеет аналогичную форму.

Корреляции, более сложные, чем в QRPA, включаются, во-первых, путем перенормировки спин-зависимых мультипольных операторов с помощью фактора подавления, не зависящего от энергии возбуждения:  $Q^{1/2} = (g_A/G_A)$ . Таким образом, соответствующие спин-изоспиновые

вершины содержат дополнительный фактор  $Q$ . Считается, что фактор подавления однопионной компоненты остаточного взаимодействия также равен  $Q$  (хотя, в принципе, он может быть выбран независимо).

Во-вторых, при расчете силовых функций зарядово-обменных спин-изоспиновых возбуждений, кроме естественной escape-ширины  $\Gamma^\uparrow$ , связанной с вылетом нуклона в континуум, можно добавить спредовую ширину  $\Gamma^\downarrow$ . С ее помощью полумикроскопически учитывается фрагментация возбуждений, связанная со сложными конфигурациями. В рамках континуум-QRPA она линейно зависит от энергии возбуждения в дочернем ядре [27]. Эффективный полумикроскопический метод включения  $\Gamma^\downarrow$  предложен в так называемой частично-дырочной дисперсионно-оптической модели [28].

Переходы первого запрета рассматриваются в терминах приведенных мультипольных операторов, зависящих от пространственных и спиновых переменных [12]. Используется полный набор операторов первого запрета, причем релятивистские операторы  $\alpha, \gamma_5$  редуцированы к пространственно-зависимым аналогам посредством отношений SVC и PCAC, что дает возможность развить подход  $pn$ CQRPA в координатном представлении. В модели имеется возможность фиксировать (до вариации) спины основных состояний (нечетных) изобарических партнеров, если они известны из эксперимента.

Подробное описание различных версий ЭФП Фаянса можно найти в [10, 11, 29]. В отличие от ЭФП Скирма, зависимость от ядерной плотности  $\rho$  для него более сложная. Для объемной и поверхностной частей ЭФП эта зависимость симулируется дробно-линейным Паде-приближением — в схематической форме имеем:

$$\epsilon(\rho) = (1 + h_1)\rho^\alpha / (1 + h_2)\rho^\sigma,$$

где  $h_1, h_2, \alpha, \sigma$  — параметры. Нетрудно заметить, что при  $h_2 = 0$  получается более жесткая зависимость функционала от  $\rho$ , как у ЭФП Скирма.

Плотность энергии спаривания  $\epsilon_{\text{pair}}$  имеет вид:

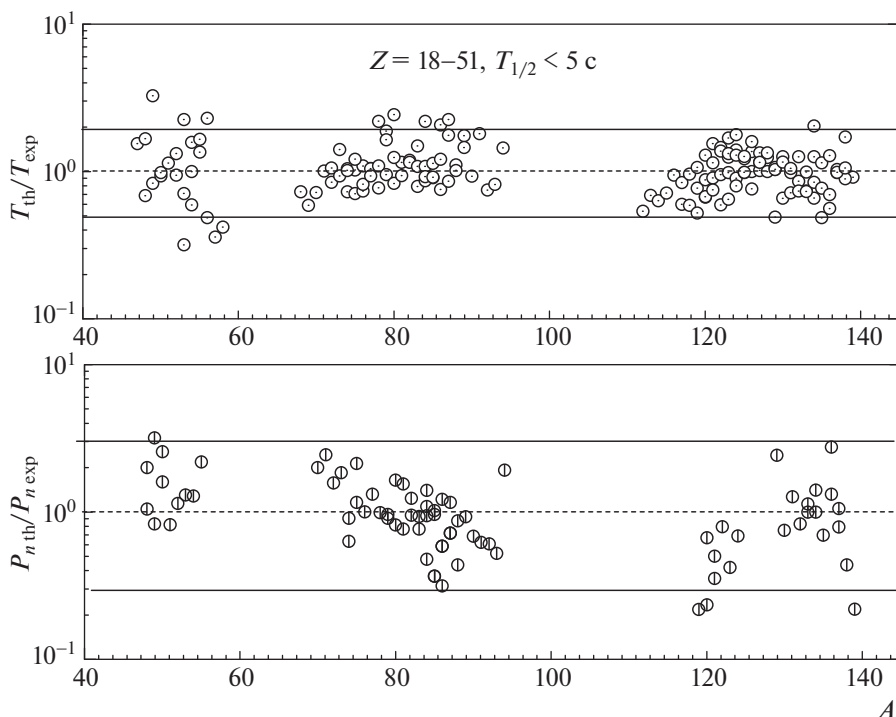
$$\epsilon_{\text{pair}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} \mathcal{F}^{\xi,\tau}(\rho_+(\mathbf{r})) |\nu_\tau(\mathbf{r})|^2.$$

При учете вклада в энергию взаимодействия многочастичных сил и корреляций амплитуда  $\mathcal{F}$  зависит от нормальной плотности

$$\mathcal{F}^{\xi,\tau} = \mathcal{F}^{p,p} = \mathcal{F}^{n,n} = C_0 f^\xi(x_+).$$

В общем случае спаривательная часть функционала зависит как от нормальной плотности, так и от ее градиента, и параметризация  $f^\xi$  имеет вид

$$f^\xi(x_+(\mathbf{r})) = f_{\text{ex}}^\xi + h^\xi(x_+(\mathbf{r}))^q + f_{\nabla}^\xi r_0^2 (\nabla x_+(\mathbf{r}))^2.$$



**Рис. 1.** *a* — Отношение рассчитанных в DF3 + CQRPA к оцененным экспериментальным периодам полураспада [30] в зависимости от атомного номера для (квази)сферических ядер в областях  $Z = 18-21, 27-35$  и  $44-51$ ; *b* — отношение теоретических (DF3 + CQRPA) и оцененных экспериментальных значений  $P_{ntot}$  [30] для тех же ядер в зависимости от атомного номера.

В наших глобальных расчетах уравнение ТКФС для обобщенного эффективного поля согласовано с основным состоянием ядра, рассчитываемым с помощью функционалов DF3 и DF3-а. При расчетах спин-изоспиновых возбуждений плотностные и градиентные компоненты спаривания в основном состоянии не учитывались, при этом использовалась аппроксимация  $f_{\xi}^{pp} = f_{\xi}^{nn} = f_{\xi}^{np} = f_{\xi}$  и значение  $f_{\xi} = 0.28$  для области изотопов Ni [12].

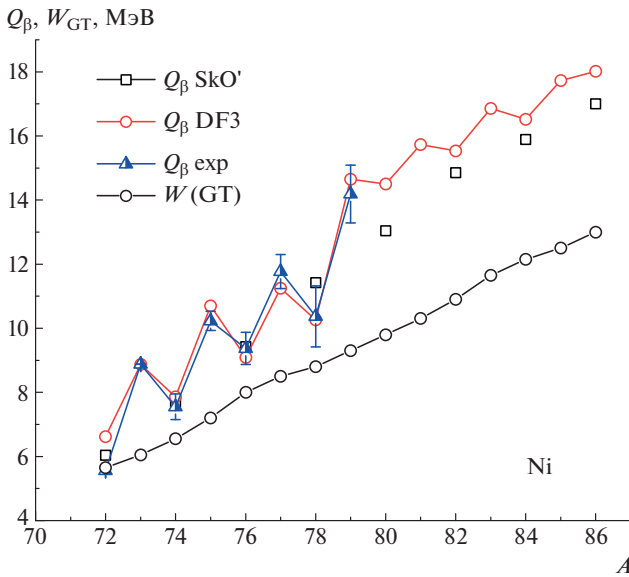
### 3. ГЛОБАЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ СВОЙСТВ БЕТА-РАСПАДА

На рис. 1а, 1б представлены результаты глобальных расчетов в сферическом DF3 + CQRPA-подходе [12], основанном на функционале Фаянса DF3 [11, 10], в сравнении с значениями  $T_{1/2}$  и  $P_{ntot}$ , рекомендованными в оценке IAEA-2018 [30]. Отношение теоретических и оцененных данных ( $T_{th}/T_{exp}$ ) в зависимости от массового числа изображено для периодов полураспада  $\beta$ -распада  $T_{1/2}$  и для  $P_{ntot}$ . В данном формализме используется сферическое приближение для основных состояний, соответственно в расчет включены (квази)сферические ядра с  $Z = 18-22, 27-35$  и  $44-51$ . Для долгоживущих ядер точность микроскопических подходов невелика, поскольку для ядер с малыми полными энергиями  $\beta$ -распада погрешность

расчета силовых функций сравнима с величинами  $Q_{\beta}$ . По этой причине расчет ограничен сравнительно короткоживущими ядрами с периодами полураспада  $T_{1/2}$  от 10 мс до 5 с.

Из анализа зависимости отношений  $T_{th}/T_{exp}$  от массового числа (рис. 1а) следует, что большинство периодов  $\beta$ -распада согласуются с оцененными данными с точностью до фактора 2 (этот интервал показан штриховыми линиями). Видно, что для изотопов с большими значениями  $Q_{\beta}$  и достаточно короткими периодами полураспада (10 мс–1 с) разброс относительно  $T_{th}/T_{exp} = 1$  уменьшается. Более короткие периоды полураспада коррелируют с более высокими значениями  $Q_{\beta}$  и, соответственно, с большей суммарной вероятностью GT- и FF-возбуждений в окне  $\beta$ -распада. В результате периоды полураспада короткоживущих ядер менее чувствительны к деталям силовой функции  $\beta$ -распада.

Из соответствующей  $Z$ -зависимости вышеуказанных отношений (не показано на рис. 1а) можно сделать вывод, что разброс результатов вокруг значения  $T_{th}/T_{exp} = 1$  меньше для изотопов с  $Z = 46-51$ , в которых деформация мала ( $\beta_2 = 0-0.05$ ) [20], а значения  $Q_{\beta}$  высоки. Напротив, для деформированных ядер с  $Z = 31-35$  около  $A = 85$  и  $Z = 44-45$  около  $A = 120$  с  $\beta_2 = 0.1-0.2$  имеет



**Рис. 2.** Полные энергии  $\beta$ -распада  $Q_\beta$  для изотопов Ni между подоболочкой  $N = 40$  и главной нейтронной оболочкой  $N = 50$ , рассчитанные с функционалами DF3 и SkO' [18]. Экспериментальные данные из компиляции AME16 [31]. Для изотопов с  $A > 72$  приведена также массовая зависимость энергии  $\beta$ -распада (относительно родительского ядра  $W_{GT}(A)$ ), рассчитанная в DF3 + CQRPA для интенсивного GT-перехода с наибольшей энергией.

место систематическая переоценка периодов полураспада.

Из рис. 1б видно, что глобальные DF3 + CQRPA-расчеты полных вероятностей эмиссии запаздывающих нейтронов сферических ядер с  $Z = 18-51$  и  $T_{1/2} < 5$  с воспроизводят имеющиеся экспериментальные данные с точностью до фактора 3.

Для сравнения, в FRDM + RPA-расчетах для 2000 сферических и деформированных ядер, представленных в [20], указанные отношения для  $T_{1/2}$  достигают фактора 10; аналогичные отношения для величин  $P_{n\ tot}$  выше. Для расчетов в релятивистском RHB + RQRPA [17], в целом, точность описания сферических ядер сравнима с DF3 + CQRPA, но значения отношений  $T_{th}/T_{exp}$  для деформированных ядер, которые в этой работе рассматривались в сферическом приближении, значительно больше, чем в FRDM + RPA, и достигают фактора  $10^2$ .

#### 4. $\beta$ -РАСПАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗОТОПОВ Ni

В данном разделе рассмотрены возможные механизмы “резкого сокращения” периодов  $\beta$ -распада изотопов Ni после пересечения нейтрон-

ной оболочки  $N = 50$ , обнаруженного в экспериментах RIKEN [21]. Детально сравниваются экспериментальные данные и результаты расчетов полных энергий  $\beta$ -распада и времен жизни  $T_{1/2}$  в подходах DF3 + CQRPA [12], релятивистском RHB + RQRPA [17], FAM [18], HFB + QRPA [19] и FRDM + RPA [20].

##### 4.1. Свойства основных состояний

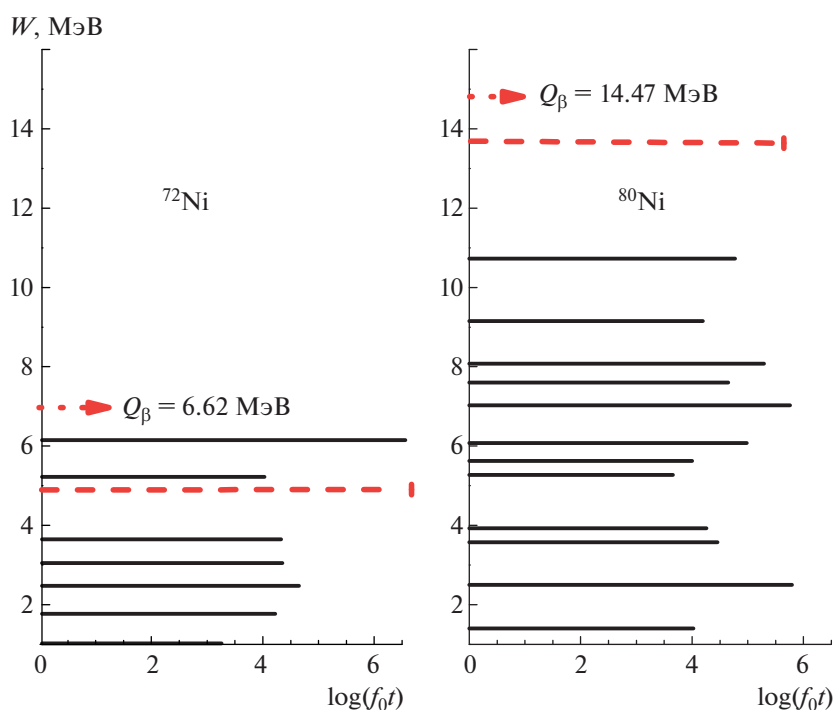
В самосогласованном подходе полные энергии  $\beta$ -распада  $Q_\beta$  и пороги нейтронной эмиссии  $S_{xn}$  определяются из того же функционала, который используется для расчета квазичастичных энергий. Последние, в свою очередь, определяют “исходное” распределение силы  $\beta$ -распада в модели без NN-взаимодействия. Поскольку для ЭФП Фаянса эффективная масса  $m^* = 1$ , одночастичные энергии могут быть непосредственно сопоставлены с экспериментом. Хорошее описание как экспериментальных одночастичных энергий, так и полного фазового пространства  $\beta$ -распада — это критерий надежности предсказания силовой функции  $\beta$ -распада, рассчитываемой в  $pn$ CQRPA, а следовательно, и интегральных характеристик: периодов  $\beta$ -распада и вероятностей задержанной мульти-нейтронной эмиссии.

В работе [19] “внезапное сокращение” периодов  $\beta$ -распада в изотопах Ni объяснялось различием в величине маговых просветов при  $N = 40$  и  $N = 50$ , из-за чего вклад FF-переходов ослаблен для изотопов с  $N < 50$  и усилен в области  $N > 50$ . Действительно, рассчитанная в DF3 величина магового просвета для  $N = 40$  равна 2.35 МэВ, а для  $N = 50$  она на 60% больше (3.88 МэВ).

Более важен эффект изменения полного фазового объема  $\beta$ -распада (полной энергии  $\beta$ -распада —  $Q_\beta$ ). Так, для  $^{69}\text{Ni}$  расчет с DF3 дает 5.572 МэВ по сравнению с экспериментальным значением 5.758(4) МэВ, а для  $^{79}\text{Ni}$  — 14.40 МэВ по сравнению с оценкой из систематики — 14.190(0.9) МэВ.

Сравним экспериментальные значения  $Q_\beta$  из [31, 32] в изотопах никеля вблизи подоболочки  $N = 40$  и главной оболочки  $N = 50$ , рассчитанными с функционалами DF3 и SkO' [18] (рис. 2). Для функционала DF3 среднее отклонение от экспериментальных данных составляет около  $\pm 500$  кэВ. Величина нечетно-четного скачка между  $N = 40$  и  $N = 41$  составляет 2.4 МэВ, а экспериментальное значение [31] — 3.655 МэВ.

Скачок величины  $Q_\beta$  при пересечении главной нейтронной оболочки в DF3-расчете составляет 4.0 МэВ (3.820 МэВ из систематики [31]). Можно заметить, что в отличие от подоболочки  $N = 40$ ,



**Рис. 3.** Приведенные в единицах  $\log(ft)$  силовые функции для GT-переходов (сплошные отрезки) и усредненные вклады FF-переходов (штрихи) в  $^{72}\text{Ni}$  и  $^{80}\text{Ni}$ , рассчитанные с DF3-функционалом.

амплитуда нечетно-четных осцилляций  $Q_\beta$  с ростом числа нейтронов уменьшается, что отражает влияние ослабленного спаривания и соответствует “сильной” оболочке  $N = 50$ .

В расчете с SkO' [18] величина скачка для  $N = 40-41$  на 1.0 МэВ меньше, чем в DF3. В изотопах никеля вблизи главной нейтронной оболочки  $N = 50$  с  $A < 80$  результаты DF3 и SkO' близки и согласуются с экспериментальными и оцененными данными [31, 32]. Для  $A = 80$  рассчитанная с SkO' величина  $Q_\beta$  на 1.5 МэВ ниже, чем предсказанная с DF3. Недооценка полного фазового пространства может изменить характер зависимости периодов  $\beta$ -распада от  $A$  (см. разд. 4.3), что затрудняет анализ эффекта их “внезапного сокращения” в изотопах Ni при  $N > 50$ .

#### 4.2. Силовые функции $\beta$ -распада изотопов Ni

Интегральные характеристики  $\beta$ -распада  $T_{1/2, \text{ntot}}$  более чувствительны к структуре силовых функций  $\beta$ -распада — спектральных распределений вероятностей GT- и FF-переходов. Поэтому обсуждаемый эффект сокращения периодов изотопов Ni обусловлен не только ростом полных энергий  $\beta$ -распада  $Q_\beta$  и маговых просветов при  $N > 50$ . При  $N < 50$  основной фактор, определяющий массовую зависимость времен жизни — это плавное увеличение энергии наиболее интенсивных

GT-переходов с ростом числа нейтронов (см. рис. 2).

Для изотопов с  $N > 50$  после пересечения главной нейтронной оболочки происходит изменение характера FF-переходов. В области между  $N = 40$  до  $N = 50$  доминируют уникальные  $\beta$ -переходы первого запрета, построенные на конфигурации  $(n1g_{9/2} \rightarrow p1f_{5/2})$ . Этот канал распада  $\Delta J = 2$  замедлен по сравнению с высокоэнергетическими неуникальными FF-переходами ( $\Delta J = 0, 1$ ) [33]. Они открываются для изотопов с  $N > 50$ , приводя к заметному разделению по энергиям между GT- и наиболее интенсивными FF-переходами:  $W_{\text{FF}} > W_{\text{GT}}$ , и постепенному росту вклада запрещенных переходов в полную скорость  $\beta$ -распада.

На рис. 3 приведены силовые функции GT-переходов и усредненные по энергии вклады FF-переходов в изотопах  $^{72}\text{Ni}$  и  $^{80}\text{Ni}$  (значения  $\log(ft)$  в зависимости от энергии перехода  $W$  относительно родительского ядра). Для ядер в начале заполнения нейтронной оболочки  $N = 50$  с малыми полными энергиями  $\beta$ -распада  $Q_\beta$  скорости  $\beta$ -распада в основном определяются вкладом GT-переходов. Так, например, в  $^{72}\text{Ni}$  они сосредоточены в области 3–5.5 МэВ. Поскольку основной FF-переход с  $\Delta J = 2$  и  $\log(ft) = 6.56$  и  $W_{\text{FF}} = 5.18$  МэВ попадает в этот же интервал энергий, его вклад в полную скорость не столь значителен.

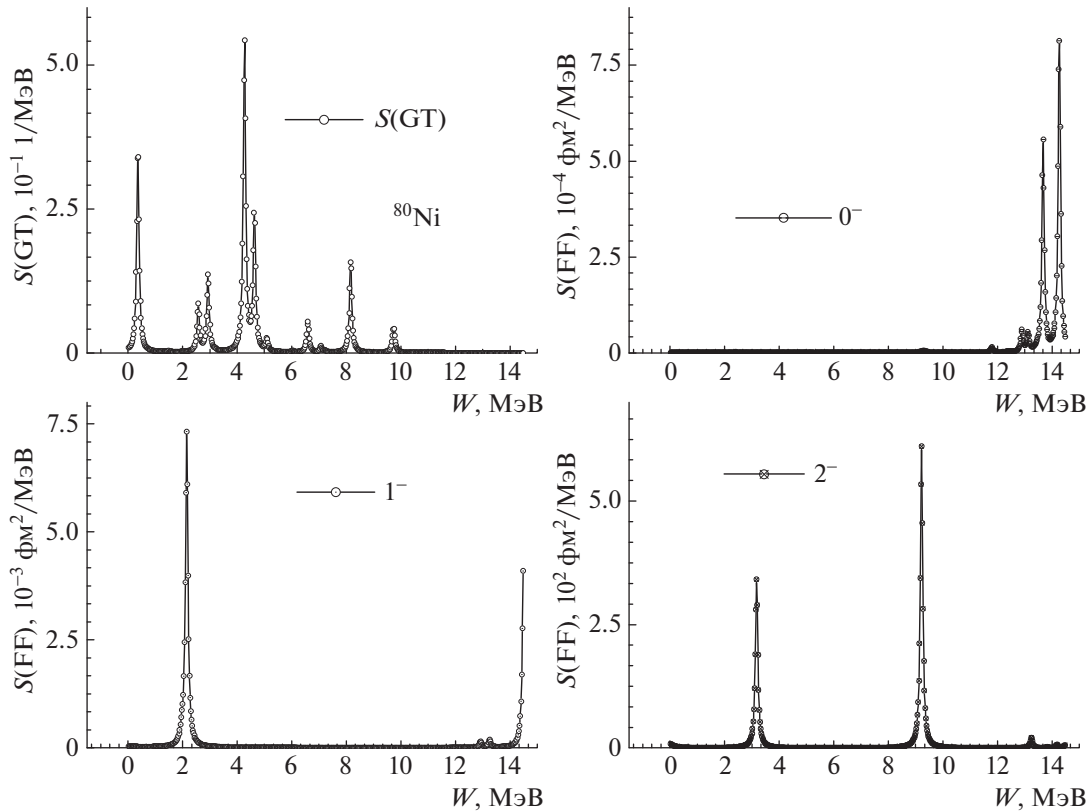


Рис. 4. Силовые функции GT и FF  $\beta$ -распада для  $^{80}\text{Ni}$ , рассчитанные с DF3-функционалом и введением искусственной ширины 100 кэВ.

Для ядер  $^{79,80}\text{Ni}$ , в которых нейтроны заполняют орбитали сверх нейтронной оболочки  $N = 50$ , появляется конкуренция между группой GT-переходов при 5–9 МэВ с высокоэнергетическими FF-переходами, энергии которых близки к  $Q_{\beta}(\text{theor}) = 14.42$  МэВ (рис. 4). По сравнению с изотопами с  $N < 50$  в этих изотопах важен также и дополнительный канал GT-распада, связанный с открывающимися ( $n1f_{7/2} \rightarrow p1f_{9/2}$ )-переходами.

Из рис. 4, на котором детально представлены силовые функции GT- и FF-переходов в изотопе  $^{80}\text{Ni}$ , видно, что средние энергии наиболее интенсивных (неуникальных) переходов с  $\Delta J = 0, 1$  почти на 9 МэВ больше, чем для группы GT-переходов с  $W \approx 5$  МэВ.

#### 4.3. Периоды $\beta$ -распада изотопов Ni в различных *rp*QRPA-моделях

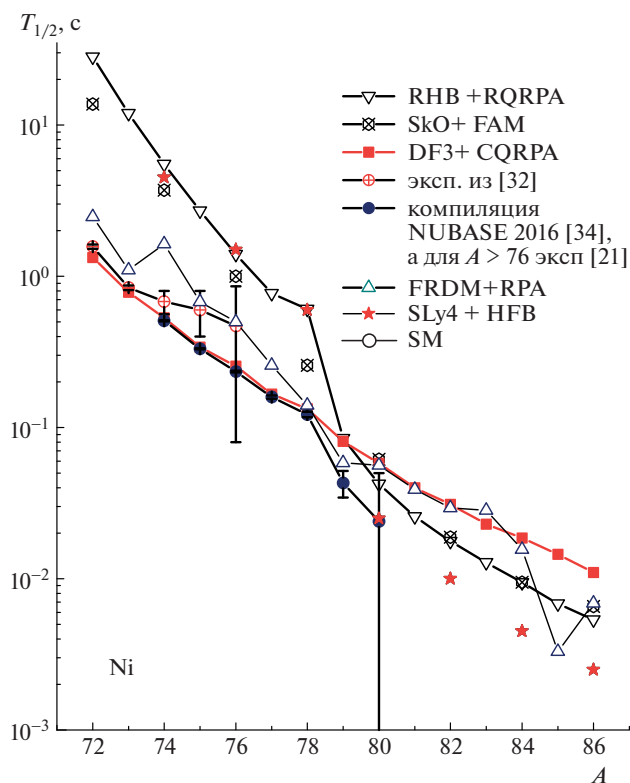
На рис. 5 экспериментальные периоды полураспада RIKEN [21] сравниваются с рассчитанными в сферических моделях DF3 + CQRPA и RHB RQRPA [17], а также в рамках деформированного подхода SkO-HFB + FAM [18] и SLy4-HFB + QRPA [19]. При  $N < 50$  наш расчет в DF3 + CQRPA прекрасно описывает экспериментальные данные, что свидетельствует о доминировании

GT-распада в этой области ядер, несмотря на последовательную блокировку ( $n1f_{5/2} \rightarrow p1f_{7/2}$ )-переходов при приближении к  $N = 50$ . Результаты DF3 + CQRPA-расчета при  $N = 50$  находятся в согласии с моделью оболочек со взаимодействием [8].

Для изотопов с  $N > 50$  настоящий DF3 + CQRPA-расчет в приближении разрешенных переходов дает следующие периоды полураспада: в  $^{79}\text{Ni}$  — 0.72 с, в  $^{80}\text{Ni}$  — 0.59 с. Высокоэнергетические FF-переходы с  $\Delta J = 0-2$  уменьшают время жизни  $^{79}\text{Ni}$  на 11%, а для  $^{80}\text{Ni}$  — на 13%. Таким образом, хотя FF-переходы с высокими энергиями  $\omega_{\text{FF}} > \omega_{\text{GT}}$  играют значительную роль, вклад GT-переходов в полную скорость  $\beta$ -распада в этих изотопах Ni в DF3-расчете существен, в отличие от прогноза [19].

Периоды полураспада, рассчитанные как в RHB + RQRPA [17], так и в FAM [18], напротив, гораздо выше экспериментальных значений  $T_{1/2}$  в области  $N \leq 50$ . Для SkO' и релятивистского функционала D3C\* рассчитанные периоды полураспада для изотопов с  $N < 50$  выше экспериментальных в 8 и 18 раз соответственно, а в дважды магическом ядре  $^{78}\text{Ni}$  рассчитанные периоды выше в 2–5 раз (258 и 605 мс соответственно) по



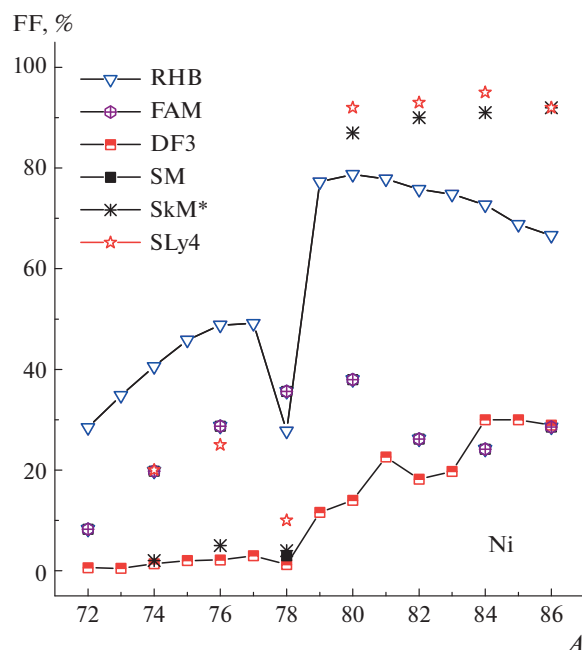


**Рис. 5.** Экспериментальные периоды полураспада изотопов Ni из [34], [32] и [21] в сравнении с теоретическими расчетами: DF3 + CQRPA, FRDM + RPA [20], RHB + RQRPA [17], SkO' + FAM [18] и SLy4 + HFB [19].

сравнению с экспериментом:  $122.2 \pm 5.1$  мс [21]. Для  $A = 79, 80$  расчет в DF3 + CQRPA переоценивает периоды в 2 раза. Возможная причина в том, что в [12] использовалось приближение для фазового фактора уникального распада, не в полной мере учитывающее возрастающую роль высокоэнергетических возбуждений с  $\Delta J = 2$  в ядрах, в которых начинается заполнение орбиталей сверх замкнутой оболочки  $N = 50$ .

#### 4.4. Баланс вкладов GT- и FF-переходов в изотопах Ni в различных рQRPA-моделях

Итак, изотопическая зависимость периодов  $\beta$ -распада в значительной степени определяется конкуренцией вкладов переходов Гамова–Теллера (GT) и первой степени запрета (FF). Это особенно важно в ядрах, в которых нейтроны заполняют орбитали сверх главных оболочек и открываются FF-переходы с большими энергиями распада, превышающими энергии GT-переходов  $\omega_{FF} > \omega_{GT}$ . Важным структурным индикатором, который позволяет уточнить  $A$ -зависимость полных периодов полураспада и вероятностей мультинейтронной эмиссии, является вклад FF-распадов в полную



**Рис. 6.** Вклад FF-переходов в полные скорости  $\beta$ -распада изотопов Ni, рассчитанный в DF3 + SM [8], RHB + RQRPA [17], SkO' + FAM [18], а также в HFB + QRPA с SkM\*- и SLy4-функционалами [19].

скорость  $\beta$ -распада:  $\%FF = \lambda_{FF} / \lambda_{tot} = T_{GT} - T_{tot} / T_{GT}$ , где  $\lambda_{tot}$ ,  $\lambda_{FF}$  — полная скорость распада и скорость распада при учете только FF-переходов, а  $T_{tot}$ ,  $T_{GT}$  — полное время жизни и время жизни при учете только GT-переходов.

Как видно из рис. 6, в моделях RHB + RQRPA [17], SkO' + FAM [18], а также SLy4 + HFB + QRPA [19] предсказывается значительный вклад переходов первого запрета (от 30 до 50%) в полную скорость распада изотопов никеля при  $N < 50$ . Столь высокие значения %FF не соответствуют доступным схемам распада ядер этой области [35]. Предсказываемые в RQRPA, FAM и SLy4 + HFB + QRPA значения  $T_{1/2}$  оказываются от 13.7 до 2.0 раз выше экспериментальных. В деформированном SkM\* + HFB + QRPA-расчете [19] при столь же низком значении %FF-фактора для  $N < 50$ , как и в расчете с DF3 + CQRPA, значения  $T_{1/2}$  сильно завышены и близки к расчетам [17]. Сильная переоценка периодов полураспада при  $N < 50$  в расчетах RHB + RQRPA, FAM и SkM\* + HFB + QRPA возникает, по-видимому, в результате погрешностей в рассчитанных полных энергиях  $\beta$ -распада и вероятностях GT-переходов, что влияет на результирующий баланс вкладов GT- и FF-переходов.

Для  $N > 50$  изменяется характер запрещенного  $\beta$ -распада — открываются неуникальные распады ( $n2d_{5/2}, 2s_{1/2} \rightarrow p2p_{1/2,3/2}, 1f_{5/2}$ ). Как видим, в

расчете DF3 + CQRPA при постепенном заполнении нейтронных орбиталей возрастают рассчитанные значения фактора %FF, достигающие величины 25% при  $A = 86$ , что довольно близко к прогнозу FAM. При этом для  $A > 78$  расчеты FAM дают периоды полураспада, близкие к значениям из RHB + RQRPA, хотя разница в значениях %FF с RHB + QRPA остается очень большой. А именно, для  $N > 50$  значения %FF, рассчитанные из релятивистского функционала D3C\*, примерно в 2 раза больше, чем из DF3 и SkO'. Такие различия величин %FF в DF3 + CQRPA, RQRPA и FAM в основном связаны с различиями в прогнозируемых полных фазовых пространствах  $\beta$ -распада. При  $N > 50$  расчеты с SkO' и DF3 дают умеренный рост значений %FF (рис. 6). В то же время прогнозируемые в HFB + QRPA [19] значения %FF при  $N > 50$  гораздо выше — 85–95%. Это приводит в [19] как основной аргумент, объясняющий эффект “внезапного сокращения” периодов полураспада.

#### 4.5. Периоды $\beta$ -распада изотопов Ni в моделях, выходящих за рамки $pnQRPA$

Обращает на себя внимание, что (в отличие от DF3 + CQRPA) для описания экспериментальной величины  $T_{1/2}$  в  $^{79,80}\text{Ni}$  в расчете HFB + QRPA [19] требуется очень сильное (до фактора 10) подавление периода за счет FF-распадов. Столь высокая степень перенормировки не оставляет места для альтернативных механизмов сокращения периодов  $\beta$ -распада, в частности, для важного вклада квазичастично-фононного взаимодействия, учет которого означает выход за рамки  $pnQRPA$ -подхода.

Как было впервые показано в [22], включение в рассмотрение многофононных конфигураций приводит к фрагментации и смягчению распределения вероятности переходов в окне  $\beta$ -распада и, соответственно, к более коротким периодам полураспада. Самосогласованная модель  $\beta$ -распада с фонон-фононным взаимодействием (PPC) была предложена в рамках FRSA + PPC-модели [22], а для ядер со спариванием — в QFRSA + PPC-модели [36].

Несколько самосогласованных моделей  $\beta$ -распада используют механизм квазичастично-фононного взаимодействия (PVC): RPA + PVC [37], QRPA + PVC [38]. Все эти модели пока ограничены рассмотрением только разрешенных переходов Гамова–Теллера. Для изотопов никеля такое приближение более справедливо для ядер с числом нейтронов, меньшим чем  $N = 50$ . Аналогичные расчеты с учетом квазичастично-фононного взаимодействия, использующие квазичастичное

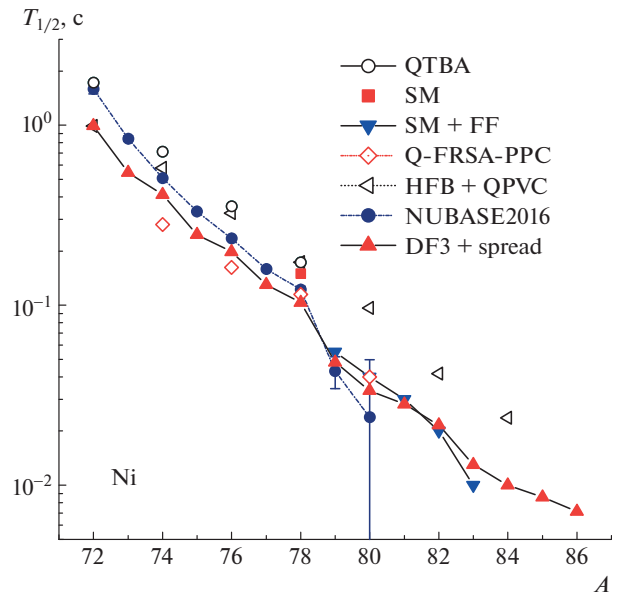


Рис. 7. Экспериментальные периоды полураспада изотопов Ni [30] по сравнению с расчетами в моделях, выходящих за рамки QRPA: DF3 + CQRPA со спариванием, RHB + RQRPA [40], HFB + QPVC [38], SM [8] (в  $^{78}\text{Ni}$ ) и NUSHELLX + CQRPA (для FF-распадов) [41].

приближение с блокировкой по времени (QTBA), развитое Целяевым в [39], сделаны недавно в [40] для нескольких изотопов Ni с  $N < 50$ .

Периоды  $\beta$ -распада для изотопической цепочки Ni, полученные в [36, 38, 40], показаны на рис. 7. В работе [38], в которой учтено квазичастично-фононное взаимодействие, период полураспада для дважды магического  $^{78}\text{Ni}$  на 50% выше экспериментального значения. Заметим, что “стартовый” период полураспада, полученный в рамках  $1p-1h$  RPA, в этих расчетах почти на порядок выше экспериментального значения [21].

Периоды полураспада в  $pnQRPA$  и их отношения к периодам, рассчитанным с учетом фононной связи, приведены в табл. 1. В приближении QFRSA включение тензорных сил значительно сокращает период полураспада уже на уровне QRPA, и дополнительный фактор уменьшения периодов за счет многофононных конфигураций в этой модели не столь высок, например, в  $^{74-80}\text{Ni}$  он составляет всего от 33% до 11% [36]. В QTBA [40] периоды полураспада в  $pnQRPA$ , рассчитанные без квазичастично-фононной связи, значительно выше, чем аналогичные величины из FRSA и QFRSA [22, 36].

Коэффициенты  $f_1$ , отражающие перенормировку спин-изоспинового отклика ядра за счет эффективных взаимодействий, в данных подходах

**Таблица 1.** Измеренные периоды полураспада изотопов Ni: а) [32], б) [21] в сравнении с расчетами в Sk – FRSA + PPC [22], RNB + QTBA [40]; приведены коэффициент перенормировки  $f1 = T_{pnQRPA}/T_{\text{theor}}$  и отношение  $f2 = T_{\text{theor}}/T_{\text{exp}}$ ; индекс “theor” обозначает FRSA + PPC или RNB + QTBA (см. в тексте ниже)

A	$T_{1/2 \text{exp}}$ , с	$T(\text{QRPA})$	$T(\text{QFRSA})$	f1	f2	$T(\text{QRPA})$	$T(\text{QTBA})$	f1	f2
68	29(2) а)	—	—	—	—	25176.646	110.495	227	3.8
70	6(3) а)	—	—	—	—	1112.299	8.850	125	1.5
72	1.57(5) а)	—	—	—	—	129.388	1.725	75	1.3
74	0.5077(0.0046) б)	0.424	0.281	1.5	0.55	30.053	0.713	42	1.4
76	0.2346(0.0027) б)	0.424	0.162	1.2	0.69	8.408	0.354	22	1.6
78	0.1222(0.0051) б)	0.131	0.115	1.4	0.94	2.433	0.173	14	1.7

отличаются более чем на порядок. Перенормировка за счет взаимодействия квазичастиц с фононами в расчете QTBA более сильная. Заметим, что отношение  $f2 = T_{\text{th}}/T_{\text{exp}}$ , рассчитанное в модели QTBA, растет при приближении к заполненным оболочкам  $^{68,78}\text{Ni}$ . Поскольку для этих изотопов спин-изоспиновым взаимодействием в  $pp$ -канале можно пренебречь, следовало бы ожидать близкого соответствия расчетов в QTBA и  $pnQRPA$  или RPA. Однако результаты QTBA отличаются от экспериментальных периодов полураспада  $^{68,78}\text{Ni}$  сильнее, чем для немагических изотопов (например,  $f2 = 3.8$  для  $^{68}\text{Ni}$  и 1.3 для  $^{72}\text{Ni}$ ). Одной из возможных причин различия может быть использование в [40] экспериментальных значений  $Q_{\beta}$  вместо рассчитанных полностью самосогласованно.

На рис. 7 показаны результаты расчета для изотопов Ni в модели DF3 + CQRPA + spreading, включающей как FF-переходы, так и затухание квазичастиц. На полумикроскопическом уровне его можно учесть с помощью ширины элементарных возбуждений:  $\Gamma^{\downarrow} = \alpha E_x$  [27], где  $\alpha = 0.09$ , а  $E_x$  — энергия возбуждения в дочернем ядре. Как видно из рис. 7, в области  $^{72}\text{Ni}$ , где величины  $Q_{\beta}$  малы, введение затухания приводит к сокращению периодов. Недооценка экспериментальных периодов (до 50%) не принципиальна — это следствие использования константы спин-изоспинового взаимодействия, найденной в  $1p-1h$ -приближении DF3 + CQRPA из условия описания GTR в единственном ядре  $^{208}\text{Pb}$ . Соответствующей перенормировки константы для модели DF3 + CQRPA + spreading в настоящем расчете не производилось, но в области  $A > 78$ , где вклад GT-переходов конкурирует с вкладами FF-переходов эффект перенормировки должен быть слабее, чем для  $A < 78$ .

Для изотопов с  $A \geq 78$  расчет с  $\Gamma^{\downarrow}$  уменьшает периоды  $\beta$ -распада по сравнению с настоящим CQRPA-расчетом. В GT-приближении время

жизни изотопа  $^{80}\text{Ni}$  составляет 0.36 с, что на 39% короче, чем в QRPA (0.59 с). Дальнейшее уменьшение величины  $T_{1/2}$  в  $^{80}\text{Ni}$  из-за FF-переходов с  $\Delta J = 0-2$  составляет 6.2%, и в результате получаем 33.5 с по сравнению с 23.9 + 26–17.2 с. Экспериментальные данные хорошо описываются в рамках “гибридной модели” [41], использующей оболочечную модель NUSHELX [42] для GT-переходов и скорости FF-распадов, рассчитанные в DF3 + CQRPA.

Основной вывод нашего расчета — впервые показано, что при одновременном учете вклада сложных конфигураций, а также GT- и FF-переходов удастся, по крайней мере на качественном уровне, описать изотопическую зависимость периодов  $\beta$ -распада в цепочке изотопов Ni как при  $N < 50$ , так и при  $N > 50$  [21].

Как дополнительный фактор уменьшения периодов  $\beta$ -распада следует упомянуть недостаточно исследованную роль спиновой инверсии в формировании изотопической зависимости периодов  $\beta$ -распада. В подходе FRDM [20] предсказывается последовательная инверсия спинов основных состояний изотопов Ni с  $A = 79-81$  ( $J^{\pi}$  от  $5/2^+$  до  $1/2^+$ ) и для  $A = 83-85$  ( $J^{\pi}$  от  $5/2^+$  до  $7/2^+$ ). Как показано в [43, 44], в областях спиновой инверсии может появляться характерная стабилизация периодов полураспада, а в соседних изотопах их резкий спад.

Наконец, нерегулярности в изотопической зависимости периодов  $\beta$ -распада возможны и за счет “внезапного” возникновения деформации в родительских или дочерних ядрах-изобарах. Расчеты в аксиально-деформированном HFB-приближении [19] предсказывают сферическую форму изотопов Ni при  $N > 50$ , тем не менее возможность сосуществования сферической и деформированной форм в изотопах Ni с  $N > 50$  широко обсуждается в литературе [23, 24].

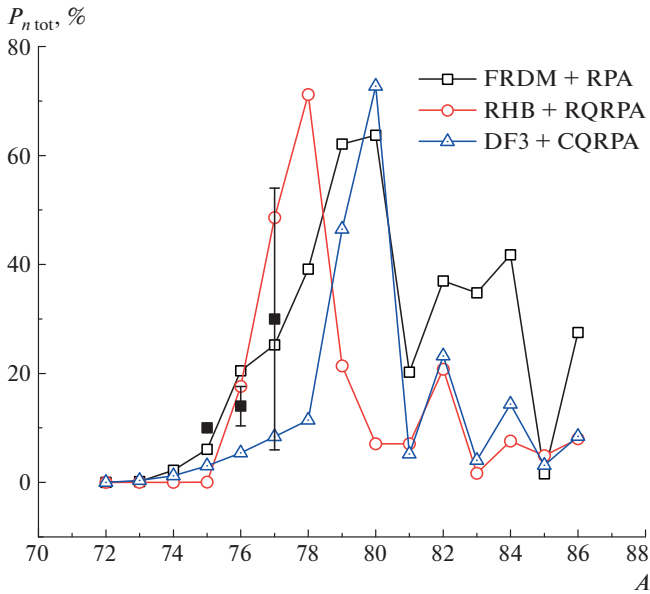


Рис. 8. Полные вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов  $P_{ntot}$  в DF3 + CQRPA [45], RHB + RQRPA [17], FRDM + RPA [20] в сравнении с экспериментом [32].

#### 4.6. Вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов в изотопах Ni

Дополнительная информация о природе эффекта ускорения  $\beta$ -распада может быть получена из совместного анализа периодов полураспада ( $T_{1/2}$ ) и вероятностей мультинейтронной эмиссии  $\beta$ -задержанных нейтронов ( $P_{xn}$ ). На рис. 8 сравниваются с экспериментом [32] полные вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов  $P_{ntot}$ , полученные в DF3 + CQRPA [45], RHB + RQRPA [17], FRDM + RPA [20], рассчитанные без учета конкуренции нейтронной и гамма-эмиссии (приближение “отсечки” — см. обсуждение в [46, 47]). Видно, что величины  $P_{ntot}$  в DF3 + CQRPA [45] и RHB + RQRPA [17] различаются: их максимумы отвечают разным массовым числам. Изотопические зависимости величин  $P_{ntot}$ , рассчитанные в [20] и [45], согласуются между собой.

Нерегулярное поведение энергий отделения нейтрона  $S_n$  в зависимости от числа нейтронов в сочетании с плавной зависимостью энергий наиболее интенсивных GT-переходов в низколежащие состояния в дочерних ядрах приводит к “скачкам” величин  $P_{xn}$  в изотопах Ni при  $N > 50$ . Максимумы в изотопической зависимости  $P_{ntot}$ , рассчитанные в [20, 45], соответствуют резкому уменьшению периодов полураспада при  $N > 50$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существующие расхождения расчетов характеристик  $\beta$ -распада различными самосогласованны-

ми моделями, особенно в областях вблизи замкнутых оболочек, вызваны, в частности, тем, что используемые функционалы плотности энергии дают различные полные энергии  $\beta$ -распада  $Q_\beta$ , пороги эмиссии нейтронов и одночастичные уровни. Недооценка полной энергии распада и отклонения от экспериментальных одночастичных энергий транслируются в силовые функции  $\beta$ -распада и искажают времена жизни и вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов. Таким образом, надежность полностью микроскопических моделей  $\beta$ -распада сильно зависит от качества предсказания свойств основных состояний.

Рассчитываемые свойства  $\beta$ -распада обнаруживают также сильную чувствительность к конкуренции различных вкладов: GT-переходов, FF-переходов и сложных конфигураций. Настоящий расчет, описывающий свойства основных состояний в рамках функционала Фаянса, а также свойства возбужденных состояний в рамках CQRPA, показывает, что одновременный учет вклада первых запрещенных распадов и конфигураций более высокого порядка в полную скорость  $\beta$ -распада достаточен для объяснения так называемого внезапного сокращения периодов  $\beta$ -распада при пересечении основной нейтронной оболочки  $N = 50$  в области  $^{78}\text{Ni}$ . Дополнительная информация о природе эффекта ускорения  $\beta$ -распада может быть получена из сравнения с экспериментом более широкого набора данных: времен жизни  $T_{1/2}$ , величин  $P_{xn}$  и факторов %FF, рассчитанных в [19, 17, 20, 45, 36].

Микроскопические модели запрещенного  $\beta$ -распада [12, 17–19] различаются в учете перенормировки (за счет ядерной среды) зависящих от переданного спина мультипольных операторов. Детальное сравнение значений  $P_{xn}$ , соответствующих расчетам [17, 45] и [19], могло бы дать более точную информацию о вкладе запрещенных переходов в так называемый эффект внезапного сокращения периодов полураспада в области  $Z \approx 28$ ,  $N > 50$  [21].

Необходим также учет FF-переходов в самосогласованных моделях  $\beta$ -распада, выходящих за рамки QRPA и включающих фонон-фононные корреляции в формализме PPC [36] и квазичастично-фононные корреляции в формализме PVC [38] или QTBA [39, 40]. Это увеличило бы предсказательную силу данных моделей.

Для развития самосогласованного подхода необходимо совершенствование структуры ядерных энергетических функционалов плотности. Значительное внимание привлечено в последнее время к функционалу Фаянса, включающему новые спаривательные и поверхностные компоненты,

зависящие от градиента плотности. Это дает прекрасное одновременное описание четно-нечетных эффектов (staggering) в изотопической зависимости ядерных зарядовых радиусов (см. обзор [29] и [48]), а также полных энергий  $\beta$ -распада и порогов эмиссии запаздывающих нейтронов  $Q_\beta$ ,  $S_{xn}$ .

Серия недавних работ посвящена новым экспериментам по измерениям зарядовых радиусов с помощью резонансной лазерной спектроскопии (см. ссылки в [49]) и их анализу в рамках функционала Фаянса с учетом квазичастично-фононных корреляций [50], а также с использованием так называемого гибридного функционала плотности  $Fy(\nabla r)$  [48]. В нем использована “нормальная” часть функционала Скирма и спаривательная часть функционала Фаянса, включающая зависимость от градиента плотности.

Актуально дальнейшее уточнение формы и параметров спаривательной части функционала Фаянса для универсального описания четно-нечетного эффекта в коррелирующих величинах — зарядовых радиусах и полных энергиях  $\beta$ -распада  $Q_\beta$ . В этой связи представляет интерес более детально изучить влияние зависимости спаривательных и поверхностных компонентов энергетического функционала от градиента плотности на периоды  $\beta$ -распада и вероятности эмиссии нейтронов [44].

Кроме анализа интегральных характеристик  $\beta$ -распада, необходимы также новые исследования изобар-аналоговых и GT-резонансов в реакциях типа ( $p$ ,  $n$ ), особенно в областях ядерной карты, содержащих наиболее нейтронно-избыточные ядра. Представляет интерес более детальный анализ корреляций между характеристиками изоспиновых и спин-изоспиновых возбуждений и так называемой нейтронной шубой (разностью между среднеквадратичными радиусами нейтронов и протонов), связанной с энергией симметрии ядра и ее производной по плотности вблизи точки насыщения. Таким образом, изучение изоспиновых и спин-изоспиновых возбуждений помогает уточнить эти важные компоненты уравнений состояния ядерной и нейтронной материи, знание которых необходимо для астрофизического моделирования процесса слияния нейтронных звезд.

Автор благодарит Ю.С. Лютостанского и С.В. Толоконникова за полезные обсуждения. Работа была частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ 18-02-00670) и Отделения нейтринных процессов НИЦ “Курчатовский институт”. Автор благодарен МАГАТЭ за поддержку участия в работе 2-го и 3-его Координационных совещаний по исследовательскому проекту “Development of a Reference Database for Beta-Delayed Neutron Emission”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Е. Фортов, Б. Ю. Шарков, Х. Штокер, УФН **182**, 621 (2012) [Phys. Usp. **55**, 582 (2012)].
2. <https://fribusers.org/documents/2019/FRIB400-Upgrade.pdf>
3. Проект “Центр исследований экстремальных световых полей XCELS” — ИПФ РАН, <http://www.xcels.iapras.ru>
4. Л. В. Григоренко, Б. Ю. Шарков, А. С. Фомичев, А. Л. Барабанов, В. Барг, А. А. Безбах, С. Л. Богомолов, М. С. Головкин, А. В. Горшков, С. Н. Дмитриев, В. К. Ерёмин, С. Н. Ершов, М. В. Жуков, И. В. Калагин, А. В. Карпов, Т. Катаяма и др., УФН **189**, 721 (2019) [Phys. Usp. **62**, 675 (2019)].
5. L. Shtul, in *Proceedings of the 10th International Conference on Direct Reactions with Exotic Beams (DREB2018)*, p. 102.
6. R. Reifarth and Yu. A. Litvinov, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17**, 014701 (2014).
7. И. Н. Борзов, С. В. Толоконников, ЯФ **82**, 471 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 560 (2019)].
8. Q. Zhi, E. Caurier, J. J. Cuenca-García, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, and K. Sieja, Phys. Rev. C **87**, 025803 (2013).
9. *Energy Density Functional Methods for Atomic Nuclei*, Ed. by N. Schunck (IOP Publ., 2019).
10. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
11. I. N. Borzov, S. A. Fayans, E. Krömer, and D. Zawischa, Z. Phys. A **355**, 117 (1996).
12. I. N. Borzov, Phys. Rev. C **67**, 025802 (2003).
13. И. Н. Борзов, Э. Е. Сперштейн, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, ЭЧАЯ **12**, 848 (1981).
14. I. N. Borzov and S. Goriely, Phys. Rev. C **62**, 035501 (2000).
15. I. N. Borzov, E. E. Saperstein, S. V. Tolokonnikov, G. Neyens, and N. Severijns, Eur. Phys. J. A **45**, 159 (2010).
16. A. B. D'yachkov, V. A. Firsov, A. A. Gorkunov, A. V. Labozin, S. M. Mironov, E. E. Saperstein, S. V. Tolokonnikov, G. O. Tsvetkov, and V. Y. Panchenko, Eur. Phys. J. A **53**, 13 (2017).
17. T. Marketin, L. Huther, and G. Martínez-Pinedo, Phys. Rev. C **93**, 025805 (2016).
18. M. T. Mustonen, T. Shafer, Z. Zenginerler, and J. Engel, Phys. Rev. C **90**, 024308 (2014).
19. K. Yoshida, Phys. Rev. C **99**, 025805 (2019).
20. P. Möller, M. R. Mumpower, T. Kawano, and W. D. Myers, At. Data Nucl. Data Tables **125**, 1 (2019).
21. Z. Y. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 032505 (2014).
22. A. P. Severyukhin, V. V. Voronov, I. N. Borzov, N. N. Arsenyev, and Nguyen Van Giai, Phys. Rev. C **90**, 044320 (2014).
23. F. Nowacki, A. Poves, E. Caurier, and B. Bounthong, arXiv: 1605.05103 [nucl-th].
24. T. S. Santamaria, P. Doornbal, *et al.*, Nature Phys. **53**, 569 (2019).
25. A. B. Migdal, *Finite Fermi-System Theory*, 2nd ed. (Наука, Москва, 1983).

26. J. Margueron, S. Goriely, M. Grasso, G. Colò, and H. Sagawa, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **36**, 125103 (2009).
27. G. F. Bertsch and R. A. Broglia, *Oscillations in Finite Quantum Systems* (Cambridge Univ. Press, 1994).
28. G. V. Kolomyitsev, M. L. Gorelik, and M. H. Urin, *Eur. Phys. J.* **54**, 228 (2018).
29. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, *ЯФ* **79**, 703 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 1030 (2016)].
30. X. Z. Liang, B. Singh, *et al.*, *Nucl. Data Sheets* (2020) (in press).
31. W. J. Huang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi, and Xing Xu (AME-2016), *Chin. Phys. C* **41**, 030002 (2017).
32. G. Audi, F. G. Kondev, Meng Wang, W. J. Huang, and S. Naimi, *Chin. Phys. C* **41**, 030001 (2017).
33. I. S. Towner, E. K. Warburton, and G. T. Garvey, *Ann. Phys. (N.Y.)* **66**, 674 (1971).
34. P. T. Hosmer, H. Schatz, A. Aprahamian, O. Arndt, R. R. C. Clement, A. Estrade, K.-L. Kratz, S. N. Liddick, P. F. Mantica, W. F. Mueller, F. Montes, A. C. Morton, M. Ouellette, E. Pellegrini, B. Pfeiffer, P. Reeder, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 112501 (2005).
35. <http://nndc.bnl.gov>
36. Е. О. Сушенок, А. П. Северюхин, Н. Н. Арсеньев, И. Н. Борзов, *ЯФ* **81**, 17 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 24 (2018)].
37. Y. F. Niu, Z. M. Niu, G. Colò, and E. Vigezzi, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 142501 (2015).
38. Y. F. Niu, Z. M. Niu, G. Colò, and E. Vigezzi, *Phys. Lett. B* **780**, 325 (2018).
39. V. I. Tselyaev, *Phys. Rev. C* **75**, 024306 (2007).
40. C. Robin and E. Litvinova, *Eur. Phys. J. A* **52**, 205 (2016).
41. M. F. Alshudifat, R. Grzywacz, M. Madurga, C. J. Gross, K. P. Rykaczewski, J. C. Batchelder, C. Bingham, I. N. Borzov, N. T. Brewer, L. Cartegni, A. Fijałkowska, J. H. Hamilton, J. K. Hwang, S. V. Ilyushkin, *et al.*, *Phys. Rev. C* **93**, 044325 (2016).
42. B. A. Brown and W. D. M. Rae, *Nucl. Data Sheets* **120**, 115 (2014).
43. I. N. Borzov, *Phys. At. Nucl.* **79**, 910 (2016).
44. И. Н. Борзов, *ЯФ* **81**, 627 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 680 (2018)].
45. I. N. Borzov, in *Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei (EXON-2018), Petrozavodsk, Russia* (2019).
46. M. R. Mumpower, T. Kawano, and P. Möller, *Phys. Rev. C* **94**, 064317 (2016).
47. R. Yokohama, R. Grzywacz, B. C. Rasco, N. Brewer, K. P. Rykaczewski, I. Dillmann, J. L. Tain, S. Nishimura, D. S. Ahn, A. Algora, J. M. Allmond, J. Agramunt, H. Baba, S. Bae, C. G. Bruno, R. Caballero-Folch, *et al.*, *Phys. Rev. C* **100**, 031302(R) (2019).
48. P.-G. Reinhard and W. Nazarewicz, *Phys. Rev. C* **95**, 064328 (2017).
49. R. P. de Groote, J. Billowes, C. L. Binnersley, M. L. Bissell, T. E. Cocolios, T. Day Goodacre, G. J. Farooq-Smith, D. V. Fedorov, K. T. Flanagan, S. Franchoo, R. F. Garcia Ruiz, W. Gins, J. D. Holt, Á. Koszorús, K. M. Lynch, T. Miyagi, *et al.*, <https://doi.org/10.1038/s41567-020-0868-y>
50. Э. Е. Саперштейн, И. Н. Борзов, С. В. Толоконников, Письма в ЖЭТФ **104**, 216 (2016) [*JETP Lett.* **104**, 218 (2016)].

## GLOBAL CALCULATIONS OF THE BETA DECAY PROPERTIES WITH THE FAYANS FUNCTIONAL

I. N. Borzov<sup>1),2)</sup>

<sup>1)</sup> National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

<sup>2)</sup> Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research,  
Dubna, Russia

An effective approximation to fully self-consistent global calculations of the  $\beta$ -decay properties is presented. It is based on the self-consistent description of the ground states within the Fayans energy-density functional (DF3) and continuum quasiparticle random phase approximation (QRPA). The accuracy of the DF3 + CQRPA calculations is analyzed. For more than 200 (quasi) spherical nuclei with  $Z = 18-51$  and  $T_{1/2} < 5$  s, the experimental lifetimes are described accurately up to factor 2, and the probabilities of emission of delayed neutrons are up to factor 3. A comparison with current state-of-the-art self-consistent models: spherical relativistic HB + RQRPA with D3C\* functional, deformed finite-amplitude method (FAM) with SkO' and deformed and HFB + QRPA with Sly4 Skyrme functionals Interacting Shell Model is exemplified by studying the beta-decay properties in the reference Ni isotopic chain. The main mechanisms of the “sudden shortening” of the half-lives found in RIKEN for the isotopes heavier than doubly-magic  $^{78}\text{N}$  are figured out. These are the contribution of the first-forbidden decays, many-particle-many hole ( $np-nh$ ) configurations effects, possible deformation and ground-state spin inversion. The emphasis is made on extreme sensitivity of the effect to the balance of the Gamow-Teller (GT) and first-forbidden (FF) decays in the total  $\beta$ -decay rate. A change in their ratio before and beyond the neutron shell crossing at  $N = 50$  is shown.