

Теоретическое описание и предсказания свойств сверхтяжелых ядер

А.Собичевски

*Институт ядерных проблем им. А.Солтана, Факультет теоретической физики
00-681 Варшава, ул. Хожя, 69, Польша, факс +48(22)621–6085*

Дан краткий обзор теоретических подходов к описанию свойств сверхтяжелых атомных ядер и приведены примеры результатов расчетов. Обсуждены свойства таких ядер — форма, масса, барьеры деления, моды и энергии распада, а также времена полураспада. Особое внимание уделено оболочечной структуре ядер, благодаря которой они существуют. Рассмотрены роль и взаимосвязь физических и химических, теоретических и экспериментальных методов исследования сверхтяжелых ядер.

Библиография — 111 ссылок.

Оглавление

I. Введение	1200
II. Теоретические методы	1200
III. Роль оболочечной структуры в стабильности наиболее тяжелых ядер	1201
IV. Рассчитанные оболочечные поправки	1202
V. Иллюстрация оболочечной структуры	1203
VI. Результаты расчетов свойств сверхтяжелых ядер	1204
VII. Заключение	1208

I. Введение

Сверхтяжелые элементы — элементы, существующие только благодаря оболочечной структуре их атомных ядер. Практически все расчеты такой структуры, выполненные различными методами, показывают, что это должны быть элементы с атомным номером (Z) ≥ 104 , т.е. трансактиниды. Химические исследования данных элементов имеют довольно богатые традиции, начиная с работ Д.И.Менделеева о периодичности свойств элементов. Продолжение этих исследований чрезвычайно важно, так как углубляет наши знания об экзотических сверхтяжелых ядрах (СТЯ), в которых проявляются релятивистские эффекты, существенно изменяющие свойства элементов.

Существует тесная взаимосвязь между химическими и физическими исследованиями сверхтяжелых ядер. Поскольку такие элементы не были найдены в природе (и в общем-то неизвестно, могут ли они существовать), то их необходимо искусственно получить в лаборатории, прежде чем изучать их химические свойства. Синтез осуществляют физическими методами с помощью ядерных реакций. Таким образом, химические исследования зависят от физических и очень

полезны для физиков. Например, химические реакции позволяют определить атомный номер полученного элемента. Следовательно, при изучении СТЯ необходимы совместные усилия физиков и химиков, экспериментаторов и теоретиков, эффективность которых будет способствовать быстрому прогрессу наших знаний в этой области.

Изучение СТЯ физическими методами в последние годы является важным направлением ядерной физики. Проводятся как теоретические, так и экспериментальные исследования таких элементов. К настоящему времени синтезировано уже более 80 сверхтяжелых ядер 14 сверхтяжелых элементов с атомным номером от 104 до 118 (за исключением $Z = 117$). Изучены такие их свойства, как моды распада (в основном α -распад и спонтанное деление), энергии распада, времена полураспада, сечения образования и др. Эти данные позволяют разработать новые или улучшить имеющиеся теоретические модели, которые, в свою очередь, дают возможность глубже понять экспериментальные результаты и предсказать новые свойства как уже синтезированных, так и еще не полученных СТЯ.

Экспериментальные исследования СТЯ описаны во многих публикациях (см., например, работы^{1–16}, большинство из которых — обзоры). Целью данного обзора является краткий обзор теоретических методов изучения СТЯ с демонстрацией их результатов на конкретных примерах.

II. Теоретические методы

При теоретическом описании ядер в основном используют два подхода. Один из них, традиционный, называется макромикроскопическим подходом (см., например,^{17–21}); другой,

А.Собичевски. Профессор факультета теоретической физики ИЯП. Телефон: +48(22)553–2278, e-mail: Sobicz@fuw.edu.pl
Область научных интересов: ядерная физика, расчеты сверхтяжелых элементов.

Дата поступления 6 мая 2009 г.

Перевод с английского А.В.Карпова

более новый, — ряд микроскопических самосогласованных методов. Оба подхода относятся к методу среднего поля.

В макро-микроскопическом подходе энергия (или масса) ядра (E) при данной деформации (β_λ) состоит из двух частей

$$E(\beta_\lambda) = \tilde{E}(\beta_\lambda) + \delta E_{\text{sh}}(\beta_\lambda), \quad (1),$$

где $\tilde{E}(\beta_\lambda)$ — макроскопическая, а $\delta E_{\text{sh}}(\beta_\lambda)$ — микроскопическая составляющие энергии. Макроскопическая часть, которая плавно зависит от числа протонов (Z) и нейтронов (N), не учитывает эффектов оболочечной структуры ядра. Она обычно описывается с помощью таких моделей, как модель жидкой капли (см., например,^{22, 23}) или модель Юкава — плюс-экспонента.²⁴ Микроскопическая часть включает оболочечные эффекты; ее расчет обычно основывается на реалистичном одночастичном ядерном потенциале (наиболее часто — потенциале Вудса — Саксона²⁵), а находят ее из одночастичного энергетического спектра методом Струтинского.^{26, 27}

В самосогласованных методах применяют расчеты типа Хартри–Фока с эффективным плотностно-зависимым взаимодействием нулевого (силы Скирма)^{28, 29} или конечного (силы Гогни)^{30, 31} радиуса действия. К чисто микроскопическим относится также подход релятивистского среднего поля (см., например,^{32–34}), широко используемый в последние годы для описания свойств ядер. Самосогласованные расчеты более сложные и требуют больших затрат времени, чем макро-микроскопические. Иллюстрация результатов, полученных с использованием обоих подходов, а также их сравнение можно найти в ряде статей (см., например,^{35, 36}). В данном обзоре в основном будет рассмотрен макро-микроскопический подход к описанию свойств тяжелых и сверхтяжелых ядер.

III. Роль оболочечной структуры в стабильности наиболее тяжелых ядер

Оболочечная структура важна для всех ядер. Однако ее роль в случае самых тяжелых ядер наиболее существенна, поскольку такие ядра не существовали бы без этой структуры,³⁷ как уже отмечалось во Введении. Ниже мы продемонстрируем эту роль на примерах ряда свойств тяжелых и сверхтяжелых ядер.

Оболочечные эффекты в существующих в природе ядрах могут быть оценены путем сравнения измеренных свойств этих ядер с рассчитанными в макроскопических моделях, в которых ядра не имеют оболочечной структуры. На рис. 1, взятом из работы ³⁷, продемонстрировано влияние оболочечных эффектов на массы тяжелых ядер. Этот эффект — разность между экспериментальным значением массы (M_{exp}) и величиной $\bar{M}$, рассчитанной в модели, которая не учитывает оболочечной структуры ядер (например, в модели жидкой капли). Можно видеть, что оболочечный эффект — отрицательный (т.е. он стабилизирует ядро) и уменьшается (увеличивается его абсолютное значение) с увеличением атомного числа Z вплоть до примерно -5 МэВ для самых тяжелых четно-четных ядер ^{260}Sg ($Z = 106$) и ^{264}Hs ($Z = 108$). Эти элементы были известны во времена, когда начались первые исследования влияния оболочечных эффектов на свойства тяжелых ядер. Известный эффект деформации нейтронной оболочки для числа нейтронов, равного 152, хорошо согласуется с результатами, полученными для изотопов Cf, Fm и No ($Z = 102$). Подобные отчетливо выраженные и большие по величине оболочечные эффекты были обнаружены для

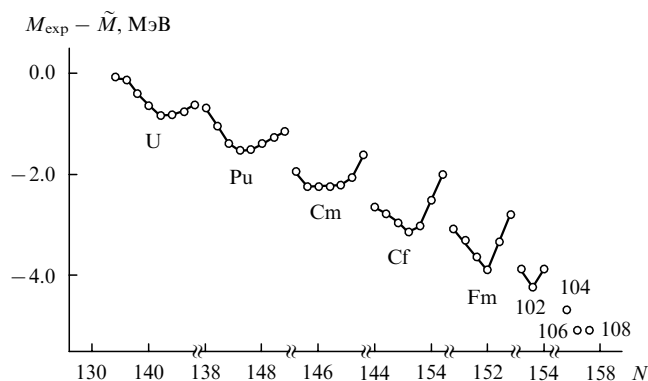


Рис. 1. Влияние оболочечных эффектов на массы ядер.³⁷

других важных свойств тяжелых ядер, таких как энергия (Q_α) и период полураспада (T_α) в случае α -распада или высота барьера деления (B_f).³⁷

Особенно сильный эффект (до 15 порядков величины) наблюдается для периода полураспада относительно спонтанного деления (T_{sf}), поскольку эта величина особенно чувствительна к наличию оболочечной структуры ядра. На рис. 2 (см.³⁷) приведены экспериментальные и теоретические значения логарифма T_{sf} . Теоретические значения рассчитывали в макроскопической модели Юкава – плюс-экспонента,²⁴ которая не учитывает оболочечной структуры ядра. Таким образом, разность между этими двумя величинами — и есть оболочечный эффект для времени спонтанного деления. Можно видеть, что данный эффект замедляет процесс деления всех рассмотренных ядер, за исключением некоторых самых легких (изотопов урана). Задержка возрастает от нескольких порядков в случае изотопов плутония до ~ 15 порядков величины для ядра $^{260}106$ (^{260}Sg), имеющего наибольшее значение Z среди четно-четных ядер с измеренной величиной T_{sf} . Для таких элементов, как $^{260}106$ с T_{sf} порядка нескольких миллисекунд, увеличение практически равно периоду полураспада. Другими словами, без оболочечных эффектов, как уже было сказано, эти ядра бы не существовали.

Механизм, объясняющий ненулевое время жизни сверхтяжелых ядер благодаря влиянию оболочечных эффектов, иллюстрирует рис. 3. На нем показан барьер спонтанного деления ядра $^{264}108$ (^{264}Hs), т.е. зависимость потенциальной

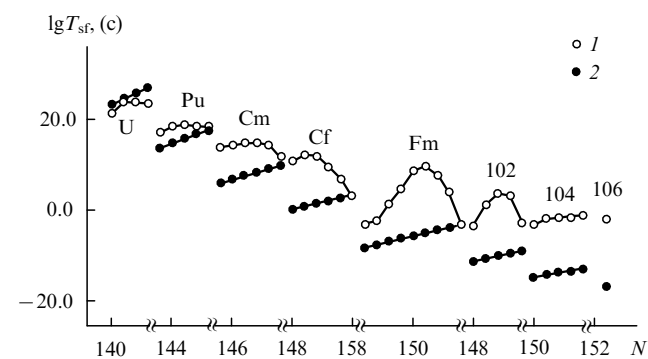


Рис. 2. Зависимости экспериментальных (1) и рассчитанных теоретически (2) времен спонтанного деления изотопов тяжелых ядер.³⁷

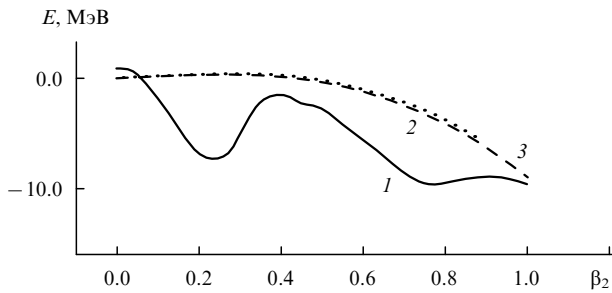


Рис. 3. Полный барьер деления (1) для ядра $^{264}_{108}$ и его макроскопическая часть, полученная в модели Юкава-плюс-экспонента (2) и в модели жидкой капли (3).³⁷

энергии этого ядра от параметра его квадрупольной деформации (β_2). Для каждого значения β_2 энергия минимизируется по отношению к гексадекапольной деформации β_4 . Полный барьер деления этого ядра с учетом оболочечных эффектов показан на кривой 1, а его гладкая часть, полученная в модели Юкава-плюс-экспонента,²⁴ — на кривой 2. Для сравнения на рис. 3 приведен также гладкий барьер (кривая 3), вычисленный с использованием другой макроскопической модели — модели жидкой капли.²² Видно, что значительная высота (около 6 МэВ) барьера деления ядра получается только после учета оболочечных эффектов. Без них барьер деления (см. кривые 2 и 3) отсутствует.

IV. Рассчитанные оболочечные поправки

Поняв, что влияние оболочечной структуры велико и сильно зависит от числа протонов и нейтронов (т.е. от состава ядра), важно было рассчитать его для большой области тяжелых ядер. Расчет должен был прояснить, в каких ядрах оболочечные эффекты наиболее сильные. Такой расчет был выполнен в работе³⁸ (рис. 4). На рисунке приведена контурная карта оболочечной поправки (E_{sh}) к энергии (массе) основного состояния ядер, вычисленной для нуклидов в широком диапазоне чисел протонов ($Z = 82-120$) и нейтронов ($N = 126-190$). Видно, что в этом диапазоне зависимость E_{sh} имеет три минимума. Первый, наиболее глубокий (–14.3 МэВ) получен для дважды магического сферического ядра ^{208}Pb . Второй минимум (–7.2 МэВ) соответствует ядру

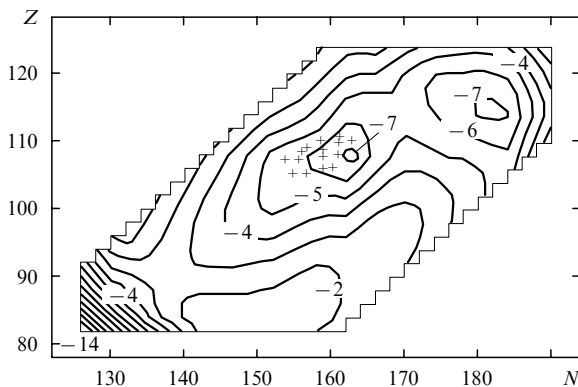


Рис. 4. Контурная карта оболочечной поправки (E_{sh} , МэВ) к энергии основного состояния тяжелых ядер.³⁸ Крестиками показаны ядра, синтезированные на момент построения карты.

$^{270}_{108}\text{162}$, которое, как было предсказано ранее,^{39, 40} должно быть дважды магическим деформированным ядром. Третий минимум с такой же глубиной, как и второй, получен для ядра $^{296}_{114}\text{182}$. Последнее лежит очень близко к ядру $^{298}_{114}\text{184}$, предсказанному⁴¹⁻⁴³ как дважды магическое сферическое ядро, которое следует за самым тяжелым экспериментально изученным дважды магическим ядром ^{208}Pb . Кроме этих трех минимумов на рис. 4 видно довольно широкое плато вокруг ядра ^{252}Fm , которое, хотя и имеет меньшую (по абсолютной величине) оболочечную поправку (–5.2 МэВ), чем ядро $^{270}_{108}$ (^{270}Hs), может рассматриваться как ядро с замкнутыми деформированными подболочками.^{39, 40}

На рис. 4 также можно видеть, что некоторые из уже синтезированных ядер имеют выигрыш в энергии связи порядка 6–7 МэВ за счет оболочечной поправки. Без этого выигрыша они бы не существовали, как было отмечено выше.

Появление области деформированных сверхтяжелых ядер вокруг второго минимума составляет, по-видимому, основное изменение наших представлений относительно стабильности тяжелых ядер за всю историю изучения сверхтяжелых элементов. До этого долгое время существовало убеждение, что предсказанные сферические сверхтяжелые ядра, расположенные в районе третьего минимума, образуют «остров стабильности», отделенный от «полуострова» относительно долгоживущих ядер «океаном» полной нестабильности. Тем не менее после обнаружения деформированных сверхтяжелых ядер, «полуостров», как ожидается, будет продлен до «острова» сферических сверхтяжелых ядер включительно. Это обстоятельство качественно показано на рис. 5, приведенном в работе⁴⁴.

Важно отметить, что оболочечная поправка, показанная на рис. 4, является глобальной. Она определяется как полный выигрыш в энергии ядра за счет оболочечной структуры

$$E_{sh}^{\text{glob}} \equiv E(\beta_\lambda^0) - \tilde{E}(0), \quad (2)$$

где $E(\beta_\lambda^0)$ — энергия ядра при равновесной деформации (β_λ^0) в случае, когда учитывается оболочечная структура ядра, в то время как $\tilde{E}(0)$ — энергия ядра в случае отсутствия оболо-

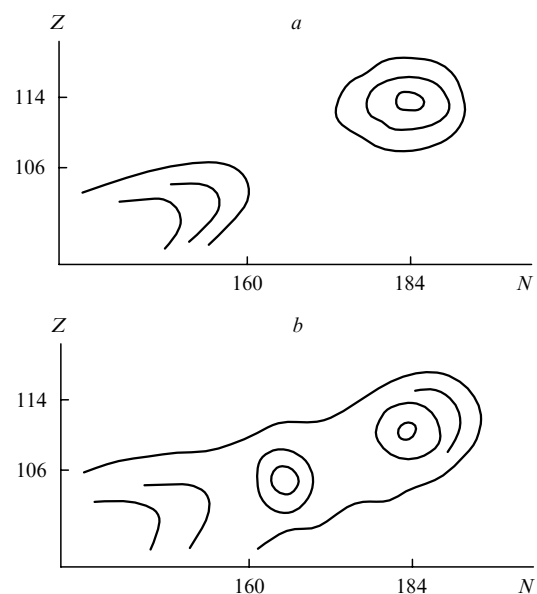


Рис. 5. Области стабильности относительно долгоживущих тяжелых ядер, предсказанные ранее (a) и в настоящее время (b).⁴⁴

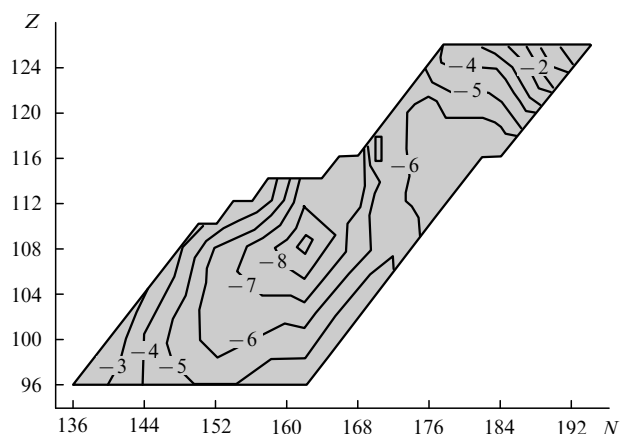


Рис. 6. Контурная карта локальной оболочечной поправки (δE_{sh}^{gs} , МэВ), рассчитанная для равновесной деформации рассматриваемого ядра.⁴⁵

очной структуры. В последнем случае (например, в модели жидкой капли) равновесная деформация равна нулю. Таким образом, в общем случае глобальная оболочечная поправка — это разность между энергиями при разных деформациях ядра. Поэтому она отличается от локальной оболочечной поправки $\delta E_{sh}(\beta_\lambda)$, которая, согласно уравнению (1), составляет

$$\delta E_{sh}(\beta_\lambda) \equiv E(\beta_\lambda) - \tilde{E}(\beta_\lambda). \quad (3)$$

При равновесной деформации разность между двумя оболочечными поправками равна

$$E_{sh}^{glob}(\beta_\lambda^0) - \delta E_{sh}(\beta_\lambda^0) = \tilde{E}(\beta_\lambda^0) - \tilde{E}(0), \quad (4)$$

т.е. это макроскопическая энергия деформации ядра. Данная разность мала для тяжелых ядер, лежащих близко к области неустойчивости в макроскопических моделях, в которых их макроскопическая энергия как функция деформации представляет собой плоскость (см. рис. 3). Для сферических ядер (в частности, для сверхтяжелых) — это просто ноль.

На рис. 6 (см.⁴⁵) приведена контурная карта локальной оболочечной поправки, для того чтобы сравнить два типа оболочечных поправок, используемых в литературе. Сравнивая рис. 6 и рис. 4, можно видеть, что локальная оболочечная поправка больше примерно на 2 МэВ по абсолютной величине, чем глобальная поправка в центре области деформированных СТЯ. В центре области сферических СТЯ (не показана на рис. 6) обе оболочечные поправки одинаковы.

V. Иллюстрация оболочечной структуры

Оболочечная структура ядра видна в его одночастичном спектре. Она проявляется в виде неоднородностей спектра — появлении оболочек (областей большей плотности одночастичных уровней энергии), разделенных энергетической щелью.

Поскольку большие значения оболочечных поправок к энергии (массе) ядра соответствуют большим энергетическим щелям в одночастичном спектре, интересно было бы изучить одночастичные спектры ядер ^{208}Pb , ^{270}Hs и $^{298}114$, для которых на рис. 4 приведены три минимума оболочечной поправки E_{sh} . Соответствующие спектры показаны для протонов и нейтронов представлены на рис. 7, 8.⁴⁶ На рис. 7 видна большая энергетическая щель при $Z = 82$ (для ядра

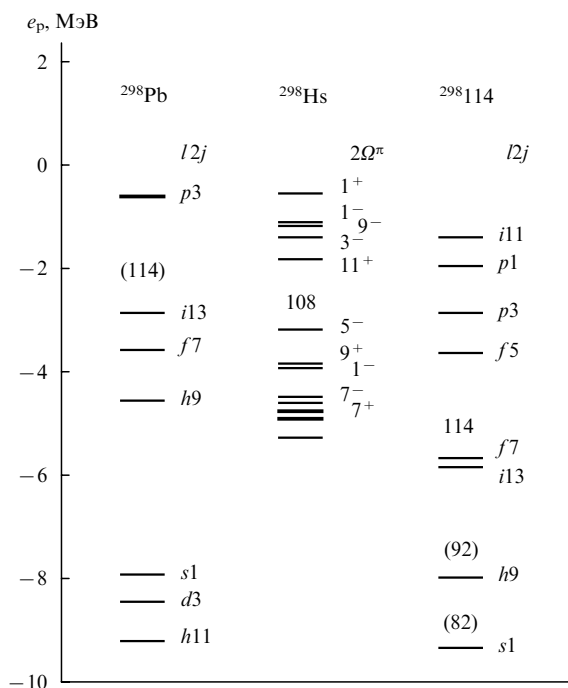


Рис. 7. Одночастичные протонные уровни, рассчитанные для дважды магических ядер ^{208}Pb , ^{270}Hs и $^{298}114$. Здесь и на рис. 8 для каждого уровня сферических ядер ^{208}Pb и $^{298}114$ приведены спектроскопический символ для углового момента (l) и удвоенный полный спин ($2j$). Для каждого уровня деформированного ядра ^{270}Hs показаны удвоенная проекция спина (2Ω) и четность (π).⁴⁶

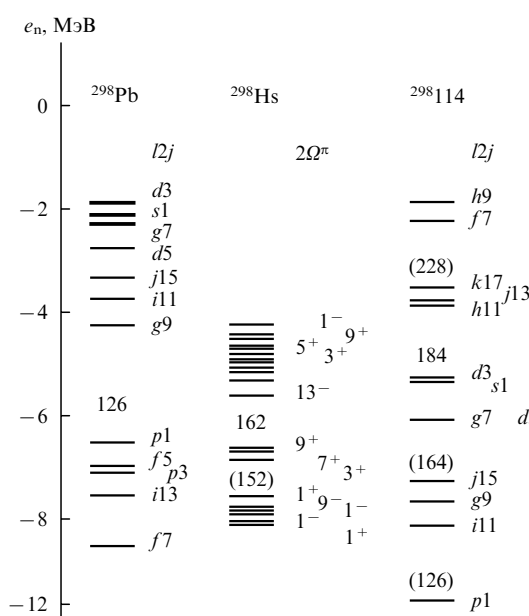


Рис. 8. Одночастичные нейтронные уровни, рассчитанные для дважды магических ядер ^{208}Pb , ^{270}Hs и $^{298}114$.⁴⁶

^{208}Pb), при $Z = 108$ (для ядра ^{270}Hs) и при $Z = 114$ (для ядра $^{298}114$). В протонном спектре ядра ^{270}Hs низкая плотность уровней энергии просматривается при значениях Z от 106 до 110. В нейтронном спектре ^{270}Hs (см. рис. 8) кроме большой энергетической щели при $N = 162$ видна также малая щель при $N = 152$. Все эти факторы находят отражение в зави-

симости оболочечной поправки к энергии E_{sh} , показанной на рис. 4.

VI. Результаты расчетов свойств сверхтяжелых ядер

Ниже продемонстрированы некоторые теоретические результаты исследования свойств тяжелых и сверхтяжелых ядер, которые были получены в основном с использованием макро-микроскопической модели.

1. Форма ядер

Для того чтобы найти равновесную форму ядра, необходимо минимизировать его энергию по параметрам деформации β_λ . Показано,⁴⁷ что равновесные формы тяжелых ядер являются аксиально-симметричными. Таким образом, они могут быть описаны обычными параметрами деформации β_λ , входящими в следующее разложение радиуса ядра (во внутренней системе отсчета) по сферическим гармоникам $Y_{\lambda 0}(\vartheta)$:

$$R(\vartheta) = R_0(\beta_\mu) \left[1 + \sum_{\lambda} \beta_\lambda Y_{\lambda 0}(\vartheta) \right], \quad (5)$$

где зависимость R_0 от β_μ определяется из условия сохранения объема.

При макро-микроскопическом анализе равновесных форм ядра найдено,⁴⁸ что достаточно учитывать мультипольность до $\lambda = 8$, вклад для $\lambda = 9$ и 10 пренебрежимо мал. Нечетные мультипольности ($\lambda = 3, 5, 7$) вносят вклад только в деформацию изотопов легких элементов вблизи радия.⁴⁸ Таким образом, четырехмерного деформационного пространства $\{\beta_\lambda\}$, где $\lambda = 2, 4, 6, 8$, достаточно для расчета формы практически всех ядер в интересующем нас диапазоне тяжелых ядер, в частности для сверхтяжелых ядер.³⁸

Формы ядер показаны на рис. 9.⁴⁹ Оси симметрии ядер (Oz) имеют горизонтальную ориентацию. Видно, что формы ядер довольно сильно зависят от значений Z и N . Некоторые из ядер шире в экваториальной плоскости, другие — уже (образование перешейка), а некоторые (при $Z > 120$) имеют тенденцию к сплюснутости. Численные значения равновесных деформаций β_λ^0 приведены в работах^{50, 51}.

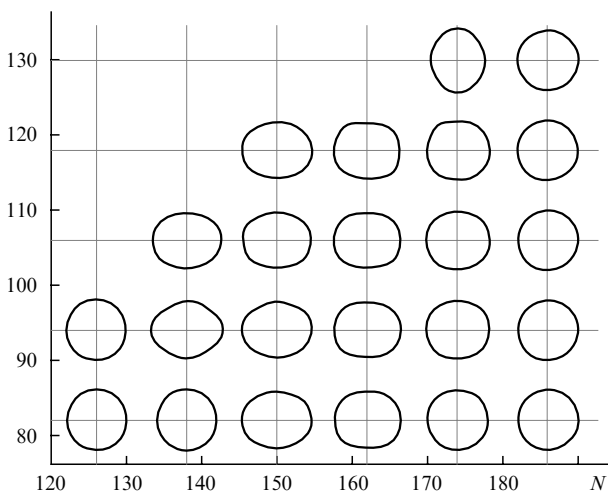


Рис. 9. Формы ядер в широком диапазоне Z (82–130) и N (126–190).⁴⁹

2. Массы и энергии α -распада

Масса является основной характеристикой ядра и должна быть рассчитана как можно точнее. На рис. 10 показаны разности между рассчитанными и экспериментальными массами ядер с $Z = 84–108$.⁵⁰ Расчеты проводились в большом семимерном деформационном пространстве $\{\beta_\lambda^0\}$, где $\lambda = 2, 3, \dots, 8$, поэтому в изучаемую область попали и относительно легкие ядра (начиная от полония с $Z = 84$), в деформации которых, как уже было отмечено выше, вносят вклад нечетные мультипольности ($\lambda = 3, 5, 7$). Видно, что отклонения рассчитанной массы ядра (M_{th}) от экспериментальной (M_{exp}) находятся в пределах ± 0.5 МэВ. Рассчитанные массы имеют правильную изотопическую зависимость, что особенно заметно в случае длинной цепочки масс сильно деформированных ядер изотопов плутония. Начиная с Cm, Cf и Fm, хорошо воспроизводится влияние деформированной оболочки при $N = 152$. Однако пока нельзя утверждать, что этот эффект воспроизводится также для более сильно деформированной оболочки при $N = 162$, предсказанный теорией, поскольку до сих пор не измерены массы ядер в этой области.

Интересно сравнить точность вычисления масс тяжелых ядер, достигаемую в разных подходах. На рис. 11, 12 (см.⁵²) показаны разности экспериментальных значений масс ядер и полученных с использованием полуэмпирического (SE), двух макро-микроскопических — HN (Heaviest Nuclei) и TF (Thomas–Fermi) — и чисто микроскопического — HF (Hartree–Fock) — подходов. В полуэмпирическом подходе⁵³ используется оболочечная модель ядра с 15 варьируемыми параметрами, специально подобранными для описания масс ядер с числом протонов, находящимся между известным магическим числом $Z = 82$ и предполагаемым — $Z = 126$, и с числом нейтронов, находящимся между известным магическим числом $N = 126$ и предполагаемым — $N = 184$. Макро-микроскопическая аппроксимация HN — это модель из работы⁵⁴, с помощью которой были рассчитаны массы, приведенные на рис. 10. В макро-микроскопической модели TF макроскопическую составляющую массы рассчитывали в приближении Томаса–Ферми.⁵⁵ Наконец, в микроскопической модели HF (Хартри–Фок–БКШ-подход⁵⁶) для получения среднего поля использовали 10-параметрическое эффективное взаимодействие Скирма, а для описания спаривательного взаимодействия — четырехпараметрическую δ -функцию. Результаты экспериментальных измерений масс, приведенные на рис. 10–12, были взяты из работы⁵⁷. На рис. 11 разность между теоретическими и экспериментальными массами для трех из рассмотренных моделей находится в пределах ± 0.5 МэВ, лишь для HF-модели она больше — до 1 МэВ. Наилучшее согласие получено в SE- и HN-подходах.

Для того чтобы сравнить обсуждаемые подходы количественно, были рассчитаны среднеквадратичные отклонения масс для 238 тяжелых ядер (с надежно определенными экспериментальными массами⁵⁷), находящихся в области $Z \geq 84$ и $N \geq 126$. Величины отклонений масс в моделях SE, HN, TF, FRLDM и HF от экспериментальных значений приведены ниже:⁵²

Модель	SE	HN	TF	FRLDM	HF
ΔM , кэВ	145	370	482	705	705

В таблицу кроме четырех обсуждаемых моделей для сравнения была включена модель жидкой капли, учитывающая конечный радиус действия ядерных сил (Finite-Range

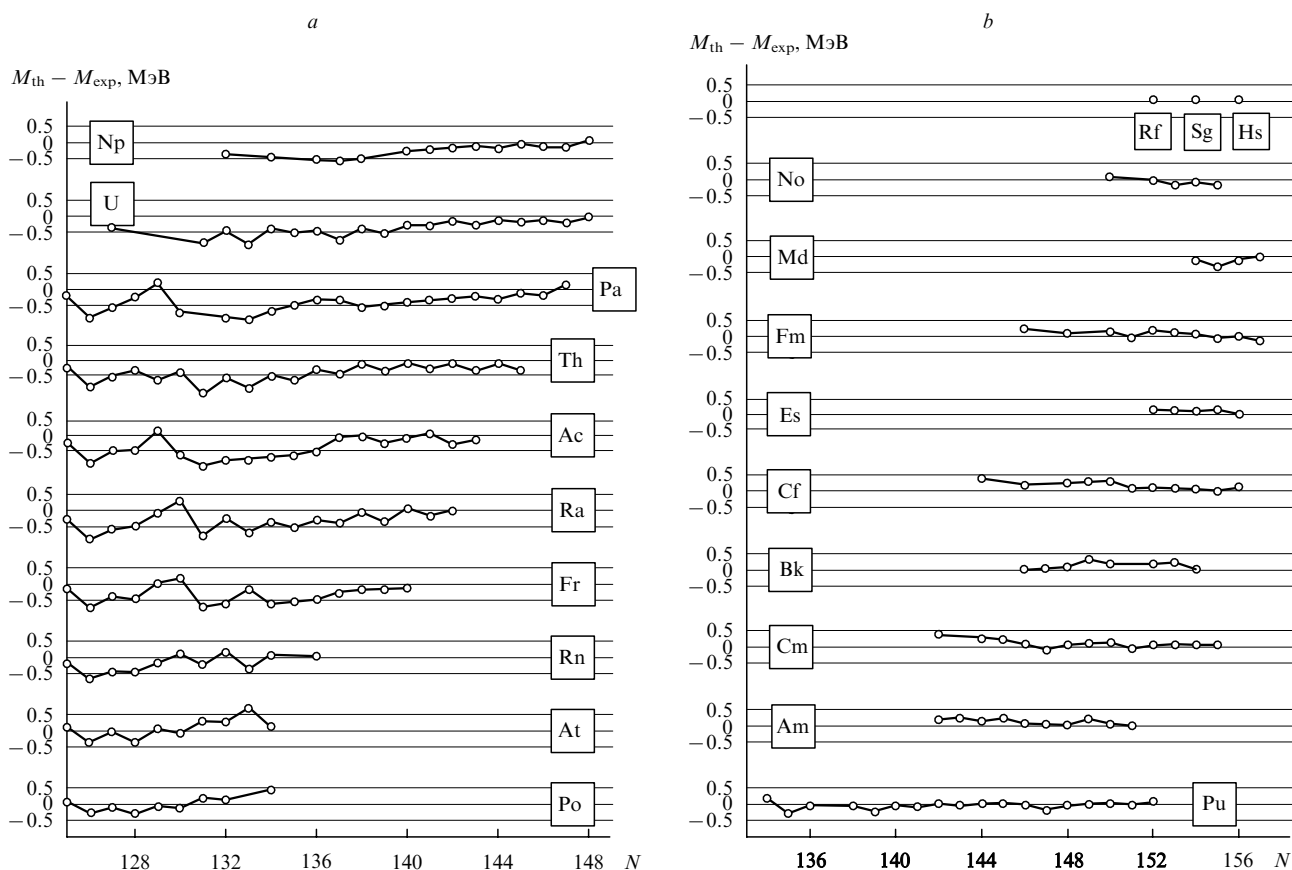


Рис. 10. Разности между рассчитанными и измеренными экспериментально массами ядер с числом протонов 84–93 (а) и 94–108 (б).⁵⁰

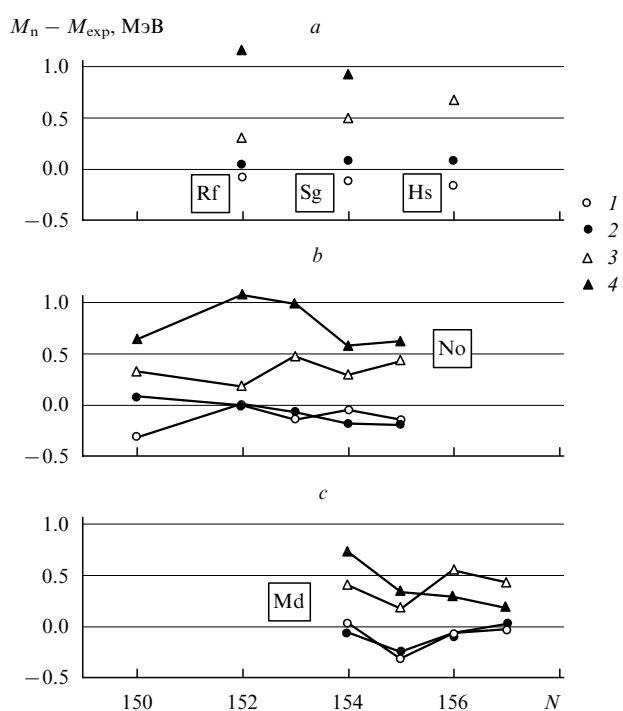


Рис. 11. Разности между массами, вычисленными в моделях SE (1), HN (2), TF (3) и HF (4), и экспериментальными значениями для тяжелых ядер с $Z = 101-108$: Rf, Sg, Hs (а), изотопов No (б) и Md (с) (обозначения см. в тексте).⁵²

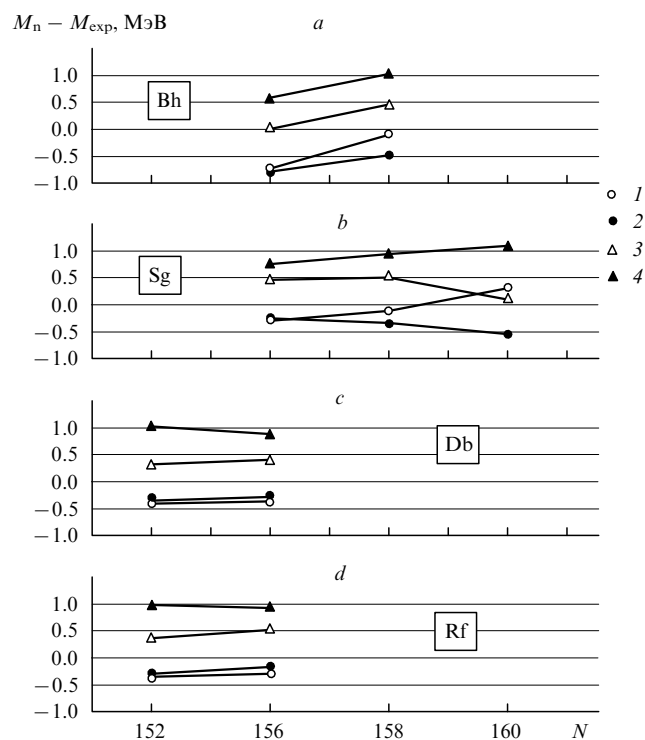


Рис. 12. Разности между массами, вычисленными в моделях SE (1), HN (2), TF (3) и HF (4), и экспериментальными значениями для нечетных и нечетно-нечетных ядер с $Z = 104-107$: изотопов Bh (а), Sg (б), Db (с) и Rf (д).⁵²

Liquid Drop Model, FRLDM).⁵⁸ Она, так же как и HN- и TF-модели, является макро-микроскопической. Из приведенных выше данных следует, что наименьшее отклонение масс получено в SE- и HN-моделях, вероятно, потому что они приспособлены для расчетов масс тяжелых ядер, в то время как остальные — для всех ядер.

Энергии α -распада, напрямую связанные с массами, воспроизводятся с аналогичной точностью.⁵⁹

3. Барьеры деления

Изучение высоты статического барьера (B_f^{st}) деления тяжелых ядер продиктовано ее важностью для расчетов сечений (σ) образования таких ядер (см., например,^{60–72}). Величина B_f является определяющей в конкуренции между испарением нейтронов и делением составных ядер в процессе их охлаждения. Большая чувствительность σ к B_f^{st} усиливает необходимость точного расчета последней. Например, изменение B_f^{st} на 1 МэВ может привести к изменению сечения на порядок и даже более.⁶⁴ Основную роль в расчетах высоты статического барьера деления играет используемое пространство деформаций. До настоящего времени величину B_f^{st} вычисляли в основном для случая аксиально-симметричных ядер (см., например,^{73–78}). Исследований, учитывающих неаксиальные степени свободы, гораздо меньше (см., например,^{47, 79, 80}).

Ниже мы продемонстрируем последние результаты вычисления B_f^{st} для тяжелых и сверхтяжелых ядер, подчеркивая значение неаксиальных деформаций, учитываемых при расчетах этой величины.

Для начала рассмотрим пример статического барьера деления, полученного в случае аксиально-симметричного ядра. На рис. 13 представлен барьер деления сверхтяжелого ядра $^{278}112$ (см.⁸¹). Видно, что для этого очень тяжелого ядра наблюдается достаточно высокий барьер, целиком обусловленный оболочечной структурой. Без учета этой структуры (макроскопическая часть энергии, кривая 1) барьер отсутствует (см. рис. 3, аналогично кривым 2, 3 для более легкого ядра). Наибольшие значения оболочечных поправок (~ 6 МэВ) к макроскопической части энергии получены в деформированной точке равновесия, меньшие (~ 1.8 МэВ) — в первой седловой точке, а самые малые (~ 0.5 МэВ) — во второй. Необходимо отметить значительные оболочечные

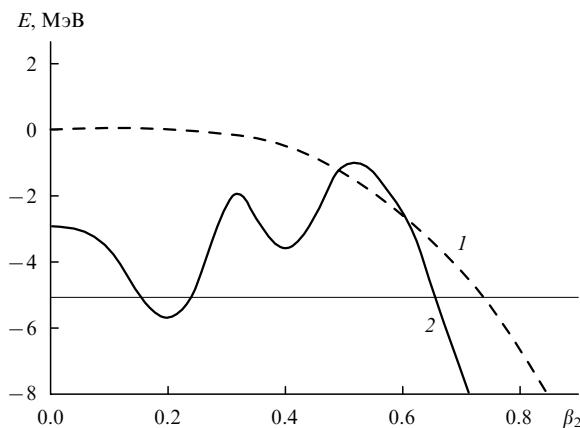


Рис. 13. Статические барьеры спонтанного деления, рассчитанные для ядра $^{278}112_{166}$ с учетом только макроскопической (1) и полной (2) энергии.⁸¹

поправки в седловой точке (что на рис. 13 проявляется как максимум энергии), поскольку этими поправками часто пренебрегают в различных оценках статических барьеров деления сверхтяжелых ядер. На рисунке показана зависимость энергии ядра от деформации β_2 , причем энергия минимизируется по степеням свободы β_4 , β_6 и β_8 при каждом значении β_2 . Величина барьера — это разность между энергией в наивысшей седловой точке и в точке равновесия. Таким образом, B_f зависит от двух конфигураций ядра — седловой и равновесной.

На рис. 14 (см.⁸²) приведена контурная карта статических барьеров деления, рассчитанная в широком диапазоне для аксиально-симметричных форм ядер (B_f^{ax}). Видно, что наибольшее значение барьера (~ 8.5 МэВ) получено в области ядер с $Z \approx 99$ и $N \approx 152$. Это связано, главным образом, с большой оболочечной поправкой в основном состоянии этих ядер преимущественно благодаря замкнутой деформированной оболочке при $N = 152$ (см., например,⁴⁵). Другая область больших значений B_f (~ 7 МэВ) наблюдается для ядер с $Z \approx 116$ и $N \approx 180$. В этой области высокие барьеры также обусловлены большой оболочечной поправкой к энергии основного состояния этих ядер, что связано с замкнутой сферической оболочкой при $N = 184$ (см., например,⁴⁵). Относительно небольшие величины B_f получены в области нейтронных чисел $N \approx 168$.

В ряде работ^{83–87} было изучено влияние неаксиальных форм ядра на высоту барьера B_f^{st} . Этот эффект продемонстрирован на рис. 15 для ядра ^{250}Cf (см.⁸³). В расчетах использовали пятимерное деформационное пространство, которое определяется следующим разложением радиуса ядра ($R(\theta, \varphi)$) во внутренней системе отсчета по сферическим гармоникам ($Y_{\lambda\mu}$):

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left\{ 1 + \beta_2 [\cos \gamma Y_{20} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \gamma Y_{22}] + \beta_4 Y_{40} + \beta_6 Y_{60} + \beta_8 Y_{80} \right\} \quad (6),$$

где $\gamma \equiv \gamma_2$ — параметр неаксиальности Бора, а зависимость R_0 от параметра деформации определяется из условия сохранения объема. На этом рисунке потенциальная энергия, минимизированная по степеням свободы β_4 и β_6 , спроекти-

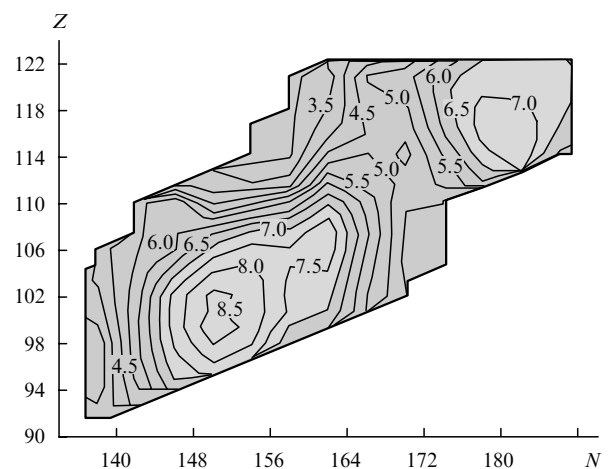


Рис. 14. Контурная карта высоты барьеров деления (B_f^{ax} , МэВ) в случае аксиально-симметричных ядер.⁸²

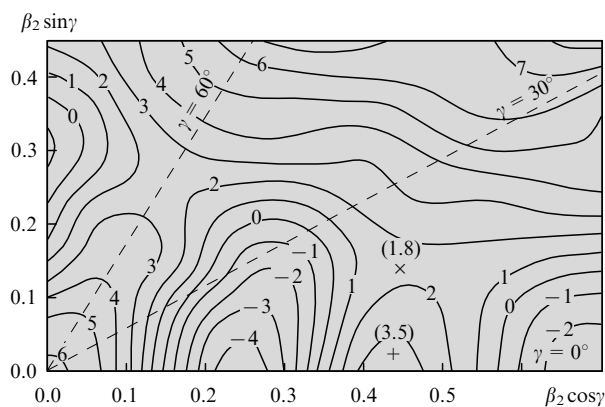


Рис. 15. Контурная карта потенциальной энергии (в МэВ) ядра ^{250}Cf с учетом неаксиальной формы.

Положения седловой точки показаны символом «+» при предполагаемой аксиальной симметрии ядра и символом «x», когда учитывается неаксиальность. Числа в скобках — значения энергии в этих точках.⁸³

рована на плоскость $(\beta_2 \cos \gamma, \beta_2 \sin \gamma)$. Видно, что с учетом неаксиальных форм потенциальная энергия в седловой точке снижается до 1.7 МэВ. Поскольку учет неаксиальных форм не уменьшает потенциальной энергии в точке равновесия, то величина барьера деления уменьшается на ту же величину — до 1.7 МэВ. Рассчитанное значение B_f становится близким к измеренному⁸⁸ значению (5.6 ± 0.3 МэВ) только после учета данного эффекта. Механизм, приводящий к уменьшению барьера B_f за счет квадрупольной неаксиальности, изучен в работе⁸⁹.

Контурная карта уменьшения статического барьера деления ($\delta B_f^{l_2}$) вследствие неаксиальной деформации γ_2 представлена на рис. 16. Поскольку для всех изученных нами ядер равновесные деформации являются аксиально-симметричными, изменение $\delta B_f^{l_2}$ обусловлено только уменьшением энергии в седловой точке. Видно, что карта, приведенная на рис. 16, достаточно сложная. Это характерно для эффектов,

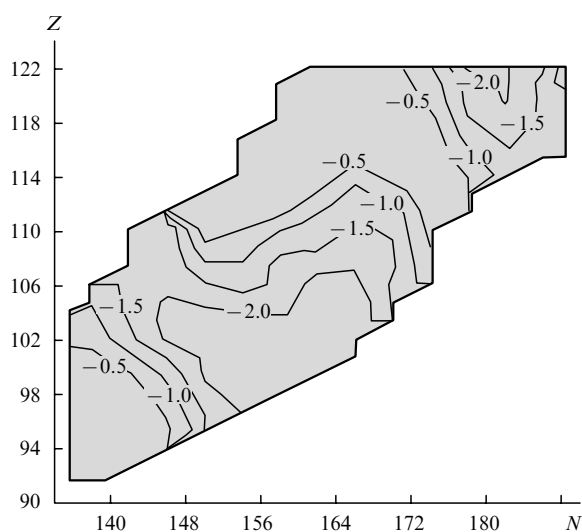


Рис. 16. Контурная карта уменьшения высоты барьеров деления ($\delta B_f^{l_2}$, МэВ) для тяжелых ядер из-за неаксиальной квадрупольной деформации γ_2 .⁸²

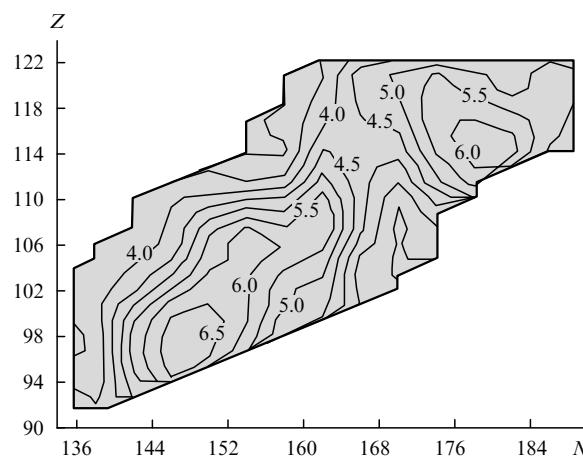


Рис. 17. Контурная карта высоты барьеров деления (B_f , МэВ) тяжелых ядер с учетом неаксиальной квадрупольной деформации γ_2 .⁸²

связанных с оболочечной структурой ядра, которые довольно сильно изменяются при переходе от ядра к ядру. Наибольшее уменьшение высоты барьера составляет ~ 2 МэВ и проявляется в двух областях: для ядер с $Z \approx 100$, $N \approx 158$ и для ядер с $Z \approx 122$, $N \approx 180$.

Наконец, на рис. 17 показаны барьеры деления после учета эффектов неаксиальной деформации γ_2 :

$$B_f^{l_2} = B_f^{\text{ax}} + \delta B_f^{l_2}.$$

В этом случае появляются две области ядер с большими значениями $B_f^{l_2}$: при $Z \approx 98$, $N \approx 148$ (~ 6.5 МэВ) и при $Z \approx 115$, $N \approx 180$ (~ 6.0 МэВ). Наименьшие значения барьеров получены для ядер с $N \approx 168$.

4. Времена полураспада

Стабильность тяжелых ядер в основном определяется двумя модами распада: α -распадом и спонтанным делением. Ниже кратко обсуждены времена жизни, соответствующие этим модам.

а. α -Распад

Времена α -распада обычно рассчитывают с использованием феноменологических формул (см., например,^{90–93}). Долгое время (см., например,^{39, 94–99}) для этой цели наиболее часто использовали семипараметрическую формулу Виолы и Сиборга.⁹⁰ Недавно было предложено¹⁰⁰ более простое пятипараметрическое выражение:

$$\lg_{10} T_{\alpha}^{\text{ph}}(Z, N) = \alpha Z [Q_{\alpha}(Z, N) - \bar{E}_i]^{1/2} + bZ + c, \quad (7)$$

где коэффициенты $a = 1.5372$, $b = -0.1607$, $c = -36.573$; a параметр E_i (средняя энергия возбужденного состояния в дочернем ядре, до которого происходит α -распад) определяется соотношением

$$\begin{aligned}
\bar{E}_i &= 0, & \text{если } Z, N — \text{четные;} \\
\bar{E}_i &= \bar{E}_p = 0.113 \text{ МэВ}, & \text{если } Z — \text{нечетное, } N — \text{четное;} \\
\bar{E}_i &= \bar{E}_n = 0.171 \text{ МэВ}, & \text{если } Z — \text{четное, } N — \text{нечетное;} \\
\bar{E}_i &= \bar{E}_p + \bar{E}_n, & \text{если } Z, N — \text{нечетные.}
\end{aligned}$$

(нижние индексы p и n относятся к протонам и нейтронам соответственно).

Приведенные значения пяти коэффициентов — a, b, c, E_p и E_n — были получены фитированием экспериментальных значений T_α (см.¹⁰¹) с использованием экспериментальных значений Q_α (см.¹⁰²). Были использованы 61 четно-четное, 45 нечетно-четных, 55 четно-нечетных и 40 нечетно-нечетных ядер (т.е. всего 201 ядро) с $Z = 84–111$ и $N = 128–161$, для которых измерены значения Q_α и T_α . Процедура фитирования описана в работе¹⁰⁰.

б. Спонтанное деление

Спонтанное деление сверхтяжелых ядер представляет собой сложный процесс. Для его описания недостаточно даже подробных данных о потенциальной энергии ядра, т.е. о ее зависимости от различных параметров его деформации. Необходима дополнительная информация о массовых параметрах, т.е. инерции ядра относительно различных картин спонтанного деления (см., например, работу¹⁰³).

На рис. 18 приведен пример расчета времен жизни для изотопов дармштадтия (Ds, $Z = 110$).¹⁰⁴ Расчеты выполнены для обеих мод распада — α -распада (кривая 1) и спонтанного деления (кривая 3), а результаты сравниваются с экспериментальными значениями, измеренными для изотопов $^{267}110$ (см.¹⁰⁵), $^{269}110$ (см.¹⁰⁶), $^{271}110$ (см.¹⁰⁷) $^{273}110$ (см.¹⁰⁸) (точки 2). Видно, что расчеты правильно предсказывают значения времен полураспада и моды распада, т.е. тот факт, что эти ядра действительно испытывают α -распад, а не деление.

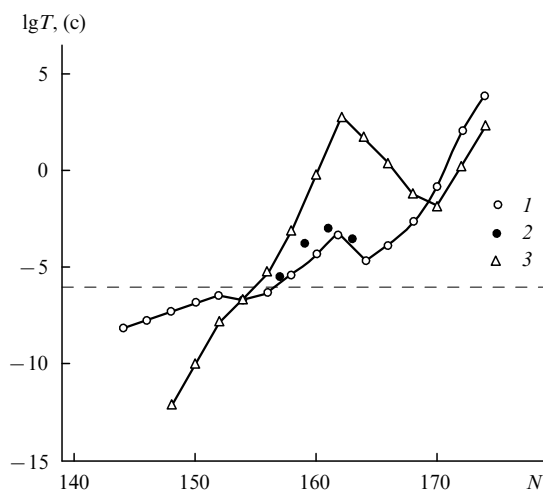


Рис. 18. Сравнение предсказанных теоретически (1) и измеренных (2) времен α -распада, а также рассчитанные значения времени спонтанного деления (3) для изотопов дармштадтия ($Z = 110$).¹⁰⁴

VII. Заключение

В заключение можно отметить, что за 43 года изучения сверхтяжелых ядер была накоплена богатая информация о них. Было синтезировано более 80 новых нуклидов, несмотря на чрезвычайно малые значения сечений их образования. Были изучены такие свойства СТЯ, как моды распада, энергии распада, времена полураспада, сечения синтеза. Ряд свойств был корректно описан и предсказан теорией до их измерения, показывая, что в целом мы правильно понимаем строение этих экзотических ядер, в особенности их оболочечную структуру.

Благодаря большому прогрессу в усовершенствовании используемых экспериментальных установок, становится доступной более детальная информация, в частности результаты спектроскопических исследований (см., например, работы^{109–111}). Эти данные имеют чрезвычайно важное значение для теоретиков, поскольку снабжают их чувствительными тестами для оценки теоретических моделей описания сверхтяжелых ядер.

Автор выражает благодарность Н.В.Антоненко, С.Н.Дмитриеву, З.Хофманну, М.Г.Иткису, Ю.Ц.Оганесяну, К.Сивек-Вилчиньской, В.Святецкому, В.К.Утенкову, Я.Вилчиньскому, А.В.Еремину и В.И.Загребаеву за полезные обсуждения материалов данного обзора. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Польши (грант № 1 P03B 042 30) и Программы сотрудничества Польша – ОИЯИ (Дубна).

Литература

1. Yu.Ts.Oganessian, Yu.A.Lazarev. In *Treatise on Heavy-Ion Science. Vol. 4.* (Ed. D.A.Bromley). Plenum Press, New York, 1985. P. 3
2. D.C.Hoffman, L.P.Somerville. In *Particle Emission from Nuclei.* (Eds D.N.Poenaru, M.S.Ivascu). CRC Press, Boca Raton, FL, 1989. P. 1
3. E.K.Hulet, J.F.Wild, R.J.Dougan, L.W.Lougheed, J.H.Landrum, A.D.Dougan, P.A.Baisden, C.M.Henderson, R.J.Dupzyk, R.J.Hahn, M.Schädel, K.Sümmerer, G.R.Bethune. *Phys. Rev. C*, **40**, 770 (1989)
4. G.T.Seaborg, W.D.Loveland. *The Elements beyond Uranium.* Wiley, New York, 1990
5. A.Ghiorso, G.T.Seaborg. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **31**, 233 (1993)
6. S.Hofmann. *Rep. Prog. Phys.*, **61**, 639 (1998)
7. S.Hofmann, G.Münzenberg. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 733 (2000)
8. Yu.Ts.Oganessian. *Nucl. Phys. A*, **685**, 17 (2001)
9. P.Armbruster. *Acta Phys. Pol. B*, **34**, 1825 (2003)
10. G.Münzenberg. *Acta Phys. Pol. B*, **34**, 1947 (2003)
11. Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, Yu.V.Lobanov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, G.G.Gulbekian, S.L.Bogomolov, A.N.Mezentsev, S.Iliev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, A.A.Voinov, G.V.Buklanov, K.Subotic, V.I.Zagrebaev, M.G.Itkis, J.B.Patin, K.J.Moody, J.F.Wild, M.A.Stoyer, D.A.Shaughnessy, J.M.Kenneally, R.W.Logheed. *Phys. Rev. C*, **69**, 021601 (2004)
12. Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, Yu.V.Lobanov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, G.G.Gulbekian, S.L.Bogomolov, B.N.Gikal, A.N.Mezentsev, S.Iliev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, A.A.Voinov, G.V.Buklanov, K.Subotic, V.I.Zagrebaev, M.G.Itkis, J.B.Patin, K.J.Moody, J.F.Wild, M.A.Stoyer, N.J.Stoyer, D.A.Shaughnessy, J.M.Kenneally, P.A.Wilk, R.W.Logheed, R.I.II kaev, S.P.Vesnovsky. *Phys. Rev. C*, **70**, 064609 (2004)

13. K.Morita, K.Morimoto, D.Kaji, H.Haba, E.Ideguchi, R.Kanungo, K.Katori, H.Koura, H.Kudo, T.Ohnishi, A.Ozawa, T.Suda, K.Sueki, I.Tanihata, H.Xu, A.V.Yeremin, A.Yoneda, A.Yoshida, Y.-L.Zhao, T.Zheng. *Eur. Phys. J., A*, **21**, 257 (2004)
14. K.E.Gregorich, W.Loveland, D.Peterson, P.M.Zielinski, S.L.Nelson, Y.H.Chung, Ch.E.Düllman, C.M.Folden III, K.Aleklett, R.Eichler, D.C.Hoffman, J.P.Omtvedt, G.K.Pang, J.M.Schwantes, S.Soverna, P.Sprunger, R.Sudowe, R.E.Wilson, H.Nitsche. *Phys. Rev. C*, **72**, 014605 (2005)
15. K.Morita, K.Morimoto, D.Kaji, T.Akiyama, S.-i.Goto, H.Haba, E.Ideguchi, K.Katori, H.Koura, H.Kudo, T.Ohnishi, A.Ozawa, T.Suda, K.Sueki, F.Tokanai, T.Yamaguchi, A.Yoneda, A.Yoshida. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **76**, 043201 (2007)
16. Yu.Ts.Oganessian. *J. Phys. G*, **34**, R165 (2007)
17. S.G.Nilsson, C.F.Tsang, A.Sobiczewski, Z.Szymanski, S.Wychech, C.Gustafson, I.L.Lamm, B.Nilsson. *Nucl. Phys. A*, **131**, 1 (1969)
18. M.Brack, J.Damgaard, A.S.Jensen, H.C.Pauli, V.M.Strutinsky, C.Y.Wong. *Rev. Mod. Phys.*, **44**, 320 (1972)
19. M.Bolsterli, E.O.Fiset, J.R.Nix, J.L.Norton. *Phys. Rev. C*, **5**, 1050 (1972)
20. A.Sobiczewski, A.Gyurkovich, M.Brack. *Nucl. Phys. A*, **289**, 346 (1977)
21. P.Möller, J.R.Nix. *Nucl. Phys. A*, **361**, 117 (1981)
22. W.D.Myers, W.J.Swiątecki. *Ark. Fys.*, **36**, 343 (1967)
23. K.Pomorski, J.Dudek. *Phys. Rev. C*, **67**, 044316 (2003)
24. H.J.Krappe, J.R.Nix, A.J.Sierk. *Phys. Rev. C*, **20**, 992 (1979)
25. S.Ćwiok, J.Dudek, W.Nazarewicz, J.Skalski, T.Werner. *Comput. Phys. Commun.*, **46**, 379 (1987)
26. V.M.Strutinsky. *Nucl. Phys. A*, **95**, 420 (1967)
27. V.M.Strutinsky. *Nucl. Phys. A*, **122**, 1 (1968)
28. D.Vautherin, D.M.Brink. *Phys. Rev. C*, **5**, 626 (1972)
29. J.Dobaczewski, H.Flocard, J.Treiner. *Nucl. Phys. A*, **422**, 103 (1983)
30. J.F.Berger, M.Girod, D.Gogny. *Nucl. Phys. A*, **428**, 23 (1984)
31. J.P.Delaroche, M.Girod, H.Goutte, J.Libert. *Nucl. Phys. A*, **771**, 103 (2006)
32. P.-G.Reinhard, M.Rufa, J.Maruhn, W.Greiner, J.Friedrich. *Z. Phys. A*, **323**, 13 (1986)
33. P.Ring. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **37**, 193 (1996)
34. M.Bender, P.-H.Heenen, P.-G.Reinhard. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 121 (2003)
35. Z.Patyk, A.Baran, J.F.Berger, J.Decharge, J.Dobaczewski, P.Ring, A.Sobiczewski. *Phys. Rev. C*, **59**, 704 (1999)
36. A.Sobiczewski, K.Pomorski. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **58**, 292 (2007)
37. Z.Patyk, A.Sobiczewski, P.Armbruster, K.-H.Schmidt. *Nucl. Phys. A*, **491**, 267 (1989)
38. R.Smolańczuk, A.Sobiczewski. In *Low Energy Nuclear Dynamics. (Proceedings of the XV EPS Conference on Nuclear Physics. St.Petersburg, 1995)*. (Eds Yu.Ts.Oganessian, W.von Oertzen, R.Kalpakchieva). World Scientific, Singapore, 1995. P. 313
39. Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Nucl. Phys. A*, **533**, 132 (1991)
40. Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Phys. Lett. B*, **256**, 307 (1991)
41. A.Sobiczewski, F.A.Gareev, B.N.Kalinkin. *Phys. Lett.*, **22**, 500 (1966)
42. H.Meldner. *Ark. Fys.*, **36**, 593 (1967)
43. U.Mosel, W.Greiner. *Z. Phys.*, **222**, 261 (1969)
44. Z.Patyk, J.Skalski, A.Sobiczewski, S.Ćwiok. *Nucl. Phys. A*, **502**, 591 (1989)
45. M.Kowal, L.Shvedov, A.Sobiczewski. *Int. J. Mod. Phys. E*, **17**, 259 (2008)
46. A.Sobiczewski, I.Muntian, Z.Patyk. *Acta Phys. Slovaca*, **49**, 83 (1999)
47. S.Ćwiok, A.Sobiczewski. *Z. Phys. A*, **342**, 203 (1992)
48. A.Sobiczewski, Z.Patyk, S.Ćwiok, P.Rozmej. *Nucl. Phys. A*, **485**, 16 (1988)
49. I.Muntian, A.Sobiczewski. *Acta Phys. Pol. B*, **32**, 629 (2001)
50. I.Muntian, Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Ядерная физика*, **66**, 1015 (2003)
51. I.Muntian, S.Hofmann, Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Acta Phys. Pol. B*, **34**, 2073 (2003)
52. I.Muntian, Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Acta Phys. Hung. New Ser. — Heavy Ion Phys.*, **19**, 139 (2004)
53. S.Liran, A.Marinov, N.Zeldes. *Phys. Rev. C*, **62**, 047301 (2000)
54. I.Muntian, Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Acta Phys. Pol. B*, **32**, 691 (2001)
55. W.D.Myers, W.J.Swiątecki. *Nucl. Phys. A*, **601**, 141 (1996)
56. F.Tondeur, S.Goriely, J.M.Pearson, M.Onsi. *Phys. Rev. C*, **62**, 024308 (2000)
57. G.Audi, O.Bersillon, J.Blachot, A.H.Wapstra. *Nucl. Phys. A*, **624**, 1 (1997)
58. P.Möller, J.R.Nix, W.D.Myers, W.J.Swiątecki. *At. Data Nucl. Data Tables*, **59**, 185 (1995)
59. A.Sobiczewski, I.Muntian, O.Parkhomenko. In *Structure and Dynamics of Elementary Matter. (Proceedings of NATO Advanced Study Institute, Kemer, Turkey, 2003)*. (Eds W.Greiner, M.G.Itkis, J.Reinhardt, M.C.Guclu). Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 2004. P. 377
60. K.H.Schmidt, W.Morawek. *Rep. Prog. Phys.*, **54**, 949 (1991)
61. W.Reisdorf. *J. Phys. G*, **20**, 1297 (1994)
62. G.Giardina, S.Hofmann, A.I.Muminov, A.K.Nasirov. *Eur. Phys. J., A*, **8**, 205 (2000)
63. V.I.Zagrebaev, Y.Aritomo, M.G.Itkis, Yu.Ts.Oganessian, M.Ohta. *Phys. Rev. C*, **65**, 014607 (2001)
64. M.G.Itkis, Yu.Ts.Oganessian, V.I.Zagrebaev. *Phys. Rev. C*, **65**, 044602 (2002)
65. V.V.Volkov. *Acta Phys. Pol. B*, **34**, 1881 (2003)
66. A.S.Zubov, G.G.Adamian, N.V.Antonenko, S.P.Ivanova, W.Scheid. *Acta Phys. Pol. B*, **34**, 2083 (2003)
67. Y.Abe, D.Bouriquet. *Acta Phys. Pol. B*, **34**, 1927 (2003)
68. W.J.Swiątecki, K.Siwiek-Wilczyńska, J.Wilczyński. *Acta Phys. Pol. B*, **34**, 2049 (2003)
69. В.В.Волков. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, **35**, 797 (2004)
70. G.G.Adamian, N.V.Antonenko, W.Scheid. *Phys. Rev. C*, **69**, 044601 (2004)
71. W.Loveland. *Phys. Rev. C*, **76**, 014612 (2007)
72. K.Siwiek-Wilczyńska, A.Borowiec, I.Skwira-Chalot, J.Wilczyński. *Int. J. Mod. Phys. E*, **17**, 12 (2008)
73. A.Mamdouh, J.M.Pearson, M.Rayet, F.Tondeur. *Nucl. Phys. A*, **644**, 389 (1998)[†]
74. A.Mamdouh, J.M.Pearson, M.Rayet, F.Tondeur. *Nucl. Phys. A*, **679**, 337 (2001)
75. I.Muntian, Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Acta Phys. Pol. B*, **34**, 2141 (2003)
76. P.Möller, A.J.Sierk, A.Iwamoto. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 072501 (2004)
77. T.Bürvenich, M.Bender, J.A.Maruhn, P.-G.Reinhard. *Phys. Rev. C*, **69**, 014307 (2004)
78. K.Pomorski, J.Dudek. *Int. J. Mod. Phys. E*, **13**, 107 (2004)
79. R.Smolańczuk, H.V.Klapdor-Kleingrothaus, A.Sobiczewski. *Acta Phys. Pol. B*, **24**, 685 (1993)
80. R.A.Gherghescu, J.Skalski, Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Nucl. Phys. A*, **651**, 237 (1999)
81. A.Sobiczewski, I.Muntian. *Nucl. Phys. A*, **734**, 176 (2004)
82. M.Kowal, A.Sobiczewski. *Int. J. Mod. Phys. E*, **18**, (2009) (in the press)
83. A.Sobiczewski, I.Muntian. *Int. J. Mod. Phys. E*, **14**, 409 (2005)
84. I.Muntian, A.Sobiczewski. *Int. J. Mod. Phys. E*, **14**, 417 (2005)
85. A.Sobiczewski, M.Kowal. *Phys. Scr.*, **T125**, 68 (2006)
86. A.Dobrowolski, K.Pomorski, J.Bartel. *Phys. Rev. C*, **75**, 024613 (2007)

[†] См. также исправления: A.Mamdouh, J.M.Pearson, M.Rayet, F.Tondeur. *Nucl. Phys. A*, **648**, 282 (1999)

87. P.Möller, A.J.Sierk, T.Ichikawa, A.Iwamoto, R.Bengtsson, H.Uhrenholt, S.Åberg. *Preprint* LA-UR-08-4190 (2008); <http://t16web.lanl.gov/Moller/publications/PRCFIS-2009.html>
88. S.Bjornholm, J.E.Lynn. *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 725 (1980)
89. I.Muntian, A.Sobiczewski. *Acta Phys. Pol. B*, **36**, 1359 (2005)
90. V.E.Viola Jr., G.T.Seaborg. *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **28**, 741 (1966)
91. D.N.Poenaru, M.Ivascu. *J. Phys.*, **44**, 791 (1983)
92. Y.Hatsukawa, H.Nakahara, D.C.Hoffman. *Phys. Rev. C*, **42**, 674 (1990)
93. G.Royer. *J. Phys. G*, **26**, 1149 (2000)
94. K.Böning, Z.Patyk, A.Sobiczewski, S.Ćwiok. *Z. Phys. A*, **325**, 479 (1986)
95. G.A.Lalazissis, M.M.Sharma, P.Ring, Y.K.Gambhir. *Nucl. Phys. A*, **608**, 202 (1996)
96. Z.Lojewski, A.Baran. *Z. Phys. A*, **329**, 161 (1988)
97. R.Smolańczuk. *Phys. Rev. C*, **56**, 812 (1997)
98. Y.K.Gambhir, A.Bhagwat, M.Gupta, A.K.Jain. *Phys. Rev. C*, **68**, 044316 (2003)
99. W.Zhang, J.Meng, S.Q.Zhang, L.S.Geng, H.Toki. *Nucl. Phys. A*, **753**, 106 (2005)
100. A.Parkhomenko, A.Sobiczewski. *Acta Phys. Pol. B*, **36**, 3095 (2005)
101. G.Audi, O.Bersillon, J.Blachot, A.H.Wapstra. *Nucl. Phys. A*, **729**, 3 (2003)
102. A.H.Wapstra, G.Audi, C.Thibault. *Nucl. Phys. A*, **729**, 129 (2003)
103. R.Smolańczuk, J.Skalski, A.Sobiczewski. *Phys. Rev. C*, **52**, 1871 (1995)
104. A.Sobiczewski. *Acta Phys. Pol. B*, **29**, 2191 (1998)
105. A.Ghiorso, D.Lee, L.P.Sommerville, W.Loveland, J.M.Nitschke, W.Ghiorso, G.T.Seaborg, P.Wilmarth, R.Leres, A.Wylder, M.Nurmia, K.Gregorich, K.Czerwinski, R.Gaylord, T.Hamilton, N.J.Hannink, D.C.Hoffman, C.Jarzynski, C.Kacher, B.Kadkhodayan, S.Kreek, M.Lane, A.Lyon, M.A.McMahan, M.Neu, T.Sikkeland, W.J.Swiatecki, A.Türler, J.T.Walton, S.Yashita. *Phys. Rev. C*, **51**, R2293 (1995)
106. S.Hofmann, V.Ninov, F.P.Heßberger, P.Armbruster, H.Folger, G.Münzenberg, H.J.Schött, A.G.Popeko, A.V.Yeremin, A.N.Andreyev, S.Saro, R.Janik, M.Leino. *Z. Phys. A*, **350**, 277 (1995)
107. S.Hofmann, V.Ninov, F.P.Heßberger, P.Armbruster, H.Folger, G.Münzenberg, H.J.Schött, A.G.Popeko, A.V.Yeremin, A.N.Andreyev, S.Saro, R.Janik, M.Leino. *Z. Phys. A*, **350**, 281 (1995)
108. Yu.A.Lazarev, Yu.V.Lobanov, Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, J.Rigol, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, S.Iliev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, G.V.Buklanov, B.N.Gikal, V.B.Kutner, A.N.Mezentsev, K.Subotic, J.F.Wild, R.W.Lougheed, K.J.Moody. *Phys. Rev. C*, **54**, 620 (1996)
109. R.-D.Herzberg. *J. Phys. G*, **30**, R123 (2004)
110. K.Nishio, S.Hofmann, F.P.Heßberger, D.Ackermann, S.Antalic, V.F.Comas, Z.Gan, S.Heinz, J.A.Heredia, H.Ikezoe, J.Khuyagbaatar, B.Kindler, I.Kojouharov, P.Kuusiniemi, B.Lommel, R.Mann, M.Mazzocco, S.Mitsuoka, Y.Nagame, T.Ohtsuki, A.G.Popeko, S.Saro, H.J.Schött, B.Sulignano, A.Svirikhin, K.Tsukada, K.Tsuruta, A.V.Yeremin. *Eur. Phys. J., A*, **29**, 281 (2006)
111. A.Lopez-Martens, K.Hauschild, A.V.Yeremin, A.V.Belozarov, Ch.Briançon, M.L.Chelnokov, V.I.Chepigin, D.Curien, O.Dorvaux, B.Gall, V.A.Gorshkov, M.Guttormsen, F.Hanappe, A.P.Kabachenko, F.Khalfallah, A.Korichi, A.C.Larsen, O.N.Malyshev, A.Minkova, Yu.Ts.Oganessian, A.G.Popeko, M.Rousseau, N.Rowley, R.N.Sagaidak, S.Sharo, A.V.Shutov, S.Siem, A.I.Svirikhin, N.U.H.Syed, Ch.Theisen. *Phys. Rev. C*, **74**, 044303 (2006)

THEORETICAL DESCRIPTION AND PREDICTIONS OF THE PROPERTIES OF SUPERHEAVY NUCLEI

A.Sobiczewski

*Department of Theoretical Physics, Andrzej Soltan Institute for Nuclear Studies
69, Hoza str., 00-681 Warsaw, Poland, Fax +48(22)621-6085*

Theoretical descriptions of superheavy atomic nuclei are shortly reviewed and illustrated by their results. Such properties of these nuclei as their shapes, masses, fission barriers, decay modes, decay energies, half-lives, are discussed. Special attention is given to the shell structure of the nuclei, due to which they exist. Role of the physical studies of the superheavy nuclei for the chemical research on the superheavy elements and, more generally, an interdependence of these two kinds of investigation is underlined. This stresses the importance of a close cooperation between physicists and chemists, experimentalists and theoreticians in these studies.

Bibliography — 111 references.

Received 6th May 2009