

УДК 539.16.07, 539.173.7, 539.173.84

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ ИЗОТОПОВ ТРАНСФЕРМИЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2018 г. А. И. Свирихин^{1,*}, А. В. Ерёмин¹, А. В. Андреев¹, И. Н. Изосимов¹, А. В. Исаев¹,
А. Н. Кузнецов¹, А. А. Кузнецова¹, О. Н. Малышев¹, А. Г. Попеко¹, Ю. А. Попов¹, Е. А. Сокол¹,
М. Л. Челноков¹, В. И. Чепигин¹, Т. М. Шнейдман¹, Б. Галл², О. Дорво², П. Брионе²,
К. Хошилд³, А. Лопез-Мартенс³, К. Резинкина³, С. Мулинс⁴, П. Джонс⁴, П. Мошаты⁵,
Б. Андел⁵, З. Каланинова⁵, М. З. Асфари⁵, Н. Йошихиро⁶, Ж. Пио⁷, Е. Стефанова⁸, Д. Тонев⁸

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²IPHC, IN2P3-CNRS, Страсбург, Франция

³CSNSM, IN2P3-CNRS, Орсе, Франция

⁴Лаборатория ускорительных и прикладных наук, Кейптаун, ЮАР

⁵Университет им. Я. Коменского, Братислава, Словакия

⁶Университет Кушу, Фукуока, Япония

⁷GANIL, Кан, Франция

⁸ИЯИЯЭ, София, Болгария

*E-mail: asvirikhin@jinr.ru

Дано описание серии экспериментов, проведенных в 2014–2015 гг. с использованием сепаратора SHELS и пучка многозарядных ионов ускорителя У-400 ЛЯР ОИЯИ. В рамках подготовки большой программы экспериментов с использованием пучка многозарядных ионов ^{50}Tl проведен эксперимент по изучению свойств спонтанного деления короткоживущего нейтроно-дефицитного ядра ^{256}Rf , получаемого в реакции полного слияния $^{50}\text{Tl} + ^{208}\text{Pb} = ^{256}\text{Rf} + 2n$. Для изотопа ^{256}Rf измерены период полураспада и вероятность распада через спонтанное деление. Впервые измерялось среднее число нейтронов на одно спонтанное деление ^{256}Rf ($\bar{\nu} = 4.47 \pm 0.09$). Также приводятся данные эксперимента по изучению свойств спонтанного деления короткоживущих нейтроно-дефицитных ядер, синтезированных в реакции полного слияния $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb} = ^{252}\text{No}^*$. В этом эксперименте зарегистрированы две спонтанно-делящиеся активности, относящиеся к основному и изомерному состояниям ядра ^{250}No . Для полученных короткоживущих ядер измерены периоды полураспада, полные кинетические энергии осколков деления и нейтронные множественности. Среднее число нейтронов на деление для активности с $t_{1/2} = 5.1 \pm 0.3$ мкс составило $\bar{\nu} = 4.38 \pm 0.13$, для ядер с периодом полураспада $t_{1/2} = 36 \pm 3$ мкс это значение $\bar{\nu} = 3.90 \pm 0.20$.

DOI: 10.7868/S0367676518060078

ВВЕДЕНИЕ

В работе рассмотрена проблема изучения характеристик спонтанного деления ядер, лежащих в экзотической области короткоживущих нейтроно-дефицитных изотопов с $Z \geq 100$. До настоящего времени для большей части трансфермиевых спонтанно делящихся ядер были экспериментально измерены парциальные периоды полураспада, достаточно точно измерены полные кинетические энергии (ТКЕ, Total Kinetic Energy) осколков, и для нескольких изотопов построены массовые и энергетические распределения осколков [1, 2]. При изучении реакций слияния, приводящих к образованию нетройно-дефицитных спонтанно делящихся изотопов, получены уникальные данные об изомерных состояниях тяжелых ядер (*K*-изомеры) [2, 3].

В последние годы нашей группой получены интересные результаты по изучению такой важной, но слабо изученной характеристики как множественность нейтронов спонтанного деления. Получение и накопление экспериментальной информации о множественности мгновенных нейтронов деления и других динамических характеристиках деления важно при постановке экспериментов по синтезу и идентификации спонтанно делящихся сверхтяжелых ядер, а также для проверки теоретических моделей, описывающих процесс деления ядер.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Эксперименты проводились в ЛЯР ОИЯИ на пучке многозарядных ионов, выведенном из циклотрона У-400. Отделение искомым ядер от

продуктов побочных реакций осуществлялось кинематическим сепаратором (фильтром скоростей) SHELS [4, 5]. Установка включает в себя устройство с вращающейся мишенью, систему сепарации, систему фокусировки, состоящую из двух триплетов квадрупольных линз, расположенных на оси пучка бомбардирующих ионов до и после системы сепарации, дополнительный дипольный сепарирующий магнит и детектирующую систему, регистрирующую ядра отдачи и продукты их радиоактивного распада.

Детектирующая система сепаратора состоит из двух (старт и стоп) времяпролетных детекторов и сборки кремниевых полупроводниковых детекторов и расположена в фокальной плоскости сепаратора. Во времяпролетных детекторах используются микроканальные пластины для регистрации электронов, выбитых из пленок ядрами отдачи. После прохождения времяпролетных детекторов ядра отдачи вбиваются в фокальный двухсторонний кремниевый стриповый детектор (DSSS-детектор, конфигурация – 48×48 стрипов). Энергетическое разрешение фокального DSSS-детектора для α -частиц в диапазоне 6–10 МэВ составляет порядка 20 кэВ. Позиционное разрешение детектора 1 мм. Четыре детектора, смонтированные по бокам фокального детектора и образующие сборку в виде колодца, предназначены для регистрации α -частиц и осколков спонтанного деления, вылетающих из фокального детектора; эффективность регистрации таких продуктов боковыми детекторами составляет приблизительно 35%, энергетическое разрешение боковых детекторов для α -частиц примерно 70 кэВ.

Сборка фокального детектора расположена в цилиндрической вакуумной камере, которая окружена тремя слоями нейтронных счетчиков ($^3\text{He} - 7$ Атм), помещенных в объем замедлителя. Нейтронная сборка окружена 6-ю плитами из барированного полиэтилена для защиты от фоновых нейтронов. В ходе эксперимента измеряется ТКЕ осколков, период их полураспада. Сигналы осколков деления запускают схему опроса нейтронных счетчиков, расположенных вокруг вакуумной камеры фокального детектора, что позволяет достоверно измерять количество нейтронов, сопровождающих каждый акт деления. Среднее время жизни нейтронов деления в детекторе составляет 23–30 мкс, эффективность регистрации единичных нейтронов 43–45% (измерения осуществлялись с использованием источника ^{248}Cm). Следует отметить весьма благоприятные фоновые условия, которые сохранялись на протяжении всех экспериментов: счет фоновых нейтронов в помещении с детекторами не превышал 100 случайных отсчетов в секунду.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА С ^{254}Rf

В рамках подготовки большой программы экспериментов с использованием пучка многозарядных ионов ^{50}Ti из ускорителя У-400 ЛЯР проведен эксперимент по изучению свойств спонтанного деления короткоживущего нейтроно-дефицитного ядра ^{256}Rf , получаемого в реакции полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} = ^{256}\text{Rf} + 2n$. Вращающаяся мишень ^{208}PbS (толщина $0.36 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$, подложка – титановая фольга толщиной 1.5 мкм) облучалась пучком многозарядных ионов ^{50}Ti с энергией 237 МэВ [6]. Из-за высокой химической агрессивности титана, при температурах, необходимых для его ионизации, ускорение экзотического и весьма дорогостоящего изотопа ^{50}Ti в циклотроне с ЭЦР-источником является неординарной задачей, которая была успешно решена с использованием методики MIVOC (Metal Ions from Volatile Compounds) [5, 7]. Интенсивность пучка ^{50}Ti во время эксперимента достигала значения 3×10^{12} частиц $\cdot \text{с}^{-1}$.

За время эксперимента в фокальной плоскости сепаратора было зарегистрировано около 1500 делений, которые можно отнести к распаду ядра ^{256}Rf . Измеренный период полураспада составил 5.75 ± 0.17 мс, что хорошо согласуется с ранее опубликованными результатами [8]. При обработке данных не удалось обнаружить ни одного α -распада, соответствующего распаду ^{256}Rf ; таким образом, вероятность спонтанного деления для этого изотопа близка к 100%, что подтверждается литературными данными [8]. Среднее число нейтронов на один акт спонтанного деления ^{256}Rf измерялось впервые и составило $\bar{\nu} = 4.47 \pm 0.09$. Кроме того, для ядра ^{256}Rf была оценена полная кинетическая энергия осколков, которая составила приблизительно 220 МэВ. Это значение определялось сложением амплитуд сигналов в фокальном и боковых детекторах. Калибровка тракта осколков проводилась с использованием известного спектра ТКЕ изотопа ^{252}No , синтезированного в реакции полного слияния $^{48}\text{Ca}(^{206}\text{Pb}, 2n)^{252}\text{No}$ [9].

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА С ^{250}No

Ранее уже проводились эксперименты [10–12], нацеленные на изучение закономерностей образования изотопов нобелия в реакциях полного слияния ускоренных ионов кальция с мишенями из изотопов свинца. В описываемом эксперименте [13] искомые ядра синтезировались в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb} = ^{252-x}\text{No} + x\text{n}$.

В работе использовалась вращающаяся свинцовая мишень (соединение PbS , обогащение ^{204}Pb 99.6%) толщиной $330 \pm 30 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$, нанесенная на подложку из титана (2 мкм). Для “тонких” мишеней максимальный выход продуктов реакций

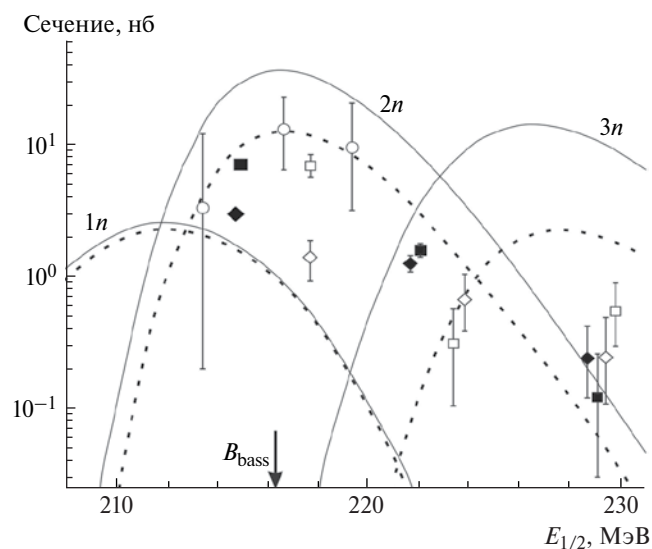


Рис. 1. Сечения образования изотопов, образующихся в реакции $^{48}\text{Ca}(^{204}\text{Pb}, xn)^{252-x}\text{No}$ – короткоживущая, $t_{1/2} = 5.1 \pm 0.3$ мкс (черные квадраты) и долгоживущая, $t_{1/2} = 36 \pm 3$ мкс (черные ромбы) SF активности, наблюдавшиеся в нашей работе. Сечения образования ^{250}No ($t_{1/2} = 36$ мкс), измеренные в работе [12] (белые круги), короткоживущая (белые квадраты) и долгоживущая (белые ромбы) SF активности, наблюдавшиеся в работе [11]. Сплошные и прерывистые кривые – расчеты по статистической модели с разными параметрами (см. [10]).

полного слияния достигается при энергиях бомбардирующих ионов $E_{1/2}$, соответствующих расположению максимума функции возбуждения в середине мишени. Значение энергии $E_{1/2}$ варьировалось в пределах от 214 до 228 МэВ (см. рис. 1). Интенсивность пучка ионов ^{48}Ca составляла 3×10^{12} частиц \cdot с $^{-1}$. Сепаратор SHELS в комбинации с мультidetекторной системой регистрации позволяет проводить эксперименты по изучению свойств короткоживущих изотопов с периодом полураспада в несколько микросекунд. Для ядер нобелия, синтезируемых в описываемой реакции, время пролета от мишени до детектирующей системы составляет порядка 2.3 мкс.

В этом эксперименте детектирующая система была дополнена сцинтилляционным детектором для регистрации гамма-квантов, расположенным после фокального DSSS-детектора. Сцинтилляционный детектор на базе кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и компактного ФЭУ Hamamatsu R7600 позволил нам отделять сигналы осколков деления (по совпадению с гамма-квантами) от паразитных импульсов, регистрируемых в том же диапазоне энергий, что и осколки деления (энергия около 200 МэВ). Сигналы от высокоэнергетических паразитных импульсов пучка, не распознаваемые времяпролетным детектором, могут быть ошибочно идентифицированы

как сигналы от осколков деления. Принимая во внимание, что практически каждый акт спонтанного деления сопровождается испусканием гамма-квантов, сцинтилляционный детектор позволяет отсеивать паразитные импульсы, которые не сопровождаются испусканием фотонов. Эффективность регистрации гамма-квантов, испускаемых осколками спонтанного деления ядер, имплантированных в фокальный DSSSD, составляет 70%.

За время эксперимента в фокальной плоскости сепаратора было зарегистрировано около 700 делений, которые можно отнести к распаду короткоживущих изотопов нобелия. Это число значительно превышает статистику, полученную в ранее проведенных экспериментах [10, 11]. В нашем эксперименте, как и в этих работах, было зарегистрировано две активности с периодами полураспада $t_{1/2} = 5.1 \pm 0.3$ мкс и $t_{1/2} = 36 \pm 3$ мкс, которые можно отнести к спонтанному делению нейтроно-дефицитных изотопов нобелия. Учитывая достаточно высокую статистику полученных событий, удалось проследить выходы этих активностей в зависимости от энергии пучка (см. рис. 1). Сравнив полученные значения выходов с расчетной функцией возбуждения реакции $^{48}\text{Ca}(^{204}\text{Pb}, 2n)^{250}\text{No}$, мы пришли к тому же выводу, что и авторы работы [11] – зарегистрированные события относятся к спонтанному делению из основного ($t_{1/2} = 5.1 \pm 0.3$ мкс) и изомерного ($t_{1/2} = 36 \pm 3$ мкс) состояний ядра ^{250}No . Если предположить что более долгоживущая активность относится к делению изотопа ^{249}No , как это предложено в работе [10], то следовало бы ожидать заметного увеличения количества этих событий с увеличением энергии пучка и увеличением

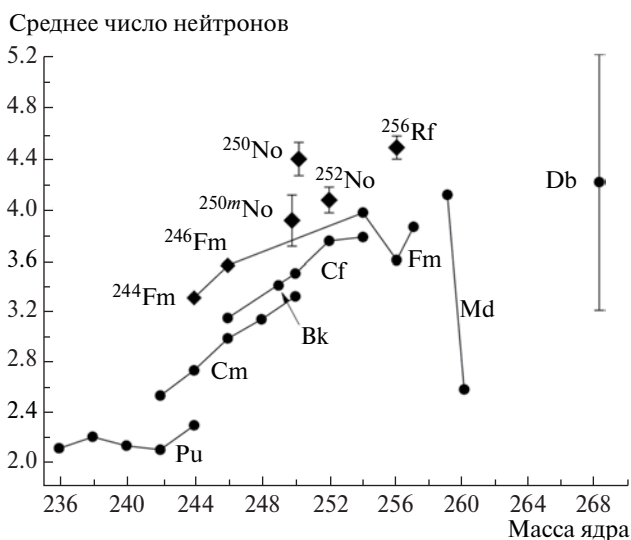


Рис. 2. Систематики $\bar{\nu}$ (кружки) среднего числа нейтронов спонтанного деления в зависимости от массового числа A . Ромбы – результаты, полученные в экспериментах на сепараторе ВАСИЛИСА-SHELS.

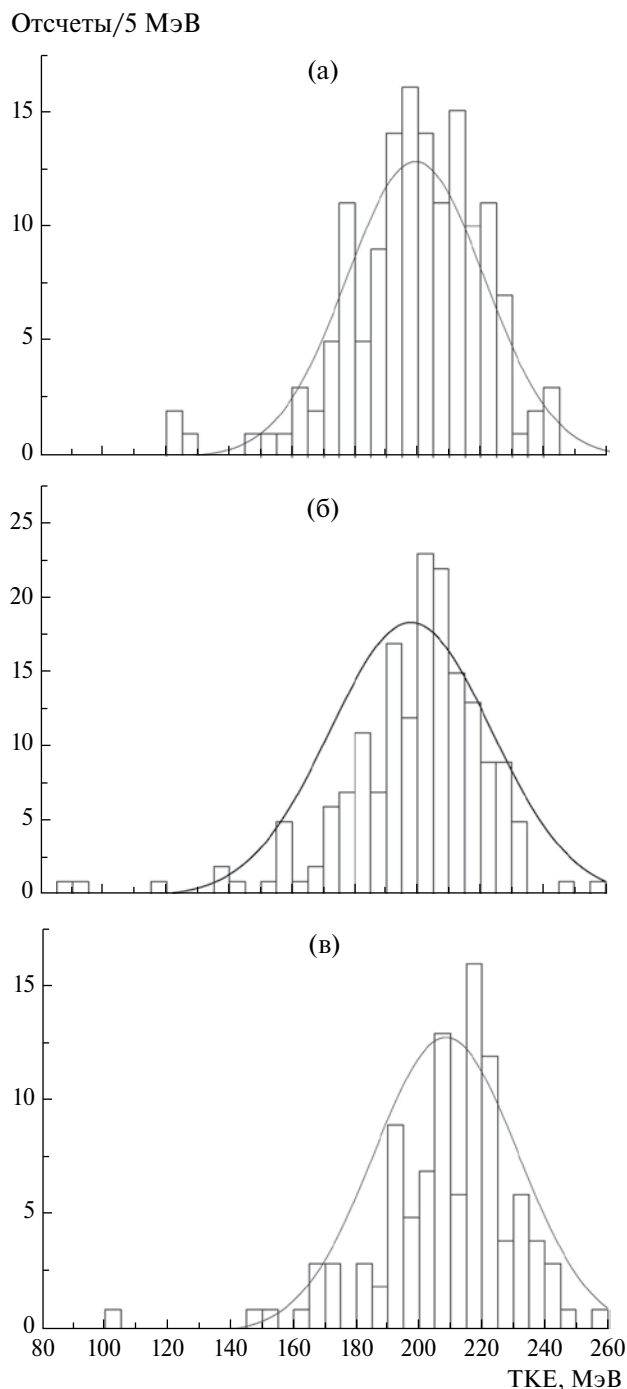


Рис. 3. Спектры ТКЕ осколков спонтанного деления ядер ^{252}No (а) и ^{250}No (деление из основного состояния – (б), из изомерного – (в), полученные сложением сигналов в фокальном DSSS и боковых детекторах.

влияния $3n$ -канала реакции слияния. Однако, как показано на рис. 1, этого не происходит, из чего можно сделать вывод о том, что активность с $t_{1/2} = 36 \pm 3$ мкс также относится к делению изотопа ^{250}No , но к распаду из изомерного состояния.

Для зарегистрированных событий спонтанного деления, отнесенных к спонтанному делению ^{250}No ,

были измерены множественности мгновенных нейтронов. Среднее число нейтронов на деление из основного состояния составило $\bar{\nu} = 4.38 \pm 0.13$, для деления из изомерного состояния $\bar{\nu} = 3.90 \pm 0.20$. Интерес представляет обнаруженная для этого изотопа “изомерия нейтронной множественности”, отличие в среднем числе испаряемых нейтронов для ядра ^{250}No , находящегося в основном и изомерном состояниях, близко к 0.5. Как видно из систематики нейтронных множественностей, представленной на рис. 2, такая ощутимая разница характерна, скорее, для изотопов, различающихся по массе на 1–2 нуклона. Обращает на себя внимание и различие в приближительных значениях полной кинетической энергии: для ^{250}No $\text{ТКЕ} = 192 \pm 2$ МэВ и для ^{250m}No $\text{ТКЕ} = 200 \pm 2$ МэВ, такое отличие также характерно для ядер с различным числом нуклонов, причем сохраняется тенденция к уменьшению кинетической энергии осколков с увеличением числа испарившихся из осколков нейтронов. Ошибки измеренных значений содержат только статистическую погрешность, аппаратные ошибки, связанные с типом и конфигурацией фокального детектора не учитываются. В качестве калибровочных данных использовался спектр полной кинетической энергии осколков спонтанного деления ^{252}No (рис. 3) с использованием значения $\text{ТКЕ} = 198.7 \pm 1.2$ МэВ из работы [9].

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Имеющиеся экспериментальные данные о величине среднего числа нейтронов на деление $\bar{\nu}$, полученные для спонтанного деления изотопов от Pu до Db, составляют систематики зависимости $\bar{\nu}$ от атомной массы и от кулоновского параметра (рис. 2). Здесь наблюдается заметное увеличение $\bar{\nu}$ с ростом массы делящегося ядра при фиксированном Z . Оно начинается при $A > 242$ и наиболее явно выражено для изотопов Cm и Cf, для которых увеличение является практически линейным, и продолжается вплоть до $A = 254$. Полученное значение среднего числа нейтронов на одно спонтанное деление для ^{256}Rf ($\bar{\nu} = 4.47 \pm 0.09$) и ^{250}No ($\bar{\nu} = 4.38 \pm 0.13$) оказывается примерно таким, каким и можно было ожидать на основе экстраполяции имевшихся ранее данных. Это означает, что в тех аспектах, которые определяют величину средней энергии возбуждения осколков, спонтанное деление этих нейтроно-дефицитных ядер аналогично скорее делению ядер из “асимметричной” области Cm–Cf, нежели делению нейтроноизбыточных изотопов с $Z \geq 100$ и $N \approx 160$, где на динамические характеристики деления заметное влияние оказывает “симметричность” распределения осколков по массам [1, 2].

Результаты описанных экспериментов в основном подтверждают данные ранее проведенных

работ. Как видно из рис. 1, закономерности образования ядер ^{250}No в реакции $^{48}\text{Ca}(^{204}\text{Pb}, xn)^{252-x}\text{No}$ заметно не отличаются от опубликованных ранее [10–12]. То же самое можно сказать о периодах полураспада ядер ^{256}Rf и ^{250}No , а также его изомера ^{250m}No . Следует отметить, что появление дополнительной моды спонтанного деления ^{250}No с увеличенным периодом полураспада связывается с K -изомерными состояниями [3, 14–16]. Под K -изомерами понимают двухквaziчастичные состояния ядра, в которых угловой момент неспаренных нуклонов связан в состояние с большим значением K -проекции углового момента на ось симметрии деформированного ядра. В частности, для ^{250}No [3] K -изомер $\left[\frac{7^+}{2}[624] \otimes \frac{5^+}{2}[622] \right]_{6^+}$.

Энергия по отношению к основному состоянию $E_K \approx 1.2$ МэВ. Расчет, основанный на модели, описанной в [3], с учетом полученного нами значения периода полураспада в основное состояние ($t_{1/2} = 5.1 \pm 0.3$ мкс) дает значение периода полураспада для изомерного состояния $^{250}\text{No} - 77.8$ мкс. Это значение находится в неплохом соответствии с экспериментально полученным значением $t_{1/2} = 36 \pm 3$ мкс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В планах экспериментов с использованием сепаратора SHELS и детектирующей системы с нейтронным детектором стоит продолжение детальных исследований спонтанного деления изотопов элементов 104, 106 и 108, для которых можно набрать приемлемую статистику при длительности экспериментов не более месяца. Также планируется изучение спонтанного деления более нейтронно-избыточных изотопов Fm, No, Rf и Sg с использованием мишеней ^{238}U , ^{242}Pu , ^{248}Cm и высокоинтенсивных пучков ускоренных ионов ^{22}Ne . При длительности эксперимента порядка одного месяца будет набираться достаточная статистика для определения множественности мгновенных нейтронов спонтанного деления с приемлемой точностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-02-12003, 14-02-91051, 14-02-93962, 15-02-07569, 17-02-00867).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hoffman D.C. // Nucl. Phys. A. 1989. V. 502. P. 21.
2. Heßberger F.P. // Eur. Phys. J. A. 2017. V. 53. P. 75.
3. Adamian G.G., Antonenko N.V., Scheid W. // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. P. 024320.
4. Еремин А.В., Понекко А.Г., Малышев О.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 1. С. 63; Yeremin A.V., Popoko A.G., Malyshev O.N. et al. // PEPAN lett. 2015. V. 12. № 1. P. 35.
5. Еремин А.В., Понекко А.Г., Малышев О.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 1. С. 74; Yeremin A.V., Popoko A.G., Malyshev O.N. et al. // PEPAN lett. 2015. V. 12. № 1. P. 43.
6. Свирихин А.И., Ерёмин А.В., Изосимов И.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13. № 4. С. 759; Svirikhin A.I., Yeremin A.V., Izosimov I.N. et al. // PEPAN lett. 2016. V. 13. № 4. P. 480.
7. Koivisto H., Arje J., Seppala R. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2002. V. 187. P. 111.
8. Heßberger F.P., Hofmann S., Ninov V. et al. // Z. Phys. A. 1997. V. 359. P. 415.
9. Hulet E.K. // ЯФ. 1994. Т. 57. № 7. С. 1165.
10. Belozarov A.V., Chelnokov M.L., Chepigina V.I. et al. // Eur. Phys. J. A. 2003. V. 16. P. 447.
11. Peterson D., Back B.B., Janssens R.V.F. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 014316.
12. Oganessian Yu.T., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 054606.
13. Свирихин А.И., Андреев А.В., Ерёмин А.В. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14. № 4. С. 389; Svirikhin A.I., Andreev A.V., Yeremin A.V. et al. // PEPAN lett. 2017. V. 14. № 4. P. 571.
14. Xu F.R., Zhao E.G., Wyss R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. № 25. P. 252501.
15. Herzberg R.-D., Greenlees P.T., Butler P.A. et al. // Nature. 2006. V. 442. P. 896.
16. Heßberger F.P., Antalic S., Sulignano B. et al. // Eur. Phys. J. A. 2010. V. 43. P. 55.