

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ РЕАКЦИИ $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, ВЕДУЩЕЙ К ОБРАЗОВАНИЮ ^{180}Hg , ПРИ ЭНЕРГИИ ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

© 2023 г. К. А. Кульков^{1),2)*}, Э. М. Козулин^{1),2)}, А. А. Богачев¹⁾,
Г. Н. Княжева^{1),2)}, Ю. М. Иткис¹⁾, К. В. Новиков^{1),2)}, И. В. Воробьев¹⁾,
И. В. Пчелинцев¹⁾, Н. С. Бубликова¹⁾, М. Г. Воронюк¹⁾

Поступила в редакцию 20.09.2022 г.; после доработки 20.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

С помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET были измерены массово-энергетические распределения бинарных фрагментов, образующихся в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, при энергии налетающего иона 378 МэВ. Из сравнительного анализа массово-энергетических распределений, измеренных в данной работе, с распределениями фрагментов, образующихся в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ и $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, ведущих к образованию такой же составной системы ^{180}Hg , было установлено, что вклад процесса слияния–деления составного ядра составляет менее 20% в общее распределение делительноподобных фрагментов.

DOI: 10.31857/S0044002723010324, EDN: REVJXQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач современной ядерной физики является изучение свойств ядер, далеких от линии бета-стабильности. Для получения таких ядер в зависимости от их заряда и массового числа используют различные реакционные механизмы. В настоящее время нейтронодефицитные тяжелые ядра можно получать только в реакциях с тяжелыми ионами. Однако при взаимодействии тяжелых ядер механизм реакции зависит от свойств входного канала, таких как энергия взаимодействия, прицельный параметр (или угловой момент), кулоновский фактор ($Z_1 Z_2$), массовая асимметрия, деформация и т.д. При увеличении углового момента центробежные силы препятствуют контакту сталкивающихся ядер, отклоняя траекторию налетающего иона. Процесс захвата взаимодействующих ядер возможен только при угловых моментах, меньших значения критического углового момента L_{cr} [1]. При угловых моментах вблизи L_{cr} главным образом протекают реакции глубоконеупругих передач (DIC) [2], при более высоких — реакции малонуклонных передач и квазиупругие процессы.

После захвата сталкивающихся ядер образуется составная система. Дальнейшая ее эволюция

зависит также от входного канала реакции. Чем больше кулоновское отталкивание во входном канале, тем больше вероятность того, что составная система, минуя стадию образования составного ядра (CN), сразу пойдет в канал разделения на два фрагмента в процессе квазиделения (QF) [3, 4]. В зависимости от высоты барьера деления образованного CN, его энергии возбуждения и углового момента составное ядро может девозбудиться за счет испарения легких частиц (n , p , α) с образованием остатков испарения (ER) или поделиться на два фрагмента (CN-fiss).

Деление CN, квазиделение, реакции глубоконеупругих и малонуклонных передач, квазиупругое и упругое рассеяние являются бинарными процессами с полной передачей импульса. Экспериментальное разделение этих процессов по свойствам фрагментов реакции (масса, энергия, угол вылета) может представлять довольно нетривиальную задачу из-за сильного перекрытия по наблюдаемым характеристикам.

События упругого рассеяния имеют массы фрагментов, равные массам взаимодействующих ядер, и полную кинетическую энергию, равную энергии взаимодействия в системе центра масс. Квазиупругие фрагменты также локализируются вблизи масс партнеров реакции, но характеризуются незначительными потерями начальной энергии (~ 10 МэВ). Как правило, для большинства реакций эти процессы легко выделяются по своим ха-

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

*E-mail: kulkov@jinr.ru

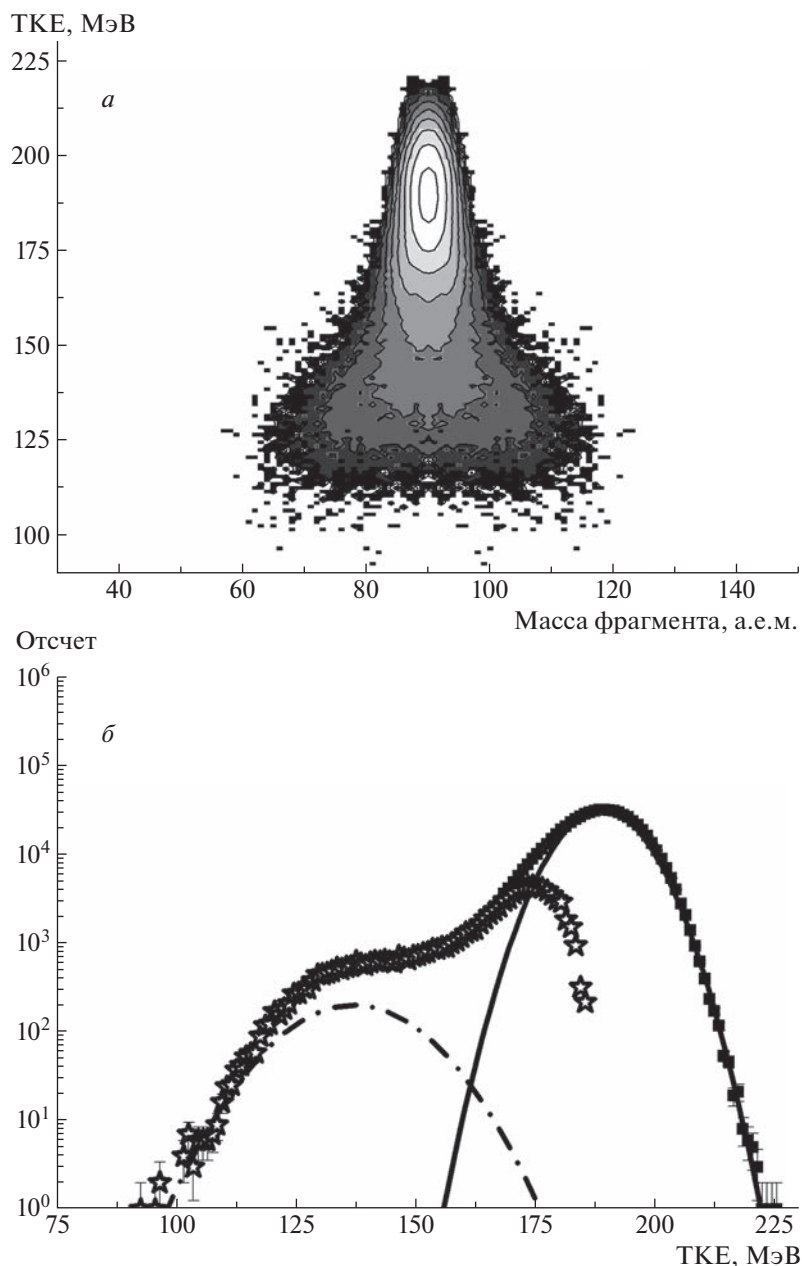


Рис. 1. *a* — Массово-энергетическое распределение бинарных фрагментов, образующихся в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, при энергии налетающих ионов 378 МэВ; *б* — энергетическое распределение всех бинарных событий для реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$.

рактическим от всех зарегистрированных бинарных событий. Сложнее дело обстоит с процессами CN-fiss, QF и DIC из-за значительной диссипации начальной энергии и передачи большого числа нуклонов между взаимодействующими ядрами, типичных для этих каналов реакции. Угловые распределения DIC сфокусированы преимущественно вблизи углов касательного столкновения, характерное время такого процесса составляет несколько зептосекунд [5]. Массовые распределения фрагментов имеют максимумы вблизи масс

налетающего ядра и ядра-мишени, при этом выход более легких или тяжелых ядер уменьшается экспоненциально. В свою очередь QF характеризуется более равномерным угловым распределением, характерное время данного процесса может достигать десятков зептосекунд [6]. Как правило, оболочечные эффекты оказывают сильное влияние на выход продуктов квазиделения, приводя к асимметричным массовым распределениям с максимумами вблизи замкнутых нейтронных и протонных оболочек [3]. Несмотря на то, что в последние

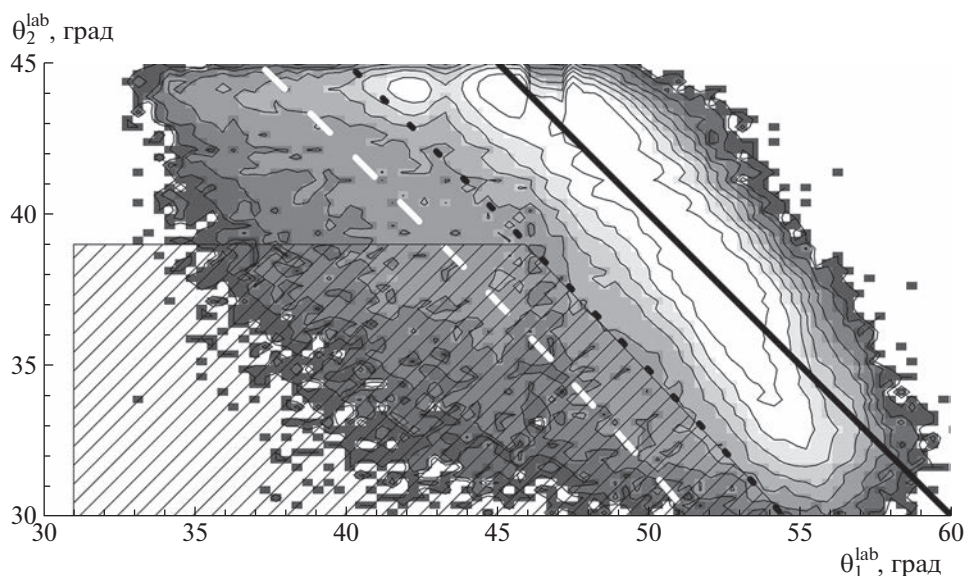


Рис. 2. Экспериментальное распределение корреляции “угол–угол” в лабораторной системе для комплементарных пар фрагментов, образованных в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ при энергии 378 МэВ. Кривые: сплошная — расчетная корреляция для упругого рассеяния, точечная — для симметричных фрагментов с $\text{TKE} = 160$ МэВ, штриховая — для симметричного деления CN.

годы был достигнут значительный прогресс в теоретическом описании взаимодействия тяжелых ионов, особенно для реакций многонуклонных передач [7, 8], современные теоретические модели не позволяют однозначно предсказать механизмы реакции. Особенно сложной задачей является описание конкурирующих процессов слияния–деления и квазиделения. Следует отметить, что соотношение между процессами образования CN и QF чрезвычайно важно для планирования экспериментов по синтезу сверхтяжелых ядер [9].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию механизмов, протекающих в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, ведущей к образованию ^{180}Hg , при энергии вблизи кулоновского барьера. Выбор этой реакции обусловлен большим числом возможных выходных бинарных каналов, а именно, CN-fiss, QF, DIC, реакции малонуклонных передач, квазиупругое и упругое рассеяние. Массовая асимметрия входного канала этой реакции равна нулю, что ведет к сильному перекрытию фрагментов реакции, возникающих в вышеперечисленных процессах. В этой реакции угловые моменты, вносимые в систему, могут достигать больших значений. Кроме того, ранее были измерены массово-энергетические распределения бинарных фрагментов, образующихся в реакциях $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ [10–13] и $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ [14], которые также ведут к образованию ^{180}Hg . Во всех трех комбинациях внесенный угловой момент и энергия возбуждения образующегося CN имеют близкие значения, что делает возможным более детальное

сравнение свойств фрагментов деления и квазиделения, образующихся в этих реакциях.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент проводился в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флёрва (ОИЯИ, Дубна) на циклотроне У-400 при энергии налетающих ионов ^{90}Zr 378 МэВ. Энергетическое разрешение пучка составляло $\sim 1\%$. Интенсивность пучка на мишени $\sim 16\text{--}21$ нА. Мишень изготавливалась путем напыления ^{90}Zr толщиной 200 мкг см^{-2} на углеродную подложку (50 мкг см^{-2}). Обогащение мишени — 99.8%.

Бинарные продукты реакции измеряли в совпадении с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET [15]. Каждое плечо спектрометра состоит из компактного стартового детектора и позиционно-чувствительного стопового детектора на основе микроканальных пластин. Угловой захват плеч спектрометра в плоскости реакции составлял $\pm 7^\circ$ и $\pm 15^\circ$. Плечи спектрометра располагались под углами $+38^\circ$ и -45° относительно оси пучка. Такое положение плеч спектрометра позволило измерять продукты реакций CN-fiss, QF, DIC, квазиупругого и упругого рассеяния с соотношением масс фрагментов M_H/M_L от 1 до 2.7. Угловое разрешение стоповых детекторов составляло 0.3° , временное разрешение каждого плеча — 180 пс.

При обработке данных предполагалась стандартная двухтельная кинематика [15]. Первичные

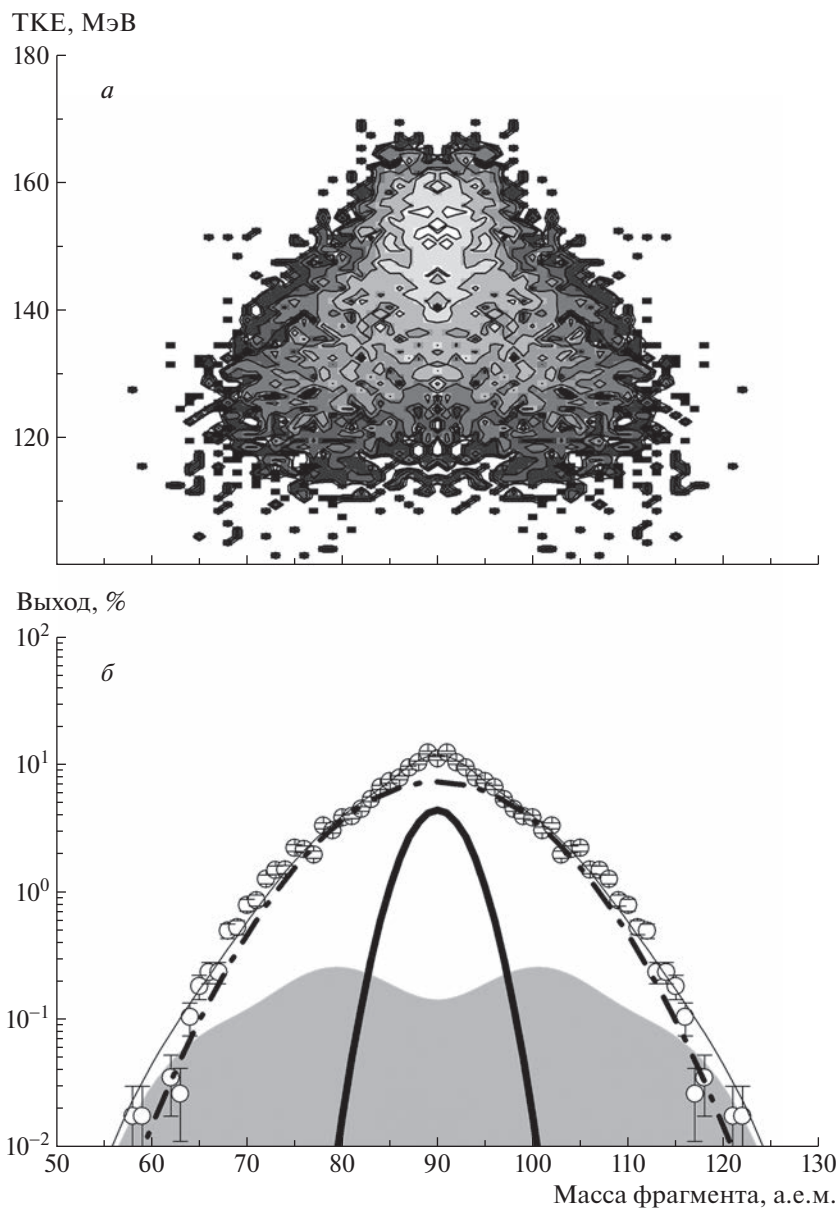


Рис. 3. *a* — Массово-энергетическое распределение фрагментов для долгоживущих составных систем, образующихся в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ при энергии 378 МэВ; *б* — экспериментальное массовое распределение для этих фрагментов (открытые точки), компонента для CN-fiss, вписанная с максимально возможным вкладом (серая заполненная область), высокоэнергетическая симметричная компонента с $\text{TKE} > 140$ МэВ (сплошная жирная кривая), широкая симметричная компонента с $\text{TKE} \approx 140$ МэВ (штрихпунктирная кривая).

массы, скорости, энергии и углы продуктов реакции в системе центра масс рассчитывались по измеренным скоростям и углам с использованием законов сохранения импульса и массы, принимая во внимание, что масса составной системы равна сумме масс налетающего иона и ядра мишени. Также учитывались поправки на потери энергии осколков в материале мишени и фольгах детекторов. Выделение бинарных каналов реакции с полной передачей импульса было основано на анализе кинематических диаграмм (подробности см. в

[15]). Массовое и энергетическое разрешения установки CORSET определялись по полной ширине на половине высоты массового и энергетического спектров упруго рассеянных частиц соответственно. Разрешение спектрометра по массе и полной кинетической энергии (ТКЕ) в этих условиях составляло ± 2 а.е.м. и ± 8 МэВ соответственно.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измеренные в работе массово-энергетические распределения бинарных фрагментов, образу-

щихся в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, при энергии 378 МэВ представлены на рис. 1а. Основная часть событий в этой матрице концентрируется вокруг массы фрагмента 90 а.е.м. и кинетической энергии 189 МэВ, т.е. вокруг массы взаимодействующих ядер и энергии взаимодействия в системе центра масс. Фрагменты с кинетической энергией больше 175 МэВ имеют очень узкое массовое распределение с пиком при массе 90 а.е.м. При уменьшении полной кинетической энергии фрагментов наблюдается уширение массового распределения, а при энергиях ниже 150 МэВ массовое распределение имеет дисперсию ($\sigma_M \approx 11$ а.е.м.), сопоставимую с дисперсией массового распределения для осколков деления возбужденного ядра ^{180}Hg .

На рис. 1б приведено энергетическое распределение для всех бинарных событий (квадраты на рис. 1б). Основная часть бинарных фрагментов соответствует упругому рассеянию ^{90}Zr и хорошо описывается гауссовым распределением (сплошная кривая на рис. 1б). Остальные события (звездочки на рис. 1б) характеризуются диссипацией начальной энергии взаимодействия и являются фрагментами реакций малонуклонных передач, DIC, QF и CN-fiss. Энергетическое распределение имеет точку перегиба при ТКЕ ≈ 160 МэВ, что связано с изменением основных механизмов реакции: от реакций малонуклонных передач к QF и CN-fiss. В настоящей работе измерения фрагментов реакции проводились при углах на $\sim 20^\circ$ меньше, чем угол касательных столкновений, что позволило существенно уменьшить вклад фрагментов DIC в массово-энергетические распределения.

Свойства массово-энергетических распределений фрагментов деления ядра ^{180}Hg в зависимости от его энергии возбуждения хорошо изучены [10–13]. При низких энергиях возбуждения ($E^* \leq 10$ МэВ) массовое распределение имеет асимметричную форму с максимальным выходом при массе 80 а.е.м. легкого фрагмента и 100 а.е.м. для тяжелого фрагмента, средняя кинетическая энергия осколков деления составляет приблизительно 135 МэВ [16]. С увеличением энергии возбуждения делящегося ядра ^{180}Hg увеличивается вклад симметричной моды, соответствующей жидкокапельной компоненте деления [12, 13]. При энергии возбуждения 34 МэВ массовое распределение все еще остается двугорбым. Кинетическая энергия осколков деления увеличивается по сравнению с низкоэнергетическим делением этого ядра и составляет примерно 137 МэВ со стандартным отклонением $\sigma_{\text{ТКЕ}} \approx 12$ МэВ.

Исходя из вышесказанного, в энергетическое распределение фрагментов реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ была вписана компонента для CN-fiss (штрихпунктирная кривая на рис. 1б). Следует отметить,

что эта компонента была вписана с максимальной амплитудой и соответствует верхнему пределу вклада процесса слияния–деления ^{180}Hg для этой реакции. Хорошо известно, что в отличие от DIC, процесс деления характеризуется полной диссипацией начальной энергии, а кинетическая энергия осколков главным образом определяется кулоновскими силами между фрагментами в точке разрыва [17]. Из рис. 1б видно, что компонента CN-fiss соответствует событиям с наибольшими потерями энергии. Значительная часть экспериментально измеренных событий ($\sim 95\%$) имеет более высокое ТКЕ.

На рис. 2 приведены измеренные корреляции “угол–угол” в лабораторной системе для комплементарных фрагментов, образующихся в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$. Также показаны расчеты для этой же корреляционной зависимости для упругого рассеяния, для симметричных фрагментов реакции с ТКЕ = 160 МэВ и для симметричного деления ^{180}Hg . Угол касательных столкновений для $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ при $E_{\text{lab}} = 378$ МэВ равен $\theta_{\text{гр}} = 69^\circ$. Чем больше угол фрагмента отклоняется от угла касательного столкновения, тем больше время жизни образованной в реакции двойной ядерной системы [6], а чем больше потери энергии, тем меньше угловой момент составной системы [18]. Для отбора фрагментов, возникающих при распаде составных систем с временем жизни более 5 зс и относительно небольшим внесенным угловым моментом, отбирались только события внутри заштрихованного контура на рис. 2. Эти события имеют ТКЕ < 160 МэВ и угол отклонения по сравнению с $\theta_{\text{гр}}$ более 30° . Такие свойства фрагментов характерны для процессов QF и CN-fiss (делительноподобные фрагменты). Массово-энергетическое распределение для этих фрагментов показано на рис. 3.

Как видно из рис. 3, значительная часть событий имеет довольно большую кинетическую энергию (ТКЕ > 140 МэВ) и довольно узкое массовое распределение ($\sigma_M \approx 3$ а.е.м.). Серая заштрихованная область на этом рисунке соответствует массовому распределению для фрагментов деления ядра ^{180}Hg , получаемого в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ при энергии возбуждения 34 МэВ из работы [12]. В изучаемой нами реакции энергия возбуждения образующегося CN равна 31 МэВ. Следует отметить, что угловой момент в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ значительно выше по сравнению с реакцией $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$. Как было показано в [19], увеличение углового момента приводит к уширению массового распределения. Заметим, что массовое распределение осколков деления ^{180}Hg при $E^* = 34$ МэВ довольно широкое. Чтобы выход асимметричных фрагментов реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ ($M_H/M_L > 1.8$)

соответствовал выходу асимметричных фрагментов деления ^{180}Hg , вклад компоненты CN-fiss в реакции с ионами ^{90}Zr не должен превышать 20% от всех выделенных событий.

Для полного описания массового спектра необходимо ввести еще одну симметричную компоненту с более широкой дисперсией ($\sigma_M \approx 9$ а.е.м.). Такая форма массового распределения существенно отличается от распределения фрагментов QF, образованных в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$, при энергии вблизи кулоновского барьера [14]. В реакции с ионами Zn массовое распределение фрагментов имеет выраженную асимметричную форму с максимумами при массах фрагментов 70 и 100 а.е.м., что соответствует протонным оболочкам с $Z = 28$ и 50. В реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ максимальный выход для фрагментов QF наблюдается при массе 90 а.е.м., что соответствует нейтронной оболочке $N = 50$. Т.е. фрагменты квазиделения для составных систем с $Z = 80$ и $N = 100$ (^{180}Hg) формируются главным образом вокруг замкнутых нейтронных или протонных оболочек, ближайших к протонным и нейтронным числам взаимодействующих ядер. Как было показано в работах [12, 13], массовое распределение осколков деления ядра ^{180}Hg определяется стабилизирующей ролью числа протонов $Z \approx 36$ в легком фрагменте, $Z \approx 46$ и 52 в тяжелом фрагменте, при этом нейтронная оболочка при $N = 50$ не оказывает никакого влияния на формирование осколков, так же как и в делении актинидов [20].

Сечение образования остатков испарения в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ было измерено ранее и при $E_{\text{с.м.}} = 189.85$ МэВ составляет для всех возможных каналов испарения (n, p, α) 7.0 ± 0.7 мбн [21]. При описании каналов испарительных остатков в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ методом связанных каналов, выполненном в работе [21], было обнаружено, что вычисления переоценивают сечения экспериментально измеренных p и xn каналов в 5–50 раз, хотя для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, ведущей к образованию близкого составного ядра ^{184}Hg , эти расчеты хорошо согласовались с экспериментально измеренным сечением слияния [22]. Этот факт также указывает на возможный большой вклад QF в данной реакции.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые были проведены измерения массово-энергетических распределений продуктов реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ при энергии налетающих ионов 378 МэВ. Из анализа свойств полученных распределений в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ и их сравнения с массово-энергетическими распределениями

осколков деления ядра ^{180}Hg , полученного в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, было обнаружено, что вклад фрагментов, образующихся в результате деления составного ядра, составляет менее 20% от всех делительноподобных фрагментов реакции. Максимальный выход QF в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ наблюдается для фрагментов с массами 90 а.е.м., что соответствует замкнутой нейтронной оболочке $N = 50$. Такое поведение полностью противоположно массовому распределению QF в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, где максимумы выхода фрагментов квазиделения локализуются вокруг протонных оболочек $Z = 28$ и 50. Следовательно, форма массового распределения фрагментов квазиделения для реакций, ведущих к образованию составной системы ^{180}Hg , зависит от входного канала реакции, и, вероятно, фрагменты формируются вокруг замкнутых нейтронных и/или протонных оболочек, ближайших к протонным и нейтронным числам взаимодействующих ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Bass, *Nuclear Reactions with Heavy Ions* (Springer-Verlag, New York, 1980).
2. V. V. Volkov, Phys. Rep. **44**, 93 (1977).
3. M. G. Itkis, E. Vardaci, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva, and E. M. Kozulin, Nucl. Phys. A **944**, 204 (2015).
4. E. Vardaci, M. G. Itkis, I. M. Itkis, G. N. Knyazheva, and E. M. Kozulin, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **46**, 103002 (2019).
5. E. M. Kozulin, E. Vardaci, G. N. Knyazheva, A. A. Bogachev, S. N. Dmitriev, I. M. Itkis, A. G. Knyazev, T. A. Loktev, K. V. Novikov, E. A. Razinkov, O. V. Rudakov, S. V. Smirnov, W. Trzaska, and V. I. Zagrebaev, Phys. Rev. C **86**, 044611 (2012).
6. W. Q. Shen, J. Alibinski, A. Gobbi, S. Gralla, K. D. Hildenbrand, N. Herrmann, J. Kuzminski, W. F. J. Müller, H. Stelzer, J. Töke, B. B. Back, S. Bjørnholm, and S. P. Sørensen, Phys. Rev. C **36**, 115 (1987).
7. V. I. Zagrebayev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin, and W. Greiner, Phys. Rev. C **84**, 044617 (2011).
8. V. V. Saiko and A. V. Karpov, Phys. Rev. C **99**, 014613 (2019).
9. Yu. Ts. Oganessian and V. K. Utyonkov, Nucl. Phys. A **944**, 62 (2015).
10. D. Kumar, E. M. Kozulin, M. Cheralu, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, K. V. Novikov, A. A. Bogachev, N. I. Kozulina, I. N. Diatlov, I. V. Pchelintsev, I. V. Vorobiev, T. Banerjee, Y. S. Mukhamejanov, A. N. Pan, V. V. Saiko, *et al.*, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **84**, 1001 (2020).
11. A. A. Богачев, Э. М. Козулин, Г. Н. Княжева, Ю. М. Иткис, К. В. Новиков, Т. Банерджи, М. Чералу, М. Г. Иткис, Е. Мухамеджанов, Д. Кумар, А. Н. Пан, И. В. Пчелинцев, И. В. Воробьев,

- В. Х. Трзаска, Э. Вардачи, А. Ди Нитто и др., Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 1399 (2021) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 1080 (2021)].
12. A. A. Bogachev, E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, K. V. Novikov, D. Kumar, T. Banerjee, I. N. Diatlov, M. Cheralu, V. V. Kirakosyan, Y. S. Mukhamejanov, A. N. Pan, I. V. Pchelintsev, R. S. Tikhomirov, I. V. Vorobiev, *et al.*, Phys. Rev. C **104**, 024623 (2021).
 13. E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, Y. S. Mukhamejanov, A. A. Bogachev, K. V. Novikov, V. V. Kirakosyan, D. Kumar, T. Banerjee, M. Cheralu, M. Maiti, R. Prajapat, R. Kumar, G. Sarkar, W. H. Trzaska, *et al.*, Phys. Rev. C **105**, 014607 (2022).
 14. E. M. Kozulin, E. Vardaci, W. H. Trzaska, A. A. Bogachev, I. M. Itkis, A. V. Karpov, G. N. Knyazheva, and K. V. Novikov, Phys. Lett. B **819**, 136442 (2021).
 15. Э. М. Козулин, А. А. Богачев, М. Г. Иткис, Ю. М. Иткис, Г. Н. Княжева, Н. А. Кондратьев, Л. Крупа, И. В. Покровский, Е. В. Прохорова, ПТЭ, No. 1, 51 (2008).
 16. A. N. Andreyev, J. Elseviers, M. Huyse, P. Van Duppen, S. Antalic, A. Barzakh, N. Bree, T. E. Cocolios, V. F. Comas, J. Diriken, D. Fedorov, V. Fedoseev, S. Franchoo, J. A. Heredia, O. Ivanov, U. Köster, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 252502 (2010).
 17. V. E. Viola, K. Kwiatkowski, and M. Walker, Phys. Rev. C **31**, 1550 (1985).
 18. W. W. Wilcke, J. R. Birkelund, A. D. Hoover, J. R. Huizenga, W. U. Schröder, V. E. Viola, K. L. Wolf, and A. C. Mignerey, Phys. Rev. C **22**, 128 (1980).
 19. G. N. Knyazheva, E. M. Kozulin, R. N. Sagaidak, A. Yu. Chizhov, M. G. Itkis, N. A. Kondratiev, V. M. Voskressensky, A. M. Stefanini, B. R. Behera, L. Corradi, E. Fioretto, A. Gadea, A. Latina, S. Szilner, M. Trotta, S. Beghini, *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 064602 (2007).
 20. G. Scamps and C. Simenel, Nature (London) **564**, 382 (2018).
 21. J. G. Keller, K.-H. Schmidt, G. Münzenberg, W. Reisdorf, H. G. Clerc, and C. C. Sahm, Nucl. Phys. A **452**, 173 (1986).
 22. W. Reisdorf, F. P. Hessberger, K. D. Hildenbrand, S. Hofmann, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, J. H. R. Schneider, W. F. W. Schneider, K. Summerer, G. Wirth, J. V. Kratz, and K. Schlitt, Nucl. Phys. A **438**, 212 (1985).

EXPERIMENTAL STUDY OF MASS-TOTAL KINETIC ENERGY DISTRIBUTION OF FRAGMENTS FORMED IN THE $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ REACTION LEADING TO THE FORMATION OF ^{180}Hg AT ENERGY NEAR THE COULOMB BARRIER

K. A. Kulkov^{1),2)}, E. M. Kozulin^{1),2)}, A. A. Bogachev¹⁾, G. N. Knyazheva^{1),2)}, I. M. Itkis¹⁾, K. V. Novikov^{1),2)}, I. V. Vorobiev¹⁾, I. V. Pchelintsev¹⁾, N. S. Bublikova¹⁾, M. G. Voronyuk¹⁾

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Dubna State University, Dubna, Russia

The mass-total kinetic energy distributions of binary fragments were measured using double-arm time-of-flight spectrometer CORSET in the $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ reaction at the incident energies 378 MeV. From the comparative analysis of measured in the current work mass-total kinetic energy distributions with distributions of fragments formed in reactions $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ and $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$, leading to the formation of the same ^{180}Hg compound system, it was found that the contribution of the process of fusion–fission of the compound nucleus is less than 20% in the total distribution of fission-like fragments.