

УДК 539.172,539.173

## ИНВЕРСНОЕ КВАЗИДЕЛЕНИЕ В РЕАКЦИЯХ $^{156,160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$

© 2018 г. Ю. М. Иткис\*, Г. Н. Княжева, Э. М. Козулин

Лаборатория ядерных реакций им. Г. Н. Флёрова,  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

\*E-mail: jitkis@jinr.ru

Для исследования роли оболочечных эффектов в формировании нейтроно-избыточных фрагментов в реакциях глубоко неупругих передач на ускорителе У-400 (ЛЯР, ОИЯИ) с помощью установки CORSET была проведена серия экспериментов по изучению бинарных каналов в реакциях  $^{156,160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  при энергии вблизи и выше кулоновского барьера. Эти эксперименты были направлены на получение сечений образования свинцовоподобных фрагментов в процессе инверсного квазиделения. Массовые, энергетические и угловые распределения бинарных продуктов реакций  $^{156,160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  измерялись при энергии налетающих ионов 860 и 935 МэВ в случае  $^{160}\text{Gd}$ , и 878 МэВ для  $^{156}\text{Gd}$ . Энергия возбуждения фрагментов реакции была оценена из их массово-энергетических распределений. Повышенный выход фрагментов с массами 200–215 а.е.м. наблюдался для обеих реакций. Более того, при энергии выше барьера для боковых столкновений (935 МэВ) выход свинцовоподобных фрагментов на порядок больше, чем при энергии вблизи кулоновского барьера, что может быть связано с влиянием ориентационных эффектов. Повышенный выход продуктов реакций с массами, превышающими массу мишени, подтверждает, что реакции многонуклонных передач могут быть использованы для получения новых нейтроноизбыточных изотопов и синтеза новых сверхтяжелых элементов.

DOI: 10.7868/S0367676518060108

### ВВЕДЕНИЕ

Синтез новых сверхтяжелых элементов и изучение их свойств занимает центральное место в современной ядерной физике. Значительный успех в синтезе сверхтяжелых элементов в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$  был достигнут в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флёрова. Тем не менее для получения сверхтяжелых ядер с  $Z > 118$  использование реакций с ионами  $^{48}\text{Ca}$  невозможно, так как самой тяжелой мишенью может служить  $^{249}\text{Cf}$ . Одним из возможных путей синтеза сверхтяжелых элементов с  $Z > 118$  является переход к реакциям слияния ионов титана, хрома, железа и никеля с актинидными мишенями. Однако экспериментальные исследования показывают [1, 2], что при переходе от ионов кальция к более тяжелым ионам вероятность слияния резко падает, делая получение новых элементов в этих реакциях весьма проблематичным.

Известно, что при столкновениях тяжелых ионов с актинидными мишенями оболочечные эффекты играют важную роль, приводя к наиболее выгодному перераспределению масс ядер с образованием дважды магического свинца или олова, что значительно подавляет вероятность слияния. Процесс квазиделения доминирует и в основном приводит к образованию асимметричных фрагментов [2, 3]. Для таких систем массовая асимметрия

входного канала больше, чем выходного, а нуклоны передаются от более тяжелого к более легкому ядру. Для более симметричных комбинаций те же эффекты могут приводить к повышенному выходу сверхтяжелых ядер, если более легкое ядро отдает часть нуклонов, превращаясь в дважды магическое ядро  $^{208}\text{Pb}$ , в то время как более тяжелое принимает эти нуклоны, превращаясь в сверхтяжелое ядро. Этот процесс был назван инверсным (антисимметризирующим) квазиделением [4, 5].

Несколько лет назад для получения новых нейтронно-избыточных тяжелых и сверхтяжелых ядер было предложено использовать реакции многонуклонных передач и квазиделения при околобарьерных энергиях, когда влияние оболочечных эффектов может приводить к увеличению выхода фрагментов вблизи протонных и нейтронных оболочек [6, 7]. При таких энергиях образующиеся первичные фрагменты могут иметь небольшую энергию возбуждения и после испарения нескольких нейтронов будут переходить в свои основные состояния, оставаясь нейтронно-обогащенными. Процесс инверсного квазиделения может проявляться в более легких ядерных системах. Так, согласно расчетам, благодаря оболочечным эффектам при столкновении ядер  $^{160}\text{Gd}$  с  $^{186}\text{W}$  можно ожидать повышенный выход бинарных продуктов реакции в области Ва и Pb [5]. Такого рода эксперименты

помогли бы уточнить параметры теоретических моделей и сделать более точными расчеты для тяжелых и сверхтяжелых ядерных систем, экспериментальное исследование которых намного сложнее.

Следует отметить, что в реакции  $^{88}\text{Sr} + ^{176}\text{Yb}$  при энергии вблизи кулоновского барьера был экспериментально обнаружен повышенный выход фрагментов с массой в области 190–200 а.е.м. (передача 20–25 нуклонов от снаряда к мишени), обусловленный влиянием протонных оболочек  $Z = 28$  и  $Z = 82$  [8].

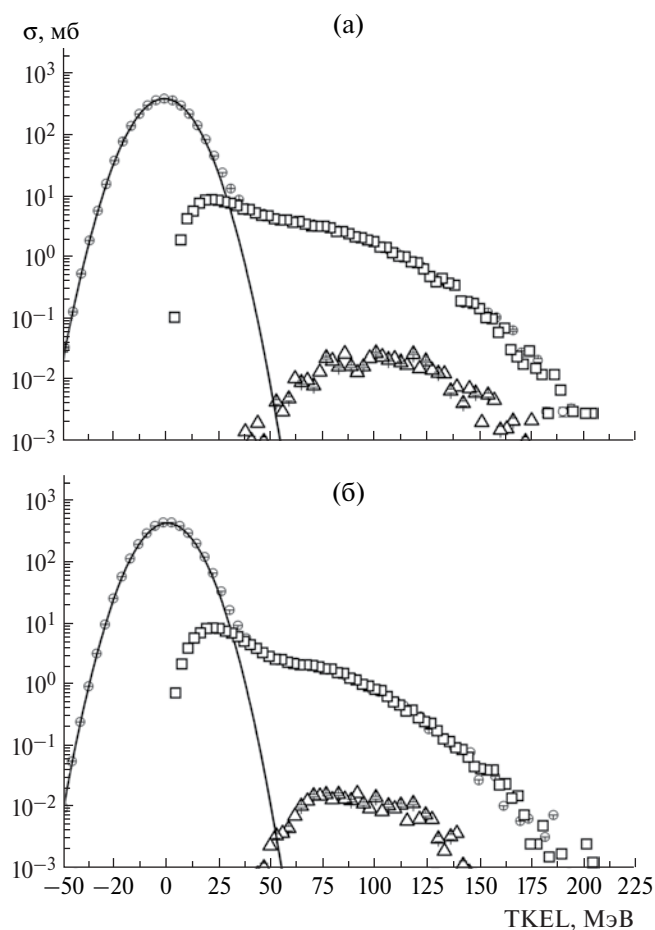
В настоящей работе изучается роль дважды магической свинцовой оболочки в формировании фрагментов инверсного квазиделения. Реакции с двумя изотопами Gd ( $^{156}\text{Gd}$  и  $^{160}\text{Gd}$ ) были выбраны для исследования влияния избытка нейтронов в составной системе на вероятность образования фрагментов и их энергии возбуждения. С целью исследования роли взаимной ориентации партнеров реакции на образование свинцовоподобных фрагментов измерения массовых, энергетических и угловых распределений фрагментов проводились при двух энергиях  $^{160}\text{Gd}$ : вблизи кулоновского барьера и при энергии выше барьера для боковых столкновений.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ

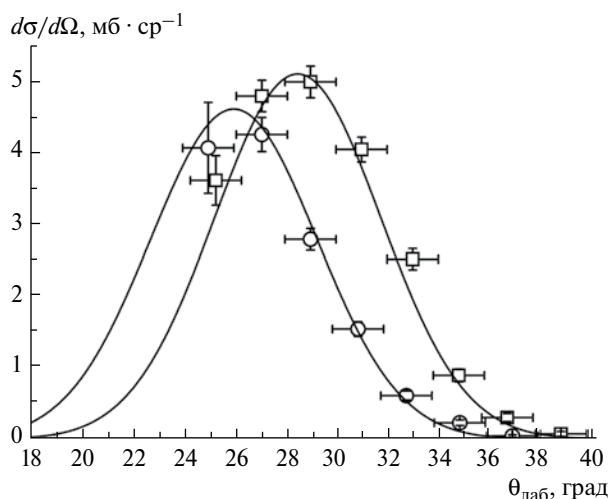
Эксперименты проводились на ускорителе У-400 Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флорова в Дубне при энергиях пучка ионов 878 МэВ ( $^{156}\text{Gd}$ ), 860 и 935 МэВ ( $^{160}\text{Gd}$ ). Токи пучка составляли 20 нА. Мишени изготовлялись путем напыления  $^{186}\text{W}$  (толщиной  $150 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$  и обогащением 99.9%) на углеродные пленки толщиной  $50 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ . Для регистрации бинарных продуктов реакций был использован двухплечевой времяпролетный спектрометр CORSET [9]. Измерения были проведены в диапазоне углов  $25^\circ$ – $65^\circ$ , что соответствует углам  $40^\circ$ – $140^\circ$  в системе центра масс. Абсолютная величина дифференциального сечения первичных бинарных фрагментов реакций извлекалась путем нормировки зарегистрированных установкой CORSET событий на сечение упругого рассеяния. Массы, энергии и угловые распределения первичных бинарных фрагментов были измерены с использованием метода двух скоростей, позволяющего надежно отделять бинарный канал реакции от продуктов последовательного деления и реакций неполного слияния. Процесс обработки данных проводился исходя из законов сохранения массы и импульса в предположении, что масса составной системы равна  $M_{\text{target}} + M_{\text{projectile}}$ . Массовое и энергетическое разрешение спектрометра были оценены по зарегистрированному пику упругого рассеяния и для исследуемых реакций составили  $\pm 3$  а.е.м. и  $\pm 10$  МэВ соответственно.

## 2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Распределения потерь полной кинетической энергии ( $\text{TKEL} = E_{c.m.} - \text{TKE}$ ) для всех бинарных фрагментов реакций  $^{156,160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  показаны на рис. 1. Для значительной части событий наблюдается большая диссипация начальной кинетической энергии ( $\text{TKEL} > 25$  МэВ), что характерно для реакций глубоко неупругих передач. Чтобы оценить вклад таких событий, мы вычли из полного сечения реакции вклад квазиупругой компоненты, описанный при помощи гауссовой кривой. Полученные таким образом экспериментальные сечения реакций глубоко неупругих передач близки к полному сечению реакции. Большая диссипация энергии в реакциях глубоко неупругих передач указывает на относительно большое время существования



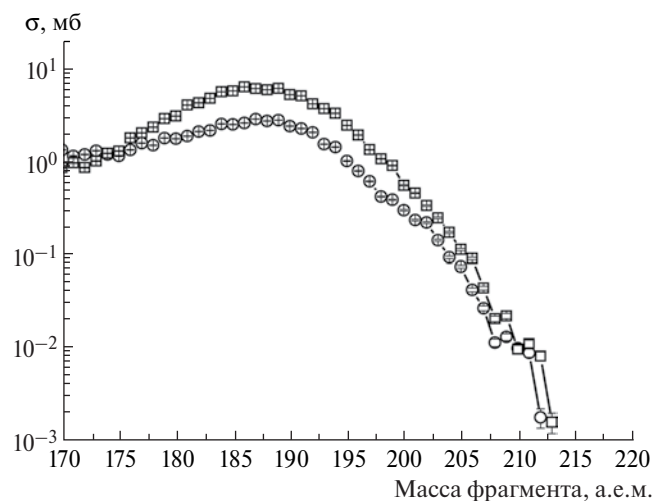
**Рис. 1.** Распределения потерь энергии фрагментов, полученных в реакции  $^{156}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  при энергии взаимодействия 878 МэВ (а) и  $^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  при энергии 860 МэВ (б). Кружки – TKEL для всех событий; линии – вклады упругих и квазиупругих событий; квадраты – TKEL для глубоконеупругих событий; треугольники – TKEL для фрагментов с массой более 200 а.е.м.



**Рис. 2.** Угловые распределения фрагментов с массами тяжелее 200 а.е.м., образующихся в реакциях  $^{156}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  (квадраты) и  $^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  (кружки) при энергиях вблизи кулоновского барьера.

составной системы ( $10^{-21}$ – $10^{-20}$  с) до ее развала [10–12]. Этого времени достаточно для передачи большого числа нуклонов между взаимодействующими ядрами. На рис. 1 также приведены распределения TKEL тяжелых фрагментов с массой более 200 а.е.м. для обеих реакций. В случае реакции с ионами  $^{156}\text{Gd}$  максимальные значения TKEL составляют около 175 МэВ со средним значением  $\langle \text{TKEL} \rangle = 103 \pm 3$  МэВ, тогда как в случае  $^{160}\text{Gd}$  распределение простирается только до 140 МэВ, а его среднее значение  $\langle \text{TKEL} \rangle = 92 \pm 3$  МэВ.

Угловые распределения фрагментов с массами тяжелее 200 а.е.м. показаны на рис. 2. Как видно



**Рис. 3.** Массовые распределения мишенеподобных фрагментов с потерями энергии больше 50 МэВ, образующихся в реакциях  $^{156}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  (квадраты) и  $^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  (кружки) при энергиях вблизи кулоновского барьера.

из рисунка, максимальные значения сечения образования свинцовоподобных фрагментов наблюдаются для углов  $26^\circ$  (для  $^{160}\text{Gd}$ ) и  $28.5^\circ$  (для  $^{156}\text{Gd}$ ). Полученные значения близки к углам касательных соударений для мишенеподобных фрагментов.

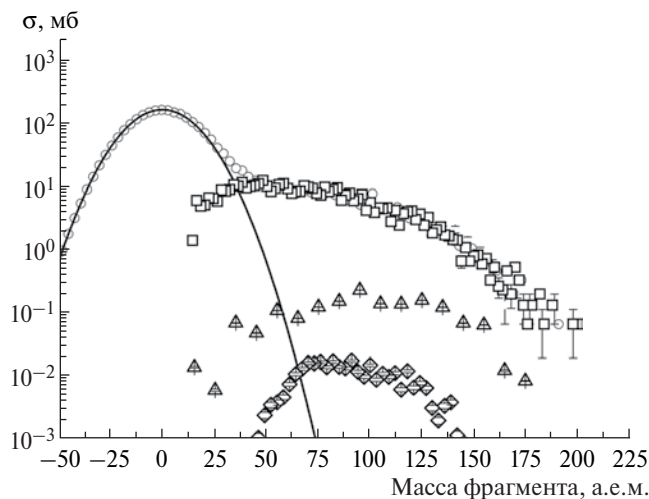
Массовые распределения тяжелых первичных фрагментов с  $\text{TKEL} > 50$  МэВ приведены на рис. 3. Такой отбор по энергии позволяет исключить из анализа большую часть квазиупругих событий. Для обеих реакций распределение имеет двугорбую форму с пиком тяжелых фрагментов вблизи 186–188 а.е.м. Выход фрагментов с массой  $\sim 208$  а.е.м. (свинцовоподобных) составляет около 10 мкб для обеих реакций, что примерно на два порядка ниже, чем в области золота (массы  $\sim 200$  а.е.м.). Такая же тенденция была обнаружена в радиохимическом эксперименте [13].

Из измеренных энергетических распределений были проведены оценки энергии возбуждения фрагментов реакции в предположении, что полная энергия возбуждения  $E_f^* = E_{c.m.} - \text{ТКЕ} + Q_{gg}$  делится между двумя первичными фрагментами пропорционально их массам [14]. В случае реакции с ионами  $^{156}\text{Gd}$  свинцовоподобные фрагменты (тяжелее 200 а.е.м.) имеют энергию возбуждения порядка 60–90 МэВ, тогда как для ионов  $^{160}\text{Gd}$  эта величина на  $\sim 20$  МэВ меньше (40–70 МэВ), что приводит к повышению вероятности выживаемости образующихся тяжелых ядер по отношению к делению. Кроме того, в реакции с ионами  $^{160}\text{Gd}$  в процессе девозбуждения свинцовоподобные фрагменты испускают на 1–3 нейтрона меньше, и образованные ядра получают более нейтронообогатенными.

### 3. ВЛИЯНИЕ ВЗАИМНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЯДЕР

Как уже упоминалось выше, для достижения минимального возбуждения первичных фрагментов предпочтительно проводить измерения при энергии вблизи кулоновского барьера. Однако и Gd, и W являются сильно деформированными ядрами, а, как известно, в таких столкновениях взаимная ориентация партнеров оказывает значительное влияние на динамику реакции [15–19].

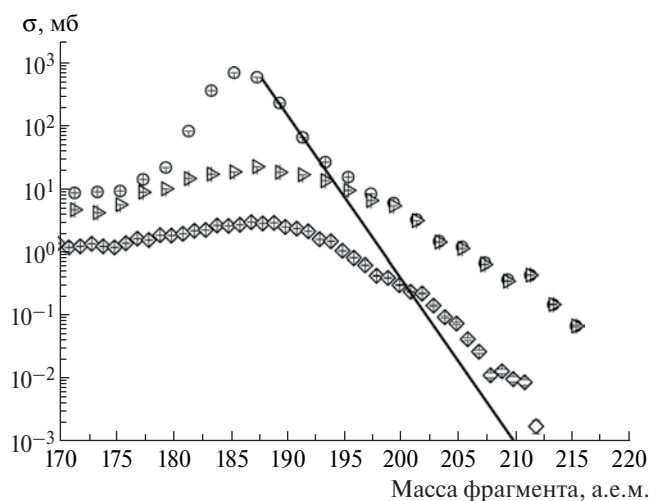
Теоретические расчеты поверхности потенциальной энергии для реакции  $^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  показали, что в случае ориентации “нос к носу” вероятность достижения долины, приводящей к образованию фрагментов Ва/Pb, чрезвычайно мала. В случае столкновений “нос-к-боку” эта вероятность несколько увеличивается, а при столкновениях “бок-к-носу” составная система может эволюционировать как вдоль этой долины (Ва/Pb), так и вдоль долины, ведущей к образованию симметричных фрагментов. Для боковых ориентаций появляется



**Рис. 4.** Распределения потерь энергии фрагментов, полученных в реакции  $^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  при энергии взаимодействия 935 МэВ: кружки – для всех бинарных событий, линия – вклад упругих и квазиупругих соударений, квадраты – для глубоконеупругих событий. Треугольники и ромбы – потери энергии фрагментов с массами более 200 а.е.м., полученных при энергиях 935 и 860 МэВ, соответственно.

барьер, препятствующий распаду системы на симметричные фрагменты, значительно повышая вероятность образования пары Ва/Рб.

Чтобы исследовать влияние взаимной ориентации мишени и снаряда на выход свинцовоподобных фрагментов и их энергии возбуждения, мы измерили массовые, энергетические и угловые распределения фрагментов, образованных в реакции



**Рис. 5.** Массовые распределения фрагментов, образующихся в реакции  $^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  при энергии взаимодействия 935 МэВ: кружки – для всех бинарных событий, треугольники и ромбы – массовые распределения мишенеподобных фрагментов с потерями энергии больше 50 МэВ, полученные при энергиях 935 и 860 МэВ, соответственно.

$^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  при энергии пучка  $E_{lab} = 935$  МэВ, что на 3.6% выше барьера для боковых столкновений. При такой энергии все возможные ориентации взаимодействующих ядер дают вклад в сечение реакции. Плечи спектрометра были установлены под углами, соответствующими углам касательных столкновений ядер для этой энергии, что позволило зарегистрировать большую часть глубоконеупругих событий.

На рис. 4 показано распределение потерь энергии фрагментов, образующихся в реакции  $^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  при  $E_{lab} = 935$  МэВ. Также на этом рисунке приводятся распределения ТКЕЛ фрагментов с массой более 200 а.е.м. Как и ожидалось, распределение ТКЕЛ свинцовоподобных фрагментов при  $E_{lab} = 935$  МэВ простирается значительно дальше по сравнению с распределением при  $E_{lab} = 860$  МэВ. Тем не менее средние ТКЕЛ составляют  $100 \pm 3$  МэВ, что всего на 10 МэВ выше, чем в случае  $E_{lab} = 860$  МэВ. Сечение образования свинцовоподобных ядер (с массой более 200 а.е.м.),  $\sigma^{TLF} = 20 \pm 5$  мб, оказалось на порядок выше, чем сечение при  $E_{lab} = 860$  МэВ ( $\sigma^{TLF} = 1.8 \pm 0.4$  мб), хотя сечение реакции увеличивается только в 2.6 раза. Таким образом, при более высокой энергии налетающего иона (выше барьера для боковых столкновений) сечение образования свинцовоподобных фрагментов сильно возрастает, тогда как их энергия возбуждения увеличивается незначительно по сравнению с фрагментами, полученными при энергии вблизи кулоновского барьера.

На рис. 5 представлено массовое распределение для всех бинарных фрагментов, образованных в реакции  $^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  при  $E_{lab} = 935$  МэВ. Линией на рис. 5 показана экспоненциальная тенденция уменьшения сечения с увеличением массы фрагмента, ожидаемая при отсутствии магических оболочек. Видно, что для фрагментов тяжелее 195 а.е.м. экспериментальное сечение оказывается намного выше этой зависимости. Также на рис. 5 сравниваются массовые распределения фрагментов с ТКЕЛ  $> 50$  МэВ, полученные при двух энергиях взаимодействия: 860 и 935 МэВ. Сечение образования фрагментов с массой  $\sim 208$  а.е.м. для  $E_{lab} = 935$  МэВ в 50 раз выше ( $\sim 500$  мкб), чем в случае энергии вблизи кулоновского барьера ( $\sim 10$  мкб).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования влияния оболочечных и ориентационных эффектов на формирование нейтроно-избыточных фрагментов в процессе инверсного квазиделения были измерены массовые, энергетические и угловые распределения фрагментов, образующихся в реакциях  $^{156,160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$ .

При энергиях вблизи кулоновского барьера для обеих реакций  $^{156,160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  наблюда-

ется повышенный выход продуктов с массами 200–215 а.е.м. (передача 20–25 нуклонов). Сечения образования свинцовоподобных фрагментов при этой энергии примерно одинаковы для обеих реакций и составляют порядка 10 мкб. Однако в случае реакции с ионами  $^{160}\text{Gd}$  энергия возбуждения таких фрагментов на 10–20 МэВ ниже, чем в случае  $^{156}\text{Gd}$ , что приводит к меньшему количеству нейтронов, испускаемых во время процесса девозбуждения в случае первой реакции. Таким образом, образующиеся в реакции с ионами  $^{160}\text{Gd}$  ядра являются более нейтронообогаченными.

Ориентационные эффекты, связанные с сильной деформацией сталкивающихся ядер, играют важную роль в формировании фрагментов реакции и могут дать выигрыш в выходе свинцовоподобных фрагментов. Сечение образования свинцовоподобных фрагментов с массой  $\sim 208$  а.е.м., полученных в реакции  $^{160}\text{Gd} + ^{186}\text{W}$  при энергии налетающего иона 935 МэВ (выше барьера для боковых столкновений), когда реализуются все возможные взаимные ориентации взаимодействующих ядер, в  $\sim 50$  раз выше, чем в случае измерений вблизи энергии кулоновского барьера, в то время как энергия возбуждения этих фрагментов в среднем возрастает незначительно.

Повышенный выход продуктов с массами, превышающими массу мишени, подтверждает важную роль протонной ( $Z = 82$ ) и нейтронной ( $N = 126$ ) оболочек в процессе инверсного квазиделения. Таким образом, реакции многонуклонных передач могут использоваться для получения новых нейтроно-избыточных изотопов. Этот результат особенно важен, так как такой механизм предлагается использовать для синтеза новых изотопов сверхтяжелых элементов.

Для дальнейшего прогресса в получении новых нейтроно-обогаченных изотопов тяжелых и сверхтяжелых ядер в реакциях многонуклонных передач необходимы дополнительные исследования с целью оптимизации экспериментальных условий: выбора партнеров реакции, энергии бомбардирующей частицы и углов регистрации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kozulin E.M., Knyazheva G.N., Itkis I.M. et al. // Phys. Lett. B. 2010. V. 686. P. 227.
2. Itkis M.G., Vardaci E., Itkis I.M. et al. // Nucl. Phys. A. 2015. V. 944. P. 204.
3. Kozulin E.M., Knyazheva G.N., Novikov K.V. et al. // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. P. 054613.
4. Zagrebaev V.I., Oganessian Yu.Ts., Itkis M.G. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 031602(R).
5. Zagrebaev V.I., Greiner W. // J. Phys. G. 2007. V. 34. P. 2265.
6. Zagrebaev V., Greiner W. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 122701.
7. Zagrebaev V.I., Greiner W. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 044618.
8. Kozulin E.M., Knyazheva G.N., Dmitriev S.N. et al. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. P. 014614.
9. Козулин Э.М., Богачев А.А., Иткис М.Г. и др. // ПТЭ. 2008. № 1. С. 51; Kozulin E.M., Bogachev A.A., Itkis M.G. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2008. V. 51. P. 44.
10. Riedel C., Wolschin G., Nörenberg W. // Z. Phys. A. 1979. V. 290. P. 47.
11. Stroth J., Backe H., Begemann-Biaich M. et al. // Z. Phys. A. 1997. V. 357. P. 441.
12. Golabek C., Heinz S., Mittag W. et al. // Eur. Phys. J. A. 2010. V. 43. P. 251.
13. Loveland W., Vinodkumar A.M., Peterson D. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 044610.
14. Wilczynski J., Wilschut H.W. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 2475.
15. Hinde D.J., Dasgupta M., Leigh J.R. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 1290.
16. Knyazheva G.N., Kozulin E.M., Sagaidak R.N. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 064602.
17. Zagrebaev V., Greiner W. // Int. J. Mod. Phys. E. 2008. V. 17. P. 2199.
18. Nishio K., Ikezoe H., Mitsuoka S. et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 064607.
19. Wakhle A., Simenel C., Hinde D.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 182502.