

ЭМИССИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ В РЕАКЦИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ^{48}Ca С ЯДРАМИ Ta, Au И U ПРИ ЭНЕРГИИ 280 МэВ

© 2022 г. Ю. Э. Пенионжкевич^{1),2)}, В. В. Самарин^{1),3)},
С. М. Лукьянов¹⁾, В. А. Маслов^{1)*}, Д. Азнабаев¹⁾, Т. Исатаев¹⁾,
К. Мендибаев¹⁾, С. С. Стукалов¹⁾, А. В. Шахов^{1),3)}

Поступила в редакцию 15.02.2022 г.; после доработки 15.02.2022 г.; принята к публикации 24.02.2022 г.

С помощью магнитного анализатора высокого разрешения (установка МАВР) в реакциях на пучках ^{48}Ca при энергии 280 МэВ с мишенями ^{181}Ta , ^{197}Au и ^{238}U измерены энергетические спектры альфа-частиц под углом 0° . Чувствительность методики позволила измерить выходы альфа-частиц на 5–6 порядков меньше максимального выхода. Показана зависимость сечения образования альфа-частиц от их энергии связи в ядре-мишени. Проведен анализ полученных экспериментальных данных с использованием модели двух- и трехтельных каналов реакции и модели движущихся источников.

DOI: 10.31857/S0044002722040092

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие двух сложных ядер может сопровождаться вылетом большого количества альфа-частиц. В энергетических спектрах этих частиц, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, наблюдается несколько компонент. Одна из них — это испарительные частицы из возбужденных продуктов реакции, характеристики которых описываются статистическими моделями. Другая компонента связана с неравновесными процессами — это высокоэнергетические частицы с направленным вперед угловым распределением [1]. Исследование энергетических спектров альфа-частиц под разными углами показало, что наблюдается значительное увеличение выхода высокоэнергетических альфа-частиц по сравнению с тем, что ожидается из расчетов по испарительной модели распада составного ядра [2]. В работе [3] было показано, что вылет быстрых частиц происходит на первой стадии реакции до установления статистического равновесия в оставшихся ядрах. После вылета неравновесных частиц остаются возбужденные ядра с определенным распределением по Z , A и энергии возбуждения. На второй, испарительной, стадии происходит девозбуждение образовавшихся на первой стадии ядер. Кроме

того, из экспериментальных данных [4] следует, что существует большая вероятность образования составного ядра после вылета быстрой частицы в направлении первичного пучка на ранней стадии быстрого прямого процесса. Остаток ядра-снаряда вместе с ядром-мишенью либо образует составное ядро, либо образует двойную ядерную систему, которая после обмена массой, энергией, угловым моментом распадается, образуя продукты, характерные для реакции глубоко неупругого столкновения тяжелых ионов.

Важную информацию о механизме образования быстрых заряженных частиц могут дать измерения их инклюзивных энергетических спектров под разными углами. Настоящая работа предпринята с целью получения информации о механизме вылета быстрых альфа-частиц и легких ядер в реакциях с ионами ^{48}Ca с использованием магнитного анализатора высокого разрешения (установки МАВР) [5].

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на пучках ионов ^{48}Ca с энергией 280 МэВ на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Для формирования профиля пучка использовалась магнитная оптика циклотрона У-400, дополненная системой диафрагм. Профиль пучка контролировался с помощью двух профилометров. Размер пучка ионов ^{48}Ca на мишени составлял 5×5 мм при интенсивности 100 нА. В эксперименте использовались мишени ^{238}U толщиной

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия.

³⁾Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия.

*E-mail: maslov_vova@mail.ru

1 мкм, ^{181}Ta толщиной 2 мкм и ^{197}Au толщиной 6 мкм. Угловое разрешение регистрирующих детекторов с учетом расходимости пучка на мишени составляло $\pm 0.8^\circ$. С целью разделения продуктов реакции и ядер пучка под передними углами использовался магнитный анализатор высокого разрешения (МАВР) с фокальной плоскостью длиной 1.5 м, что позволяло разделять по позиции быстрые заряженные частицы и ядра пучка. Энергетический диапазон продуктов реакции, которые могли быть зарегистрированы анализатором, составлял $E_{\text{max}}/E_{\text{min}} = 5.2$ при энергетическом разрешении $\Delta E/E = 5 \times 10^{-4}$. Анализатор обладал хорошей линейной зависимостью дисперсии и разрешения по всей длине (1500 мм) фокальной плоскости. Угол отклонения частиц в анализаторе составлял 110.7° . Такая система анализа и регистрации частиц позволяла проводить измерения энергетических спектров легких заряженных частиц в диапазоне энергий 30–110 МэВ. Использование анализатора МАВР для регистрации легких заряженных частиц позволяло проводить эксперименты под передними углами с пучками ионов ^{48}Ca высокой интенсивности (до $5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$) и, таким образом, измерять энергетические спектры частиц вплоть до энергий частиц, выход которых составлял 10^{-5} – 10^{-6} от максимального значения.

Регистрация продуктов реакции в фокальной плоскости анализатора осуществлялась с помощью полупроводниковых телескопов. Местоположение продуктов в фокальной плоскости и соответствующие им ионные заряды (Q_i) сравнивались со значениями, рассчитанными с помощью программы LISE [6]. Продукты ядерных реакций анализировались магнитным полем анализатора, где отделялись от первичного пучка и идентифицировались в его фокальной плоскости детекторной системой, состоящей из трех полупроводниковых телескопов (рис. 1).

Находящаяся в фокальной плоскости спектрометра детекторная система позволяла регистрировать и идентифицировать продукты ядерных реакций по заряду Z и массовому числу A , по потере энергии ΔE и полной энергии E . Для регистрации высокоэнергичных легких заряженных частиц использовалось три полупроводниковых кремниевых телескопа с толщинами детекторов ΔE_1 , ΔE_2 , E , равными 50, 700 и 3200 мкм. Толщины детекторов подбирались таким образом, чтобы обеспечить регистрацию и идентификацию альфа-частиц в энергетическом диапазоне 30–120 МэВ.

Для защиты детекторов от рассеянных ионов пучка перед каждым телескопом была установлена алюминиевая фольга толщиной 80 мкм. Толщина фольги выбиралась с учетом того, чтобы ядра ^{48}Ca

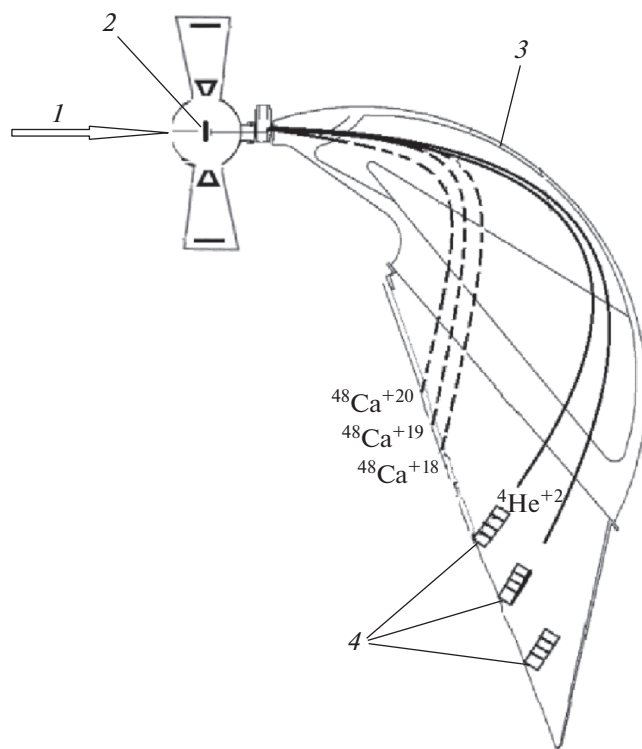


Рис. 1. Схема проведения эксперимента на установке магнитного анализатора высокого разрешения (МАВР): 1 — пучок ядер ^{48}Ca с энергией 280 МэВ, 2 — мишень, 3 — магнит МСП-144, 4 — детекторы фокальной плоскости.

с энергией до 280 МэВ полностью останавливались в алюминиевой фольге перед кремниевыми детекторами. В каждый из трех телескопов попадали альфа-частицы соответствующей определенной магнитной жесткости, определяемой положением телескопа на фокальной плоскости анализатора. Энергия и поток пучка ионов на мишени определялись с помощью детектора упругого рассеяния, расположенного под углом 28° в реакционной камере.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Дифференциальные сечения образования альфа-частиц в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ под углом 0° в широком диапазоне энергий представлены на рис. 2. В эксперименте удалось измерить выходы альфа-частиц на 5–6 порядков меньше от максимального выхода. Максимальная энергия альфа-частиц, измеренная на мишенях ^{238}U , ^{181}Ta , ^{197}Au , составила 102, 106 и 111 МэВ соответственно. Альфа-частицы с

энергиями ниже 40 МэВ не регистрировались из-за больших толщин детекторов.

Из рис. 2 видно, что сечение на мишени ^{238}U существенно (на два порядка) больше по сравнению с мишенями ^{197}Au и ^{181}Ta . Это свидетельствует о зависимости выхода альфа-частиц от атомного номера Z ядра-мишени. Объяснением такой зависимости могут быть различия в энергии связи альфа-частиц с ядром-мишенью, для ядра ^{238}U она равна -4.27 МэВ, для ядер ^{181}Ta и ^{197}Au соответственно -1.52 и -0.97 МэВ [7], а также различная вероятность формирования альфа-кластеров в ядрах, которая, очевидно, больше в ядре ^{238}U , испытывающем альфа-распад. Это подтверждает вывод, сделанный нами ранее о механизме эмиссии быстрых частиц из ядра-мишени [2].

В реакции $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ сечение образования альфа-частиц уменьшается на 4 порядка по отношению к максимуму энергетического спектра (рис. 2а) при приближении к максимально возможной энергии для этой реакции (в лабораторной системе 121.38 МэВ), которая соответствует кинематическому пределу для двухтельного канала реакции $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{225}\text{Ra} + ^4\text{He}$. Такое же падение сечения наблюдается и для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ при приближении к энергиям 120 и 110 МэВ соответственно (см. рис. 2б).

4. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПРЕДЕЛОВ

Кинематический предел $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$ — максимальная энергия вылетевшей вперед под углом 0° альфа-частицы в лабораторной системе для двухтельного выходного канала “тяжелое ядро” + ^4He вычисляется по формулам

$$E_{\alpha,\text{lab}}^{(2)} = (A + \sqrt{B_2})^2, \quad (1)$$

$$A = \frac{1}{m_1 + m_2} \sqrt{m_1 m_a E_{\text{lab}}},$$

$$B_2 = (E_{\text{с.м.}} + Q) \left(1 - \frac{m_\alpha}{m_1 + m_2} \right),$$

где Q — энергия реакции (см., например, [7]), E_{lab} — энергия ядра-снаряда в лабораторной системе, m_1 , m_2 — массы ядра-снаряда и ядра-мишени, m_α — масса альфа-частицы.

Значения кинематических пределов двухтельных каналов приведены в табл. 1 и показаны короткими стрелками на рис. 2а для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ и на рис. 3а, 3б для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$. Для сравнения в таблице и на рис. 3в

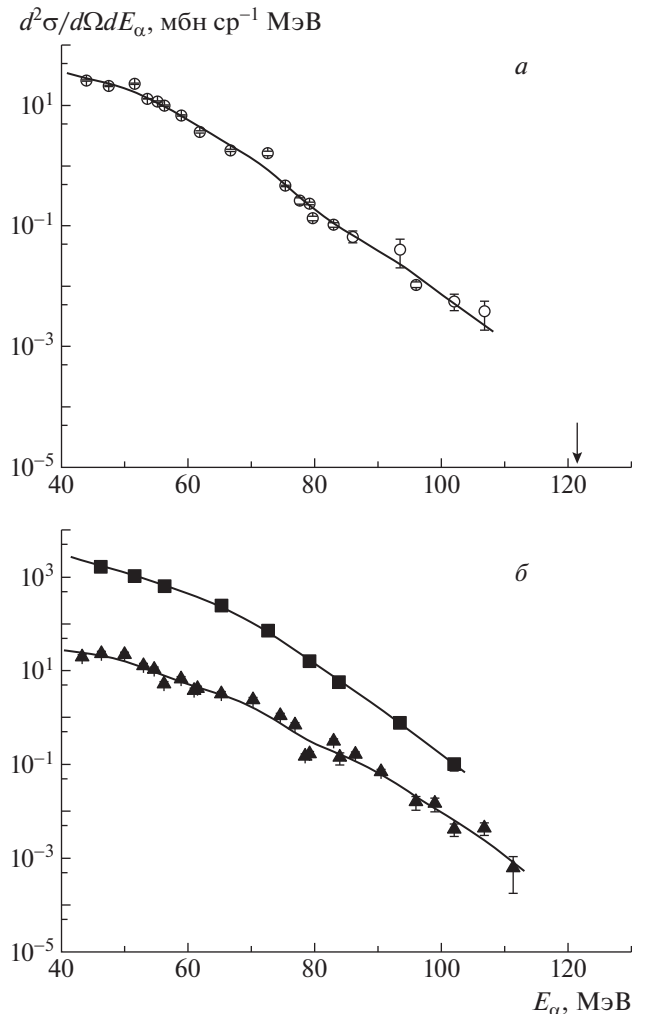


Рис. 2. а — Энергетические спектры альфа-частиц, измеренные под углом 0° в реакции ядер ^{48}Ca на мишени ^{181}Ta , и кинематический предел для двухтельного выходного канала $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{225}\text{Ra} + ^4\text{He}$ (стрелка) для энергии $E_{\text{lab}} = 280$ МэВ; б — такие же спектры для мишеней ^{197}Au (треугольники) и ^{238}U (квадраты). Кривые проведены с помощью сглаживания сплайнами.

представлены данные для реакции $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$, изученной нами в работе [5].

Из экспериментальных спектров на рис. 3 видно, что в реакциях $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ энергии зарегистрированных альфа-частиц на хвостах энергетических спектров превосходили кинематические пределы $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$ для двухтельных выходных каналов “тяжелое ядро” + ^4He . Это означает реализацию некоторых других выходных каналов.

Рассмотрены в связи с этим трехтельные выходные каналы с испусканием вперед под нулевым углом быстрой альфа-частицы вместе с об-

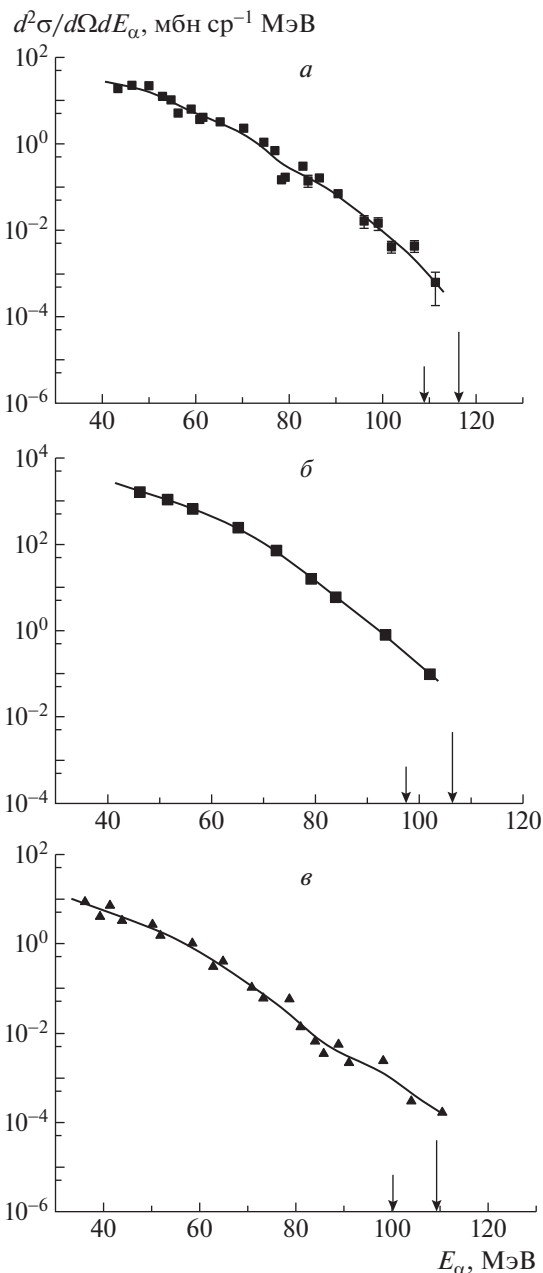


Рис. 3. Энергетические спектры альфа-частиц для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ (а) и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ (б) при энергии $E_{\text{lab}} = 280$ МэВ и для изученной нами ранее [5] реакции $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии $E_{\text{lab}} = 320$ МэВ (в). Стрелки: короткие — кинематические пределы $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$ для двухтельных выходных каналов реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^4\text{He} + ^{241}\text{Bk}$, $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)} = 109$ МэВ (а), $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^4\text{He} + ^{282}\text{Ds}$, $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)} = 97.5$ МэВ (б) и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^4\text{He} + ^{233}\text{Bk}$, $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)} = 100$ МэВ (в); длинные — кинематические пределы трехтельных каналов реакций с испусканием (туннелированием) второй альфа-частицы с нулевой энергией. Кривые проведены с помощью сглаживания сплайнами.

разованием двух тяжелых ядер или тяжелого ядра и второй альфа-частицы. В трехтельных каналах реакций альфа-частица или легкое ядро могут испускаться вперед под нулевым углом вместе с образованием двух тяжелых ядер или тяжелого ядра и второй альфа-частицы в результате неполного слияния ядра-снаряда с ядром-мишенью или передачи между сталкивающимися ядрами большого числа нуклонов.

Кинематический предел энергии альфа-частицы в лабораторной системе при вылете под углом 0° одновременно с образованием двух ядер 3 и 4 дается выражениями:

$$\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)} = \left(A + \sqrt{B_3} \right)^2, \quad (2)$$

$$B_3 = (E_{\text{c.m.}} + Q - U_{3-4}) \left(1 - \frac{m_\alpha}{m_1 + m_2} \right),$$

где U_{3-4} — потенциальная энергия двух ядер 3 и 4 при их отделении друг от друга, ее значение, вообще говоря, является варьируемым (подгоночным) параметром модели.

В работе [2] для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии ионов ^{22}Ne $E_{\text{lab}} = 178$ МэВ был рассмотрен трехтельный канал с развалом ядра ^{22}Ne на ядро ^{18}O и альфа-частицу. В качестве U_{3-4} использовалась энергия кулоновского отталкивания ядер ^{18}O и ^{181}Ta — высота кулоновского барьера для образующихся сферических ядер 3 и 4: $U_{3-4} = V_{B,3-4} = 70.5$ МэВ. При этом кинематический предел трехтельного канала оказался существенно ниже двухтельного; $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)} = 88.1 < 139.3$ МэВ. Подобный выбор $U_{3-4} = V_{B,3-4}$ применим при образовании ядер 3 и 4 из ядра-снаряда и ядра-мишени в ходе их неполного слияния. Однако при вылете альфа-частицы (или более тяжелого кластера) в режиме туннелирования из составного ядра, образовавшегося после испускания первой альфа-частицы, величина U_{3-4} может быть заметно ниже высоты кулоновского барьера. Так, при альфа-распаде тяжелых атомных ядер энергия альфа-частиц (от 4 до 9 МэВ) существенно меньше высоты кулоновского барьера (от 20 до 30 МэВ) [7]. Такой вынужденный распад может происходить за более короткое время τ , чем распад составного ядра. Из-за короткого времени реакции в силу принципа неопределенности энергия альфа-частиц в таком процессе может иметь разброс порядка $\Delta E_\alpha \sim \hbar/\tau$. С учетом энергии альфа-распада составного ядра в основном состоянии E_{dec} для оценок можно использовать значения $0 < U_{3-4} < E_{\text{dec}}$. При $U_{3-4} = E_{\text{dec}}$ выполняется равенство $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)} = \bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$. При $U_{3-4} < E_{\text{dec}}$ кинематический предел трехтельного канала выше

Таблица 1. Кинематические пределы $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$ энергии при вылете альфа-частиц вперед под углом 0° (в лабораторной системе) в двухтельных выходных каналах реакции; Q — энергия реакции, E_{lab} — энергия ядер-снарядов в лабораторной системе, $E_{\text{с.м.}}$ — энергия ядер в системе центра масс

| Реакция | E_{lab} , МэВ | $E_{\text{с.м.}}$, МэВ | Выходной канал | Q , МэВ | $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$, МэВ |
|------------------------------------|------------------------|-------------------------|---------------------------------|-----------|---|
| $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ | 280 | 221.31 | $^{225}\text{Pa} + ^4\text{He}$ | -119.4 | 121.38 |
| $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ | 280 | 225 | $^{241}\text{Bk} + ^4\text{He}$ | -133.8 | 108.66 |
| $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ | 280 | 224.69 | $^{282}\text{Ds} + ^4\text{He}$ | -149.7 | 97.48 |
| $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ | 320 | 244.39 | $^{233}\text{Bk} + ^4\text{He}$ | -164.3 | 100.0 |

предела двухтельного канала $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)} > \bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$. Такой альфа-распад (или кластерный распад) в ходе слияния ядер может быть назван вынужденным, он может происходить за более короткое время, чем распад составного ядра. Значения кинематических пределов трехтельных каналов с испусканием двух альфа-частиц в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ приведены в табл. 2 и показаны длинными стрелками на рис. 3. Для потенциальной энергии взаимодействия ядер было использовано приближение Акьюза–Винтера [8].

Сравнение результатов табл. 2 с графиками на рис. 3 показывает, что вылет быстрых альфа-частиц с энергией выше кинематического предела двухтельных каналов может быть объяснен трехтельными каналами с почти одновременным испусканием двух альфа-частиц. Небольшой выигрыш в энергии для быстрой альфа-частицы обусловлен уменьшением энергии системы при вылете (туннелировании) из формирующегося составного ядра альфа-частицы с энергией, меньшей энергии обычного альфа-распада такого же ядра. При этом одна из альфа-частиц уносит максимально большую энергию и сильнее всего снимает возбуждение ядра-остатка. Другие трехтельные каналы реакций с образованием кроме альфа-частицы двух ядер тяжелее гелия приводят к энергии альфа-частицы, меньшей 100 МэВ. Составляющие спектра, соответствующие таким каналам, спадают до нуля при приближении к соответствующим кинематическим пределам. Это может объяснить заметные изменения скорости спада спектра с ростом энергии альфа-частиц на рис. 2, 3.

Максимальный выход альфа-частиц наблюдается в низкоэнергетической части спектра вблизи энергий $B_{\alpha,\text{lab}}$ в лабораторной системе, соответствующих в системе центра масс энергиям B_{α} , равным высотам кулоновского барьера для вылета альфа-частицы из составного ядра, при этом

$$B_{\alpha,\text{lab}} = \frac{m_{\alpha}}{2} (v_{\text{с.м.}} + u_{\alpha})^2, \quad \frac{m_{\alpha}}{2} u_{\alpha}^2 = B_{\alpha}. \quad (3)$$

Здесь $v_{\text{с.м.}}$ — скорость центра масс в лабораторной системе, u_{α} — скорость альфа-частиц в системе центра масс. Значения энергий $B_{\alpha,\text{lab}}$ приведены в табл. 3 вместе с энергиями $B_{\alpha,\text{пр}}$, соответствующими скоростям бомбардирующих ионов.

Низкоэнергетические альфа-частицы с энергиями вблизи энергии $B_{\alpha,\text{lab}}$ уносят из составного ядра недостаточно большую энергию.

5. ОПИСАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛИ НЕСКОЛЬКИХ ДВИЖУЩИХСЯ ИСТОЧНИКОВ

Для описания формы спектра альфа-частиц в ряде работ, в частности в работе [9], использовалась модель движущихся источников. В этой эмпирической модели предполагается, что альфа-частицы испаряются изотропно из одного или нескольких источников, движущихся со скоростями v_i в направлении пучка ядер-снарядов. Внутри i -го источника для кинетических энергий альфа-частиц $m_{\alpha} v_{\alpha}^2 / 2$ (v_{α} — скорость альфа-частицы) предполагается больцмановское распределение, соответствующее некоторой температуре T_i (в единицах МэВ). Кинетическая энергия вылетевшей из неподвижного источника альфа-частицы предполагается равной $E_C + m_{\alpha} v_{\alpha}^2 / 2$, параметр E_C называют кулоновской энергией альфа-частицы. Спектр одного источника ($i = 1$) с распределением по энергиям E_{α} альфа-частицы в лабораторной системе

$$f_1(E_{\alpha}) = \sqrt{E_{\alpha} - E_{C1}} \times \exp\left(-\frac{E_{\alpha} - E_{C1} + E_1 - 2\sqrt{E_1(E_{\alpha} - E_{C1})}}{T_1}\right) \quad (4)$$

имеет максимум в точке

$$E_{\alpha,\text{max}} = E_{C1} + \frac{1}{4} \times \left(\sqrt{E_1} + \sqrt{E_1 + 2T_1}\right)^2, \quad (5)$$

Таблица 2. Кинематические пределы $\bar{E}_{\alpha,lab}^{(2)}$ и $\bar{E}_{\alpha,lab}^{(3)}$ энергии при вылете альфа-частиц вперед под углом 0° (в лабораторной системе) в двухтельном и трехтельном выходных каналах с альфа-распадом (при $U_{3-4} = 0$) составного ядра, образовавшегося после испускания первой альфа-частицы

| Реакция | Выходной канал | Q , МэВ | E_{lab} | $\bar{E}_{\alpha,lab}^{(2)}$, МэВ | $\bar{E}_{\alpha,lab}^{(3)}$, МэВ для $U_{3-4} = 0$ |
|------------------------------------|---|-----------|-----------|------------------------------------|---|
| $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ | $(^4\text{He} + ^{221}\text{Ac}) + ^4\text{He}$ | -112.04 | 280 | 121.4 | 129.4 |
| $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ | $(^4\text{He} + ^{237}\text{Am}) + ^4\text{He}$ | -126.79 | 280 | 108.7 | 116.3 |
| $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ | $(^4\text{He} + ^{278}\text{Hs}) + ^4\text{He}$ | -141.56 | 280 | 97.5 | 106.2 |
| $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ | $(^4\text{He} + ^{229}\text{Am}) + ^4\text{He}$ | -156.14 | 320 | 100.0 | 109.1 |

Таблица 3. Значения энергии $B_{\alpha,lab}$ в лабораторной системе, соответствующей в системе центра масс энергии B_α , равной высоте кулоновского барьера двухтельного выходного канала “тяжелый фрагмент” + ^4He , и энергии $B_{\alpha,pr}$, соответствующие скоростям бомбардирующих ионов; E_{lab} — энергия ядер-снарядов в лабораторной системе, $E_{c.m.}$ — энергия ядер в системе центра масс

| Реакция | E_{lab} , МэВ | $E_{c.m.}$, МэВ | Выходной канал | B_α , МэВ | $B_{\alpha,lab}$, МэВ | $B_{\alpha,pr}$, МэВ |
|------------------------------------|-----------------|------------------|---------------------------------|------------------|------------------------|-----------------------|
| $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ | 280 | 221.31 | $^{225}\text{Pa} + ^4\text{He}$ | 22.3 | 32.9 | 23.3 |
| $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ | 280 | 225 | $^{241}\text{Bk} + ^4\text{He}$ | 23.5 | 33.6 | 23.3 |
| $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ | 280 | 224.69 | $^{282}\text{Ds} + ^4\text{He}$ | 25.8 | 34.7 | 23.3 |
| $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ | 320 | 244.39 | $^{233}\text{Bk} + ^4\text{He}$ | 23.7 | 36.0 | 22.9 |

Таблица 4. Характеристики движущихся источников: E_{C1} , E_{C2} — кулоновские энергии альфа-частиц для первого и второго источника, $E_1 = m_\alpha v_1^2/2 = m_\alpha v_{comp}^2/2$, $E_2 = m_\alpha v_2^2/2$, T_1 , T_2 — температуры источников, N_1 , N_2 — нормировочные коэффициенты, v_{comp} — скорость компаунд-ядра в лабораторной системе

| Реакция и энергия | E_1 , МэВ | E_2 , МэВ | T_1 , МэВ | T_2 , МэВ | E_{C1} , МэВ | E_{C2} , МэВ | N_1 | N_2 |
|--|-------------|-------------|-------------|-------------|----------------|----------------|-------|-------|
| $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $E_{lab} = 280$ МэВ | 0.9 | 25.9 | 4.6 | 1.2 | 40 | 40 | 17 | 0.15 |
| $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, $E_{lab} = 280$ МэВ | 0.66 | 25.9 | 4.0 | 1.0 | 43 | 36 | 1300 | 15 |
| $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$, $E_{lab} = 320$ МэВ | 1.1 | 12.0 | 5.3 | 1.4 | 20 | 40 | 12 | 0.2 |

где $E_i = m_\alpha v_i^2/2$. Формула для дифференциально-го сечения образования альфа-частиц из нескольких источников имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE_\alpha} = f(E_\alpha) = \sum_i N_i \sqrt{E_\alpha - E_C} \times \exp\left(-\frac{E_\alpha - E_C + E_i - 2\sqrt{E_i(E_\alpha - E_C)}}{T_i}\right), \quad (6)$$

где N_i — нормировочные коэффициенты (или веса) источников. Значения параметров E_i , T_i , N_i , E_{Ci} в работе [5] определялись из условия минимума среднеквадратичного отклонения теоретических значений $f_{theor}(E_{\alpha,k})$ от экспериментальных

$$f_{exp}(E_{\alpha,k}) \quad \chi^2 = \sum_k \{ \lg [f_{theor}(E_{\alpha,k})] - \lg [f_{exp}(E_{\alpha,k})] \}^2, \quad (7)$$

однако при этом результирующий набор параметров неоднозначен. Поэтому необходимо учитывать некоторые ограничения на значения параметров, исходя из основных физических механизмов, приводящих к вылету вперед альфа-частиц. Возможный трехтельный механизм с испусканием двух альфа-частиц (быстрой и медленной) из составного ядра при энергиях 280–320 МэВ проявляется в выходе высокоэнергичных альфа-частиц вблизи энергий 100–120 МэВ. Первый источник в таком случае соответствует реальному физическому объекту — составному ядру — и его скорость

должна равняться или быть близкой к скорости составного ядра в лабораторной системе $v_1 \approx v_{c.m.}$. На значение скорости второго источника ограничений не накладывалось. Фактически роль второго источника заключалась в аппроксимации суммарного вклада различных трехтельных каналов с образованием кроме альфа-частицы двух тяжелых ядер-остатков. Результаты применения модели двух движущихся источников для описания спектров альфа-частиц в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ показаны на рис. 4. Видно, что представление о двух источниках, первый из которых соответствует составному ядру, а второй аппроксимирует вклады многих трехтельных каналов, позволяет удовлетворительно описывать всю форму спектров. Значения параметров источников приведены в табл. 4.

6. ЯДРА-ОСТАТКИ ПОСЛЕ ЭМИССИИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

В трех реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$, согласно табл. 4, веса источника, соответствующего испусканию из составного ядра двух альфа-частиц, оказались примерно на два порядка выше веса источника от вкладов трехтельных каналов с образованием тяжелых ядер-остатков. Это можно интерпретировать так, что при столкновении ядер процессы $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^4\text{He} + ^{237}\text{Am} + ^4\text{He}$, $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^4\text{He} + ^{229}\text{Am} + ^4\text{He}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^4\text{He} + ^{278}\text{Hs} + ^4\text{He}$ происходят с вероятностью, большей, чем образование двух тяжелых остатков при неполном слиянии ядер или при многонуклонных передачах. Положения тяжелых ядер-остатков ^{237}Am , ^{229}Am и ^{278}Hs на карте ядер [7] показаны на рис. 5, при этом ядро ^{229}Am с периодом полураспада 900 мс лежит на границе протонной стабильности. Ядро ^{278}Hs до настоящего времени не синтезировано, поэтому после испускания нейтрона возможно образование относительно устойчивого соседнего ядра ^{278}Hs , испытывающего спонтанное деление с периодом полураспада 3 мс. Испусканию низкоэнергетических альфа-частиц вблизи максимума спектра (40–60 МэВ) соответствует образование тяжелых ядер-остатков ^{237}Am , ^{229}Am и ^{277}Hs в высоковозбужденных состояниях, быстро приводящих к их распаду или спонтанному делению. При менее вероятном (на 4–5 порядков) испускании наиболее быстрых альфа-частиц с энергиями 100–120 МэВ энергия возбуждения тяжелых ядер-остатков ^{237}Am , ^{229}Am и ^{277}Hs оказывается меньше примерно на 60 МэВ, что может существенно увеличить вероятность их образования в основном или низковозбужденных состояниях и, следовательно, увеличит вероятность их выживания и регистрации

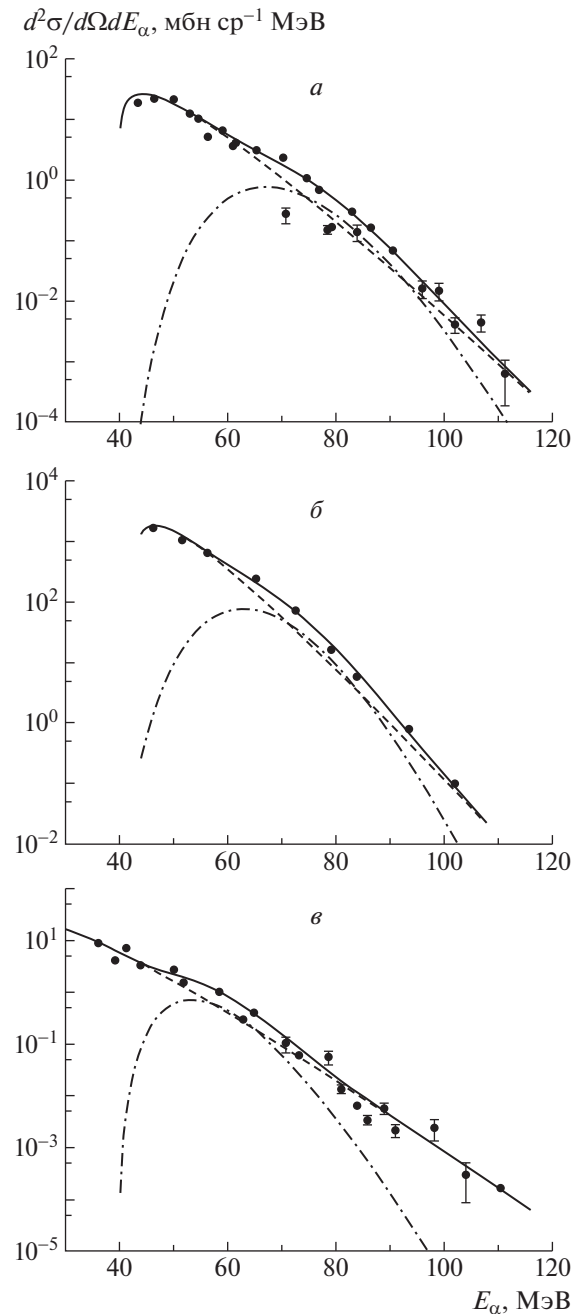


Рис. 4. Аппроксимация (сплошная кривая) экспериментальных энергетических спектров альфа-частиц (сплошные кружки) в модели двух движущихся источников для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ (а), $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ (б) при $E_{\text{lab}} = 280$ МэВ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ (в) при $E_{\text{lab}} = 320$ МэВ. Кривые: штриховые — вклады первого источника (с вылетом из составного ядра двух альфа-частиц), штрихпунктирные — вклады второго источника (от различных трехтельных каналов). Параметры источников приведены в табл. 4.

в эксперименте. Таким образом, трехтельный канал реакции с образованием двух магических ядер (в частности, ^4He) дает возможность получения

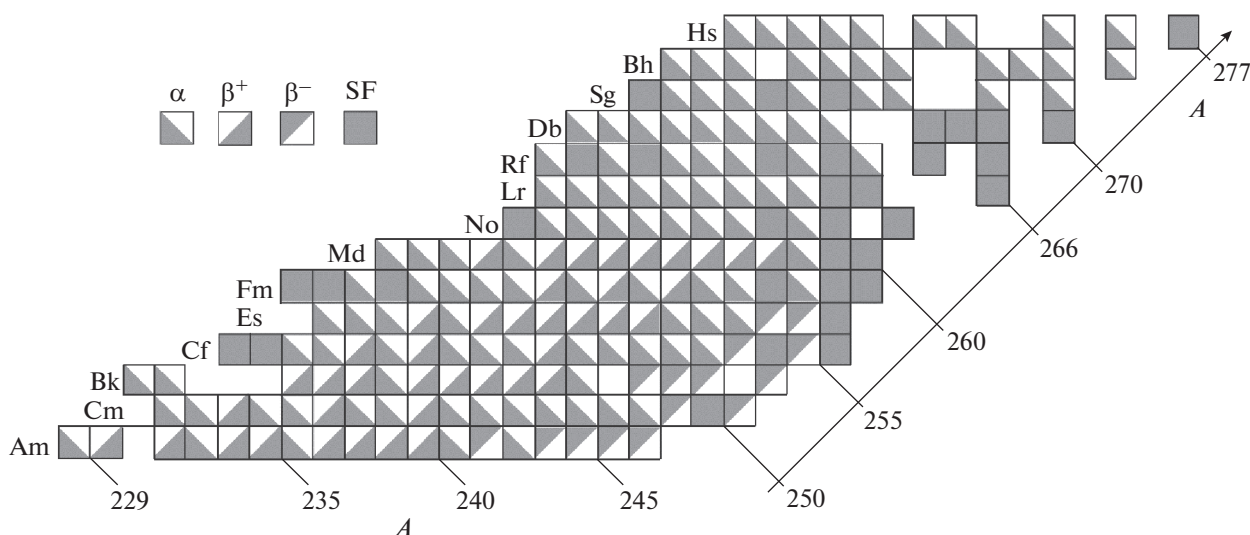
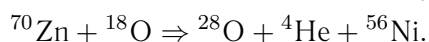
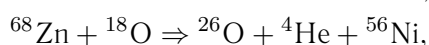
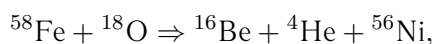
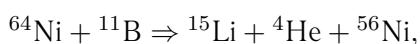
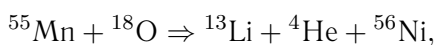


Рис. 5. Часть карты ядер [7] вблизи области сверхтяжелых ядер, содержащая ядра-остатки, образующиеся в трехтельных каналах реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^4\text{He} + ^{237}\text{Am} + ^4\text{He}$, $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^4\text{He} + ^{229}\text{Am} + ^4\text{He}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^4\text{He} + ^{278}\text{Hs} + ^4\text{He}$; A — массовое число. В клетках указаны обозначения для преимущественных видов распада: α , β^+ , β^- и SF (спонтанное деление).

новых атомных ядер, как сверхтяжелых, так и экзотических.

Еще один интересный аспект использования реакций с вылетом альфа-частиц — это получение супернейтронно-избыточных ядер за границей нуклонной стабильности и исследование их резонансных состояний [10]. В этом случае интерес представляют трехтельные реакции с образованием в выходном канале реакции двух магических ядер (что дает относительно небольшое Q реакции ≤ -60 МэВ) и третьего исследуемого экзотического ядра. Как было показано нами, трехтельные реакции имеют относительно большое сечение (≥ 100 пбн). Также предсказывается [10] повышение стабильности третьей частицы в поле двух других в выходном канале реакции. Примером таких реакций могут быть следующие:



7. ВЫВОДЫ

Полный выход альфа-частиц для ядра-мишени ^{238}U значительно превышает выходы (примерно равные) для ядер-мишеней ^{181}Ta , ^{197}Au . Таким образом, полный выход альфа-частиц тем больше, чем меньше энергия связи альфа-частиц (альфа-кластеров) в ядре-мишени, и свойства спектра

альфа-частиц в значительной степени определяются более тяжелым ядром-мишенью.

Максимальный выход альфа-частиц для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ наблюдается в низкоэнергетической части спектра вблизи энергии 40 МэВ. Низкоэнергетические альфа-частицы испаряются из составного ядра и уносят небольшую часть энергии. Большому охлаждению составного ядра способствуют высокоэнергетические альфа-частицы.

Максимальная энергия альфа-частиц под углом вылета 0° для рассмотренных реакций не превышала 120 МэВ. Вблизи максимального значения число альфа-частиц резко уменьшается с ростом энергии, примерно на 4–5 порядков по сравнению с максимумом спектра. Это подтверждает зависимость характеристик спектров альфа-частиц от свойств ядра-мишени.

Для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ при энергии ускоренных ионов 280 МэВ, так же как и для реакции $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ и при энергии 320 МэВ, энергия зарегистрированных альфа-частиц превосходила кинематический предел двухтельного канала реакции в случае, когда его кинематический предел находится около 120 МэВ. За границей этой области спектр альфа-частиц определяется выходным каналом с образованием составного тяжелого ядра после вылета быстрой и медленной альфа-частиц. При этом вылет медленной альфа-частицы происходит в режиме туннелирования с энергией, меньшей, чем при обычном альфа-распаде.

Процесс испускания быстрых альфа-частиц и легких ядер из сталкивающихся ядер является чрезвычайно интересным с точки зрения получения холодных тяжелых и сверхтяжелых ядер. При использовании ядер-снарядов ^{48}Ca и более тяжелых возможно образование составного тяжелого ядра после вылета быстрой и медленной альфа-частиц с уменьшением энергии составного ядра и большей вероятностью его выживания.

В заключение авторы выражают благодарность персоналу циклотрона У-400 за получение качественных и интенсивных пучков ускоренных тяжелых ионов. Мы благодарны также С.И. Сидорчуку за полезные обсуждения результатов настоящей работы. Большую помощь в проведении эксперимента на анализаторе МАВР оказали И.В. Бутусов, Б.А. Воробьев. Работа выполнена при финансовой поддержке грантами Полномочных представителей ОИЯИ Чешской Республики и Польши.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Borcea, E. Gierlik, A. M. Kalinin, R. Kalpakchieva, Yu. Ts. Oganessian, T. Pawlat, Yu. E. Penionzhkevich, and A. V. Rykhlyuk, *Nucl. Phys. A* **391**, 520 (1982).
2. Ю. Э. Пенионжкевич, Э. Герлик, В. В. Каманин, К. Борча, *ЭЧАЯ* **17**, 165 (1986).
3. M. Rajagopalan, D. Logan, J. W. Ball, M. Kaplan, H. Delagrangé, M. F. Rivet, J. M. Alexander, L. C. Vaz, and M. S. Zisman, *Phys. Rev. C* **25**, 2417 (1982).
4. Э. Бетак, В. Д. Тонеев, *ЭЧАЯ* **12**, 1432 (1981).
5. Ю. Э. Пенионжкевич, В. В. Самарин, В. А. Маслов, С. М. Лукьянов, Д. Азнабаев, К. Борча, И. В. Бутусов, Т. Исатаев, К. Мендибаев, Н. К. Скобелев, С. С. Стукалов, А. В. Шахов, *ЯФ* **84**, 95 (2021) [*Phys. At. Nucl.* **84**, 115 (2021)].
6. <https://lise.nsl.mscl.msu.edu>
7. В. И. Загребав, А. С. Деникин, А. П. Алексеев, А. В. Карпов, М. А. Науменко, В. В. Самарин, Н. Якобс, Т. Малулик, *Сетевая база знаний NRV по ядерной физике низких энергий* [NRV Web Knowledge Base on Low-Energy Nuclear Physics], <http://nr.v.jinr.ru/nrv/>
8. A. Winther, *Nucl. Phys. A* **594**, 203 (1995).
9. В. И. Загребав, Ю. Э. Пенионжкевич, *ЭЧАЯ* **24**, 295 (1993).
10. Yu. E. Penionzhkevich and R. G. Kalpakchieva, *Light Exotic Nuclei Near the Boundary of Neutron Stability*, 2021, p. 488; <https://doi.org/10.1142/12433>

EMISSION OF HIGH ENERGY ALPHA PARTICLES IN THE INTERACTION OF ^{48}Ca NUCLEI WITH Ta, Au AND U NUCLEI AT AN ENERGY OF 280 MeV

Y. E. Penionzhkevich^{1),2)}, V. V. Samarin^{1),3)}, S. M. Lukyanov¹⁾, V. A. Maslov¹⁾, D. Aznabayev¹⁾, T. Issatayev¹⁾, K. Mendibayev¹⁾, S. S. Stukalov¹⁾, A. V. Shakhov^{1),3)}

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

³⁾Dubna State University, Dubna, Russia

The energy spectra of alpha particles were measured at angle of 0° using the high-resolution magnetic analyzer (MAVR setup) in reactions on beams of ^{48}Ca 280 MeV with targets ^{181}Ta , ^{197}Au , and ^{238}U . The sensitivity of the method made it possible to measure the yields of alpha particles 5–6 orders of magnitude less than the maximum yield. The dependence of the cross section for formation of alpha particles on their binding energy in the target nucleus was shown. The obtained experimental data were analyzed using the model of two- and three-body reaction channels and the model of moving sources.