

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P7-85-377

М.Совински,\* М.Левитович, Р.Купчак, А.Янковски,  
Н.К.Скобелев, С.Хойнацки

ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ С ЭМИССИЕЙ ЯДЕР  ${}^4\text{He}$   
В РЕАКЦИЯХ  ${}^{16}\text{O}(144 \text{ МэВ}) + {}^{232}\text{Th}$   
И  ${}^{12}\text{C}(108 \text{ МэВ}) + {}^{197}\text{Au}$

Направлено в "Z. für Phys."

---

\* Ведомственное агентство по атомной энергии,  
ПНР

1985

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами приводит к образованию легких заряженных частиц в широком диапазоне энергий и масс. Инклюзивные энергетические спектры этих частиц содержат как направленную вперед высокоэнергетическую компоненту <sup>/4,14/</sup>, так и низкоэнергетическую компоненту с изотропным в системе центра масс угловым распределением. Эмиссия частиц в заднюю полусферу объясняется испарением из составного ядра, осколков деления или продуктов реакций глубоконеупругих передач <sup>/5,6/</sup>. Часть из этих частиц испускается перпендикулярно к оси вылета осколков деления и может рассматриваться по аналогии с низкоэнергетическим делением как тройное деление составного ядра с вылетом заряженной частицы <sup>/7/</sup>. Попытки выделения тройного деления с эмиссией  $\alpha$ -частиц или ядер углерода в реакциях с тяжелыми ионами были предприняты в работах <sup>/11-13,16/</sup>. Интерес к изучению тройного деления в последнее время сильно возрос в связи с открытием нового вида распада с вылетом тяжелых заряженных частиц <sup>/15/</sup> и поисками подобного вида распада из возбужденных составных ядер.

Наблюдаемое при низких энергиях возбуждения отношение тройного деления к двойному медленно растет с энергией возбуждения от величины  $0,0023 \pm 0,0001$  для деления тепловыми нейтронами до  $0,0027 \pm 0,0004$  в реакции  $p /42 \text{ МэВ}/ + {}^{238}\text{U} /3/$ .

Не исключено, что с ростом энергии возбуждения и углового момента делящегося ядра вероятность тройного деления с вылетом  $\alpha$ -частиц может возрасти.

Для выделения канала тройного деления необходимо надежно разделить разные источники эмиссии ядер  ${}^4\text{He}$ . С этой целью был проведен эксперимент, в котором измерялись энергетические и угловые распределения  $\alpha$ -частиц, зарегистрированных в совпадении с осколками деления в реакциях взаимодействия ионов  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  с ядрами  ${}^{197}\text{Au}$  и  ${}^{232}\text{Th}$ . Идентификация  $\alpha$ -частиц тройного деления проведена на основе анализа энергетических спектров и распределений скоростей ядер  ${}^4\text{He}$ .

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Опыты проводились на пучках ионов  ${}^{16}\text{O} /E_{\text{ЛАВ}} = 144 \text{ МэВ}/$  и  ${}^{12}\text{C} /E_{\text{ЛАВ}} = 108 \text{ МэВ}/$  циклотрона У-200 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Благодаря системе коллимации, состоящей из трех диафрагм, размер пучка на мишени составлял  $\varnothing = 4 \text{ мм}$ . Самопод-

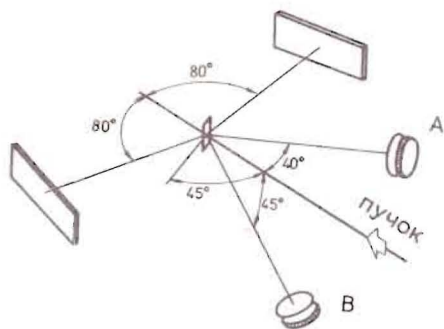


Рис.1. Схема размещения детекторов.

держивающаяся мишень из  $^{232}\text{Th}$  /  $\sim 0,5 \text{ мг/см}^2$  / или  $^{197}\text{Au}$  /  $\sim 0,2 \text{ мг/см}^2$  / устанавливалась под углом  $45^\circ$  к пучку ионов. Детектирующая система, использованная в эксперименте, представлена на рис.1. Два позиционно-чувствительных полупроводниковых детектора (PSD) размером  $8 \times 30 \text{ мм}$  с телесным углом  $\Omega = 0,24 \text{ ср}$  каждый позволяли измерять энергию и угол вылета

совпадающих осколков деления в диапазоне углов от  $53^\circ$  до  $107^\circ$  симметрично относительно пучка ионов.

Идентификация и измерение энергии  $\alpha$ -частиц проводились с помощью двух телескопов  $\Delta E \times E$ , каждый из которых был составлен из тонкого /  $7 \text{ мкм}$  / поверхностно-барьерного кремниевого детектора  $\Delta E$  и толстого /  $1,3 \text{ мм}$  /  $\text{Si(Li)}$   $E$ -детектора. Расположение телескопов А и В дано на рис.1. Телескоп А /  $\Omega = 13 \text{ мср}$  / находился в плоскости реакции под углом  $\theta = 140^\circ$  и  $\gamma = 0^\circ$ , где  $\theta$  - угол между направлением пучка и телескопом,  $\gamma$  - угол в плоскости, перпендикулярной к плоскости реакции и проходящей через центр телескопа и центр мишени. Телескоп В /  $\Omega = 20 \text{ мср}$  / расположен вне плоскости реакции /  $\theta = 135^\circ$  и  $\gamma = -45^\circ$  / под пучком ионов. Минимальная энергия  $\alpha$ -частиц, измеряемая в телескопах, составляла  $5,5 \text{ МэВ}$ .

Регистрирующая система позволяла измерять угловые корреляции между ядрами  $^4\text{He}$  и осколками деления в диапазоне углов от  $30^\circ$  до  $100^\circ$  / в лабораторной системе /. Точность измерения угла вылета осколков определялась: позиционным разрешением детекторов, которое было лучше  $1 \text{ мм}$ , шириной пучка тяжелых ионов и конечной шириной позиционно-чувствительных детекторов в плоскости, перпендикулярной к плоскости реакции. В итоге углы вылета осколков измерялись с разрешением  $\sim 7^\circ$ .

Мониторинг пучка ионов осуществлялся измерением тока, цилиндром Фарадея и по упруго рассеянным ионам, регистрируемым полупроводниковым детектором под углом  $20^\circ$ .

Система сбора информации, подробно описанная в работах /7,17,18/, давала возможность выбора и регистрации совпадений между восьмью параметрами, связанными с импульсами, поступающими с детекторов  $\alpha$ -частиц и осколков деления.

### 3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Ниже представлен способ анализа данных, в результате применения которого получены массовые, энергетические и угловые распределения осколков деления, энергетические спектры и распределения скоростей для  $\alpha$ -частиц.

Поскольку в эксперименте измерялись энергии осколков и углы их разлета относительно пучка, то для расчета масс осколков необходимо воспроизвести полную кинематику реакций.

Для каждой пары фрагментов их массы и энергии были получены итеративным методом при следующих предположениях:

а/ В реакциях полного слияния поперечные составляющие импульсов осколков деления равны:  $M_A E_A \sin^2 \theta_A = M_B E_B \sin^2 \theta_B$ , где  $M_A, M_B, E_A, E_B, \theta_A, \theta_B$  - массы, энергии и углы осколков А и В в лабораторной системе.

б/ Сумма масс осколков  $M$  для каждой итерации равна сумме масс ядер снаряда и мишени  $M_P + M_T$  при инклюзивных измерениях и  $M_P + M_T - 4$  для совпадений с  $\alpha$ -частицами.

в/ Эмиссия нейтронов изотропна в системе источника эмиссии и не меняет импульса этого источника. Среднее число испускаемых в данной реакции нейтронов  $\bar{\nu}$  равно  $\bar{\nu} = 0,118(M - 220) + 0,133 E^*$ , где  $E^*$  - энергия возбуждения составного ядра в МэВ. Для реакции  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$   $\bar{\nu} = 13,4$ , а для реакции  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$   $\bar{\nu} = 9,8$ . Среднее число нейтронов, испущенных из осколков ( $\bar{\nu}_A, \bar{\nu}_B$ ), пропорционально массе осколков:  $\bar{\nu}_A / \bar{\nu}_B = M_A / M_B$ , при этом  $\bar{\nu}_A + \bar{\nu}_B = \bar{\nu}$ .

г/ Потери энергии осколков в мишени и в фольге, защищающей детекторы, были рассчитаны с помощью метода, использованного в программе SPAR /20/, в предположении, что ядерные заряды осколков ( $Z_A, Z_B$ ) пропорциональны их массам:  $Z_A / Z_B = M_A / M_B$ . С учетом этих предположений и поправок на массовый дефект в полупроводниковых детекторах удалось определить энергии и массы осколков с точностью  $\sim 5\%$ .

По известным массе, энергии и углу вылета осколков и  $\alpha$ -частиц / в лабораторной системе / для каждого события сделан перевод скоростей осколков и ядер  $^4\text{He}$  в систему центра масс. Скорость  $\alpha$ -частиц в системе центра масс ( $v_{\alpha}^{\text{CM}}$ ) была разложена на скорость, параллельную -  $v_{\parallel}^{\alpha}$  и перпендикулярную -  $v_{\perp}^{\alpha}$  скорости более тяжелого осколка. В результате для  $\alpha$ -частиц получены двумерные распределения сечения  $\sigma_v = \Delta \Omega_f \times d^3 \sigma / (dv_{\alpha}^{\text{CM}} d\Omega_{\alpha} d\Omega_f)$  в координатах  $v_{\parallel}^{\alpha}, v_{\perp}^{\alpha}$ , где  $\Omega_f$  - телесный угол детектора осколков,  $\Omega_{\alpha}$  - телесный угол детектора  $\alpha$ -частиц.

Сравнение результатов анализа экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями проведено с помощью программы ELPIC, моделирующей методом Монте-Карло кинематику ядерных реакций с эмиссией легких частиц /21/. Программа позволяла провести расчет угловых, массовых и энергетических распределений осколков и  $\alpha$ -частиц с учетом реальной геометрии. Результаты дают основа-

ние сделать заключение о возможных источниках испускания  $\alpha$ -частиц и множественности их эмиссии. Все расчеты проведены в предположении реакции полного слияния и затем деления составного ядра с испусканием легких частиц ( $n, p, \alpha$ ) с вероятностями эмиссии из составного ядра или осколков деления, рассчитанными по модифицированной программе ALICE /раздел 5/.

Программа ELPHIC была использована также для определения наиболее эффективного расположения позиционно-чувствительных детекторов.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 4.1. Инклюзивные распределения осколков деления

На рис.2 представлены полученные для реакций  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$  и  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  распределения углов разлета между осколками  $\theta_F$ , полной кинетической энергии в лабораторной системе  $\text{TKE}_{\text{LAB}}$

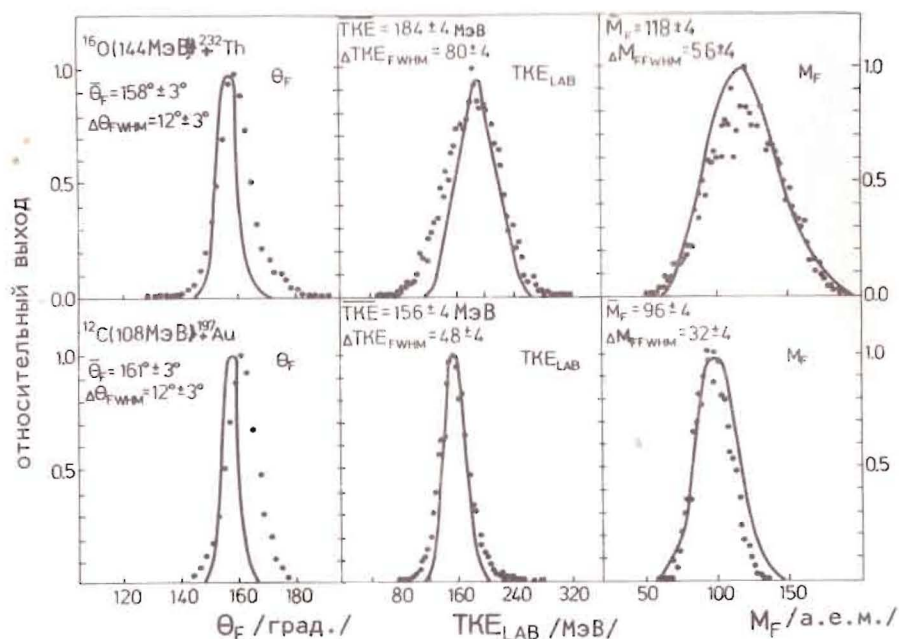


Рис.2. Распределение угла разлета  $\theta_F$ , полной кинетической энергии  $\text{TKE}_{\text{LAB}}$  и масс  $M_F$  осколков деления в реакциях  $^{16}\text{O}/144 \text{ МэВ} + ^{232}\text{Th}$  /верхняя часть/ и  $^{12}\text{C}/108 \text{ МэВ} + ^{197}\text{Au}$  /нижняя часть/. Точки - экспериментальные данные, сплошные линии - результаты кинематического моделирования.

и масс для осколков деления  $M_F$ . Указаны средние величины и ширины на полувысоте этих распределений. Сплошной линией обозначены результаты кинематического моделирования. Средние величины и полуширины распределений  $\text{TKE}_{\text{LAB}}$  и  $M_F$  согласуются с результатами, полученными для подобных реакций /22 ÷ 26/. Из сравнения расчетных кривых с экспериментальными точками следует, что в исследованных реакциях наблюдается, главным образом, деление составного ядра с полной передачей импульса.

Экспериментальные распределения углов разлета  $\theta_F$  оказываются шире полученных при моделировании. Для реакций  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$  кроме этого уширения видна также небольшая асимметрия в распределении угла  $\theta_F$ , обусловленная вкладом реакции слияния с неполной передачей импульса, как это наблюдалось для близких ядерных систем и энергий ионов  $^{23}\text{F}$ .

На основе измеренных распределений осколков деления можно определить сечения деления  $\sigma_{\text{fis}}$  для обеих реакций. В предположении, что угловое распределение осколков в системе ЦМ пропорционально  $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ , и с учетом эффективности регистраций пар осколков получены  $\sigma_{\text{fis}} : 780 \pm 140 \text{ мб}$  для регистрации  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  и  $1440 \pm 210 \text{ мб}$  для реакции  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ .

### 4.2. Распределение скоростей и энергетические спектры $\alpha$ -частиц в совпадении с осколками деления

Для надежной идентификации источников эмиссии ядер  $^4\text{He}$  результаты экспериментов представлены в форме двумерного распределения сечения  $\sigma_V$  в координатах  $v_{\parallel}^{\alpha}$  и  $v_{\perp}^{\alpha}$ . Применение позиционно-чувствительных детекторов позволило получить распределение  $\sigma_V$  в интервале углов между скоростями  $\alpha$ -частиц и одного из осколков от  $30^\circ$  до  $150^\circ$  в системе центра масс. На рис.3 представлено распределение  $\sigma_V$  для реакции  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ , а на рис.4 для реакции  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ . Сплошными дугами обозначены наиболее вероятные скорости  $\alpha$ -частиц, испускаемых из составного ядра (CNE), штриховые дуги отвечают наиболее вероятным скоростям ядер  $^4\text{He}$  испускаемых из осколков деления (FFE). Пунктирные линии указывают экспериментальные пределы скоростей  $\alpha$ -частиц. На рис.3 и 4 хорошо выделяются частицы из CNE и FFE. Видна также компонента, не связанная с испарительными процессами, - это  $\alpha$ -частицы, испускаемые перпендикулярно оси разлета осколков с энергиями около 16 МэВ в системе центра масс. Энергии и угловые зависимости этих  $\alpha$ -частиц подобны измеренным в процессе тройного деления (TFE) слабозвужденных систем /1-3/. На рис.3 и 4 под экспериментальными распределениями приведены результаты кинематического моделирования для эмиссии CNE и FFE. С их помощью путем вычитания вклада испарительных процессов получены угловые распределения  $\alpha$ -частиц для TFE

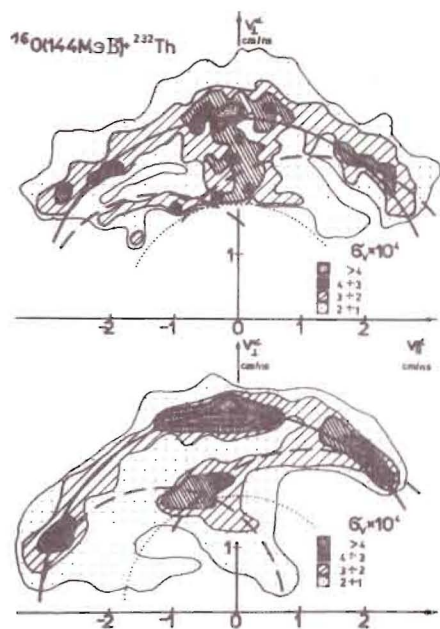


Рис.3. Двумерное распределение сечения  $\sigma_v$  в координатах: скорость  $\alpha$ -частицы, параллельная ( $v_{\parallel}^{\alpha}$ ) и перпендикулярная ( $v_{\perp}^{\alpha}$ ) к скорости тяжелого осколка для  $^{16}\text{O}/144 \text{ МэВ}/ + ^{232}\text{Th}$ . Верхняя часть - результаты эксперимента, нижняя - кинематического моделирования для CNE и FFE  $\sigma_v$  в мб/(ср·см/нс).

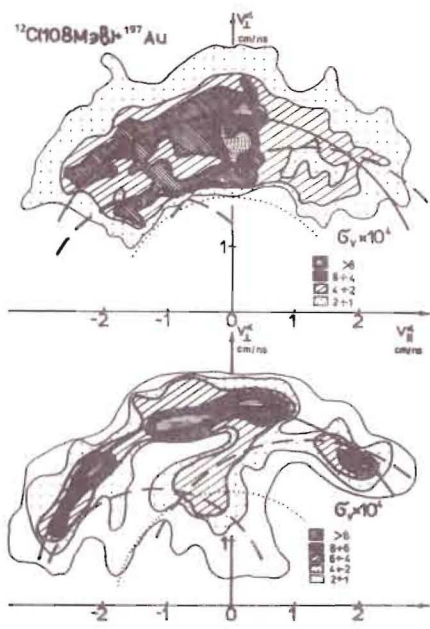


Рис.4. Двумерное распределение сечения  $\sigma_v$  для реакции  $^{12}\text{C}/108 \text{ МэВ}/ + ^{197}\text{Au}$  /обозначения, как на рис.3/.

/рис.5/. Измеренные в совпадении с осколками деления энергетические спектры  $\alpha$ -частиц в лабораторной системе представлены на рис.6. Сплошной линией обозначены расчетные спектры CNE, штриховой линией - FFE. Нормировка кривых проведена по спектрам, измеренным телескопом А в предположении, что сумма компонент CNE и FFE должна полностью описывать экспериментальные результаты для энергий  $\alpha$ -частиц с  $E_{\text{LAB}}^{\alpha} > 16 \text{ МэВ}$ . Из сравнения расчетных кривых с экспериментальными точками следует, что в области  $E_{\text{LAB}}^{\alpha} \sim 14 \text{ МэВ}$  появляется "добавка"  $\alpha$ -частиц, связанная с тройным делением. Компонента из TFE более заметна для телескопа В, который расположен перпендикулярно оси разлета осколков деления. Это находится в согласии с видом углового распределения  $\alpha$ -частиц при классическом тройном делении.

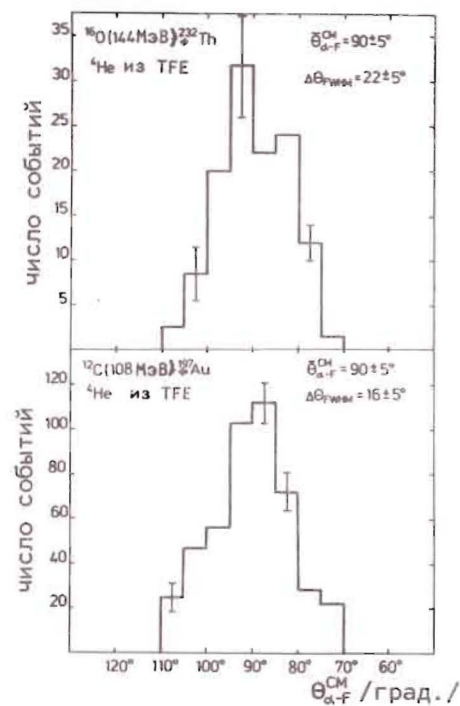
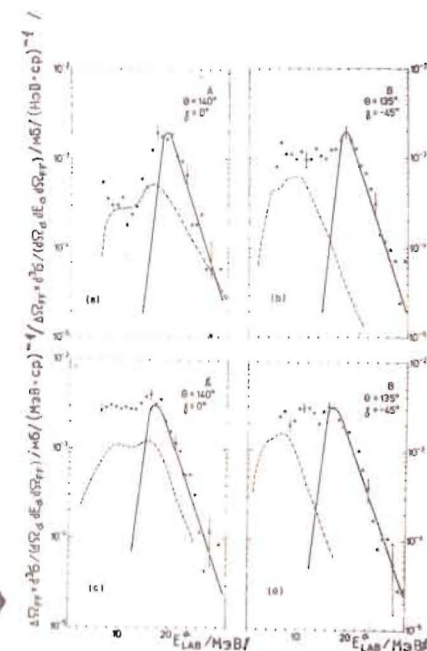


Рис.5. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц для TFE. Верхняя часть для  $^{16}\text{O}/144 \text{ МэВ}/ + ^{232}\text{Th}$ , нижняя для  $^{12}\text{C}/108 \text{ МэВ}/ + ^{197}\text{Au}$ . Указаны средние величины и полуширины распределений.

Рис.6. Энергетические спектры  $\alpha$ -частиц /лабораторная система/ в совпадении с осколками деления в реакциях  $^{16}\text{O}/144 \text{ МэВ}/ + ^{232}\text{Th}$  /а - для телескопа А, б - для телескопа В / и  $^{12}\text{C}/108 \text{ МэВ}/ + ^{197}\text{Au}$  /с - для телескопа А, д - для В /. Точки - экспериментальные данные, линии - для кинематического моделирования: — — CNE, - - - - FFE.



На рис.7 изображены энергетические спектры  $\alpha$ -частиц для TFE /штриховая линия/, полученные методом вычитания вкладов эмиссии CNE и FFE из экспериментальных спектров в диапазоне  $E_{\text{LAB}}^{\alpha}$  от 8 до 30 МэВ. Нормировка спектров TFE для телескопа проведена на основании угловых распределений  $\alpha$ -частиц в TFE /рис.5/. Сплошной кривой на рис.7 представлена сумма процессов CNE, FFE и TFE.

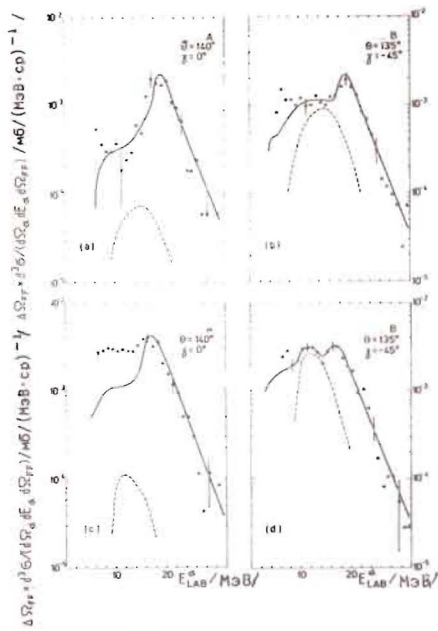


Рис.7. Сравнение результатов экспериментов /точки/ и кинематического моделирования /сплошная линия/ в предположении эмиссии CNE, FFE и TFE для спектров  $\alpha$ -частиц в совпадении с осколками деления. Штриховыми линиями представлен вклад от TFE.

#### 4.3. Множественности $\alpha$ -частиц для процессов CNE, FFE и TFE.

Множественность  $\alpha$ -частиц для каждого процесса определена путем интегрирования по всему телесному углу отношения числа  $\alpha$ -частиц, испущенных в этом процессе в совпадении с осколками деления, к числу всех осколков деления. Геометрические факторы экспериментальной установки были определены с помощью кинематического моделирования изучаемых реакций. Для системы  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  получены следующие множественности: для эмиссии  $\alpha$ -частиц из составного ядра  $M_{\text{CNE}} = 0,025 \pm 0,006$ , для эмиссии из осколков деления  $M_{\text{FFE}} = 0,008 \pm 0,003$ . Для реакции  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$  соответствующие множественности равны  $M_{\text{CNE}} = 0,010 \pm 0,003$  и  $M_{\text{FFE}} = 0,007 \pm 0,003$ . В приведенные значения ошибок включены статистические разбросы и неопределенности нормировки теоретических кривых по экспериментальным спектрам  $\alpha$ -частиц. С учетом измеренных угловых распределений для TFE найдены множественности:  $M_{\text{TFE}} = 0,006 \pm 0,003$  для  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  и  $M_{\text{TFE}} = 0,005 \pm 0,002$  для  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ . Суммарные множественности для CNE, FFE и TFE равны:  $M_{\text{TOT}} = 0,036 \pm 0,007$  для  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  и  $M_{\text{TOT}} = 0,022 \pm 0,005$  для  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ .

#### 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные значения сечения деления и множественности эмиссии  $\alpha$ -частиц сравнены с расчетами, основанными на стати-

стической модели ядра и проведенными с помощью модифицированной программы ALICE <sup>/27,28/</sup>. В расчетах использовались параметры, близкие к полученным для подобных реакций в работе <sup>/28/</sup>. В таблице перечислены экспериментальные и теоретические результаты и параметры, используемые для расчетов, где  $\bar{a}_f / \bar{a}_v$  - отношение плотности уровней ядер в делительном и эмиссионном каналах для модели ферми-газа,  $l_{\text{cr}}$  - критический угловой момент; параметр  $C$ , используемый для расчетов барьера деления:  $V_f(l) = CB_f^{\text{CPS}}(l) - \Delta W^{\text{exp}}(Z, A)$ , где  $B_f^{\text{CPS}}(l)$  - барьер деления в модели CPS <sup>/29/</sup>,  $\Delta W^{\text{exp}}(Z, A)$  - экспериментальное значение оболочечной поправки для составного ядра в основном состоянии. В расчетах множественности эмиссии из осколков деления  $M_{\text{FFE}}$  принимались средние значения масс, зарядов, углового момента ( $l_{\text{fr}}$ ) и энергий возбуждения ( $E_{\text{fr}}^*$ ) осколков. Из приведенных в таблице множественностей вытекает, что доминирующим источником эмиссии  $\alpha$ -частиц при делении является испарение из составного ядра. Сравнение экспериментальных сечений деления и множественности эмиссии с теоретическими предсказаниями указывает

	$^{16}\text{O} / 144 \text{ МэВ} / + ^{232}\text{Th}$ эксп.	теор.	$^{12}\text{C} / 108 \text{ МэВ} / + ^{197}\text{Au}$ эксп.	теор.
$E_{\text{CN}}^* / \text{МэВ} /$		98		83,5
$\sigma_{\text{CN}} / \text{мб} /$			1640	1410
$\sigma_{\text{fis}} / \text{мб} /$			780 $\pm$ 140	729
$M_{\text{CNE}}$	0,010 $\pm$ 0,003	0,017	0,025 $\pm$ 0,006	0,025
$M_{\text{FFE}}$	0,007 $\pm$ 0,003	0,009	0,008 $\pm$ 0,003	0,015
$M_{\text{TFE}}$	0,005 $\pm$ 0,002		0,006 $\pm$ 0,003	
$M_{\text{TOT}}$	0,022 $\pm$ 0,005	0,026	0,036 $\pm$ 0,007	0,040
$\bar{a}_f / \bar{a}_v$		1,00		1,02
$l_{\text{cr}} / \text{h} /$		70		50
$C$		1,0		0,9
$l_{\text{fr}} / \text{h} /$		20		20
$E_{\text{fr}}^* / \text{МэВ} /$		71		41

стической модели ядра и проведенными с помощью модифицированной программы ALICE <sup>/27,28/</sup>. В расчетах использовались параметры, близкие к полученным для подобных реакций в работе <sup>/28/</sup>. В таблице перечислены экспериментальные и теоретические результаты и параметры, используемые для расчетов, где  $\bar{a}_f / \bar{a}_v$  - отношение плотности уровней ядер в делительном и эмиссионном каналах для модели ферми-газа,  $l_{\text{cr}}$  - критический угловой момент; параметр  $C$ , используемый для расчетов барьера деления:  $V_f(l) = CB_f^{\text{CPS}}(l) - \Delta W^{\text{exp}}(Z, A)$ , где  $B_f^{\text{CPS}}(l)$  - барьер деления в модели CPS <sup>/29/</sup>,  $\Delta W^{\text{exp}}(Z, A)$  - экспериментальное значение оболочечной поправки для составного ядра в основном состоянии. В расчетах множественности эмиссии из осколков деления  $M_{\text{FFE}}$  принимались средние значения масс, зарядов, углового момента ( $l_{\text{fr}}$ ) и энергий возбуждения ( $E_{\text{fr}}^*$ ) осколков. Из приведенных в таблице множественностей вытекает, что доминирующим источником эмиссии  $\alpha$ -частиц при делении является испарение из составного ядра. Сравнение экспериментальных сечений деления и множественности эмиссии с теоретическими предсказаниями указывает

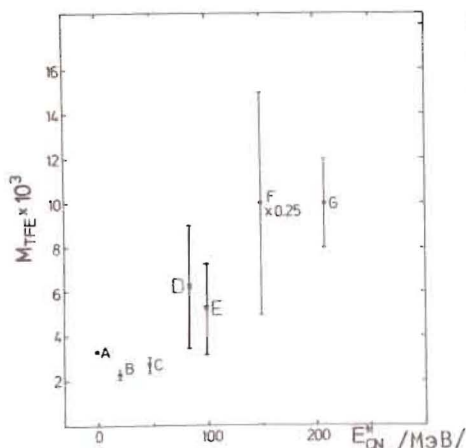


Рис. 8. Зависимость множественности тройного деления с испусканием  $\alpha$ -частиц  $M_{TFE}$  от энергии возбуждения составного ядра  $E_{CN}^*$ : А - спонтанное деление  $^{252}\text{Cf}/^{128}\text{I}$ , В - р /15 МэВ/ +  $^{238}\text{U}/^{26}\text{I}$ , С - р /42 МэВ/ +  $^{238}\text{U}/^{3}\text{I}$ , D -  $^{12}\text{C}/108$  МэВ/ +  $^{197}\text{Au}$ , E -  $^{16}\text{O}/144$  МэВ/ +  $^{232}\text{Th}$ , F -  $^{40}\text{Ar}/334$  МэВ/ +  $^{238}\text{U}/^{12}\text{I}$ , G -  $^{35}\text{Cl}/350$  МэВ/ +  $^{nat}\text{Ag}/^{18}\text{I}$ .  $M_{TFE}$  для точки F умножена на 0,25.

на их хорошее согласие. Использованный статистический подход с рядом феноменологических поправок описывает не только основные характеристики деления составного ядра  $^{128}\text{I}$ , но также вероятности испускания легких чпстиц из равновесных источников эмиссии.

Множественности эмиссии  $\alpha$ -частиц для TFE оказались значительно больше значений для тройного спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  / $M_{TFE}^{Cf} = 0,0033 \pm 0,0001$  / $^{128}\text{I}$  / или отмеченной ранее реакции р /42 МэВ/ +  $^{238}\text{U}$ . С другой стороны, в работе  $^{13}\text{I}$  для реакции  $^{35}\text{Cl}/350$  МэВ/ +  $^{nat}\text{Ag}$  получено  $M_{TFE}$  в два раза больше / $M_{TFE} = 0,010 \pm 0,002$ /, а для реакции  $^{40}\text{Ar}/334$  МэВ/ +  $^{238}\text{U}$   $M_{TFE} = 0,004 \pm 0,002$ , что в несколько раз превышает величины, измеренные в настоящей работе. На рис. 8 представлена зависимость множественности  $M_{TFE}$  от энергии возбуждения составного ядра  $E_{CN}^*$ .  $M_{TFE}$  растет с ростом  $E_{CN}^*$ , что свидетельствует о зависимости вероятности процесса TFE от механизма деления ядер. Одновременно можно заметить, что для достаточно больших энергий возбуждения исчезает прямая зависимости  $M_{TFE}$  от параметра делимости  $Z^2/A$  составного ядра, которая характерна для слабозвужденных систем  $^{12}\text{I}$ . Из этого вытекает, что при взаимодействии тяжелых ионов динамические характеристики тройного деления имеют определяющее значение.

Ниже перечислены основные результаты проведенных измерений совпадений  $\alpha$ -частиц с осколками деления для систем  $^{12}\text{C}/108$  МэВ/ +  $^{197}\text{Au}$  и  $^{16}\text{O}/144$  МэВ/ +  $^{232}\text{Th}$ :

1/ Изучены основные характеристики /энергетические спектры и угловые распределения/  $\alpha$ -частиц, испускаемых в процессе, аналогичном тройному делению тяжелых ядер для низких энергий возбуждения.

2/ Множественности эмиссии ядер  $^4\text{He}$  для TFE превышают значения, известные для деления слабозвужденных систем, и свидетельствуют в совокупности с результатами работ  $^{12,13}\text{I}$  о том,

что вероятность тройного деления растет с увеличением энергии возбуждения.

3/ Доминирующим источником эмиссии  $\alpha$ -частиц в реакциях слияния-деления является испарение из составного ядра. Экспериментальные значения множественности для CNE и FFE находятся в хорошем согласии с результатами предсказаний статистической модели девозбуждения составного ядра.

Авторы выражают искреннюю благодарность академику Г.Н.Флерову и профессору Ю.Ц.Оганесяну за предоставленную возможность проведения экспериментов, Ю.А.Музычке и Б.И.Пустыльнику за проведение теоретических расчетов и ценные замечания, Ю.Э.Пенионжквичу за помощь и содействие, а также В.Г.Сандуковскому за изготовление и помощь в подготовке к измерениям позиционно-чувствительных детекторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Guet C. et al. Nucl.Phys., 1979, A314, p.1.
2. Halpern I. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1971, 21, p.245.
3. Rajagopalan M., Thomas T.D. Phys.Rev., 1972, C5, p.1402.
4. Britt H.C., Quinton A.R. Phys.Rev., 1961, 124, p.877.
5. Vaz L.C. et al. Z.Phys., 1984, A315, p.169.
6. Бетак Е., Тонеев В.Д. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.1432.
7. Совински М. и др. ОИЯИ, P7-83-127, Дубна, 1983.
8. Kildir M. et al. Z.Phys., 1982, A306, p.323.
9. Logan D. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.1080.
10. Sowinski M. et al. Proce. of 15-th Mikolajki Summer School on Nuclear Physics, Mikolajki, Poland, September 5-17, 1983, p.158.
11. Duek E. et al. Phys.Lett., 1983, 131B, p.297.
12. Duek E. et al. Z.Phys., 1984, A317, p.83.
13. Schad L. et al. Z.Phys., 1984, A318, p.179.
14. Borcea C. et al. Nucl.Phys., 1984, A415, p.169.
15. Rose H.J., Jones G.A. Nature, 1984, 307, p.245.
16. Михеев В.Л. и др. ОИЯИ, P7-84-614, Дубна, 1984.
17. Купчак Р. и др. ОИЯИ, 10-84-14, Дубна, 1984.
18. Купчак Р. и др. ОИЯИ, 10-84-87, Дубна, 1984.
19. Vandenbosch R., Huinzenga J.R. Nuclear Fission, Academic Press, New York, 1973, p.373-399.
20. Armstrong T.W., Chandler K.C. ORNL-4869, May 1973.
21. Левитович М. ОИЯИ, P11-84-284, Дубна, 1984.
22. Duek E. et al. Z.Phys., 1982, A307, p.221.
23. Sikkeland T. et al. Phys.Rev., 1962, 125, p.1350.
24. Gordon E.G. et al. Phys.Rev., 1960, 120, p.1341.
25. Viola V.E.Jr., Sikkeland T. Phys.Rev., 1962, 128, p.767.

26. Thomas T.D., Whetstone S.L.Jr. Phys.Rev., 1965, 144, p.1060.  
 27. Бейзин С.Д. и др. ОИЯИ, Р7-12802, Дубна, 1979.  
 28. Beysin S.D. et al. Journ. of Nucl.Phys., 1983, 37, p.809.  
 29. Cohen S. et al. Ark.Fysik, 1967, 36, p.598.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 21 мая 1985 года.

Совински М. и др. P7-85-377  
 Тройное деление с эмиссией ядер  $^4\text{He}$   
 в реакциях  $^{16}\text{O}/144 \text{ МэВ} + ^{232}\text{Th}$  и  $^{12}\text{C}/108 \text{ МэВ} + ^{197}\text{Au}$

Представлены результаты измерений эмиссии ядер  $^4\text{He}$  в совпадении с осколками деления в реакциях  $^{12}\text{C}/108 \text{ МэВ} + ^{197}\text{Au}$  и  $^{16}\text{O}/144 \text{ МэВ} + ^{232}\text{Th}$ . Анализ энергетических спектров и распределений скоростей  $\alpha$ -частиц с помощью кинематического моделирования реакций по методу Монте-Карло приводит к выводу, что главным источником эмиссии ядер  $^4\text{He}$  является испарение из составного ядра. Существенный вклад в низкоэнергетическую часть спектров  $\alpha$ -частиц вносит эмиссия из полностью ускоренных осколков деления. Кроме  $\alpha$ -частиц, испускаемых из этих двух источников, обнаружены ядра  $^4\text{He}$  со средней энергией около 16 МэВ /в системе центра масс/, эмитируемые, главным образом, перпендикулярно оси разлета осколков, которые по свойствам напоминают  $\alpha$ -частицы, наблюдаемые в тройном делении ядер при низких энергиях возбуждения. Полученные множественности эмиссии этих  $\alpha$ -частиц в обеих реакциях существенно превышают значения для тройного деления слабовозбужденных ядер. Результаты экспериментов сравниваются с теоретическими расчетами на основании статистической модели ядра.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Sowiński M. et al. P7-85-377  
 Ternary Fission with  $^4\text{He}$  Emission  
 in Reactions  $^{16}\text{O}/144 \text{ MeV} + ^{232}\text{Th}$  and  $^{12}\text{C}/108 \text{ MeV} + ^{197}\text{Au}$

Results of coincidence study of  $^4\text{He}$  emission with fission fragments in  $^{12}\text{C}/108 \text{ MeV}$  ions with  $^{197}\text{Au}$  target and  $^{16}\text{O}/144 \text{ MeV}$  ions with  $^{232}\text{Th}$  target reactions are presented. On the basis of Monte-Carlo kinematic simulation of nuclear reactions energy and velocity spectra of  $\alpha$ -particles has been performed. The conclusion has been drawn that the main source of  $^4\text{He}$  emission was the evaporation from a fissioning compound nucleus. Substantial part of  $\alpha$ -particles was emitted from fully accelerated fission fragments. Some of  $^4\text{He}$  nuclei with mean energy of about 16 MeV /in C.M./ emitted mainly perpendicular to the fission axis were identified as similar to long range  $\alpha$ -particles in ternary fission of heavy nuclei with low excitation energy. Multiplicities of emission of these particles are considerably higher than those at low excitation energy. Comparison of experimental results with statistical model calculations has been made.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985