

2911 / 4-74

СЗ44.1Р

3-784

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



ЛЯП

P7 - 10671

Х.Зодан, Р.Калпакчиева, Ю.Э.Пенионжкевич,
Г.В.Букланов, В.И.Вакатов, В.Б.Злоказов,
Т.С.Саламатина, Л.П.Челноков

КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД
ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК
ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

1977

P7 - 10671

Х.Зодан, Р.Калпакчиева, Ю.Э.Пенионжкевич,
Г.В.Букланов, В.И.Вакатов, В.Б.Злоказов,
Т.С.Саламатина, Л.П.Челноков

КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД,
ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК
ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Корреляционный метод измерения характеристик продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами

Описывается метод измерения кинетических энергий продуктов ядерных реакций с помощью двух поверхностно-барьерных детекторов, работающих в быстро-медленной схеме совпадения. Представлены блок-схемы электронной аппаратуры и программы обработки двумерных энергетических спектров. Описана методика калибровки Si(Au) -детекторов с помощью тяжелых ионов, упруго рассеянных на тонкой мишени.

Приведены экспериментальные результаты измерения энергетических спектров продуктов для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{Ar}} = 222 \text{ МэВ}$. Получено массовое распределение продуктов реакции и среднее значение полной кинетической энергии осколков деления составного ядра ^{248}Fm .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977.

Angular Correlation Method for Measurement of Characteristics of Heavy Ion Reaction Products

The angular correlation method for the measurement of kinetic energies of nuclear reaction products by means of two surface-barrier detectors in a fast-slow coincidence scheme is described. The block diagram of electronics and the computer programme for processing two dimensional energy spectra are given. A method of calibrating the Si(Au) detectors based on heavy ion scattering on thin targets is also described.

Experimental results are presented for the energy spectra of products from the reaction $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ at $E_{\text{Ar}} = 222 \text{ MeV}$. The mass distribution of the reaction products and the average value of the total kinetic energy of the fission fragments from the compound nucleus ^{248}Fm are obtained.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Взаимодействие ускоренных ионов с ядрами в большинстве случаев приводит к образованию двух частиц в выходном канале (если пренебречь испарением легких частиц). Так, например, при бомбардировке тяжелыми ионами мишеней, состоящих из ядер средних и тяжелых масс с большим сечением, протекают реакции упругого и неупругого рассеяния, глубоконеупругие реакции, а также реакции с образованием составного ядра и последующим делением на два осколка. Все эти реакции носят двухтельный характер, т.е. определяются наличием двух ядер во входном и выходном каналах, а следовательно, их кинематика, определяемая углами разлета, энергиями и импульсами частиц до и после их взаимодействия, в общем, случае одинакова.

Закон сохранения энергии и импульса для этих реакций, когда ион с массой M_1 падает на неподвижное ядро мишени M_2 и вследствие реакции образуются ядра M_3 и M_4 , в лабораторной системе координат можно записать в виде ^{/1/}:

$$E_1 = E_3 + E_4 - Q \quad (1)$$

$$\sqrt{2M_1 E_1} = \sqrt{2M_3 E_3} \cos \theta_3 + \sqrt{2M_4 E_4} \cos \theta_4 \quad (2)$$

$$\sqrt{2M_3 E_3} \sin \theta_3 = \sqrt{2M_4 E_4} \sin \theta_4, \quad (3)$$

где E_1 , E_3 и E_4 — кинетическая энергия иона и продуктов реакции, соответственно; Q — разность дефектов масс двух ядер до и после взаимодействия, а θ_3 и θ_4 — углы вылета продуктов реакции относительно направления

падающей частицы M_1 . Полагая $M_1 + M_2 = A = M_3 + M_4$, нетрудно показать, что измерение любых трех величин при известной энергии падающей частицы полностью определяет систему уравнений (1)–(3). Так, например, измеряя кинетические энергии E_3 , E_4 и один угол Θ_3 коррелированных продуктов, можно найти массы M_3, M_4 , а также Θ_4 и Q . На этом основывается угловой корреляционный метод определения масс продуктов ядерных реакций. Вводя соответствующие величины для энергий, скоростей и углов вылета частиц в системе центра масс ($\bar{E}_1, \bar{E}_2, E_3, \bar{E}_4, \bar{v}_3, \bar{v}_4, \bar{\Theta}_3, \bar{\Theta}_4$), из уравнений (1)–(3) можно получить соотношения, связывающие кинетические энергии продуктов реакции в лабораторной системе координат и в системе центра масс:

$$E_{3,4} = (k_{3,4} \cos \Theta_{3,4} \pm \sqrt{1 - k_{3,4}^2 \sin^2 \Theta_{3,4}})^2 \bar{E}_{3,4}, \quad (4)$$

где

$$k_3^2 = \frac{M_1 M_3}{M_2 M_4} \cdot \frac{\bar{E}}{\bar{E} + Q}, \quad k_4 = \frac{M_4}{M_3} k_3$$

так называемые кинематические инварианты, а \bar{E}

$$\bar{E} = \bar{E}_1 + \bar{E}_2 = \frac{M_2}{M_1 + M_2} E_1 = \bar{E}_3 + \bar{E}_4 - Q$$

— сумма кинетических энергий частиц 1 и 2 в системе центра масс. Энергии продуктов 3 и 4 в системе центра масс определяются из выражения:

$$\bar{E}_{3,4} = \frac{M_1 M_{3,4}}{(M_1 + M_2)^2} \cdot \frac{E_1}{k_{3,4}^2} = \frac{\bar{E} + Q}{1 + M_{3,4} / M_{4,3}}. \quad (5)$$

Если учесть, что скорость центра масс $v_{c.m.}$ относительно лабораторной системы координат записывается в виде

$$v_{c.m.} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} v_1 = \frac{\sqrt{2M_1 E_1}}{M_1 + M_2}, \quad (6)$$

то скорости продуктов 3 и 4 в с.ц.м. будут определяться простыми соотношениями

$$\bar{v}_3 = \frac{v_{c.m.}}{k_3}, \quad \bar{v}_4 = \frac{v_{c.m.}}{k_4}. \quad (7)$$

Наконец, углы, под которыми разлетаются продукты 3 и 4 в лабораторной системе и в системе центра масс, связаны следующими соотношениями ^{2/2}:

$$\cos \bar{\Theta}_{3,4} = -k_{3,4} \sin^2 \Theta_{3,4} \pm \cos \Theta_{3,4} \sqrt{1 - k_{3,4}^2 \sin^2 \Theta_{3,4}} \quad (8)$$

$$\sin \bar{\Theta}_{3,4} = \sin \Theta_{3,4} (k_{3,4} \cos \Theta_{3,4} \pm \sqrt{1 - k_{3,4}^2 \sin^2 \Theta_{3,4}}). \quad (9)$$

Используя эти соотношения, можно связать сечения реакции в лабораторной системе и в системе центра масс ^{2/2}:

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\Omega}} = \frac{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \Theta}}{(k \cos \Theta \pm \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \Theta})^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (10)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(1 + k^2 + 2k \cos \bar{\Theta})^{3/2}}{1 + k \cos \bar{\Theta}} \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\Omega}}. \quad (11)$$

Принцип корреляционных измерений наглядно иллюстрируется рисунком 1, где представлена векторная диаграмма сложения скоростей. По определению, в системе центра масс два фрагмента разлетаются под углом $\bar{\Theta}_3 + \bar{\Theta}_4 = 180^\circ$. Сложение их скоростей \bar{v}_3 и \bar{v}_4 со скоростью центра масс $v_{c.m.}$ дает скорости в лабораторной системе координат v_3 и v_4 и углы разлета в той же системе Θ_3 и Θ_4 .

Для регистрации продуктов реакции нами были использованы два Si(Au) поверхностно-барьерных детектора. Из диаграммы видно, что относительное расположение этих двух детекторов и их углы раствора можно рассчитать на основании кинематических соотношений (4)–(6). Однако в случае очень тяжелой мишени заметный вклад могут давать реакции, в результате которых образуются

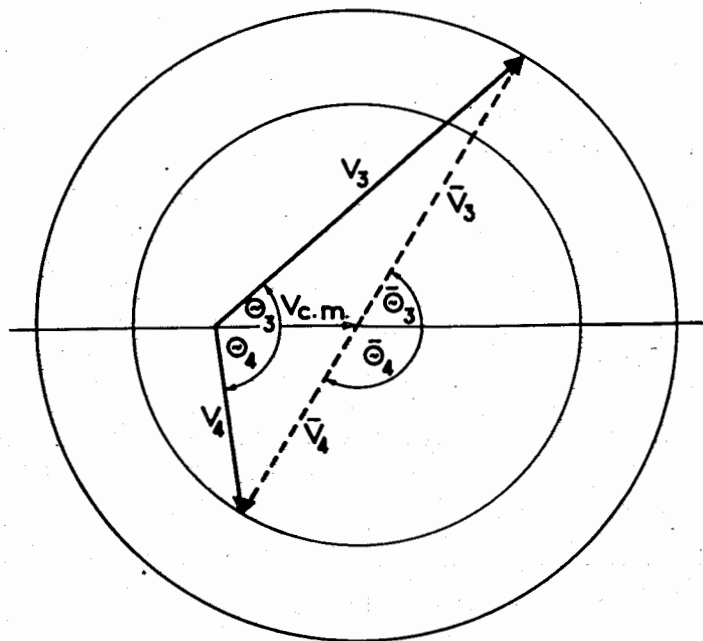


Рис. 1. Векторная диаграмма сложения скоростей в двухтельном процессе.

три фрагмента. Так, например, образовавшееся после реакции передачи нескольких нуклонов ядро может испытать деление. Угол разлета таких осколков зависит от проекции скорости делящегося ядра на направление падающего иона^{3,4/}. В случае энергии, на много большей барьера взаимодействия $E_1 \gg V$ проекция мала и суммарный угол вылета близок к 180° . Наоборот, в случае $E_1 \approx V$ делящиеся после передачи нуклонов ядра образуются лишь при почти лобовых соударениях. В результате скорость таких ядер может быть больше скорости $v_{c.m.}$ а угол разлета осколков меньше, чем в двухтельном случае. Поэтому условия измерения должны быть определены экспериментально из угловых корреляций, т.е. из зависимости скорости счета совпадающих событий от суммарного угла $\theta_3 + \theta_4$ при фиксированном θ_3 .

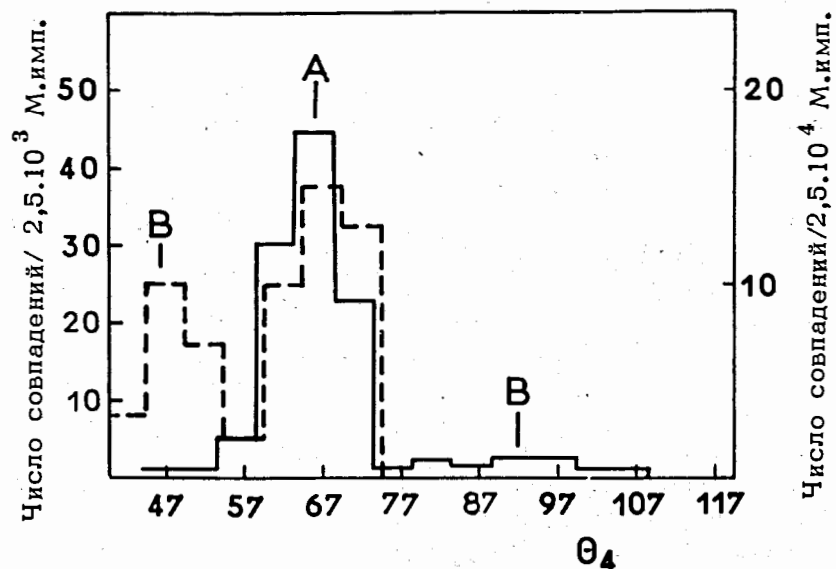


Рис. 2. Корреляционные кривые для осколков деления в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{243}\text{Am}$. Сплошная линия соответствует $E_{\text{Ar}} = 300$ МэВ и $\theta_3 = 67^\circ$. Пунктирная линия соответствует $E_{\text{Ar}} = 222$ МэВ и $\theta_3 = 69^\circ$. Угловые растворы детекторов составляли $\Delta\theta_3 = 2^\circ$ и $\Delta\theta_4 = 6^\circ$. Левая шкала - 300 МэВ, правая - 222 МэВ.

На рис. 2 для иллюстрации представлены корреляционные кривые, полученные в данной работе для осколков деления, образовавшихся в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{243}\text{Am}$ при энергиях ионов аргона 222 и 300 МэВ. Число совпадений бралось из двумерных спектров. При этом исключались события, соответствующие упругим и неупругим взаимодействиям. Методика измерения двумерных спектров описана ниже. Из рисунка видно, что при обоих значениях энергии имеется хорошо выраженный пик (А), соответствующий полной передаче импульса. Однако при

$E_{Ar} = 222$ МэВ, т.е. при энергии вблизи кулоновского барьера реакции, есть также пик (В) в области меньших углов $\Theta_3 + \Theta_4$, а при $E_{Ar} = 300$ МэВ этот пик (В) проявляется при больших углах. Видно, что суммарный угол, соответствующий полной передаче импульса (пик А), меняется слабо в зависимости от энергии падающих ионов, тогда как при неполной передаче импульса (пик В) этот угол меняется существенно.

В случае более легких мишеней, где вклад от деления после реакции передачи несущественный, виден только пик (А) (напр., ^{5,6/}). Таким образом, используя экспериментальные корреляционные кривые, можно было определить положение детекторов и их угловые растворы, необходимые для одновременной регистрации двух осколков деления, образующихся в результате реакции полного слияния. Один из детекторов устанавливался под фиксированным углом Θ_3 к направлению пучка и имел угловой раствор $\Delta\Theta = 2^\circ$. Второй детектор располагался под углом Θ_4 , определяемым корреляционными условиями, и должен был охватывать угловой интервал $\Delta\Theta_4$, зависящий от значения Θ_3 , как это видно из таблицы, в которой в зависимости от Θ_3 и от соотношения масс осколков $R = M_3 / M_4$ представлены расчетные значения углов Θ_4 для реакции $^{40}Ar + ^{243}Am$ при $E_{Ar} = 222$ МэВ.

Видно, что для регистрации осколков, имеющих соотношение масс $R = 0,16 - 5$, есть значения Θ_3 , которым соответствует интервал $\Delta\Theta_4 > 10^\circ$. Для значений Θ_3 и R , для которых Θ_4 не приведены, энергии осколков сравнимы с потерями в мишени, защитных фольгах и мертвом слое детекторов, и, таким образом, они могут не регистрироваться. (Для защиты от низкоэнергетичного фона от электронов и X , γ -излучения детекторы закрывались тонкой алюминиевой фольгой). В связи с тем, что размеры полупроводниковых детекторов, а следовательно, и их угловые растворы (в наших измерениях угловой раствор второго детектора составлял 10°) ограничены, измерения в широком угловом интервале ($\Delta\Theta_4 \approx 30^\circ - 40^\circ$) можно было проводить методом последовательных измерений по углам с последующим сложением

Таблица

		$^{40}Ar + ^{243}Am, E_{Ar} = 222$ МэВ									
Θ_3	R	1	2	3	4	5	0,5	0,25	0,33	0,2	0,16
30		120,6	121,8	120,5	118,8	116,9	113,6				
50		91,6	91,0	88,0	84,6	80,9	86,7	81,0	75,7	70,9	66,3
68		71,2	68,6	64,1	59,2	53,8	68,6	64,8	61,3	58,2	55,1
90		51,3	47,1	41,6			50,7	48,7	46,6	44,6	42,8
138		20,2					21,0	20,6	20,1	19,5	18,9

результатов измерения. При этом весьма существенным являлся вопрос привязки различных измерений по интегральному потоку частиц через мишень. С этой целью нами использовался третий детектор, расположенный под углом 20° к пучку, который служил монитором бомбардирующих частиц. Точность установки детекторов была $\pm 0,5^\circ$.

Очень существенным является вопрос калибровки полупроводниковых детекторов, применяемых для измерения кинетических энергий продуктов ядерных реакций. Измеренные ими амплитуды импульсов зависят из-за амплитудного дефекта от энергии частиц, а также от их масс. Экспериментально установлено, что эта зависимость хорошо воспроизводится формулой [7]

$$E = (\alpha + \alpha' M)K + b + b' M, \quad (12)$$

где α , α' , b , b' – постоянные коэффициенты, определяемые калибровкой, и K – амплитуда импульсов. Калибровка детекторов производилась с помощью ионов ^{22}Ne , ^{40}Ar , ^{84}Kr , $^{132},^{136}\text{Xe}$, упруго рассеянных под разными углами на тонкой мишени из ^{208}Pb , нанесенной на углеродную подложку толщиной 40 мкг/см^2 . Это давало возможность использовать для калибровки также ядра отдачи ^{208}Pb . Пример такой методики показан на рис. 3. Через экспериментальные точки проведены прямые, описываемые формулой (12) при значениях коэффициентов α , α' , b , b' , указанных на рисунке. При построении калибровки учитывались поправки на потери энергии в мишени, в защитной фольге и в мертвом слое детектора. Видно, что формула (12) хорошо описывает зависимость амплитуды импульса от энергии и массы частиц.

Энергетическое разрешение использованных нами детекторов в области $E = 100 \text{ МэВ}$ и в интервале масс $40 \leq M \leq 208$ было не хуже 5%, а точность определения энергии в двухмерных спектрах составляла $\pm 3 \text{ МэВ}$.

Быстро-медленная схема совпадений, с последующим амплитудным анализом, позволяла измерять двухмерный спектр энергий продуктов. Блок-схема электронной аппаратуры показана на рис. 4. Сигналы с двух детек-

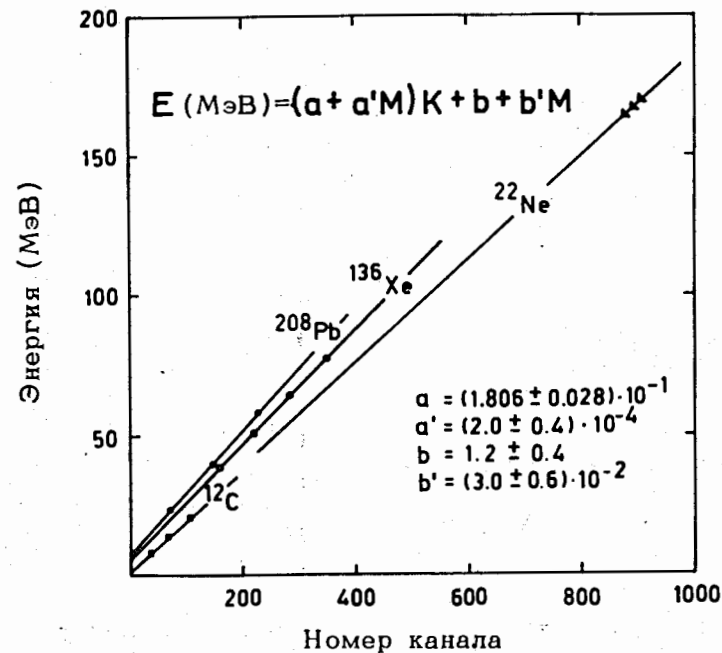


Рис. 3. Калибровочные кривые для Si(Au) поверхностно-барьерного детектора.

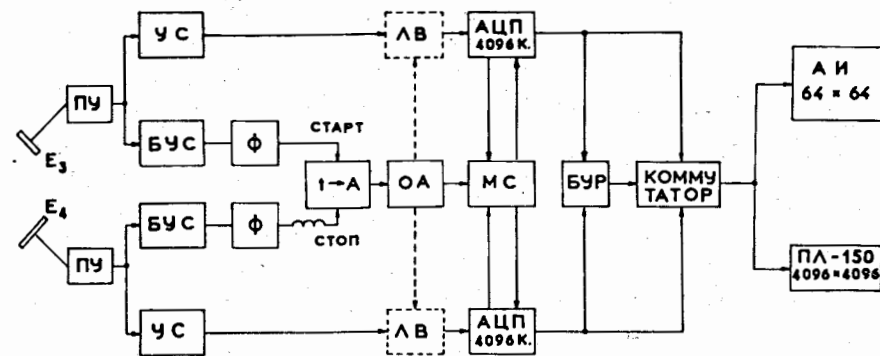
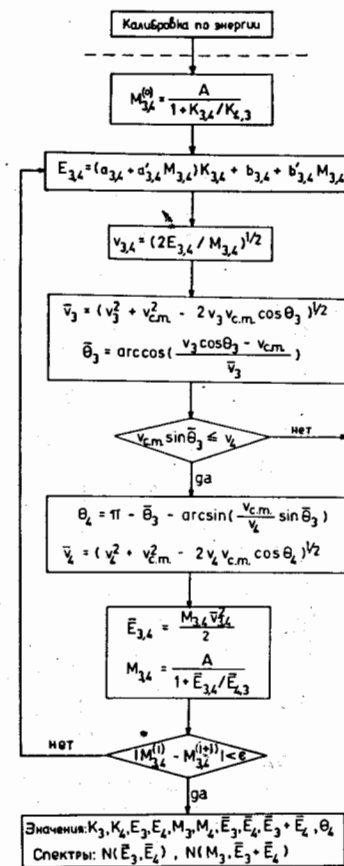


Рис. 4. Блок-схема электронной аппаратуры.

горов, предварительно сформированные и усиленные на предусилителях, подаются на спектрометрические и быстрые усилители. После этого сигналы, усиленные спектрометрическими усилителями, поступают непосредственно на вход аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Для управления линейными воротами АЦП преобразователей, в двухмерном режиме используется быстро-медленная схема совпадений. Быстрая часть состоит из двух быстрых усилителей, формирователей, временного конвертора и одноканального анализатора. Медленная схема состоит из логического вентиля "И", на входы которого поступают входные импульсы с АЦП. На один из входов вентиля "И" приходит и быстрый логический сигнал с быстрой части схемы совпадения. Разрешающее время совпадений ~ 300-500 нс. После отбора и преобразования в цифровой код импульсов, АЦП выдает сигналы "Конец преобразования" в блок управления регистрацией (БУР), который вырабатывает сигнал, разрешающий регистрацию цифровых кодов с АЦП. Через коммутатор коды координат поступают одновременно и в ОЗУ анализатора TRIDAC с разбиением 64x64 и на перфоратор типа ПЛ-80 или ПЛ-150 в виде 4096x4096 каналов.

Полученная на перфолентах информация обрабатывалась на ЭВМ с помощью программы, блок-схема которой показана на рис. 5. После определения коэффициентов калибровки детекторов и получения нулевых приближений для масс вычисляются энергии и скорости продуктов реакции в лабораторной системе координат. Переводя значения скоростей и углов в систему центра масс, можно вычислить более точные значения масс продуктов при помощи соотношения $M_3 \bar{E}_3 = M_4 \bar{E}_4$. Этот цикл повторяется, пока вычисляемые на данной итерации массы различаются не более чем на одну массовую единицу. Результаты выдаются в виде таблиц и топографических карт зависимостей, указанных в блок-схеме.

С помощью данной методики изучалось распределение продуктов, образовавшихся в реакции $^{40}\text{Ag} + ^{208}\text{Pb}$. Мишень представляла собой тонкий слой (~150 мкг/см²) обогащенного свинца-208, нанесенный на углеродную пленку толщиной ~40 мкг/см².



Определение коэффициентов $a_3, b_3, b'_3, a_4, b_4, b'_4$ в уравнениях для энергий
Нулевое приближение для масс

Вычисление энергий в лабораторной системе координат

Скорость продуктов в лабораторной системе

Переход к системе центра масс $v_{cm} = \frac{(2E_1 M_1)^{1/2}}{A}$

Событие исключается

Определение масс на основе $M_1 + M_2 = M_3 + M_4 = A$
 $M_3 \bar{E}_3 = M_4 \bar{E}_4$

Рис. 5. Блок-схема программы обработки двухмерных энергетических спектров.

На рис. 6 представлены $\bar{E}_3 \times \bar{E}_4$ спектры, полученные в этой же реакции при регистрации продуктов под разными углами θ_4 при фиксированном $\theta_3 = 66^\circ$. Под углом $\theta_4 = 46^\circ$ видны пики, основную часть которых составляют упругие и квазиупругие события. С увеличением θ_4 интенсивность этих пиков уменьшается, как можно было

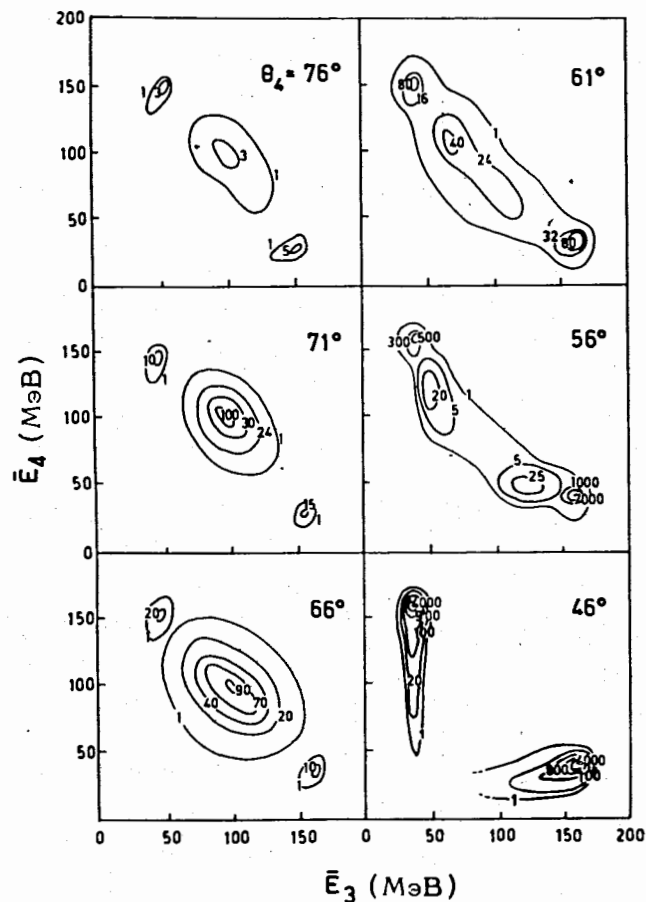


Рис. 6. Спектры кинетических энергий $\bar{E}_3 \times \bar{E}_4$ в зависимости от угла детектора θ_4 при фиксированном угле $\theta_3 = 66^\circ$.

ожидать для упругого рассеяния. В то же время, с увеличением значения θ_4 начинают с большой вероятностью регистрироваться события, характеризующиеся более широким распределением по энергии, число которых максимально под углом 66° и начинает уменьшаться под большими углами.

Чтобы охватить диапазон масс $40 < M < 208$, нужно было сделать несколько измерений под углами $\theta_4 = 46^\circ, 56^\circ, 66^\circ$ и 76° с последующим их суммированием. В суммирование включено измерение под углом 46° , т.к. характеристики, полученные для упругих событий, после обработки данных давали возможность проверить правильность самой обработки. На рис. 7 показан суммарный двумерный спектр кинетических энергий продуктов в лабораторной системе координат. Пунктирные линии проведены через значения энергий E_3 и E_4 продуктов, которые регистрируются под углами $\theta_3 = 66^\circ$ и θ_4 , указанными на рисунке. Видно, что большинство осколков заключено в интервале $61^\circ < \theta_4 < 71^\circ$ в соответствии с результатом измерения, показанным на рис. 6.

Имея полный спектр масс продуктов реакции, полученный с помощью описанной выше методики обработки, можно получить зависимость полной кинетической энергии от массы осколка, попадающего в один из детекторов. Эта зависимость для продуктов реакции $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ показана на рис. 8. Видно, что максимумы распределения вокруг масс иона и мишени соответствуют полной кинетической энергии ≈ 190 МэВ, что ожидается для упругого рассеяния ионов ^{40}Ar на ^{208}Pb при $E_{\text{лаб}}(\text{Ar}) = 222$ МэВ. Между этими двумя максимумами имеется более широкое распределение по массам осколков деления составного ядра ^{248}Fm . Массовое распределение, полученное путем суммирования числа осколков каждой массы для всех значений кинетических энергий, описывается гауссовской кривой с максимумом $A_f \approx 124$ и $\Delta A_f [\text{FWHM}] \approx 60$, что находится в согласии с ожидаемым в случае деления составного ядра ^{248}Fm /8/. Средняя полная кинетическая энергия осколков деления в данном случае равна ≈ 188 МэВ. Это значение не учитывает испарения нейтронов, которое может изменить первоначальное направление импульса осколков. С учетом испарившихся из осколков нейтронов $\bar{\nu}$ получается истинное значение полной кинетической энергии ТКЕ, для симметричного деления равное

$$\text{ТКЕ} = \text{ТКЕ}' \left(1 + \frac{\bar{\nu}}{A}\right), \quad (13)$$

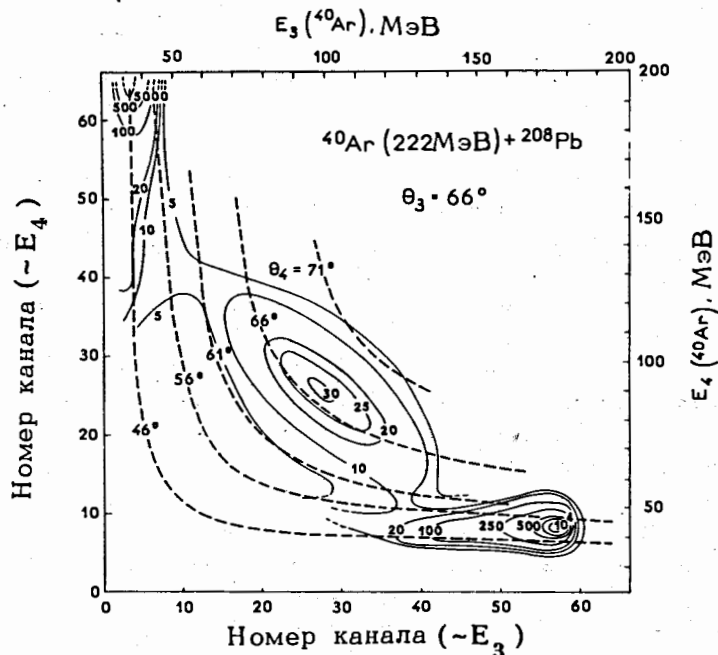


Рис. 7. Двухмерный спектр лабораторных кинетических энергий продуктов реакции $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$, снятый в диапазоне углов $40^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$.

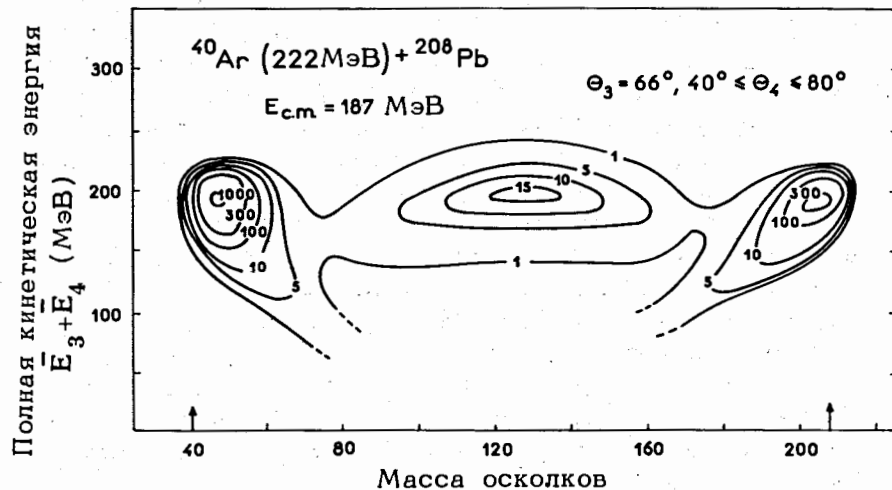


Рис. 8. Зависимость полной кинетической энергии продуктов реакции $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ от их массы.

где TKE' – экспериментальное значение полной кинетической энергии осколков деления. В предположении, что нейтроны испускаются из образовавшихся осколков, среднее число нейтронов можно оценить с помощью энергетического баланса реакции деления. В этом случае

$$\bar{\nu} = \frac{E_f^* - E_\gamma}{2 \sum (B_{ni} + 2T_{fi})}, \quad (14)$$

где энергия возбуждения осколков равна

$$E_f^* = E_{C.N.}^* - \text{TKE} + Q. \quad (15)$$

Здесь $E_{C.N.}^*$ – энергия возбуждения составного ядра, E_γ – среднее значение энергии возбуждения осколков деления, расходуемой на излучение γ -квантов после испарения нейтронов; $E_\gamma \approx 10$ МэВ, $Q = M_{C.N.} - (M_3 + M_4)$ – значения масс, взятые из работы /9/, B_{ni} , T_{fi} – энергия связи нейтрона и температура осколка, испаряющего i -того нейтрона, соответственно. Поскольку в формулу (15) подставляется неисправленное экспериментальное значение TKE' , из (14) и (13) также получаются только приближенные величины. Полученное таким образом первое приближение для TKE , в свою очередь, подставляется в (15), и расчет повторяется до получения сходимости результатов. Оказывается достаточным проделать две-три итерации.

В результате учета нейтронов, TKE осколков реакции $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ получается равной ~ 195 МэВ. Это значение находится в хорошем согласии со значением, полученным с помощью полуэмпирической формулы /10/

$$\text{TKE} (\text{МэВ}) = 0,1065 Z^2 / A^{1/3} + 20,1, \quad (16)$$

где Z и A – атомный номер и массовое число составного ядра.

Таким образом, описанный выше метод позволяет определять различные характеристики продуктов ядерных реакций – массовые распределения, энергетические распределения с разрешением не хуже 5%, угловые распределения, полные кинетические энергии, число нейтронов,

испарившихся из осколков, и др. Однако, как отмечалось выше, этот метод включает в себя предположение о механизме ядерной реакции. Во многих случаях эти предположения являются правдоподобными. Но для исследования характеристик продуктов ядерных реакций, образующихся при распаде очень тяжелых систем, механизм которых мало изучен, необходимо, на наш взгляд, включение в данную методику дополнительно возможности измерения третьего параметра, например, времени пролета продуктов, с помощью которого возможно независимое измерение масс продуктов.

В заключение авторы выражают благодарность В.М.Плотко, А.Г.Пилькову, З.Д.Покровской за помощь в проведении экспериментов. Авторы благодарят также Ю.Ц.Оганесяна за постановку задачи и ценные советы в процессе выполнения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М., Гольданский В.И., Розенталь И.Л. Кинематика ядерных реакций. Гос. изд-во физико-математической литературы, М., 1959.
2. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. "Наукова думка", Киев, 1975.
3. Карамян С.А. и др. ЯФ, 1969, 9, вып. 4, с.715.
4. Sikkeland T. Phys.Lett., 1968, 27B, 277.
5. Sikkeland T., Haines E.L., Viola V.E. Jr., Phys.Rev., 1962, 125,1350.
6. Cabot C., Ngø C., Peter J., Tamain B. Nucl.Phys.,1975,A244,134.
7. Schmitt H.W. e. a. Phys.Rev.,1965, 137, B837.
8. Карамян С.А. и др. ОИЯИ, Р7-3732, Дубна, 1968.
9. Takahashi K., Groote H.v., Hilf E.R. IKDA 76/26 Darmstadt 1976.
10. Viola V.E., Sikkeland Jr.T. Phys.Rev.,1963,130,2044.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 мая 1977 года.