

Коллинеарные трехтельные расщепления ядер вольфрама протонами с энергией 1 ГэВ

Б. Л. Горшков, В. Р. Резник, Г. Е. Солякин¹⁾

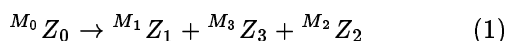
Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, 188300 Гатчина Ленинградской области, Россия

Поступила в редакцию 16 октября 2006 г.

Метод $(2E, 2V)$ -измерений был применен при исследовании кинематики разлета двух дополнительных коллинеарных осколков расщепления ядер вольфрама протонами с энергией 1 ГэВ. Наряду с основным процессом бинарного деления наблюдаются три ветви коллинеарного трехтельного расщепления, которые связаны с различными механизмами возбуждения деформирующегося делящегося ядра.

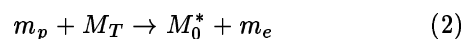
PACS: 24.75.+i, 25.49.Er, 25.70.Pq, 25.85.Ge

Регистрация двух осколков, разлетающихся коллинеарно, является необходимым, но не достаточным признаком двухтельной кинематики. Вполне допустимой оказывается трехтельная ядерная реакция



с образованием малоподвижного третьего осколка $M_3 Z_3$. Тогда два детектируемых осколка, $M_1 Z_1$, и $M_2 Z_2$, также будут разлетаться коллинеарно. Признаки реакции (1) были обнаружены при сравнении кинематических характеристик двух дополнительных массивных осколков расщепления ядер ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ, исследованных с применением метода $(2E, 2V)$ -измерений в коллинеарной и неколлинеарной геометрии [1]. Возможности дальнейшего экспериментального изучения реакции (1) при низких и высоких энергиях возбуждения обсуждались в работе [2]. В экспериментах, выполненных с использованием спонтанно делящегося изотопа ^{252}Cf , процесс коллинеарного трехтельного расщепления не был обнаружен для $M_3 > 75$ а.е.м. на уровне $7.5 \cdot 10^{-6}$ по отношению к вероятности бинарного деления [3]. Впоследствии предел для массы M_3 , был понижен до 18 ± 3 а.е.м. [4]. Более перспективными для поисков коллинеарных трехтельных расщеплений могут оказаться эксперименты с использованием релятивистских легких заряженных частиц. Важной предпосылкой для этого является экспериментально наблюдающаяся компенсация импульса налетающей частицы при взаимодействии с тяжелыми и среднетяжелыми ядрами [5], в результате чего остаточное ядро оказывается практически покоящимся в лабораторной системе координат. Подобная же кинематика без отдачи обеспечивает образование глубоко связанных π -мезоатомных состояний в некоторых ядрах [6]. Пер-

вичный этап взаимодействия релятивистской частицы с ядром мишени с массой M_T представляется в этом случае в виде реакции



при условии, что импульс налетающей частицы с массой m_p (projectile) компенсируется импульсом испущенной частицы с массой m_e (ejectile). Возбужденное состояние остаточного ядра с массой M_0 , приводящее к реакции (1), получает значительную энергию только если $m_e > m_p$ [5].

В эксперименте по расщеплению ядер вольфрама протонами с энергией 1 ГэВ использовался метод $(2E, 2V)$ -измерений, подробно описанный в [1] и [3], где он был применен для изучения спонтанных распадов ядер ^{252}Cf . Одновременно регистрация парных осколков от ^{252}Cf использовалась для энергетической и временной калибровок прибора угловых, скоростных и энергетических корреляций при работе на пучке протонов с энергией 1 ГэВ с вольфрамовой мишенью, обогащенной изотопом ^{184}W , толщиной 270 мкг/см^2 . Схема эксперимента изображена на рис.1. Как следует из рисунка, прибор состоит из $8 \times 8 = 64$ отдельных спектрометров, характеризующихся своей комбинацией (A_1, A_2) адресов поверхностно-барьерных детекторов, находящихся на концах двух вакуумных пролетных труб длиной 70 см каждая, расположенных ортогонально направлению первичного пучка протонов. Комбинация адресов (A_1, A_2) определяет угол разлета θ между двумя детектируемыми осколками в пределах $173^\circ - 180^\circ$. Два угловых диапазона хорошо различались в эксперименте. Угловой диапазон I перекрывал интервал $177.5^\circ - 180^\circ$ со средним значением $\langle \theta \rangle_I = 178.2^\circ$, угловой диапазон II – интервал $172.9^\circ - 176.5^\circ$ со средним значением $\langle \theta \rangle_{II} = 175.3^\circ$.

¹⁾e-mail: gsol@npfi.spb.ru

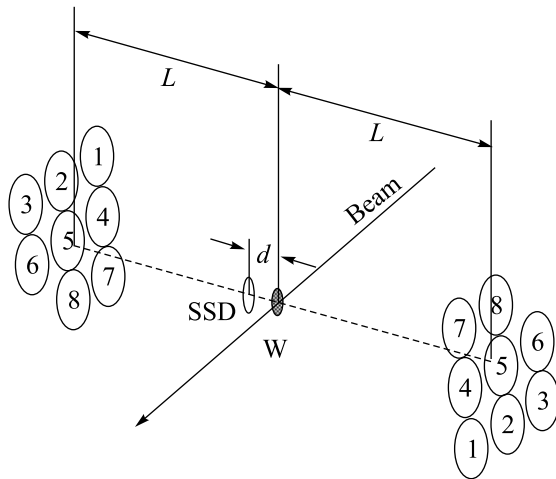


Рис.1. Схема прибора угловых, скоростных, и энергетических корреляций (ПУСЭК), реализующего метод $(2E, 2V)$ -измерений на пучке протонов с энергией 1 ГэВ для изучения расщепления ядер вольфрамовой мишени (W). Длина времяпролетных расстояний $L = 70$ см. Устройство стартового сигнала (Start Signal Device) находится на удалении $d = 3.7$ см от мишени

Две мозаики полупроводниковых детекторов в совокупности с устройством стартового временного сигнала позволяли измерять кинетические энергии E_i и времена пролета T_i двух ($i = 1, 2$) дополнительных осколков расщепления ядер под действием протонов с энергией 1 ГэВ. Таким образом, каждое зарегистрированное событие расщепления характеризовалось набором из шести измеренных величин $(A_1, E_1, T_1; A_2, E_2, T_2)$, относящихся к двум детектируемым осколкам. В отличие от широко используемых методов $(2E)$ - или $(2V)$ -измерений в методе $(2E, 2V)$ -измерений можно объективно определять массы $M_i \sim E_i T_i^2$ и импульсы $P_i \sim E_i T_i$ детектируемых осколков. Однако следствием увеличения возможностей метода $(2E, 2V)$ -измерений является неизбежная регистрация фоновых событий, происходящих от случайных совпадений и процессов резерфордского рассеяния детектируемых осколков на ядрах, входящих в состав элементов конструкции прибора. В последующем анализе зарегистрированных событий применялся кинематический критерий отбора, служащий для исключения фоновых событий. Количественной характеристикой служила безразмерная величина

$$\lg \frac{E_1 + E_2 - E_{\text{rec}}}{E_{\text{rec}}} = \lg \left(\frac{TKE}{E_{\text{rec}}} \right),$$

с помощью которой сумма измеренных кинетических энергий сравнивалась с возможной энергией отдачи за счет неполного баланса импульсов детекти-

руемых осколков $E_{\text{rec}} = (P_1 + P_2)^2 / 2(M_1 + M_2)$. На рис.2 изображено распределение всех зарегистри-

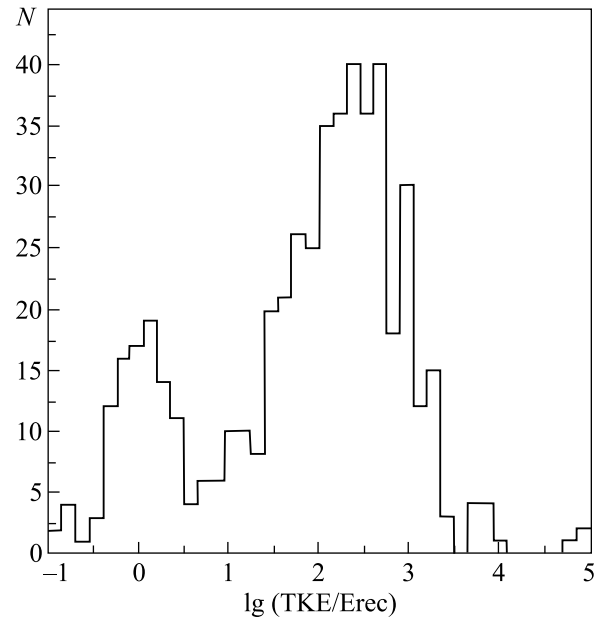


Рис.2. Распределение экспериментально зарегистрированных событий по величине критерия отбора. Правый основной пик происходит от событий расщепления ядер вольфрама протонами с энергией 1 ГэВ. Левый меньший пик – от событий фоновых случайных совпадений

рованных событий по величине $\lg(TKE/E_{\text{rec}})$. Левый пик распределения, составляющий пятую часть от всего количества из 520 зарегистрированных событий, был отнесен к фоновым событиям и исключен из дальнейшей обработки. Оставшиеся события рассматривались как имеющие свое происхождение от расщеплений ядер вольфрама протонами с энергией 1 ГэВ. Коррелированное двумерное массовое распределение этих событий, изображенное на рис.3, подтверждает эффективность использованного критерия отбора. На рис.3 выделяются компактная группа, происходящая от ожидаемого бинарного деления, а также некоторое количество событий с большими нуклонными потерями, которые могут иметь отношение к коллинеарным трехтелным расщеплениям. Чтобы убедиться в коллинеарности разлета пар детектируемых осколков, события на рис.3 изображены двумя значками: звездочками и точками. Звездочки относятся к первому (I) угловому диапазону $177.5^\circ - 180^\circ$, точки – ко второму (II) угловому диапазону $172.9^\circ - 176.5^\circ$. Отсутствие коллинеарного разлета пар осколков соответствовало бы отсутствию событий, изображенных звездочками. На этом этапе обработки экспериментальных данных подтверждается вывод, сделанный ранее [5] о том, что в про-

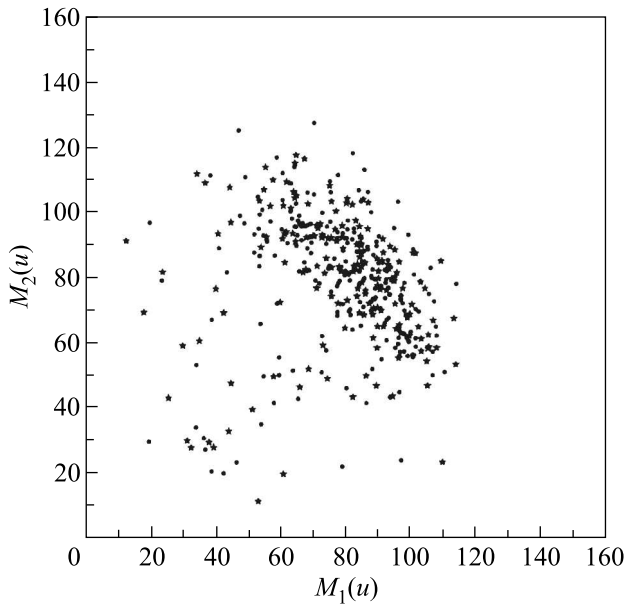


Рис.3. Коррелированное массовое распределение событий расщепления ядер вольфрама протонами с энергией 1 ГэВ. Звездочками обозначены события, относящиеся к угловому диапазону I (177.5° – 180°), точками – события, относящиеся к угловому диапазону II (172.9° – 176.5°)

цессах расщепления тяжелых и среднетяжелых ядер легкими заряженными релятивистскими частицами коллинеарно разлетающиеся осколки могут сопровождаться большими нуклонными потерями.

Последующий кинематический анализ направлен на то, чтобы найти свидетельство существования третьего заряженного тела с массой, равной общей массе нуклонных потерь. При этом для всех зарегистрированных событий существенной оказывается безразмерная величина

$$\xi = \frac{M_3}{M_0} = 1 - \frac{M_1 + M_2}{M_T - (m_e - m_p)}. \quad (3)$$

Здесь M_T – масса ядра мишени, m_p и m_e – массы налетающей и вылетающей частиц, введенных ранее в формуле (2). Разность масс $(m_e - m_p)$ всегда положительна и мала по сравнению с M_T , что позволяет при вычислении ξ в каждом событии использовать экспериментально измеренные значения M_1 и M_2 , а знаменатель положить равным 182 а.е.м. Величина ξ характеризует третий осколок в трехтельной реакции (1). Она изменяется от 1 для начального ядра до 0 для двухтельной конфигурации, рассматриваемой как частный случай трехтельной. Каждая коллинеарная трехтельная конфигурация характеризуется потенциальной кулоновской энергией, которая переходит в кинетическую энергию разлетающихся

осколков. Малоподвижный третий осколок изначально должен находиться в точке равенства кулоновских сил со стороны своих партнеров. Это обстоятельство позволяет написать выражение для потенциальной энергии кулоновского взаимодействия трех коллинеарно расположенных заряженных тел:

$$U_3(\xi, \rho) = \frac{e^2 Z_0^2 \rho(1-\xi)}{D_3(1+\rho)} \{1 + \xi[(1 + \rho^{1/2} + \rho^{-1/2})^2 - 2]\}. \quad (4)$$

В формуле (4) помимо ранее введенных Z_0 и ξ используются также e – заряд электрона, $\rho = M_1/M_2$ – отношение масс детектируемых осколков и D_3 – начальное расстояние между центрами их зарядов Z_1 и Z_2 . При написании формулы (4) предполагалось, что отношения масс осколков равны отношениям их зарядов. Когда ξ стремится к нулю, формула (4) переходит в известное выражение для двухтельной конфигурации

$$U_3(0, \rho) = U_2(\rho) = \frac{e^2 Z_0^2 \rho}{D_2(1+\rho)^2}.$$

В каждом зарегистрированном событии расщепления из равенства суммарной кинетической энергии и потенциальной энергии кулоновского отталкивания можно определить параметр

$$\eta(\xi) = \frac{e^2 Z_0^2}{D_3} = \frac{(1+\rho)^2}{\rho(1-\xi)} \frac{E_1 + E_2 + E_3}{1 + \xi[(1 + \rho^{1/2} + \rho^{-1/2})^2 - 2]}, \quad (5)$$

независимый от ρ , но зависящий от ξ . При определении $\eta(\xi)$ величины ξ , ρ , E_1 , и E_2 , извлекаются непосредственно из эксперимента. Входящая в сумму кинетическая энергия третьего осколка вычисляется по известной несбалансированности двух измеренных импульсов $E_3 = (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2/2M_3$. Как правило, энергия E_3 представляла малую добавку к сумме $E_1 + E_2$.

Результаты определения $\eta(\xi)$ для событий расщепления ядер вольфрама протонами с энергией 1 ГэВ изображены на рис.4. Так же, как и на рис.3, звездочки относятся к угловому диапазону I, а точки – к угловому диапазону II. Почти все события оказываются заключенными в промежутке изменения ξ от 0 до 0.7. Наличие некоторого количества событий с малыми отрицательными значениями ξ объясняется конечным массовым разрешением экспериментальной установки. Вплоть до $\xi = 0.15$ – 0.20 события сгруппированы в едином массиве, что свидетельствует об их происхождении от одного и того же физического процесса, а именно, от бинарного деления ядер, сопровождающегося определенными нуклонными потерями. Далее с ростом ξ проявляются три ветви

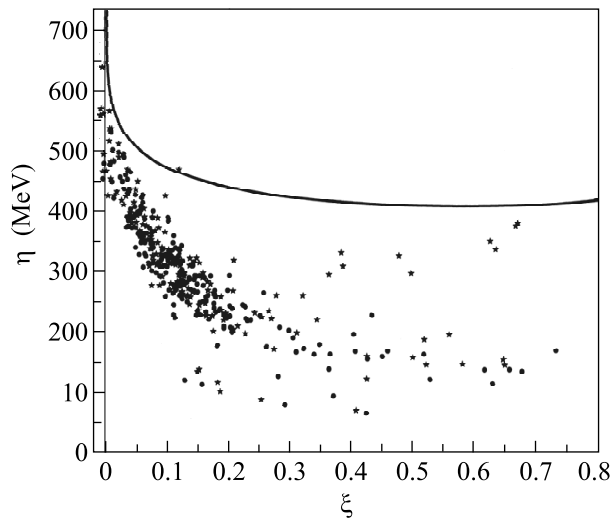


Рис.4. Распределение событий, изображенных на рис.3, в координатной системе $[\xi, \eta(\xi)]$ с тем же смыслом их обозначения звездочками и точками. Кривая представляет собой результат расчета параметра $\eta_0(\xi) = \frac{e^2 Z_0^2}{1.2 M_0^{1/3}} \times \left[(1 + \rho^{1/3}) \left(\frac{1-\xi}{1+\rho} \right)^{1/3} + 2\xi \right]^{-1}$ при $\rho = 1$. Численный множитель перед квадратными скобками был определен для $Z_0 = 74$ и $M_0 = 182$ а.е.м.

группировки событий, которые могут быть названы первой, второй и третьей ветвями, если вести отсчет сверху. Сплошной кривой показана зависимость $\eta(\xi)$, рассчитанная для трех коллинеарно соприкасающихся сферических тел:

$$\eta_0(\xi) = \frac{e^2 Z_0^2}{D_{30}} = \frac{e^2 Z_0^2}{1.2 M_0^{1/3}} \times \left[(1 + \rho^{1/3}) \left(\frac{1-\xi}{1+\rho} \right)^{1/3} + 2\xi^{1/3} \right]^{-1} \quad (6)$$

при $\rho = 1$. В формуле (6) использованы выражение для расстояния между центрами соприкасающихся осколков

$$D_{30} = R_0 \left[(1 + \rho^{1/3}) \left(\frac{1-\xi}{1+\rho} \right)^{1/3} + 2\xi^{1/3} \right],$$

а также выражение для радиуса ядра $R_0 = 1.2 M_0^{1/3}$. Числовое значение множителя перед квадратными скобками для кривой на рис.4 определено при $Z_0 = 74$ и $M_0 = 182$ а.е.м.

Все три ветви группировок точек на рис.4 поразному удалены от сплошной кривой, что приводит к заключению об образовании различных трехтельных конфигураций с начальными продольными деформациями, превышающими деформации конфигураций коллинеарно соприкасающихся трех тел. Наи-

меньшие продольные деформации присущи событиям первой ветви, которые к тому же все изображаются исключительно звездочками, что означает минимальное отклонение от геометрической коллинеарности. События второй и третьей ветвей изображаются и звездочками и точками, что означает большее отклонение от коллинеарности. Им же присущи и большие начальные продольные деформации, что является следствием меньших величин параметра $\eta(\xi)$. Основываясь на экспериментальных данных [6] об образовании глубоко связанных узких π -мезонных состояний в атомных ядрах, можно предположить, что наблюдение трех ветвей зависимости $\eta(\xi)$ является результатом конкуренции между вылетом π -мезонов из деформирующегося ядра и их поглощением на стадии превращения ядра в осколки. Поглощение мезонов в третьем осколке ${}^{M_3}Z_3$ приводит к его разрушению на нуклоны и легкие заряженные частицы, то есть делает его ядерно нестабильным. При этом требуется предположить участие в процессах ядерных расщеплений, по крайней мере, двух π -мезонов. Тогда первая ветвь должна соответствовать вылету обоих мезонов, вторая – вылету одного и поглощению другого, третья ветвь с наименьшими значениями $\eta(\xi)$ – поглощению двух образовавшихся мезонов. Малая энергия возбуждения для событий первой ветви позволяет третьему осколку, ${}^{M_3}Z_3$, быть похожим на своих партнеров ${}^{M_1}Z_1$, и ${}^{M_2}Z_2$. В событиях второй и третьей ветви два детектируемых осколка вместо третьего осколка сопровождаются разлетом нуклонов и легких заряженных частиц, происходящих от его распада.

В заключение уместно отметить, что образование скалярных-изоскалярных мезоядерных состояний исследуется в настоящее время теоретически [7] для ядерных реакций с компенсацией импульса первичной налетающей частицы.

1. G. E. Solyakin and A. V. Kravtsov, Phys. Rev. C **54**, 1798 (1996).
2. Г. Е. Солякин, Ядерная Физика **60**, 35 (1997).
3. A. V. Kravtsov and G. E. Solyakin, Phys. Rev. C **60**, 017601 (1999).
4. A. V. Kravtsov and G. E. Solyakin, PNPI Preprint 2462, Gatchina, 2003.
5. Л. Н. Андроненко, А. А. Жданов, А. В. Кравцов, Г. Е. Солякин, Ядерная Физика **65**, 504 (2002).
6. K. Suzuki, M. Fujita, H. Geissel et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 072302 (2004).
7. H. Nagahiro, D. Jido, and S. Hirenzaki, Nucl. Phys. A **761**, 92 (2005).