УДК: 539.16

А. Н. Исмаилова, П. Г. Шаров

Расчет корреляций при четырехпротонном распаде методом Монте-Карло

Для относительно легких стабильных изотопов характерно примерно равное число нейтронов и протонов в ядре (ядерная материя симметрична). При этом характерная энергия связи нуклона равна нескольким МэВ. Такие ядра образуют на карте изотопов «долину ядерной стабильности». При изменении соотношения протонов и нейтронов уменьшается энергия связи ядра. При увеличении избытка протонов (нейтронов) энергия связи протона (нейтрона) уменьшается, в какой-то момент времени переходит через ноль и становится отрицательной. Таким образом, ядро становится ядерно-нестабильным (несвязанным). На карте изотопов области связанных и несвязанных ядер отделены линиями, которые называются «границами стабильности». Свойства ядер вблизи границ стабильности значительно отличаются от свойств стабильных ядер. Примером может служить динамика двухпротонного (2p) распада. Для стабильных ядер энергия отделения двух протонов (S_{2p}) больше энергии отделения одного протона (S_p). 2p распад идет последовательно заселением промежуточных состояний. Но вблизи границ стабильности возможна ситуация, когда $S_p > S_{2p}$, и наблюдается прямой 2p распад (т.е. протоны излучаются одновременно без заселения промежуточного состояния). Есть указания на существование ядерных систем, подверженных распаду с испусканием четырех протонов из основного состояния. Такой вид распада обладает довольно сложной динамикой и его изучение является интересной задачей как для теоретиков, так и для экспериментаторов. В данной работе проводилось теоретическое изучение четырехпротонного (4p) распада: были рассчитаны корреляции продуктов распада. Аналитически антисимметризация волновой функции приводит к весьма сложным, громоздким вычислениям, поэтому она была проведена численно методом Монте-Карло.

Ключевые слова: границы стабильности, 2p/2n распады, 4p/4n распады, метод Монте-Карло.

Об авторах

Исмаилова Арайлым Насируллакызы – студент-магистрант кафедры ядерной физики Государственного университета «Дубна». 141980, г. Дубна, ул. Ленинградская, д. 10, кв. 309. *E-mail: ismailova_araika@mail.ru.*

Шаров Павел Германович – инженер сектора № 6 «Структура легких экзотических ядер», ЛЯР им. Г.Н. Флерова, ОИЯИ. *E-mail: pavlsh@mail.ru*.

Эксперименты на пучках радиоактивных ионов позволили существенно расширить известную область карты изотопов. Если эксперименты на стабильных пучках и реакторах позволяют исследовать сравнительно долгоживущие ядра (образующие долину стабильности), то использование пучков радиоактивных ионов позволило очертить границы ядерной стабильности и достигнуть их в области лёгких ядер. Развитие установок по производству пучков радиоактивных ионов позволит в ближайшей перспективе проводить прецизионные исследования систем, лежащих как на границе стабильности, так и за ее пределами.

Важным направлением исследования несвязанных ядерных систем является исследование распадов с испусканием нескольких частиц. Если подобный распад из возбужденного состояния стабильной системы обычно сводится к последовательному излучению частиц, то на границе стабильности такие распады могут иметь довольно сложную динамику. Примером может служить двухпротонная радиоактивность и прямой двухпротонный 2p распад [2].

Двухпротонная радиоактивность как новый тип радиоактивного распада был предсказан В.И. Гольданским в 1960 г. в работе [4]. Двухпротонная радиоактивность – это явление спонтанного испускания двух протонов атомным ядром из своего основного состояния. Такой тип радиоактивного распада обуславливается спариванием протонов в ядре. В.И. Гольданский получил вид соотношения энергий связи нейтрона и протона в зеркальных ядрах. Основываясь на своих соображениях, он установил границу устойчивости лёгких ядер с дефицитом нейтронов к испусканию протонов. Изотопы, которые обладают четным количеством протонов даже если энергия связи одного протона положительна, могут стать нестабильными относительно одновременного испускания двух протонов.

Данная статья посвящена исследованию четырехпротонных 4p (четырехнейтронных 4n) распадов. Единственной экспериментально изученной системой, испытывающей 4p распад из основного состояния, является ^{8}C. Эксперимент [4] показал, что динамика распада ^{8}C не сводится ни к прямой, ни к последовательной. Распад происходит в два этапа: на первом этапе происходит испускание двух протонов и заселение резонанса ^{6}Be, на втором этапе данный резонанс распадается. В статье приводится качественное описание корреляций при подобном процессе.

Теоретическое исследование корреляций при подобных распадах важно не только с точки зрения получения спектрометрической информации из корреляционных измерений. Качественные знания о корреляционной картине ответят на вопрос о возможности исследования 4p/4n распадов в экспериментах с неполной кинематикой. Исследование данных процессов в полно-кинематических экспериментах затруднено необходимостью измерять как минимум пять частиц в совпадении. При наличии довольно яркой корреляционной картины возможно ограничиться регистрацией части продуктов распада (или только определённых проекций импульса продуктов распада). При этом спектрометрическая информация извлекается не из инклюзивного спектра, а из корреляций между продуктами распада.

Реакции с большим количеством продуктов распада могут быть исследованы путем проведения Монте-Карло моделирования. Методы Монте-Карло широко применяются при исследовании явлений в случайных процессах, слишком сложных для явного решения методами теории вероятностей, а именно, в задачах диффузии нейтронов, задачах детектирования и связи и в разнообразных исследованиях операций. Сверх этого, часто имеет смысл преобразовать задачи других типов, особенно содержащие сложные многомерные интегралы, в такую форму, которая позволяет решать их методами Монте-Карло. В данной работе был использован генератор первичных событий для построения антисимметризованной амплитуды пяти тел. Метод Монте-Карло был выбран по двум причинам: 1) метод удобен для решения поставленной задачи и 2) он позволяет представить результаты работы в форме, которая удобна для дальнейшего анализа экспериментальных данных, т.е. в виде набора событий.

Системы, распадающиеся путем испускания двух протонов, в настоящее время довольно хорошо изучены. Поэтому основываясь на результатах теоретических и экспериментальных исследований истинных 2p/2n распадов, возможно изучение систем, подверженных распадам, с испусканием и большего количества нуклонов. На сегодняшний день единственной изученной ядерной системой, испытывающей распад с испусканием четырех протонов из основного состояния, является ^{8}C, хотя было определено, что он не является истинным 4p-эмиттером, т.к. подвергается последовательным 2p распадам через промежуточное состояние ^{6}Be [3].

Задача четырехпротонного распада есть задача пяти тел. Для описания движения системы пяти тел можно использовать несколько наборов динамических переменных. Ниже приводится описание набора динамических переменных, используемого в данной работе:

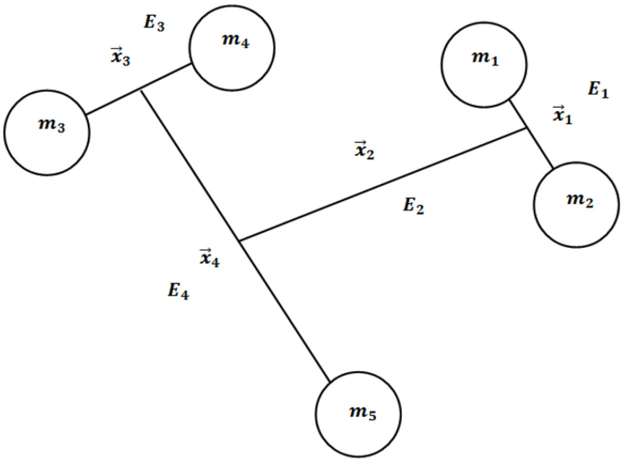


Рис. 1. Координаты Якоби для системы пяти тел

На рис. 1 представлена выбранная для описания $4p$ распада система пяти тел, где m_1, m_2, m_3, m_4 – это массы протонов, равные 938.272 МэВ, а m_5 = 3727.379 МэВ – масса кора, которая намного превышает массу протона). В данной работе задача пяти тел была сведена к двум трехтельным задачам (кор + p + p). Согласно описанию задачи, трех тел в работе [6], были выбраны T-системы трех тел.

В декартовой системе координат существуют радиус-векторы $\{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4, \mathbf{r}_5\}$, которые в рамках данной задачи удобнее представить через координаты Якоби $\{\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, \mathbf{x}_4, \mathbf{x}_5\}$:

$$\mathbf{x}_1 = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2,$$

$$\mathbf{x}_2 = -\frac{m_1}{m_1+m_2}\mathbf{r}_1 - \frac{m_2}{m_1+m_2}\mathbf{r}_2 + \\ + \frac{m_3}{m_3+m_4+m_5}\mathbf{r}_3 + \\ + \frac{m_4}{m_3+m_4+m_5}\mathbf{r}_4 + \frac{m_5}{m_3+m_4+m_5}\mathbf{r}_5,$$

$$\mathbf{x}_3 = \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4,$$

$$\mathbf{x}_4 = \frac{m_3}{m_3+m_4}\mathbf{r}_3 + \frac{m_4}{m_3+m_4}\mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_5,$$

$$\mathbf{x}_5 = \frac{m_1}{M}\mathbf{r}_1 + \frac{m_2}{M}\mathbf{r}_2 + \frac{m_3}{M}\mathbf{r}_3 + \frac{m_4}{M}\mathbf{r}_4 + \frac{m_5}{M}\mathbf{r}_5,$$

т.е. перейти в систему центра масс, где $\mathbf{x}_5$ – радиус-вектор центра масс, а $M = \sum_i m_i$ – суммарная масса всех частиц систем.

Соответственно, импульсы пяти частиц в декартовой системе координат $\mathbf{p}_i$, представленные в виде:

$$\mathbf{p}_i = m_i \dot{\mathbf{r}}_i,$$

удобнее перевести в импульсы Якоби $\mathbf{k}_i$ и ввести полный импульс системы $\boldsymbol{K}$.

$$\mathbf{k}_1 = \frac{m_2}{m_1+m_2}\mathbf{p}_1 - \frac{m_1}{m_1+m_2}\mathbf{p}_2,$$

$$\mathbf{k}_2 = -\frac{m_3+m_4+m_5}{M}\mathbf{p}_1 - \\ -\frac{m_3+m_4+m_5}{M}\mathbf{p}_2 + \frac{m_1+m_2}{M}\mathbf{p}_3 + \\ + \frac{m_1+m_2}{M}\mathbf{p}_4 + \frac{m_1+m_2}{M}\mathbf{p}_5,$$

$$\mathbf{k}_3 = \frac{m_4}{m_1+m_2}\mathbf{p}_3 - \frac{m_3}{m_1+m_2}\mathbf{p}_4,$$

$$\mathbf{k}_4 = \frac{m_5}{m_3+m_4+m_5}\mathbf{p}_3 + \\ + \frac{m_5}{m_3+m_4+m_5}\mathbf{p}_4 - \\ - \frac{m_3+m_4}{m_3+m_4+m_5}\mathbf{p}_5,$$

$$\mathbf{K} = \sum_i \mathbf{p}_\mathrm{i}.$$

Кинетические энергии частиц T_i, имевшие в декартовых координатах вид:

$$T_i = \frac{{p_i}^2}{2m_i},$$

в представлении Якоби преобразуются как:

$$E_i = \frac{{k_i}^2}{2\mu_i},$$

$$E_T = \frac{K^2}{2M},$$

где μ_i – приведенные массы подсистем:

$$\mu_1 = \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2},$$

$$\mu_2 = \frac{(m_3+m_4+m_5)(m_1+m_2)}{M},$$

$$\mu_3 = \frac{m_3 m_4}{m_3 + m_4},$$
$$\mu_4 = \frac{(m_3 + m_4)m_5}{m_3 + m_4 + m_5}.$$

Для построения взаимно однозначного перехода от энергий частиц в системе координат к энергиям в подсистемах системы координат Якоби и построения соответствующего фазового объема в энергетическом представлении энергиям подсистем E_1, E_2, E_3, E_4 сопоставляется полная энергия системы E_T и параметры ε_1, ε_2, ε_3, которые отвечают за распределение энергии между Якобиевскими подсистемами:

$$E_1 = E_T \varepsilon_1 \varepsilon_2,$$
$$E_2 = E_T \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_2),$$
$$E_3 = E_T \varepsilon_3 (1 - \varepsilon_1),$$
$$E_4 = E_T (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_3).$$

Переход от энергий к импульсам выражается в виде:

$$dE_T d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 d\varepsilon_3 = \\ = \frac{16(1-\varepsilon_2)\varepsilon_2(1-\varepsilon_3)\varepsilon_3}{\mu_1 \mu_2 \mu_3 \mu_4 E^5} dk_1 dk_2 dk_3 dk_4.$$

$4p$-распад описывается в данной работе как двухэтапный процесс. На каждом этапе происходит прямое испускание двух протонов. Поэтому изложение нашего формализма мы начнем с описания прямого двухпротонного распада. Такое описание было проведено в работах [1] и [2].

Задача двухпротонного распада является задачей трех тел. Для качественного описания такого распада необходимо построить амплитуду распада, которая является решением уравнения Шредингера:

$$\left(\hat{H} - E_T\right)\psi_3^{\mathrm{JM}} = \\ = \left(\hat{T} + \hat{V}_{12}(\boldsymbol{R}_{12}) + \hat{V}_{23}(\boldsymbol{R}_{23}) + \right. \\ \left. + \hat{V}_{31}(\boldsymbol{R}_{31}) - E_T\right)\psi_3^{JM} = 0.$$

В настоящее время интенсивно развивается подход к решению квантово-механической задачи нескольких тел, основанный на методе гиперсферических гармоник (МГГ) [1], основой которого является то, что волновая функция ряда трехчастичных задач эффективно разлагаются по гиперсферическому базису. Решение ψ_3^{JM} уравнения Шредингера для трех тел ищется в виде разложения по гиперсферическим гармоникам:

$$\psi_3^{JM} = \sum_{K\gamma} \rho^{-5/2} \chi_{K\gamma}(\varkappa\rho) J_{K\gamma}^{JM}(\Omega_\rho),$$

где гипергармоники $J_{K\gamma}^{JM}(\Omega_\rho)$ с определенным полным спином J и его проекцией M

$$J_{KLSl_x l_y}^{JM}(\Omega_\rho) = \psi_K^{l_x l_y}(\theta) \times \\ \times \left[\left[Y_{l_x}(\Omega_x) \otimes Y_y(\Omega_y)\right]_L \otimes X_{SS_x}\right]_{JM}$$

образуют полный набор ортонормированных функций на «гиперсфере» $\Omega_\rho = \{\theta_\rho, \Omega_x, \Omega_y\}$ определенного гиперрадиуса ρ. K – есть квантовое число обобщенного углового момента (гипермомент), а «мультииндекс» γ обозначает набор квантовых чисел орбитальных моментов и спинов подсистем $\gamma = \{L, l_x, l_y, S, S_x\}$. L – полный угловой момент системы, l_x и l_y – угловые моменты, связанные с Якобиевскими координатами, S – полный спин системы, а S_x – спин подсистемы «X». Чисто гиперугловая функция выражается через полиномы Якоби $\psi_K^{l_x l_y}$, а X_{SS_x} является полной спиновой функцией [1]:

$$X_{SS_x M_S} = \left[\left[\chi_{S_1} \otimes \chi_{S_2}\right] \otimes \chi_{S_3}\right]_{SM_S}.$$

При небольших энергиях возбуждения ядра спектр возбужденных состояний имеет дискретный характер (для стабильных ядер). Так как возбужденные состояния имеют конечное время жизни τ, в соответствии с принципом неопределенности они точно не определены по энергии $\Delta E = \Gamma \sim \hbar/\tau$.

В случае трех тел сечение распада выглядит следующим образом в результате «сшивки» радиальной и угловой частей:

$$\frac{d^2 j}{d\varepsilon dc_k} \sqrt{\frac{2E_T}{M}} \sqrt{\varepsilon(1-\varepsilon)} \sum_{LSS_x} \sum_{KK'} \sum_{l_x l'_x l_y l'_y} \left(A_{K'Ll'_x l'_y}^{JSS_x}(E_\mathrm{T})\right)^* A_{KLl_x l_y}^{JSS_x}(E_T)\, \psi_{K'}^{l'_x l'_y}(\theta_\varkappa) \times$$

$$\times \psi_K^{l_x l_y}(\theta_\varkappa)\frac{\widehat{l'}_x \widehat{l'}_y}{2L+1}\sum_m C_{l'_x m, l'_y 0}^{L,m} C_{l_y m, l_y 0}^{L,m} N_{l'_x}^m P_{l'_x}^m(c_\varkappa) N_{l_x}^m P_{l_x}^m(c_\varkappa),$$

где $A_{KLl_xl_y}^{JSS_x}$ – асимптотические амплитуды; $N_{l_x}^m P_{l_x}^m(c_\varkappa)$ – полиномы Лежандра, нормированные на единицу; $\varepsilon = \frac{E_x}{E_T} = \sin\theta_\varkappa^2$ – распределение энергии между подсистемами; $c_k = \cos\theta_\varkappa$ – косинус угла θк между Якобиевскими импульсами k_x и k_y. Параметры ε и c_k удобны при извлечении информации о «внутренних» (т.е. связанных только со свойствами данного состояния, а не, скажем, с механизмом реакции) импульсных корреляций [2].

Амплитуда распада системы пяти тел ψ_5^{JM} факторизуется на две трехчастичных амплитуды:

$$A_5^{JM} = A_3^{JM} \otimes A_3^{JM},$$

$$A_3^{JM} = \left[\left[l_x \otimes l_y\right]_l \otimes \left[s_1 \otimes s_2\right]_s\right]_{JM}.$$

Соответственно, энергетическая составляющая трехчастичной амплитуды может быть записана в виде:

$$A_3 \equiv \frac{\Gamma(E_T)}{E_T - E_r + \frac{i\Gamma}{2}},$$

где в качестве исходных были использованы данные работы [3] для изотопа ^{8}C, подверженного последовательному распаду с испусканием 4p через промежуточное состояние 2p + ^{6}Be:

1) энергия резонансного состояния E_r= 2,35 МэВ;

2) ширина состояния Γ = 130 ± 50 кэВ.

Также для трехчастичной амплитуды использовались:

1) квантовые числа $J^\pi = 0^+, s = 1$;

2) значения полной энергии системы E_T в диапазоне от 2 до 6 МэВ.

Существуют два набора квантовых чисел, соответствующих $J^\pi = 0^+$:

I: $l_x = 0,\ l_y = 0,\ l = 0,\ s_1 = {}^1/_2,\ s_2 = {}^1/_2,\ s = 0,\ J = 0$;

II: $l_x = 1,\ l_y = 1,\ l = 1,\ s_1 = {}^1/_2,\ s_2 = {}^1/_2,\ s = 1,\ J = 0$.

Так как построенная таким образом амплитуда не гарантирует антисимметрии по перестановкам, ее необходимо подвергнуть процедуре антисимметризации:

$$A_5^{AS} = \sum\nolimits_{p4} \epsilon(p4) A_5^{JM}(p4).$$

Здесь ϵ – символы Леви-Чивиты; $p4$ – множество перестановок вектор состояний протонов.

В итоге были получены следующие результаты:

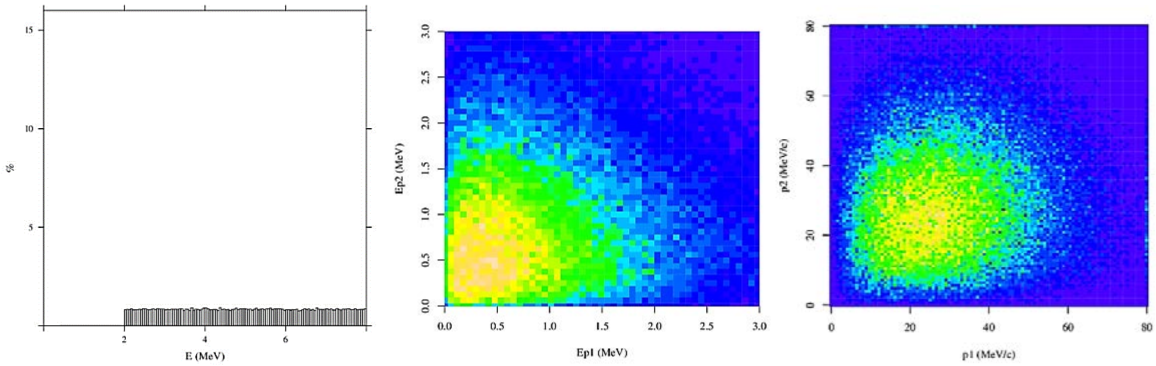
1) $A_5^{JM} = [\,\mathrm{I} \otimes \mathrm{I}\,]$ – не антисимметрична;

2) $A_5^{JM} = [\,\mathrm{I} \otimes \mathrm{II}\,]$ – не антисимметрична;

3) $A_5^{JM} = [\,\mathrm{II} \otimes \mathrm{II}\,]$ – антисимметрична.

Для лучшего понимания картины корреляций при 4p распаде для различных параметров расчета введены три приближения: фазового объема, не антисимметризованной и антисимметризованной амплитуд и построены полное распределение, распределения в Якобиевских подсистемах и в системе кор-протон.

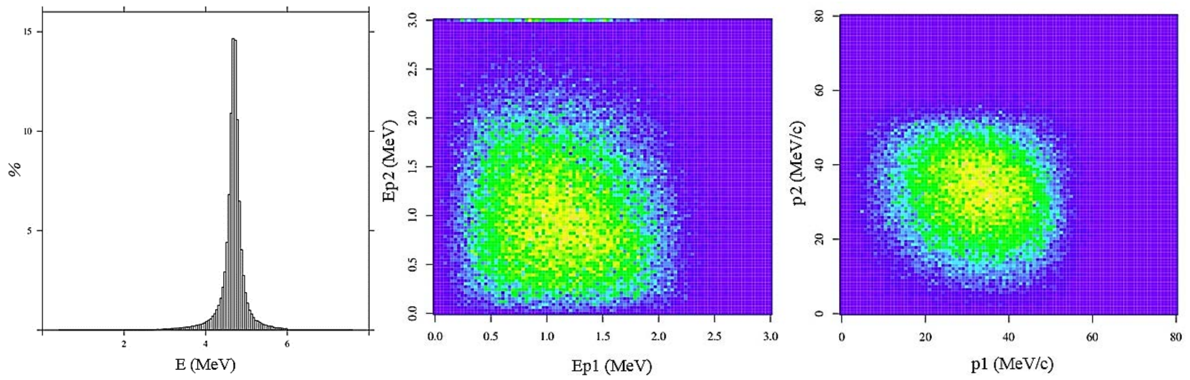
1. Приближение фазового объема.



а) б) в)

Рис. 2. а) Распределение полной энергии системы, б) корреляции между двумя энергиями в системе кор-протон, в) корреляции между двумя поперечными импульсами для расчетов с фазовым объемом для расчетов с фазовым объемом

2. Не антисимметризованная амплитуда

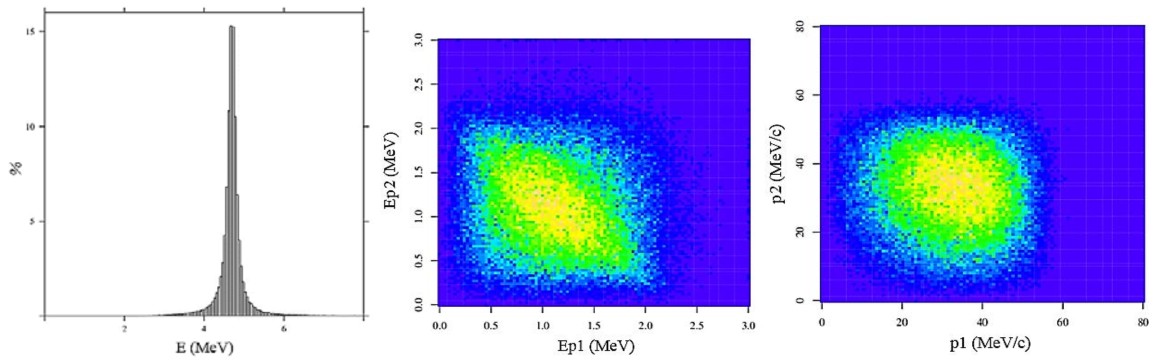


а) б) в)

Рис. 3. а) Распределение полной энергии системы, б) корреляции между двумя энергиями в системе кор-протон, в) корреляции между двумя поперечными импульсами для расчетов с не антисимметризованной амплитудой

3. Антисимметризованная амплитуда.

В данном разделе приведены картины корреляций при условии, что импульсы продуктов распада равномерно распределены по фазовому объему.



а) б) в)

Рис. 4. а) Распределение полной энергии системы, б) корреляции между двумя энергиями в системе кор-протон, в) корреляции между двумя поперечными импульсами для расчетов с антисимметризованной амплитудой

На рис. 2–4 представлены картины для различных параметров расчета. Если распределение полной энергии системы, корреляции между двумя энергиями в системе кор-протон и между двумя поперечными импульсами для расчетов с фазовым объемом не дают какого-либо качественного описания нашей системы, то для расчетов с не антисимметризованной и антисимметризованной амплитудами дело обстоит иначе. На рис. 3*а* и 4*а* распределения полной энергии для не антисимметризованной и антисимметризованной амплитуд наблюдается довольно четкий пик в $E_r = 2{,}35$ МэВ. При этом картины корреляций между двумя энергиями в системе кор-протон и между двумя поперечными импульсами для антисимметризованной амплитуды более точно описывают прямой 2p распад, в отличии от аналогичных картин для не антисимметризованной амплитуды. В результате по картинам корреляций можно сделать вывод, что при исследованиях распределений необходим учет антисимметризации, т.к. в Якобиевских подсистемах и в системе кор-протон были получены существенно отличающиеся картины для не антисимметризованной и антисимметризованной амплитуд.

В работе рассмотрено довольно простое приближение для описания 4p распада, которое учитывает тождественность протонов распада, на примере системы ^{8}C. Спектр системы и корреляции продуктов распада рассчитывались с помощью метода Монте-Карло. В ходе работы были рассмотрены ограничения на возможные наборы квантовых чисел, связанные с антиссиметризацией по перестановкам протонов. Расчеты корреляций демонстрируют значительные различия между рассмотренным приближением и моделями, не учитывающими тождественность частиц.

Библиографический список

1. Григоренко Л.В. Динамические аспекты квантовомеханической задачи нескольких тел вблизи границы ядерной стабильности : автореф. дис. … д.ф.-м. н. Дубна: ОИЯИ, 2009. 28 с.
2. Григоренко Л.В. Теоретическое изучение двухпротонной радиоактивности. Статус, предсказания, приложения // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40, № 5.
3. Григоренко Л.В., Головков М.С., Крупко С.А. Исследования легких экзотических ядер вблизи границы стабильности в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ // УФН. 2016. Т. 50, № 4.
4. Charity R.J., Elson J.M., Manfredi J. et al. Investigations of three-, four-, and five-particle decay channels of levels in light nuclei created using a 9C beam // Phys. Rev. 2011. Vol. C84. P. 014320.
5. Goldansky V. I. On neutron-deficient isotopes of light nuclei and the phenomena of proton and two-proton radioactivity // Nucl. Phys. 19. 1960. Vol. 49. P. 482
6. Pfutzner M. et al. Radioactive Decays at Limits of Nuclear Stability // Rev. Mod. Phys. 2012. V. 84. P. 567.

Поступила в редакцию
23.09.2016