

УДК 539.17.01, 539.142, 539.143

ДЕТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНИХ КОРРЕЛЯЦИЙ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ БЕРИЛЛИЯ-6

© 2019 г. В. Худоба^{1,2,*}, Л. В. Григоренко^{1,3,4}, А. С. Фомичев^{1,5}, А. А. Безбах^{1,2},
И. А. Егорова^{1,6}, С. Н. Ершов¹, А. В. Горшков¹, В. А. Горшков¹, Г. Каминьски^{1,7},
С. А. Крупко¹, И. Муха⁸, Е. Ю. Никольский^{1,4}, Ю. Л. Парфенова¹, С. И. Сидорчук¹,
П. Г. Шаров^{1,2}, Р. С. Слепнев¹, Л. Стандыло^{1,7}, С. В. Степанцов¹, Г. М. Тер-Акопьян^{1,5},
Р. Вольски^{1,9}, М. В. Жуков¹⁰

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Силезский университет в Опаве, Опава, Чешская Республика

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

⁵Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

⁶Западный Мичиганский университет, Каламазу, США

⁷Лаборатория тяжелых ионов Варшавского университета, Варшава, Польша

⁸Центр по изучению тяжелых ионов имени Гельмгольца, Дармштадт, Германия

⁹Институт ядерной физики ПАН, Краков, Польша

¹⁰Технический университет Чалмерса, Гетеборг, Швеция

*E-mail: chudoba@jinr.ru

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.

После доработки 15.10.2018 г.

Принята к публикации 19.11.2018 г.

Детально изучался континуум трех тел p - p - α для реакции зарядового обмена ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$. Данные были получены с очень высокой статистикой (приблизительно 4.7 млн событий) и это позволило провести анализ трехчастичных корреляций. В результате была получена детальная информация о структуре ${}^6\text{Be}$ и о механизме реакции.

DOI: 10.1134/S0367676519040148

ВВЕДЕНИЕ

Вместе с увеличением количества одного типа нуклонов в ядрах уменьшается стабильность ядерных систем по отношению к эмиссии частиц и вследствие этого наблюдается переход от дискретных спектров к непрерывным энергетическим спектрам. Особенно сильно эта тенденция проявляется за пределами границ ядерной стабильности. В легких четно-четных ядерных системах, как правило, признаком приближения к порогу одновременного испускания двух нейтронов или двух протонов является изменение спин-четности (J^π) первого возбужденного состояния. В таком случае принято рассматривать трехчастичный континуум. В некоторых системах, находящихся за пределами ядерной стабильности, может встречаться континуум большего количе-

ства фрагментов в конечном состоянии (например, ${}^7\text{H}$, ${}^8\text{C}$, ${}^{28}\text{O}$), для которых необходимо решать задачу многих тел. Континуум состояний многих частиц содержит уникальную информацию о структуре основного и возбужденных состояний системы. Для извлечения такой информации надо учитывать проявление механизма ядерной реакции. Исследование различных корреляций фрагментов, испущенных при распаде ядерной системы, позволяет извлечь детальную информацию не только о ее структуре, но и об особенностях механизмов ядерных реакций.

В ядерной реакции существует как минимум одно характерное направление — вектор импульса налетающей частицы. Благодаря этому факту изучение ядерных реакций имеет преимущество по сравнению с простым изучением распадов

ядер. Исследование корреляций относительно этого направления является существенным для определения спин-четности системы, когда угловые распределения, полученные из экспериментальных данных, могут быть напрямую сравнены с теоретическими расчетами. Простейший случай — передача частицы с нулевым спином, когда из начального состояния $J_i = 0$ получается исключительно конечное состояние с проекцией $M_f = 0$ для любого J_f . В таком случае можно говорить о полярной выстроенности полного углового момента. Более сложная картина получается при передаче ненулевого спина. Однако во многих реакциях состояния с $J_f > 1/2$ заселяются выстроенными в системе координат переданного импульса даже в случае передачи ненулевого спина. В этом случае угловые распределения получают характерную форму, из которой можно извлечь идентификацию спин-четности.

В ядерных системах с избытком нейтронов или протонов (выше кулоновского барьера) часто заселяются широкие, перекрывающиеся по энергии состояния. Интерференция таких состояний может проявляться в корреляционных распределениях и может, в некоторой степени, упростить определение спин-четности из анализа экспериментальных данных. Угловые корреляционные распределения должны быть симметричны для изолированного резонанса, а в случае интерференции состояний с разной четностью обычно наблюдается асимметричная картина. Это означает, что выстроенность состояний, вызванная механизмом реакции, и интерференция между состояниями являются основными физическими явлениями, изучение которых следует из детального анализа экспериментальных данных.

Такой подход неоднократно использовался при проведении экспериментов на установке АКУЛИНА в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова (ЛЯР), ОИЯИ Дубна. В качестве примера можно привести определение напрямую из экспериментальных данных спин-четности основного состояния несвязанного нейтрона в ядре ${}^9\text{He}$ [1] или нейтронной пары в системе ${}^{10}\text{He}$ [2].

В данной работе, которая посвящена изучению ядра ${}^6\text{Be}$, был выбран другой подход. Основываясь на хорошо известных из литературы данных о низколежащих возбужденных состояниях ${}^6\text{Be}$ и имея высокую статистику эксперимента для p - p - α -корреляций, была получена новая квантово-механическая информация о механизме ядерной реакции.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился на комплексе У-400М + АКУЛИНА (ЛЯР ОИЯИ), который обеспечивал получение монохроматического пучка ${}^6\text{Li}$ с энергией 35 МэВ/нуклон [3]. При этой энергии исследовалась реакция зарядового обмена ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$. С помощью системы кремниевых телескопов регистрировались все заряженные продукты распада ${}^6\text{Be}$ (два протона и альфа-частица), вылетающие вперед в относительно узком угловом диапазоне в лабораторной системе координат. В эксперименте требовалось набрать большую статистику событий тройных совпадений p - p - α . Подробное описание эксперимента можно найти в работе [4], посвященной изучению изовекторной мягкой дипольной моды ${}^6\text{Be}$, заселяемой в реакции перезарядки.

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ МОДЕЛИРОВАНИЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В экспериментальных данных было найдено примерно 4.7 млн совпадений альфа-частиц с двумя протонами, из которых был реконструирован спектр инвариантной массы ${}^6\text{Be}$ в полном угловом диапазоне $(0, \pi)$ для реакции зарядового обмена. В спектре были идентифицированы пики, соответствующие заселению основного состояния с энергией $E_T = 1.37$ МэВ (энергия $E_T = 0$ МэВ соответствует порогу распада на три частицы) и первого возбужденного состояния с энергией $E_T = 3.04$ МэВ. Эти резонансные уровни ${}^6\text{Be}$ были получены и исследованы в более ранних работах (см. например [5–7]). Выше второго возбужденного состояния ${}^6\text{Be}$ обычно наблюдается широкий энергетический спектр, который был интерпретирован в нашей работе [4] как дипольная мода возбуждения, связанная с механизмом реакции.

Дальнейший анализ существующих данных [4] проводился на основе их сравнения с результатами моделирования методом Монте-Карло [8]. Теоретическая модель, детали которой изложены в работе [9], основана на комбинации импульсного приближения плоской волны с методом гипергармоник, где дифференциальное сечение реакции выражено в формализме матрицы плотности. С помощью этой модели генерировались события трехчастичного распада системы ${}^6\text{Be}$, заселяемой в реакции зарядового обмена ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$. Эти события были пропущены через виртуальную измерительную установку, построенную с помощью пакета ROOT [10], в которой были учтены свойства детекторной системы. Таким образом, было проведено сравнение экспериментальных данных

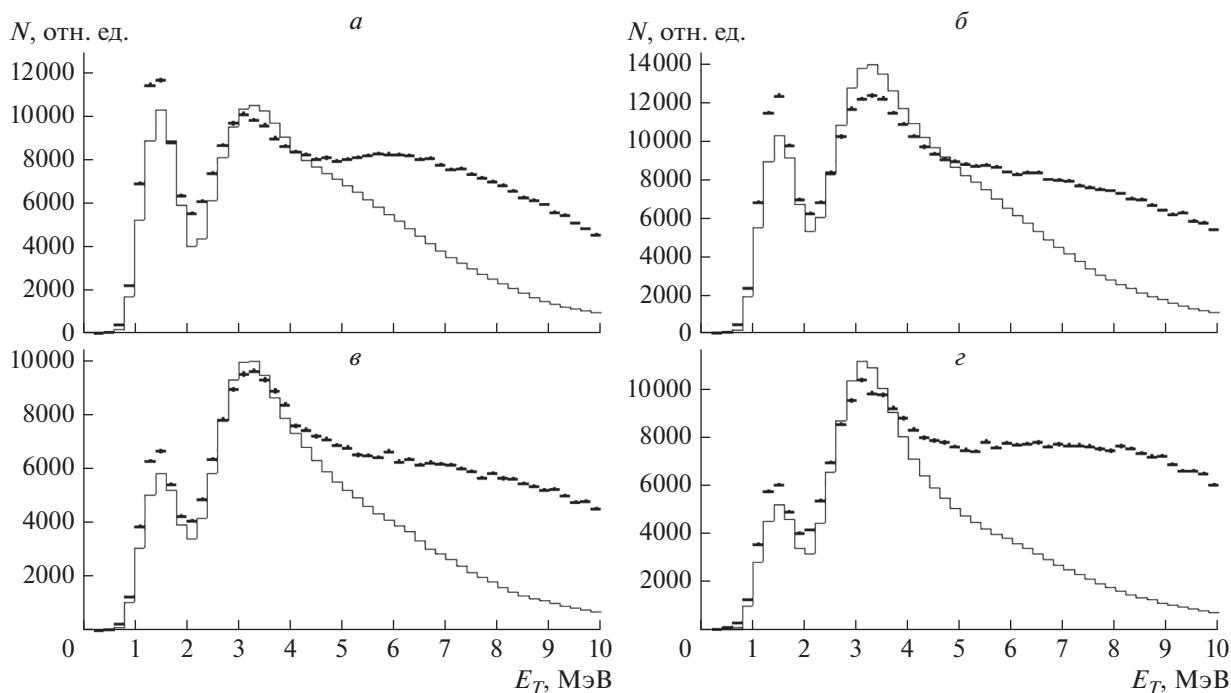


Рис. 1. Спектр инвариантной массы ${}^6\text{Be}$ для четырех угловых диапазонов $\theta_{\text{ц.м.}} = 45^\circ\text{--}60^\circ$ (а), $60^\circ\text{--}75^\circ$ (б), $75^\circ\text{--}90^\circ$ (в) и $90^\circ\text{--}120^\circ$ (г). Экспериментальные данные (кресты) и результаты моделирования (сплошные линии).

с результатом моделирования методом Монте-Карло. Модель позволяла варьировать три ключевых параметра:

1. соотношение дифференциального сечения заселения основного и первого возбужденного состояний;
2. степень выстроенности первого возбужденного состояния 2^+ ;
3. степень интерференции основного и первого возбужденного состояний.

Заселение континуума с отрицательной четностью в модели не учитывалось, поскольку при малых энергиях E_T этим фактором можно пренебречь.

Несмотря на факт, что спектр инвариантной массы заселялся в полном угловом диапазоне, детальный анализ с достоверной статистикой был выполнен для диапазона углов $\theta_{\text{ц.м.}} = 45^\circ\text{--}120^\circ$. На рис. 1 показано сравнение экспериментальных данных (кресты) и результатов моделирования (сплошная линия) для четырех угловых диапазонов. Наблюдается хорошее согласие обоих наборов данных. Ширина пика основного состояния определяется энергетическим разрешением установки, причем данные результатов моделирования лишь незначительно лучше, чем экспериментально полученное разрешение. Таким образом, путем сравнения площадей под пиками в

двух энергетических диапазонах $E_T < 2$ МэВ и $2.5 < E_T < 3.1$ МэВ удалось зафиксировать для каждого исследуемого углового диапазона один из трех параметров теоретической модели — отношение заселения состояний 0^+ и 2^+ . Разница площадей в спектрах выше пика первого возбужденного состояния ($E_T > 4$ МэВ) соответствует ожидаемому вкладу континуума с отрицательной четностью, что в данной модели не учитывалось [4].

ВНУТРЕННИЕ КОРРЕЛЯЦИИ

По сравнению с двухчастичным распадом, который полностью определен двумя параметрами (энергия и ширина резонанса), трехчастичный распад намного сложнее, и для его описания требуется пять дополнительных параметров при данной энергии распада. Один из способов описания распада на три тела предполагает переход к координатам Якоби [3], при использовании которых можно распад при данной энергии полностью описать с помощью двух параметров: относительной кинетической энергии пары частиц ϵ и углом между двумя векторами Якоби θ_k .

Принципиальным тестом теоретической модели является анализ низколежащей части спектра ($E_T < 1.4$ МэВ), где присутствует только ос-

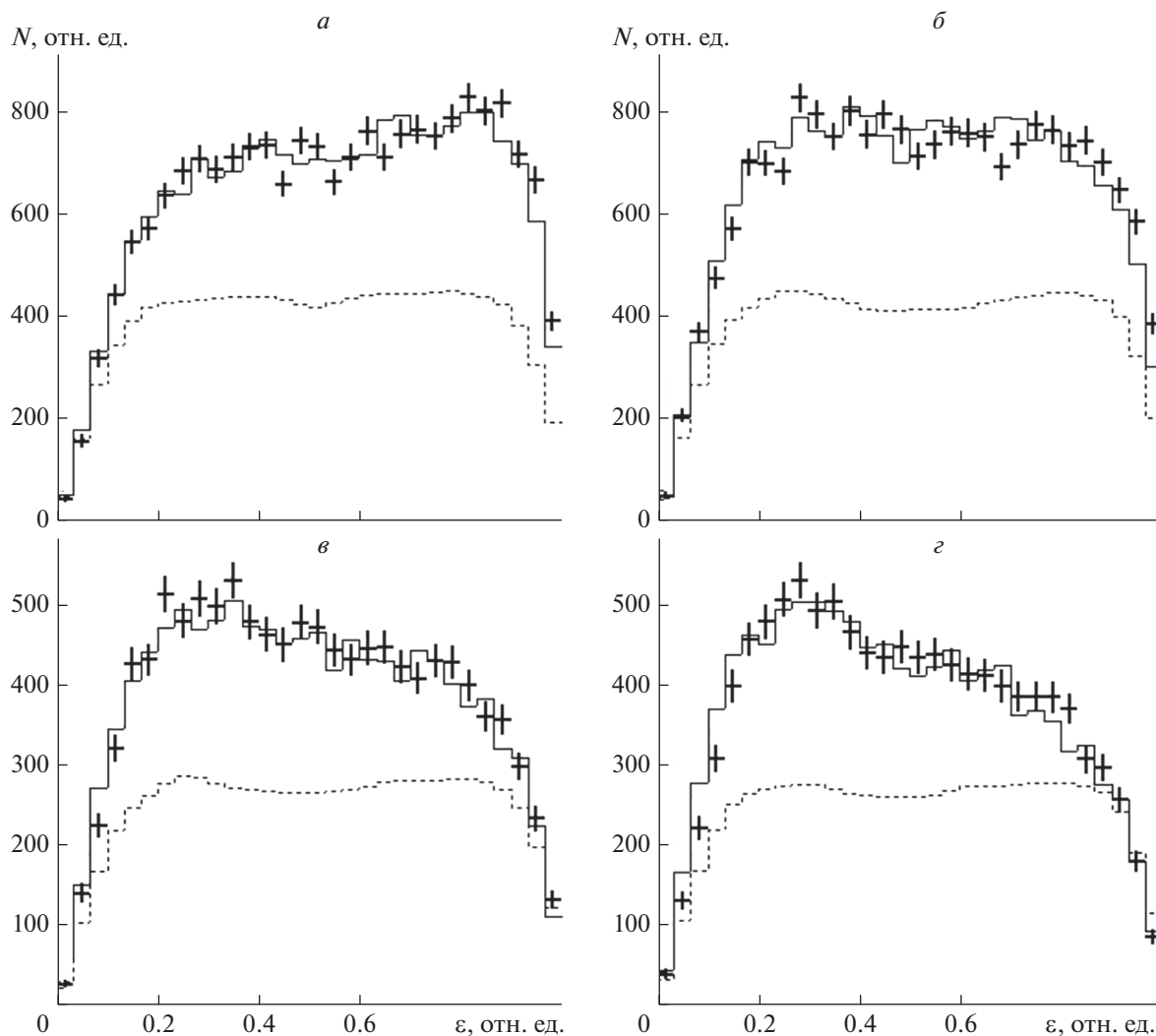


Рис. 2. Внутренние корреляции для энергии $E_T < 1.4$ МэВ спектра ${}^6\text{Be}$ в представлении относительной энергии двух протонов ε : экспериментальные данные (кресты) и результатов моделирования методом Монте-Карло (сплошные линии) для четырех угловых диапазонов $\theta_{\text{ц.м.}} = 45^\circ\text{--}60^\circ$ (а), $60^\circ\text{--}75^\circ$ (б), $75^\circ\text{--}90^\circ$ (в) и $90^\circ\text{--}120^\circ$ (г). Пунктирная линия показывает первоначальную форму теоретического распределения в относительных единицах.

новное состояние. В случае отбора энергетического диапазона с единственной компонентой исключается влияние интерференции, а проекция полного углового момента в случае основного состояния будет равна нулю ($M = 0$), здесь понятие “выстроенность” не имеет смысла. Таким образом, для $E_T < 1.4$ МэВ в нашей теоретической модели нет никаких свободных параметров. На рис. 2 показано поведение относительной кинетической энергии двух протонов ε в разных угловых диапазонах реакции. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных (кресты) и результатов моделирования (сплошная линия). Пунктирная линия (приведена только в качестве иллюстрации) описывает исходные теоретиче-

ские распределения ε , которые по определению одинаковы для всего углового диапазона. Таким образом, можно сделать два заключения: наша теоретическая модель корректно описывает основное состояние ${}^6\text{Be}$ и эффекты, связанные с особенностями детекторной установки, учтены правильно. В диапазоне энергии $E_T > 1.4$ МэВ начинает проявляться вклад первого возбужденного состояния 2^+ , который нарастает одновременно с уменьшением вклада состояния 0^+ . Следовательно, к зафиксированному соотношению сечений заселения состояний 0^+ и 2^+ добавляются два свободных параметра, заложенные в теоретической модели: степень выстроенности состояния 2^+ и степень интерференции состояний 0^+ и

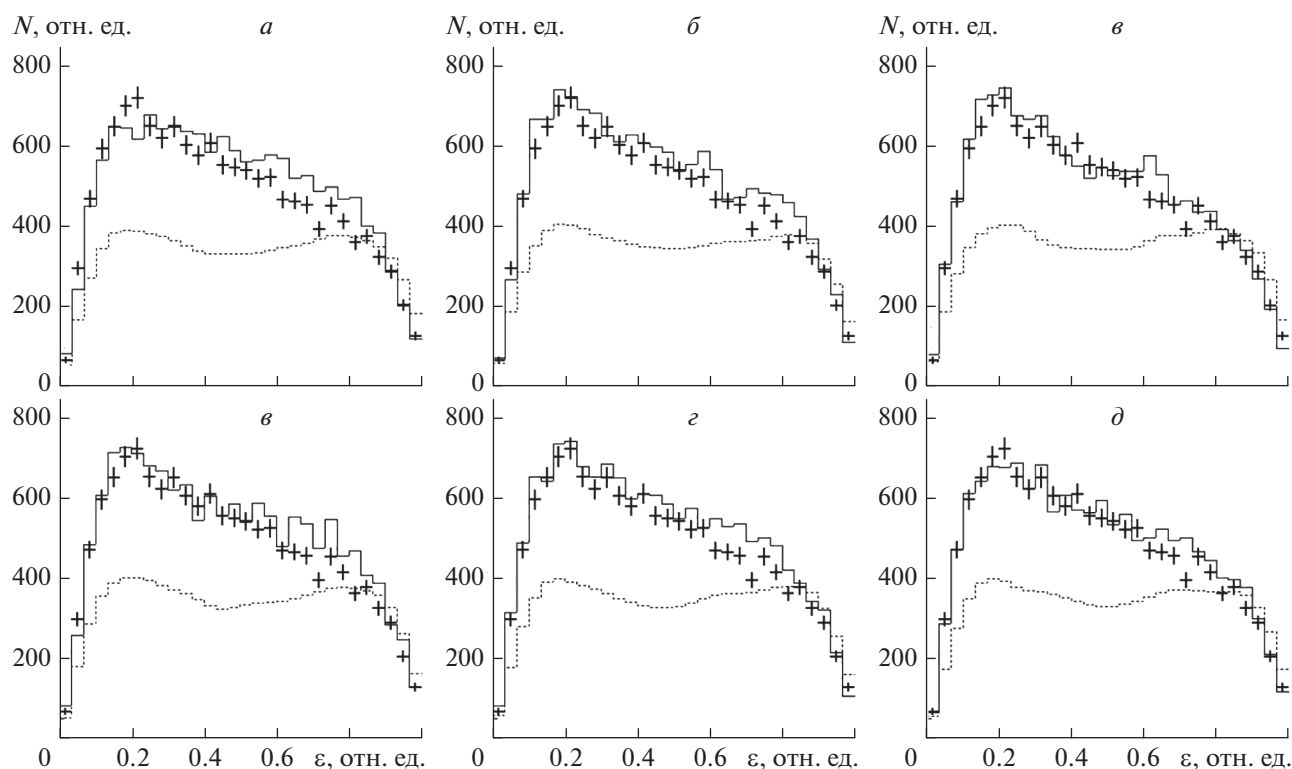


Рис. 3. Внутренние корреляции для энергии $1.4 < E_T < 1.9$ МэВ спектра ${}^6\text{Be}$ в представлении относительной энергии двух протонов ε для углового диапазона $\theta_{\text{ц.м.}} = 75^\circ - 90^\circ$: экспериментальные распределения (кресты) и результаты моделирования (сплошные линии) для разных настроек теоретической модели при условии полной выстроенности состояния 2^+ (a – e), и когда проекция полного углового момента состояния 2^+ распределена в пространстве изотропно (z – e). Панели соответствуют интерференции состояний 0^+ и 2^+ , когда амплитуда 2^+ полностью подавлена (a , z); когда амплитуды 0^+ и 2^+ складываются некогерентно (b , d) и когда амплитуда 0^+ полностью (e , e).

2^+ . Рассматривались шесть специальных случаев с ярко выраженными граничными условиями. Учитывались три возможных уровня интерференции – конструктивная, деструктивная и случай, когда амплитуды складываются некогерентно. Для каждого случая интерференции рассматривались варианты полной выстроенности и изотропного распределения в пространстве проекции полного углового момента.

На рис. 3 приведено сравнение вышеупомянутых специальных случаев. Видно, что разные настройки модели способствуют отклонению результатов моделирования от экспериментальных данных (которые одинаковы для всех панелей) при сохранении исходных теоретических распределений (пунктирная линия). Однако, разница для отдельных настроек модели слишком мала, она сравнима со статистической ошибкой и не может служить инструментом для изучения тонких эффектов, связанных с механизмом реакции. Тем не менее было показано, что разные конфигурации модели чувствительны к описанию эффективности измерительной аппаратуры.

ВНЕШНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ

Для детального анализа данных необходимо рассмотреть переменные, которые более тесно связаны с механизмом реакции. Такими являются, например, углы эмиссии частиц относительно выделенного направления – переданного импульса. Накладывая дополнительное условие малой величины кинетической энергии двух протонов, будем изучать эмиссию частиц в приближении двух тел. Речь идет о подходе, предполагающем квазибинарную кинематику (по определению, относительная кинетическая энергия двух протонов не может быть нулевой в случае трехтельного распада ${}^6\text{Be}$). Корреляции, полученные в подходе квазибинарной кинематики, будем называть внешними. Сравнение результатов моделирования с подбором параметров для всех шести обсуждаемых случаев показано на рис. 4. В отличие от внутренних корреляций, на этот раз наблюдаются драматические изменения формы гистограмм, показанных на рис. 4 сплошной линией. Этот факт говорит о высокой чувствительности внешних корреляций к выстроенности состояния

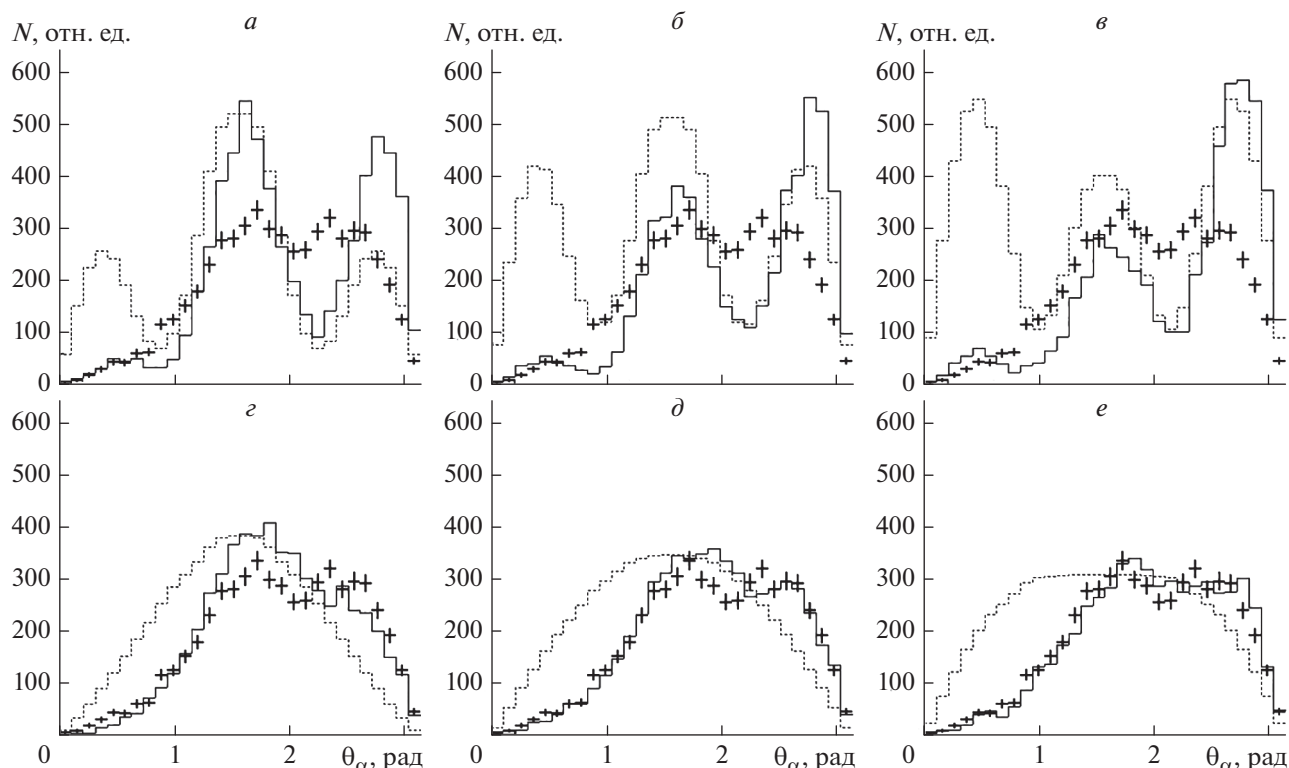


Рис. 4. Внутренние корреляции для энергии $2.5 < E_T < 3.0$ МэВ в угловом диапазоне $\theta_{ц.м.} = 90^\circ - 120^\circ$: экспериментальные распределения по углу эмиссии альфа-частицы относительно направления переданного импульса θ_α (кресты) и результаты моделирования (сплошные линии) для разных настроек теоретической модели при условии полной выстроенности состояния 2^+ (а–в) и для изотропного распределения проекции полного углового момента состояния 2^+ (г–е). Рис. а, г соответствуют интерференции состояний 0^+ и 2^+ , когда амплитуда 2^+ полностью подавлена; б, д – случаю, когда амплитуды 0^+ и 2^+ складываются некогерентно; в, е – случаю, когда амплитуда 0^+ полностью подавлена.

2^+ и к интерференции между состояниями 0^+ и 2^+ . Проверка критерия χ^2 дает возможность определить значения параметров теоретической модели, которые наиболее правдоподобно описывают экспериментальные данные. Видно, что значения

χ^2 сильно изменяются в зависимости от выстроенности и степени интерференции. Лучшее согласие из рассмотренных вариантов получается для деструктивной интерференции и изотропного распределения проекции полного углового мо-

Таблица 1. Параметры модели, используемой для описания корреляционных данных (см. рис. 5), и полученные значения χ^2 . Сокращения означают: В – выстроенность, НВ – неполная выстроенность

E_T , МэВ	$\theta_{ц.м.} = 45^\circ - 60^\circ$	$\theta_{ц.м.} = 60^\circ - 75^\circ$	$\theta_{ц.м.} = 75^\circ - 90^\circ$	$\theta_{ц.м.} = 90^\circ - 120^\circ$
1.4–1.9	В 135° $\chi^2 = 1.5$	В 180° $\chi^2 = 2.5$	В 180° $\chi^2 = 1.6$	В + 20% НВ 180° $\chi^2 = 2.5$
1.9–2.5	НВ + 10% В 135° $\chi^2 = 2.0$	НВ + 10% В 180° $\chi^2 = 0.9$	НВ 180° $\chi^2 = 2.4$	НВ + 10% В 90° $\chi^2 = 1.7$
2.5–3.1	НВ + 10% В 180° $\chi^2 = 1.6$	НВ + 30% В 180° $\chi^2 = 1.6$	НВ + 20% В 180° $\chi^2 = 2.2$	НВ 135° $\chi^2 = 1.3$

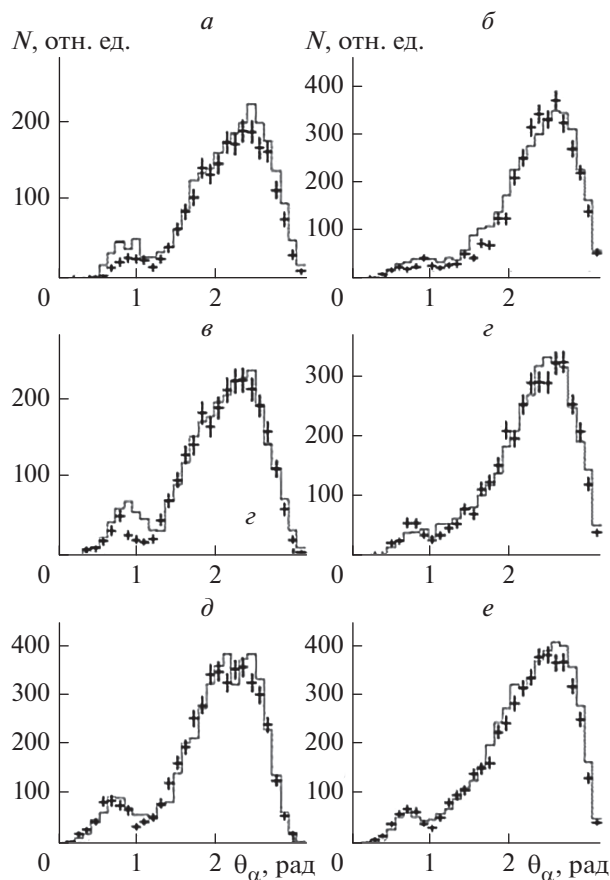


Рис. 5. Лучшие результаты подгонки внешних корреляций в полном изучаемом диапазоне углов $\theta_{ц.м.} = 45^\circ\text{--}120^\circ$ и энергий при $E_T < 3.1$ МэВ. Рис. *a*, *б* соответствуют диапазону $1.4 < E_T < 1.9$ МэВ; *в*, *г* — диапазону $1.9 < E_T < 2.5$ МэВ; *д*, *е* — области $2.5 < E_T < 3.1$ МэВ. Рис. *a*, *в*, *д* для углов $\theta_{ц.м.} = 45^\circ\text{--}60^\circ$; *б*, *г*, *е* — для $60^\circ\text{--}75^\circ$.

мента первого возбужденного состояния. Другие конфигурации нашей модели противоречат экспериментальным данным.

Указание на возможное согласие между экспериментальными данными и параметрами модели можно найти в изучаемом угловом диапазоне $\theta_{ц.м.} = 45^\circ\text{--}120^\circ$ в диапазоне энергии $E_T < 3.1$ МэВ. Выше этой энергии проявляется существенный вклад континуума с отрицательной четностью, который не был учтен в нашей теоретической модели. Тем не менее при определенном подборе параметров модель позволяет описать экспериментальные данные во всем изучаемом угловом диапазоне при $E_T < 3.1$ МэВ. Лучшие результаты подгонки спектров к экспериментальным данным показаны на рис. 5, значения полученных

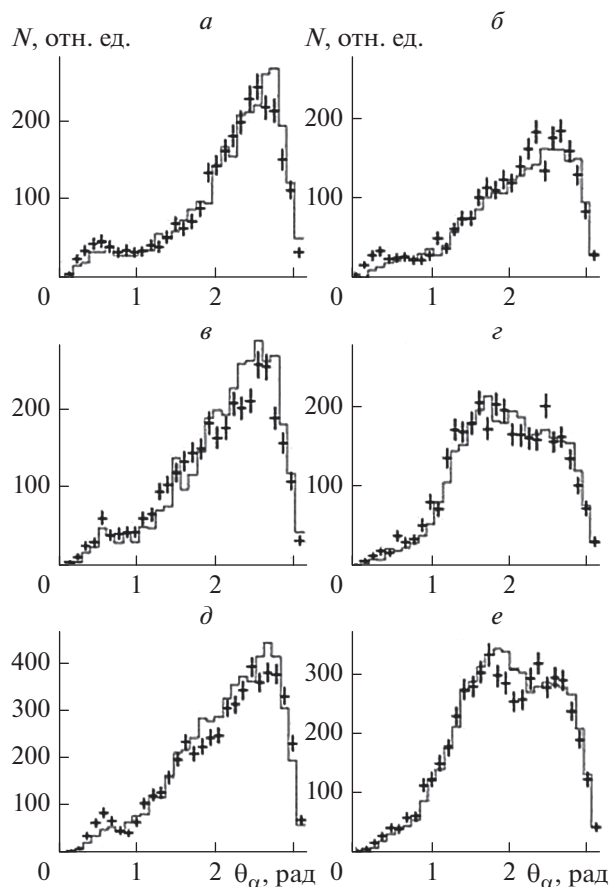


Рис. 6. То же самое, что и рис. 5, рис. *a*, *в*, *д* для углов $\theta_{ц.м.} = 75^\circ\text{--}90^\circ$; *б*, *г*, *е* для углов $\theta_{ц.м.} = 90^\circ\text{--}120^\circ$.

параметров модели вместе со значениями χ^2 приведены в таблице.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучены корреляции трехчастичных совпадений альфа-частицы с двумя протонами из распада ${}^6\text{Be}$, который получался в реакции зарядового обмена ${}^1\text{H}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Be})n$. Высокая статистика данных (примерно 4.7 млн событий) позволила провести детальный анализ внутренних и внешних корреляций для энергии возбуждения $E_T < 3.1$ МэВ в угловом диапазоне реакции $\theta_{ц.м.} = 45^\circ\text{--}120^\circ$. Теоретическая модель основана на комбинации импульсного приближения плоской волны и метода гипергармоник. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования методом Монте-Карло с учетом свободных параметров модели. В итоге удалось подобрать параметры, связанные с внешними корреляциями, в которых сильно проявляются тонкие эффекты механизма реакции.

Работа была проведена для системы ${}^6\text{Be}$ с известной структурой и может служить как пример анализа пока неизвестных эффектов, которые также проявляются в корреляциях. Представленный в данной работе метод может быть применен в качестве общего инструмента для изучения внутренней структуры трехчастичного континуума с перекрывающимися состояниями.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 17-12-01367 и проектов MEYS (Чешская республика) LTT17003 и LM2015049. Рис. 2, 3 и 4 взяты из работы [5] и видоизменены.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Golovkov M.S., Grigorenko L.V., Ter-Akopian G.M. et al.* // Phys. Lett. B. 2009. V. 672. P. 22.
2. *Sidorchuk S.I., Bezbakh A.A., Chudoba V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. Art. no. 202502.
3. *Григоренко Л.В., Головков М.С., Крупко С.А. и др.* // УФН. 2016. Т. 186. С. 337; *Grigorenko L.V., Golovkov M.S., Krupko S.A. et al.* // Phys. Usp. 2016. V. 59. P. 321.
4. *Fomichev A., Chudoba V., Egorova I. et al.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 708. P. 6.
5. *Tilley D., Cheves C., Godwin J. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P. 3.
6. *Yang X., Wang L., Rapaport J. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 2535.
7. *Guimaraes V., Kuramoto R., Lichtenhaler R. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 722. P. 341.
8. *Chudoba V., Grigorenko L.V., Fomichev A.S. et al.* // Phys. Rev. C 1995. V. 52. 2535.
9. *Худоба В.* Дисс. ... PhD. Силезский Университет в Опаве, Чехия, 2014.
10. *ROOT Data Analysis Framework.* <https://root.cern.ch/>.