

ОБНАРУЖЕНИЕ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ ПРОДУКТОВ ТРЕХЧАСТИЧНОГО РАСПАДА ${}^9\text{Be}(5/2^-)$

О.Ю.Васильев, А.А.Коршенинников, И.Г.Муха, Л.В.Чулков

На основе экспериментальных данных по "демократическому распаду ${}^9\text{Be}^*(5/2^-)$ обнаружен эффект кинематической фокусировки, предсказанный для ${}^9\text{Be}^*$ и ${}^9\text{B}^*$. Получено свидетельство о появлении нового "хорошего" квантового числа при демократическом распаде.

В ${}^1, 2$, где изучались трехчастичные распады состояний $A = 6$, были получены данные о свойствах демократических распадов (ДР) ядер 1 , т. е. таких n -частичных распадов ($n \geq 3$), которые не сводятся к каскаду хорошо обособленных распадов на меньшее, чем n , число фрагментов. В частности: 1) были обнаружены экзотические моды ДР, обусловленные имеющей кинематическую природу фокусировкой частиц по импульсам и в пространстве ${}^1-3$; 2) указывалось 1 , что ДР легких ядер может характеризоваться дополнительным "хорошим" квантовым числом — гипермоментом K . Для проверки предположения о важной роли K необходимы дальнейшие исследования ДР ядер. При этом возможно обнаружение новых проявлений кинематической фокусировки, т. е. этот эффект должен иметь универсальную природу. Вызывает интерес и конкуренция между каналами ДР и каскадного распада ядер.

В настоящей работе рассматриваются распады на $\alpha + \alpha + N$ -состояний ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$ из изодублета с $J^\pi = 5/2^-$. Здесь велика интенсивность ДР, т. к. конкурирующий каскадный распад через ${}^8\text{Be}(0^+)$ исчерпывает лишь 0,5% — 20% ширины ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$ ${}^4, 5$ (эта величина требует экспериментального уточнения, т. к. данные из 4 и 5 различаются).

Процесс ДР изучался в предположении о доминировании одного K в разложении амплитуды ДР по гиперсферическому базису 6 . Из-за увеличения с ростом K трехчастичной центростремительной энергии 6 рассматривалось наименьшее для $\alpha + \alpha + N$ с $J^\pi = 5/2^-$ значение $K_{\text{мин}} = 3$. При $K = 3$ имеется две моды ДР: с $L = 2$ и 3 ; L — полный орбитальный момент в $\alpha + \alpha + N$, дающий в сумме со спином нуклона момент $J = 5/2$. Поскольку при изучении $A = 6$ было обнаружено 3 , что $K_{\text{мин}}$ может оказаться подавленным из-за принципа Паули, изучался вопрос об эффективном взаимодействии всех частиц в состояниях с $K = 3$ ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$ в рамках $\alpha + \alpha + N$ -модели. Для этого использовалась техника коэффициента Рейнала—Реваи. Выяснилось, что при $L = 2$ имеет место как $\alpha\alpha$ -притяжение в d -состоянии (резонанс ${}^8\text{Be}^*(2^+)$), так и αN -притяжение в p -состоянии (резонанс ${}^5\text{He}$, ${}^5\text{Li}$). Поэтому для ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$ процесс с $K_{\text{мин}}$ разрешен. Волна с $L = 3$, также связанная с $\alpha\alpha d$ -притяжением, обеспечена $\alpha N p$ -притяжением с меньшим весом (44%), чем $L = 2$ (90%); более того, $L = 3$ с заметным весом (24%) отвечает s -состоянию αN , что может дополнительно подавлять $L = 3$ в ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$ (заполненность $1s$ -оболочки в α). Такая особенность структуры ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$ — превалирование $L = 2$ — может отразиться в распределениях продуктов из ДР ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$. Наконец, для получения полной амплитуды распада к процессу ДР был подключен каскад ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^* \rightarrow N + {}^8\text{Be}(0^+)$, ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$, описывавшийся в R -матричном подходе.

Задаваемые полученной амплитудой распределения продуктов распада в системе покоя $A = 9$ приведем для случая равномерной заселенности проекций спина ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$. Вероятность испускания нуклонов с энергией E_N в направлении Ω_N :

$$d^2p/dx d\Omega_N = a \frac{2^6}{3\pi^2} x^{3/2} (1-x)^{5/2} + (1-a) \frac{Q\Gamma_0}{8\pi^2} [(E_0 - Q(1-x))^2 + \Gamma_0^2/4]^{-1}, \quad (1)$$

где $x = 9E_N/8Q$, Q – энергия распада ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$ на $\alpha + \alpha + N$, а $\Gamma_0 = 7$ эВ и $E_0 = 97$ кэВ отвечают ${}^8\text{Be}$. Вероятность ДР равна a ; вероятность распада через ${}^8\text{Be} - 1 - a$ ($(d^2p/dxd\Omega_N) \times dx d\Omega_N = 1$). В (1) моды ДР с $L = 2$ и 3 неразличимы. Вероятность испускания α -частицы:

$$d^2p/dy d\Omega_\alpha = (a-b) \frac{2^6}{3\pi^2} y^{3/2} (1-y)^{3/2} (0,8y+0,1) + b \frac{2^6}{3\pi^2} y^{1/2} (1-y)^{1/2} (-0,06y^3 - 0,102y^2 + 0,254y + 0,0116) + (1-a) \frac{5}{24\pi} z^{-1/2} (1-z)^{-1/2} \left. \vphantom{\frac{d^2p}{dy d\Omega_\alpha}} \right\} y \in [0,1(9-8z-6\sqrt{z(1-z)}), 0,1(9-8z+6\sqrt{z(1-z)})]$$

(2)

где $y = 9E_\alpha/5Q$, $z = 1 - (E_0/Q)$. Фигурирующие в (2) три слагаемых описывают соответственно: ДР с $L = 2$, ДР с $L = 3$, каскад через ${}^8\text{Be}$; их вероятности равны $a - b$, b , $1 - a$. В той

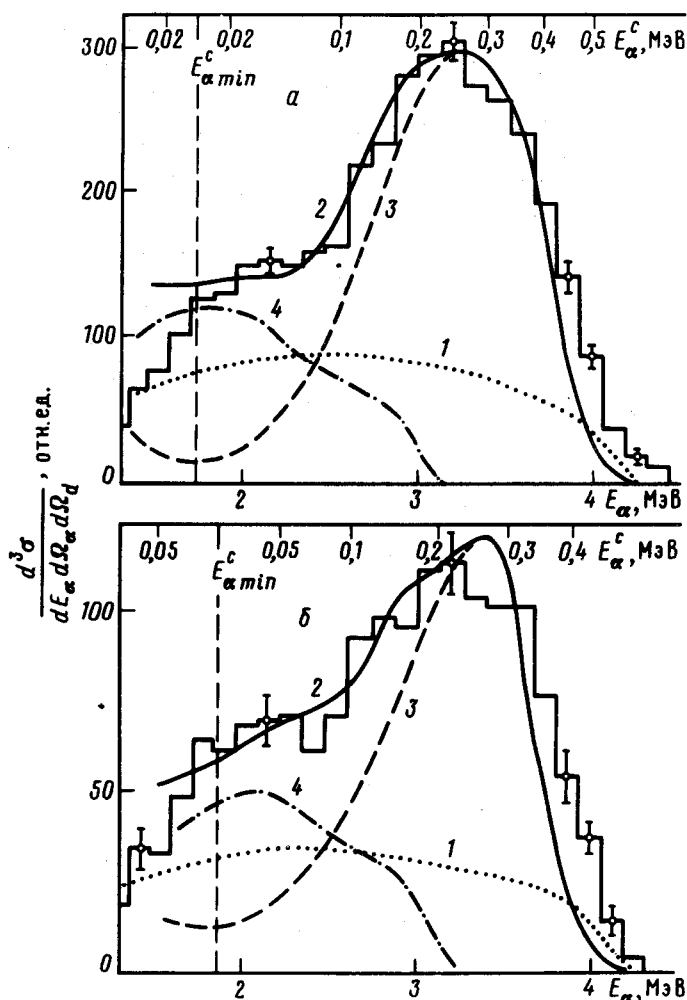


Рис. 1. Спектры α -частиц в лабораторной системе из распада ${}^9\text{Be}^*(5/2^-) \rightarrow \alpha + \alpha + n$, полученные при регистрации $\alpha + d$ -совпадений из ${}^9\text{Be}(d, d){}^9\text{Be}^*$ при $E_d = 13,6$ МэВ под углами $\theta_d = 80^\circ, \theta_\alpha = -45^\circ$ (а) и $\theta_d = 85^\circ, \theta_\alpha = -45^\circ$ (б). Верхняя шкала – энергии α в системе покоя ${}^9\text{Be}^*$. 1 – фазовый объем для $\alpha + \alpha + n$; 2 – итог описания спектра выражением (2) при $b = 0$; 3 – вклад ДР с $L = 2$; 4 – вклад распада через ${}^8\text{Be}(0^+)$

же последовательности выписаны компоненты распределения из кинематически полного опыта:

$$d^3p/dx d\Omega_N d\Omega_{\alpha-\alpha} = (a-b) \frac{2^3}{\pi^3} x^{3/2} (1-x)^{5/2} \sin^2 \alpha + \quad (3)$$

$$+ b \frac{2^4}{7\pi^3} x^{3/2} (1-x)^{5/2} (2 + \cos^2 \alpha) + (1-a) \frac{Q\Gamma_0}{32\pi^3} [(E_0 Q (1-x))^2 + \Gamma_0^2/4]^{-1},$$

где $\alpha = \widehat{p_{\alpha-\alpha} p_{\alpha\alpha-N}}$ — угол между относительными импульсами $\alpha\alpha$ -пары $p_{\alpha-\alpha}$ и ее центра масс и нуклона $p_{\alpha\alpha-N}$. При сравнении (1) — (3) с экспериментальными данными a и b являются подгоночными параметрами.

Из (1) — (3) можно увидеть, что вклады ДР имеют характерную форму, резко отличающуюся от случая некоррелированного разлета $\alpha + \alpha + N$, т. е. от фазового объема (наглядная иллюстрация будет дана ниже на рис. 1). Такие корреляции олицетворяют ожидаемую кинематическую фокусировку продуктов. В целом, экспериментальные данные по распаду ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$ позволяют: 1) обнаружить новое проявление кинематической фокусировки

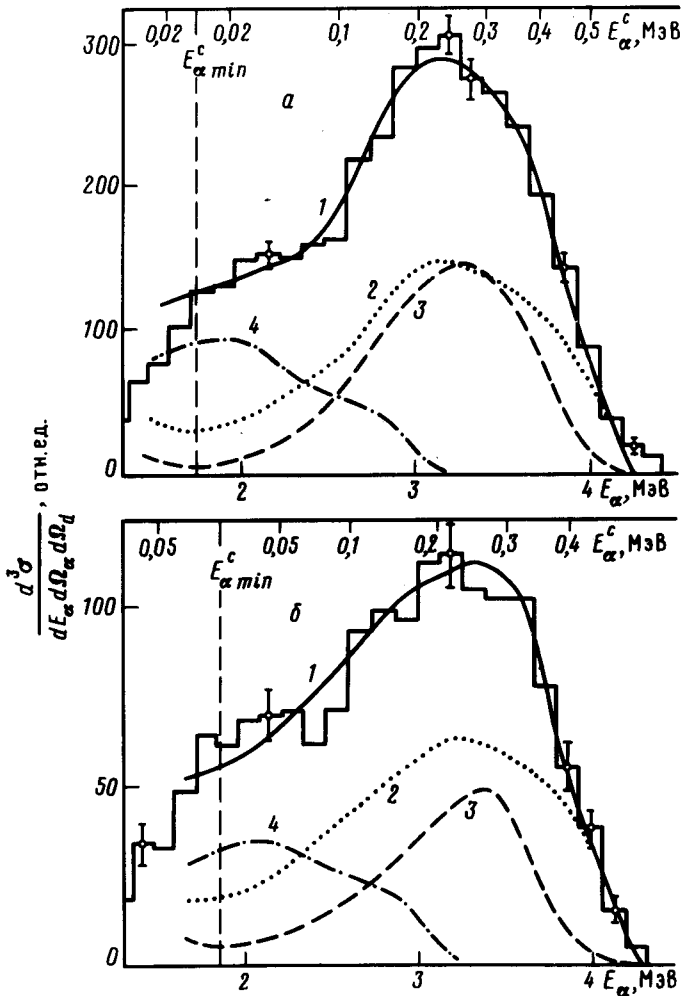


Рис. 2. То же, что на рис. 1. Линии: 1 — итог описания α -спектра выражением (2); 2 — вклад ДР с $L = 3$; 3 — вклад ДР с $L = 2$; 4 — вклад каскада через ${}^8\text{Be}(0^+)$

при ДР; 2) путем сравнения с (1) – (3), где число параметров невелико и где компоненты имеют весьма нетривиальную форму, проверить предположение о $K = 3$ как "хорошем" квантовом числе; 3) обратиться к вопросу о конкуренции ДР и каскада (параметр a); 4) изучить конкуренцию мод ДР с $L = 2$ и 3 (параметр b). В предположении, что ДР отражает структуру волновой функции ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}^*$ во внутренней области, можно ожидать, что преобладающим будет ДР с $L = 2$.

Измеренные в 7 спектры α -частиц из ${}^9\text{Be}^*$, заселявшегося в ${}^9\text{Be}(d,d){}^9\text{Be}^*(5/2^-)$ при $E_d = 13,6$ МэВ, представлены на рис. 1 для двух вариантов размещения детекторов, регистрировавших $\alpha + d$ -совпадения (на рисунке учтены потери энергии α -частиц в мишени и мертвом слое детектора). Спектры на рис. 1 имеют характерную форму, разительно отличающуюся от фазового объема (линии 1)¹⁾. Пик в жесткой части, отражающий корреляцию нейтрона и нерегистрируемой α по энергии их относительного движения, невозможно описать *от*-взаимодействием в конечном состоянии. Спектры анализировались с помощью (2). На первом этапе полагалось, что при ДР доминирует $L = 2$ (т. е. $b = 0$). В итоге удалось описать данные (линии 2 на рис. 1). Процесс с $L = 2$ (линии 3) объясняет пик в спектрах. Каскаду через ${}^8\text{Be}$ (линии 4) отвечает вероятность $\approx 20\%$. На втором этапе анализа α -спектров был подключен также и ДР с $L = 3$ (в (2) $b \neq 0$). Полученный результат (линии 1 на рис. 2) хорошо описывает спектры (вклад распада через ${}^8\text{Be} \approx 15\%$). Оказалось, что экспериментальные данные допускают большой вес ДР с $L = 3$ ($\approx 50\%$). Однако форма этого компонента (линии 2 на рис. 2) близка к форме вклада от ДР с $L = 2$ (линии 3), поэтому для детального изучения конкуренции ДР с $L = 2$ и 3 нужны дальнейшие эксперименты. Из рис. 2, как и из рис. 1, следует, что пик в α -спектрах обусловлен вкладом ДР, особая форма которого связана с кинематической фокусировкой.

Таким образом, в настоящей работе: 1. В α -спектре из ${}^9\text{Be}^*$ обнаружена предсказанная выше кинематическая фокусировка частиц при ДР; подчеркнем, что найденный эффект связан с $J^\pi {}^9\text{Be}^*$, а не с принципом Паули, как это имело место в случае обнаруженной в 3 фокусировки для системы $A = 6$. 2. Сравнение α -спектров с расчетом подтверждает справедливость высказанного в ¹ предположения о том, что K является при ДР "хорошим" квантовым числом. Для детального изучения конкуренции между различными модами распада необходимы измерения спектров всех частиц из ${}^9\text{Be}^*$, ${}^9\text{B}$. Особенно перспективны кинематически полные опыты из-за кардинального различия угловых частей ДР с $L = 2$ и 3 в (2).

Авторы благодарны М.В.Жукову за конструктивные обсуждения.

Литература

1. Бочкарев О.В. и др. ЯФ, 1989, 49, вып. 8.
2. Бочкарев О.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 124.
3. Данилин Б.В. и др. ЯФ, 1988, 48, 1208.
4. Chou J.-C. et al. J. Phys. Soc. Jap., 1978, 44, 1.
5. Ajzenberg-Selove F., Lauritzen T. Nucl. Phys., 1974, A227, 1.
6. Данилин Б.В. и др. ЯФ, 1987, 46, 427.
7. Васильев Ю.О. и др. Препринт КИЯИ, 1989.
8. Муха И.Г., Чулков Л.В. Препринт ИАЭ-4762, 1989.

Институт ядерных исследований
Академии наук Украинской ССР
Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
18 апреля 1989 г.

¹⁾ Во всех приводимых расчетах учитывалось методом ⁸ энергетическое размытие, вносимое неточечной геометрией опыта.