ВЕСТНИК ВГУ, Серия физика, математика, 2001, № 2

УДК 539.143

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ НЕЙТРОННЫХ КЛАСТЕРОВ

© 2001 г. С. Д. Кургалин, Ю. М. Чувильский

Воронежский государственный университет

Исследованы спектроскопические факторы S_X нейтронных кластеров в ядрах различной массы. Полученные значения S_X оказываются в произвольных ядрах близкими к соответствующим величинам для кластеров таких же масс с равным количеством протонов и нейтронов.

Введение

Появление в последние годы экспериментальных установок, позволяющих ускорять ионы с большим избытком или недостатком нейтронов, существенно расширяет возможности исследования реакций передач кластеров, не существующих в природе в свободном состоянии, а также слабосвязанных кластеров. Дело в том, что динамика процессов многонуклонной передачи при энергиях $E/A > 10$ МэВ/нуклон дискриминирует многоступенчатые механизмы и приводит к тому, что доминирующей оказывается полюсная диаграмма передачи кластера в его низшей оболочечной конфигурации [1], причем это свойство определяется не столько энергией связи кластера, сколько наиболее компактной упаковкой требуемого числа нуклонов в области столкновения. Как показывают эксперименты [2—4], это свойство сохраняется и для чисто нейтронных кластеров. Другое дело, что в обычном ядре малая внутренняя энергия связи кластера соответствует высокой энергии его отрыва, в результате чего сечение реакции прямой и, тем более, многоступенчатой передачи такого кластера оказывается сильно подавленным. В ядре с избытком или недостатком нейтронов энергия отрыва соответствующего кластера невелика. В частности, в нейтроноизбыточных ионах несколько последних нейтронов оказываются слабосвязанными. Вследствие этого вопрос о характерных сечениях реакций передачи нейтронных кластеров (мультинейтронов) при достаточно высоких энергиях ионов, когда многоступенчатыми процессами можно пренебречь, сводится, в основном, к проблеме получения статистических весов — спектроскопических факторов мультинейтронов в ядрах. При низких энергиях знание этих величин позволяет оценить нижние границы сечений реакций.

В настоящей работе развивается теоретический метод [5—7] и выполняются расчеты спектроскопических факторов S_X мультинейтронов в ядрах. В качестве объектов исследования берутся $2n$- (двухнейтронные), $4n$-, $6n$- и т.д. нейтронные кластеры. Формализм метода разрабатывается в максимально общем виде, поэтому конкретные свойства ядер, принимающих участие в реакциях, не учитываются. Однако модификация расчетной схемы для учета таких свойств является довольно простой, а тенденции изменения численных значений в большинстве случаев ясными. Заключительная часть работы посвящается обсуждению этих вопросов.

1. Метод расчета спектроскопических факторов мультинейтронов в ядрах

Расчет спектроскопических факторов S_X проводится для ядер — доноров кластеров, находящихся в начальном состоянии, или ядер-акцепторов в конечном состоянии, у которых X нуклонов находятся над «магическим» осцилляторным остовом. Волновая функция мультинейтрона с массовым числом $X \leq 8$ имеет вид:

$$\Psi_{Xn} = \left|X, N = X - 2[f_0] = [2^{X/L}], (\lambda_0\mu_0)L_0 = 0, \quad S_0 = 0, T_0 = X/2, M_{T_0} = -X/2\right\rangle, \tag{1}$$

где N — главное квантовое число; $[f_0]$ — схема Юнга; $(\lambda_0\mu_0)$ — символ Эллиотта группы

$SU(3)$, однозначно определенный для исследуемых кластеров схемой Юнга $[f_0]$ и принимающий значения (0 0), (2 0), (0 2), (0 0) для X = 2, 4, 6, 8 соответственно; L_0, S_0, T_0, M_{T_0} — орбитальный момент, спин, изоспин, проекция изоспина. Оболочечная волновая функция валентных нейтронов в ядре Ψ^{sh} выбирается в виде:

$$\Psi^{sh} = \left|\alpha^X [f] = [2^{X/L}](\lambda\mu)\, LSTM_T \right\rangle, \qquad (2)$$

где α — номер осцилляторной оболочки, в которой находятся эти нейтроны. Такой выбор квантовых чисел продиктован удобством для исследования кластерных каналов. Более того, в соответствии с правилами отбора ненулевые спектроскопические факторы получаются только при выполнении условий

$$[f] = [f_0], S = S_0, T = T_0, M_T = M_{T_0}; \qquad (3)$$

$$(\lambda\mu) = (2\alpha, 0), (4\alpha - 4, 2), (6\alpha - 6, 0) \qquad (4)$$

для X = 2, 4, 6 соответственно, причем правила отбора по $(\lambda\mu)$ являются следствием перестановочной симметрии $[f]$ нуклонов из одной оболочки [8]. Что касается орбитального момента L, то ненулевой результат получается при всех величинах L, удовлетворяющих правилам отбора в редукции $SU(3) \supset O(3)$, и данный формализм позволяет провести расчеты для произвольного значения L.

Спектроскопическая амплитуда $S_X^{1/2}$ кластера X, соответствующая переходу на основное состояние ядра-остатка, определяется соотношением [1]:

$$S_X^{1/2} = (-1)^n \left(\frac{A}{A-X}\right)^{n/2} \binom{A}{X}^{1/2} \left\langle \Psi_A^{sh} \middle| \Psi_{A-X}^{sh}, \Psi^{sh} \right\rangle \cdot \left\langle \Psi_X^{sh} \middle| nl, \Psi_{Xn} \right\rangle. \qquad (5)$$

Здесь мы учитываем то обстоятельство, что волновая оболочечная функция Ψ_{A-X}^{sh} соответствует «магическому» осцилляторному ядру, находящемуся в основном состоянии. В связи с этим конфигурация отделяемых нуклонов однозначно определяется выражением (2). Другим следствием используемой модели является возможность применить равенство, верное для генеалогического коэффициента в данном частном случае:

$$\left\langle \Psi_A^{sh} \middle| \Psi_{A-X}^{sh}, \Psi_X^{sh} \right\rangle = \binom{A}{X}^{-1/2}. \qquad (6)$$

В итоге, в выражение для спектроскопической амплитуды $S_X^{1/2}$ входит, за исключением тривиального фактора отдачи, только кластерный коэффициент $\left\langle \Psi_X^{sh} \middle| nl, \Psi_{Xn} \right\rangle$. Вычисление этого коэффициента основано на сочетании двух приемов. Вначале он представляется как:

$$\left\langle \Psi_X^{sh}, L \middle| nl, \Psi_{Xn} L_0 = 0 \right\rangle = \frac{\left\langle (\lambda\mu), L \middle| (n0)l, (\lambda_0\mu_0) L_0 = 0 \right\rangle}{\left\langle (\lambda\mu), pqr \middle| (n0)HW, (\lambda_0\mu_0) LW \right\rangle} \cdot \left\langle \Psi_X^{sh} \middle| n0HW, \Psi_{Xn}(\lambda_0\mu_0) LW : (\lambda\mu) \right\rangle, \qquad (7)$$

где первый множитель — коэффициент Клебша—Гордана группы $SU(3)$, а второй — скалярный фактор кластерного коэффициента, причем в качестве функции движения центра масс кластера используется вектор старшего веса (HW) [8], а функции внутреннего движения — вектор, имеющий наименьший вес (LW) в обычной (канонической) редукции $SU(3) \supset SU(2) \times U(1)$ [8]. Затем функция $|(n0)HW\rangle$ записывается в виде [1]:

$$\left|(n0)HW\right\rangle = (U_z^+)^n \left|(00)\right\rangle, \qquad (8)$$

представляющем осцилляторную функцию старшего веса через операторы рождения квантов U_z^+ по декартовой координате z_{R_X} и вакуумную функцию.

Дальнейшие преобразования, ведущие к конечному результату, основаны на применении мультикластерного генеалогического разложения [9] функции Ψ_X^{sh} на двухнуклонные функции. При данном подходе вклад в кластерные коэффициенты вносят лишь те конфигурации, для которых мультикластерные коэффициенты имеют достаточно простой вид. В итоге, преобразование приводит к следующим результатам. Для X = 2 спектроскопическая амплитуда равна:

$$S_2^{1/2} = \left(\frac{A}{A-2}\right)^{n/2} 2^{-n} \sqrt{\frac{(2n)!}{(n!)^2}}, \qquad (9)$$

где $n = 2\alpha$.

Для X = 4:

$$S_4^{1/2} = \left(\frac{A}{A-4}\right)^{n/2} \frac{1}{\sqrt{n!}} 4^{-n/2} \sqrt{\frac{n!}{(\alpha!)^2[(\alpha-1)!]^2}} \cdot \frac{\left\langle (n0)0(20)0 \middle| (n-22)0 \right\rangle}{\left\langle (n0)HW(20)LW \middle| (n-22)pqr \right\rangle}, \qquad (10)$$

где $n = 4\alpha - 2$. Перекрывание функций в знаменателе — это коэффициент Клебша—Гордана в канонической редукции; p, q, r — индексы этой канонической редукции, которые определяются правилами отбора.

Для $X = 6$:

$$S_6^{1/2} = \left(\frac{A}{A-6}\right)^{n/2} 6^{-n/2} \sqrt{\frac{n!}{(\alpha!)^2[(\alpha-1)!]^4}\,\beta_n}, \qquad (11)$$

где $n = 6\alpha - 4$,

$$\beta_n = \frac{\langle (n0)0(02)0\,|\,(n-20)0\rangle}{\langle (n0)HW(02)LW\,|\,(n-20)pqr\rangle} = \sqrt{\frac{2\alpha-1}{6\alpha-5}}. \qquad (12)$$

Для кластеров с $X \geq 8$ невозможно построить из нейтронов одной оболочки функцию с требуемыми по правилам отбора квантовыми числами в силу структурного запрета тяжелой фрагментации атомных ядер [1, 10]. Следовательно спектроскопические амплитуды таких кластеров в каналах, где ядро—остаток находится в основном состоянии, равны нулю.

2. Основные результаты и выводы

Предлагаемый метод приводит к достаточно простым расчетным формулам. Единственный сложный объект для вычислений — это коэффициент Клебша—Гордана группы $SU(3)$ в неканонической редукции для $X = 4$. Однако и он может быть сведен к четырехкратной алгебраической сумме, если учесть, что два индекса представлений в нем имеют форму $(\lambda_1 0)$. Результаты расчетов спектроскопических факторов мультинейтронов S_X по формулам (9)—(12) приведены в таблице. Для сравнения в таблице даются также спектроскопические факторы α-частиц, рассчитанные в аналогичной модели. Из табл. видно,

Таблица

Спектроскопические факторы мультинейтронов S_X и a-частиц S_a в ядрах

α	S_{2n}	S_{4n}	S_α	S_{6n}
1	1,125	0,665	1,500	0,347
2	0,601	0,134	0,229	0,0329
3	0,419	0,0461	0,0691	0,0526
4	0,333	0,0223	0,0321	$1{,}56\cdot 10^{-3}$
5	0,284	0,0131	0,0187	$5{,}31\cdot 10^{-4}$
6	0,251	0,00885	0,0125	$2{,}54\cdot 10^{-4}$

α — номер осцилляторной оболочки, в которой находятся нейтроны

что с хорошей точностью выполняется соотношение $S_{4n} \approx 2/3 S_\alpha$. Это свидетельствует об отсутствии какого-либо фактора, уменьшающего статистические веса нейтроноизбыточных или нейтронодефицитных кластеров по сравнению с «обычными» кластерами (с $N \simeq Z$). Спектроскопические факторы S_{2n} в данной модели совпадают с дейтронными. Если число нейтронов или протонов в кластере ≥ 8, то вступает силу структурный запрет тяжелой фрагментации [1, 10]. Для $X \geq 8$ спектроскопические факторы «обычных» кластеров в отличие от нейтронных являются ненулевыми, хотя и имеют малые значения.

Рассмотрим ситуацию в реальных ядрах. Для легких ядер ^{8}He, ^{20}O, ^{22}O и т. п. настоящая модель выглядит вполне реалистичной — вклад исследованной компоненты с необходимой $SU(3)$-симметрией в волновую функцию валентных нейтронов составляет несколько десятых. Поскольку остальные компоненты не вносят вклада в спектроскопические факторы, конечный результат изменится на этот фактор, который, к тому же, не слишком сильно отличается от аналогичного фактора для «обычных» кластеров.

Отдельного обсуждения заслуживает вопрос о существенном увеличении характерного размера валентных нейтронных орбит в легких нетроноизбыточных ядрах («нейтронном гало»). Проведенные расчеты предполагали равенство осцилляторных параметров ядерных нуклонов и кластера. Поскольку выбор параметров функции мультинейтрона является произвольным (фактически речь идет о выборе базиса), то это допущение представляется разумным.

Физическая картина реакции передачи такова, что последующие (с возбуждением передаваемого мультинейтрона) члены ряда вносят малый вклад в результат и ими можно пренебречь. Однако характерные размеры «нейтронного гало» ядра-донора и ядра-акцептора могут различаться. Поэтому, в принципе, одна из вершин полюсной диаграммы должна рассчитываться с различными параметрами ядра и кластера. Тем не менее, зависимость величины S_X от этой разницы до определенных пределов остается слабой [7]. Возникающий при этом фактор подавления имеет масштаб ~ 0,4÷0,5 для $X = 4$ и $\hbar\omega_1/\hbar\omega_2 = 2 \div 3$. Следовательно, предлагаемая схема дает верное качественное описание ситуации для легких ядер.

В тяжелых ядрах статистический вес мультинейтронного состояния с определенной $SU(3)$-симметрией, как правило, невелик, и этот факт должен быть учтен в расчетах. Однако такая же ситуация возникает и при вычислении, например, спектроскопических факторов α-частиц. Величины S_α и S_{4n} могут, конечно, сильно различаться в данной конфигурации, но основные тенденции их изменений от ядра к ядру совпадают. Все вышесказанное применимо также к «немагическим» ядрам, где выражения $S_X^{1/2}$ содержат также нетривиальные коэффициенты родства. Если они известны, то представленный здесь формализм решает поставленную задачу.

Важным свойством средних и тяжелых ядер, определяющим значение S_X, является сверхтекучее спаривание нуклонов [11]. Прежде всего, этот эффект проявляется в резком по сравнению с оболочечной моделью увеличении спектроскопических факторов 2-нейтронов или 2-протонов. Для более тяжелых кластеров «сверхтекучий фактор усиления» близок к произведению «двухнуклонных факторов усиления» 2-нейтронных или 2-протонных пар, входящих в кластер X. Поэтому отношения характерных величин спектроскопических факторов обычных кластеров и кластеров с избытком нейтронов с учетом сверхтекучего спаривания сохраняются. Заметим, что абсолютные величины спектроскопических факторов α-частиц с учетом сверхтекучего спаривания и в используемой здесь «чистой» схеме $SU(3)$ оказываются очень близкими, а для бинуклонов результаты, полученные в первой из этих моделей, примерно в два раза превосходят те, которые были получены во второй. Следовательно, абсолютные значения спектроскопических факторов S_X для средних и тяжелых ядер, приведенные в табл., могут служить хорошим ориентиром в реальной физической ситуации.

Следует также подчеркнуть, что основными трудностями в расчетах сечений реакций передачи мультинейтрона являются, во-первых, оценка вклада в них многоступенчатых процессов и, во-вторых, построение потенциалов, используемых в DWBA-расчетах [1]. На фоне этих трудностей точность, с которой изложенным выше методом получены спектроскопические факторы, представляется вполне достаточной.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 00-02-16683.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач / Немец О. Ф., Неудачин В. Г., Рудчик А. Т., Смирнов Ю. Ф., Чувильский Ю. М.; Отв. ред. Г. Ф. Филиппов. — Киев: Наукова думка, 1988. — 488 с.

2. Ter-Akopian G. M., Rodin A. M., Fomichev A. S. et al. // Phys. Lett. — 1998. — V. B426. — P.251.

3. Wolski R., Fomichev A. S., Rodin A. M. et al. // JINR Report. — 1998. N E15-98-284.

4. Oganessian Yu. Ts., Zagrebaev V. I., Vaagen J. S. «Di-neutron» configuration on ^{6}He // Phys. Rev. Lett. — 1999. — V. 82, № 25. — P. 4996—4999.

5. Кургалин С. Д., Чувильский Ю. М. Эффективные числа d-, t-, ^{3}He- и α-кластеров и их распределения // Укр. физ. журн. — 1989. — Т. 34, № 8. — С. 1157—1163.

6. Кургалин С. Д., Чувильский Ю. М. Кластеры с массовыми числами $5 \le X \le 16$ в ядрах и их распределения // Ядерн. физика. — 1990. — Т. 52, Вып. 2 (8). — С. 379—389.

7. Кургалин С. Д., Чувильский Ю. М. Эффективные числа тяжелых кластеров в ядрах в реалистической модели // Изв. АН СССР, Сер. физ. — 1991. — Т. 55, № 1. — С. 93—102.

8. Филиппов Г. Ф., Овчаренко В. И., Смирнов Ю. Ф. Микроскопическая теория коллективных возбуждений атомных ядер. — Киев: Наукова думка, 1981.— 368 с.

9. Glozman L. Ya., Tchuvil'sky Yu. M. Multicluster fractional parentage coefficients // J. Phys. G. — 1983. — V. 9. — P. 1033—1045.

10. Smirnov Yu. F., Tchuvil'sky Yu. M. The structural forbiddenness of the heavy fragmentation of atomic nucleus // Phys. Lett. — 1984. — V. 134B. — P. 25—28.

11. Кадменский С. Г., Фурман В. И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 224 с.