

PACS 25.40-Ep
УДК 531.1

**НУКЛОННЫЕ АССОЦИАЦИИ В ПРОЦЕССАХ
РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ЯДРАХ С УЧЕТОМ
СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

С.Г.АБДУЛВАГАБОВА, Н.Ш.БАРХАЛОВА, Т.О.БАЙРАМОВА

Бакинский Государственный Университет
sajida.gafar@gmail.com

На основе потенциальной теории ассоциативного выбивания нуклонов обсуждаются характеристики процессов $A(p, pX)A-X$. Анализ характеристик проведен на микроскопическом уровне: сечения связывается с энергетической и угловой зависимостью амплитуд. Исследование проводилось в импульсном приближении с плоскими волнами на основе потенциала Вудса-Саксона с учетом спин-орбитального взаимодействия. Было сделано предположение, что матрица рассеяния не зависит от импульса отдачи. Кроме того, пренебрегается внутренняя структура ассоциации, то есть ассоциация ведет себя как единое бесструктурное целое, а не как комбинация индивидуальных нуклонов. Выяснен универсальный характер эффективных чисел ассоциаций, которые не зависят от тонких деталей ядра. Развитый формализм и главные выводы работы носят достаточно общий характер и сравнительно легко обобщаются для конкретных составных частиц.

Ключевые слова: рассеяние, импульсное приближение, нуклонная ассоциация, спин-орбитальное взаимодействие.

Для объяснения особенности структуры ядра и механизмов рассеяния используется модель ассоциации. Согласно этой модели нейтроны и протоны в ядрах образуют ассоциации. Существование ассоциацией в ядрах – это установленный факт.

Теория ассоциативного выбивания нуклонов позволяет получить факторы, зависящие от структуры ядра. Такие квазиупругие выбивания обычно дают сравнительно небольшой вклад в полную вероятность взаимодействия, но отличаются исключительно простотой механизма взаимодействия.

Следует выделить два основных момента, определяющих содержание ассоциативного подхода к описанию свойства ядра: учет тождественности нуклонов; свойства ядра определяется функцией взаимного движения фрагментов.

В работе [1] было исследовано рассеяние протонов на ядрах с выбиванием нуклонных ассоциаций без учета спин- орбитального взаимодействия. В данной работе учитывается влияние этого взаимодействия. Поскольку нами рассматриваемая область энергии лежит ниже порога образования мезонов, то используется импульсное приближение.

Сечение рассеяния частицы с выбиванием нуклонных ассоциаций

Пусть протон с импульсом p_0 падает на ядро с массовым числом A и происходит реакция $A(p, pX)A-X$, в результате импульс протона становится равным p_k . Ассоциация, выбитая из ядра приобретает импульс p_X . Если ядро - мишень не является малонуклонным, то при реальном решении задачи возникает необходимость привлечения ядерно-структурных моделей для описания состояний начального и конечного ядра и моделирование механизма протекания самой реакции.

Для расчета матричных элементов процессов следует определить волновые функции в начальном и конечном состоянии. Волновую функцию начального состояния выбираем в виде

$$\Psi_i = e^{k_0 r_0} \Psi_A(J_i M_{J_i} T_i M_{T_i}), \quad (1)$$

где $k_0 = p_0 / \hbar$ - волновое число протона и Ψ_A - волновая функция ядра A . Для простоты волновую функцию Ψ_A можно представить в факторизованном виде:

$$\Psi_A = \Psi_a \Psi_b \Psi(R_{ab}), \quad (2)$$

где Ψ_a и Ψ_b - внутренние антисимметричные волновые функции фрагментов a и b , а $\Psi(R_{ab})$ - функция их относительного движения. При этом волновая функция ядра A характеризуется полным моментом J_i и его проекцией M_{J_i} , полным изотопическим спином T и его проекцией M_T . Аналогичный набор квантовых чисел (j, m_j) и (t, m_t) характеризуют кластеры a и b .

В этом случае волновая функция ядра A имеет вид

$$\Psi_A = \psi(J_i M_{J_i} T_i M_{T_i}) = \sum_{sm, l, m_l, j, m_j} i^l e^{i\delta_{lj}} R_{lj}(qR(a, b)) Y_{lm_l}^*(d\Omega) C_{j_a m_a j_b m}^{sm_s} G_{lm_l sm_s}^{jm} (d\Omega_{R_{ab}}), \quad (3)$$

где q – импульс относительного движения фрагментов, $Y_{l m_l}^*(d\Omega)$ -сферическая функция, $C_{j_a m_a j_b m}^{s m_s}$ коэффициенты Клебша-Гордана, $G_{l m_l s m_s}^{j m}(d\Omega_{R_{ab}})$ -спин – угловая функция.

Оболочечная компонента функции ядра A отлична от нуля во внутренней области конфигурационного пространства координат A нуклонной системы, где движение нуклонов определяется взаимодействием с самосогласованным полем, нуклон-нуклонными корреляциями и коллективными эффектами [2]. Расстояние между ассоциациями выбирается таким образом, чтобы перекрытие нуклонных плотностей ассоциацией было малым, чтобы можно было пренебречь влиянием эффектов антисимметризацией на внутренние волновые функции фрагментов. Антисимметризация волновой функции затрагивает, в основном, внутреннюю область ядра и заметно изменяет волновую функцию на малых расстояниях, которые определяет поведение высокоимпульсной компоненты формфакторов [3]. Область больших расстояний при этом меняется мало, что приводит к несущественным изменениям расчетных характеристик, зависящих от поведения волновой функции периферийной области ядра.

Для волновой функции конечного состояния имеем

$$\Psi_f = e^{i k_x r_k} e^{i k_x r_x} e^{i q r_{A-X}} \varphi(J_X M_{J_X} T_X M_{T_X}) \phi(J_f M_{J_f} T_{T_f}). \quad (4)$$

Здесь $\varphi(J_X M_{J_X} T_X M_{T_X})$ - внутренняя волновая функция ассоциации X , $\phi(J_f M_{J_f} T_{T_f})$ - волновая функция конечного ядра $A-X$, r_X и r_{A-X} - координаты центров масс этих ядер, q - импульс относительного движения ассоциации X и конечного ядра.

В приближении плоских волн матричный элемент сечения реакции имеет следующий вид

$$F_{if} = (\Psi_f, T_{pX} \Psi_i), \quad (5)$$

$$T_{pX} = V_{pX} + V_{pX} \frac{1}{E_i - E_{\epsilon\epsilon i} - U + i\eta} T_{pX}, \quad (6)$$

где V_{pX} - потенциал взаимодействия протона со всеми нуклонами ассоциации X ; U - потенциал, определяющий взаимодействие нуклонов X с другими нуклонами ядра; $E_i = p_i^2 / 2m_p - \epsilon_{\epsilon\epsilon}$ ($\epsilon_{\epsilon\epsilon}$ - энергия связи ассоциации X в начальном ядре A); T - полная кинетическая энергия протона и частиц ассоциации.

Выберем потенциал V_{pX} и U в следующем виде:

$$V = V_N + V_{ls}, \quad (7)$$

где V_N - ядерный потенциал в виде Вудся-Саксона:

$$V_N = \frac{-V_0}{1 + \exp(r - R_0)/\alpha}, \quad (8)$$

и V_{ls} – спин-орбитальное взаимодействие:

$$V_{ls} = V_1 \frac{dV_N}{dr} (\vec{l}\vec{s}). \quad (9)$$

Глубина потенциальной ямы ядерного взаимодействия (8) зависит от четности орбитального момента l [4].

В импульсном приближении матричный элемент с волновыми функциями (1) и (4) имеет вид:

$$F_{if} = F^0 \left(\frac{A}{X} \right)^{1/2} (2\pi\hbar)^{1/2} \langle A - X, J_f M_{J_f} T_{T_f}; X J_X M_X T_X | e^{iq(r_{A-x} - r_x)}; A J_i M_i T_i \rangle, \quad (10)$$

где F^0 - амплитуда свободного рассеяния частиц p и X в системе центра масс ядра A

$$F^0 = \langle e^{ikr} \varphi_A \varphi_X | T_{pX} | e^{ik'r} \varphi'_A \varphi'_X \rangle, \quad (11)$$

множитель $\left(\frac{A}{X} \right)$ учитывает тождественность нуклонов, из которых образуется ассоциация. Квадрат в (10) представляет вероятность разделения начального ядра на конечное ядро и ассоциацию X в соответствующих состояниях.

Сечение реакции $A(p, pX)A-X$ в импульсном приближении имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dp_p dp_x dp_q} = \left(\frac{A}{X} \right) \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{(2\pi\hbar)^6} \frac{m_p}{p_0} \frac{R(q)^2}{4\pi} |F^0|^2 \delta(p_0 - p_p - p_x - p_q) \delta(E_i - E_f) \sum_{J_i M_i J_f M_f} \beta_{ijM_i J_f M_f}^2, \quad (12)$$

где

$$\beta_{ijM_i J_f M_f} = \langle A - X, J_f M_{J_f} T_{T_f}; X J_X M_X T_X | e^{iq(r_{A-x} - r_x)}; A J_i M_i T_i \rangle, \quad (13)$$

представляет собой множитель, определяющиеся структурой ядра. Если в системе отсутствует спин-орбитальное взаимодействие, то в (13) надо опустить индексы J и M .

Эффективное число ассоциации $N_{\text{эфф}}(X)$ представляет собой сумму приведенной ширины для перехода из начального состояния на состояние

с вылетом ассоциации с фиксированным внутренним состоянием. Оно не зависит от тонких деталей ядра: от четно-нечетных эффектов, от корреляции нуклонов нормального и сверхтекучего характера и т.д.

Основной особенностью интегралов, возникающих в выражениях (12) и (13), является то, что потенциалы взаимодействия и волновые функции относительного движения, а также искаженные волны зависят от разных комбинаций относительных переменных, используемых в задаче. Кроме того, они представлены в однонуклонных переменных. Проблема разделения переменных является весьма важной, поскольку от ее решения зависит возможность аналитического вычисления интегралов по угловым переменным, а также по тем переменным, которые не связаны с взаимодействием частиц.

Существенным моментом в вычислении интеграла перекрытия является также разбиение волновой функции ядра на волновые функции сложных подсистем, которые могут обладать собственными возбужденными состояниями. Чтобы решить эту задачу, необходимо вводить приведенные ширины (амплитуды спектроскопических факторов) для распада ядра на сложные подсистемы. Приведенные ширины можно ввести в задачу различными способами. Во-первых, их можно рассматривать как параметры, однако реализация такого варианта не только трудоемка, но часто просто бессмысленна, поскольку число свободных параметров при такой постановке задачи может быть очень большим. Во-вторых, приведенные ширины (по крайней мере, с точностью до знака) можно в принципе извлекать из экспериментальных спектроскопических факторов. Однако, последовательно осуществить эту программу практически невозможно, так как экспериментальные спектроскопические факторы известны только для распада на основные (или низшие возбужденные) состояния конечного ядра. Наконец, можно использовать теоретические значения приведенных ширин, например, вычисленные на основе современной модели оболочек с промежуточной связью. Однако если мы рассматриваем выбивание не нуклонов, а, например, частиц типа дейтрон или альфа частиц, теории оболочек без детальных расчетов не можно указать не только какое-либо парциальное число этих частиц, но и полное эффективное их число. Это следует из того факта, что дейтрон или альфа частица – эти сложные частицы с внутренней структурой.

Заключение

Формула (12) для сечения реакции ассоциативного выбивания нуклонов получена в импульсном приближении и матрица рассеяния не зависит от импульса отдачи q . Если считать, что сечение рассеяния зависит от q , то формула (12) будет не правильной. Входящие в нее F^0 должен быть перенормирован с учетом зависимости сечения от q .

Очень важной проблемой является разделение переменных. От этого зависит возможность аналитического вычисления интегралов по угловым переменным, а также по тем переменным, которые не связаны с взаимодействием частиц.

Пренебрегается внутренняя структура ассоциации, то есть ассоциация ведет себя как единое бесструктурное целое, а не как комбинация индивидуальных нуклонов. С более фундаментальной точки зрения сами нуклоны являются ассоциациями, состоящими из кварков. В работе не рассматривалась кварковая структура нуклонов.

Рассмотренный подход хорошо описывает рассеяния при больших энергиях. В этом случае время пролета частицей расстояния порядка размеров ядра будет мала по сравнению с характерным временем обмена ассоциацией нуклонами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдулвагабова С.К., Бархалова Н.Ш., Байрамова Т.О. Вестники Бакинского Университета. № 2, 2011, s.127-131.
2. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М. ЭЧАЯ, 2007, т.38, в.6, с. 1333
3. Дубовиченко С.Б. Свойства легких ядер в потенциальной кластерной модели. Алматы: Данекер, 2004, 247 с.
4. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра. М.: Мир, 1980, 502 с.

SPİN-ORBİTAL QARŞILIQLI TƏSİRİ NƏZƏRƏ ALMAQLA PROTONLARIN NÜVƏLƏRDƏN SƏPİLMƏSİ PROSESLƏRİNDƏ NUKLON ASSOSİASİYALARI

S.Q.ƏBDÜLVAHABOVA, N.Ş.BARXALOVA, T.O.BAYRAMOVA

XÜLASƏ

Potensial nəzəriyyəyə əsaslanan nuklon assosiasiyalarının nüvələrdən vurulub çıxarılması $A(p, pX)A-X$ proseslərinin xarakteristikalarının tədqiqinə tətbiq edilmişdir. Xarakteristikaların tədqiqi mikroskopik səviyyəyə istinada əsaslanmışdır: effektiv kəsik amplitudun enerjiden və bucaqdan asılılığı ilə əlaqələndirilir. Tədqiqat impuls yaxınlaşmasında müstəvi dalğalardan istifadə edilərək Vuds-Sakson potensialına və spin-orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə almaqla aparılmışdır. Fərz edilmişdir ki, səpilmənin matrisası ötürülən impulsun qiymətindən və spin dəyişənlərindən asılı deyildir. Bundan başqa, assosiasiyaların daxili quruluşları nəzərə alınmamışdır. Fərz edilir ki, assosiasiyalar ayrı-ayrı nuklonlardan deyil, quruluşsuz vahid bir tam təşkil edirlər. Assosiasiyaların effektiv saylarının universal olub nüvənin incə detallarından asılı olmadığı müəyyən edilmişdir. İnkişaf etdirilmiş formalizm ümumi xarakter daşıyıb istənilən tərkibli zərrəciklərə tətbiq edilə bilər.

Açar sözlər: səpilmə, impuls yaxınlaşması, nuklon assosiasiyası, spin-orbital qarşılıqlı təsir.

**THE NUCLEONS ASSOCIATION IN THE PROCESSES OF THE SCATTERING
PROTONS BY NUCLEI WITH SPIN-ORBITAL INTERACTION**

S.G.ABDULVAHABOVA, N.Sh.BARKHALOVA, T.O.BAYRAMOVA

SUMMARY

The characteristics of $A(p, pX)$ AX processes have been studied on the basis of the potential theory of associative knocking nucleons. The analysis of the characteristics was held at the microscopic level: cross section associated with the energy and angular dependence of the amplitudes. The study was carried out in the impulse approximation with plane waves based on Woods-Saxon potential with spin-orbit interaction. It has been suggested that the scattering matrix does not depend on the recoil momentum. In addition, we neglect the internal structure of the association, i.e. the association behaves as a structureless whole, not as a combination of individual nucleons. The universal character of the effective number of associations was clarified, which does not depend on the subtle details of the nucleus. The formalism and the main conclusions of the work are sufficiently general and relatively easily generalized for specific composite particles.

Key words: scattering, impulse approximation, nucleon association, spin-orbital interaction.

Поступила в редакцию: 23.04.2014 г.

Подписано к печати: 04.07.2014 г.