

АНАЛИЗИРУЮЩИЕ СПОСОБНОСТИ ПОЛУСПИНФЛИПА ДЕЙТРОНОВ

Ю. Г. Балашко, И. И. Осипчук

УДК 539.171

Рассмотрен вопрос о дополнительной информации, которую позволяет получить измерение полуспинфлипа дейтронов с поляризованным пучком. Получены некоторые соотношения между поляризационными характеристиками полуспинфлипа дейтронов.

В последние годы появился ряд работ [1], в которых измерялись вероятность спинфлипа и асимметрия спинфлипа нуклонов в неупругом рассеянии с возбуждением уровня 2^+ на ядрах ^{12}C , ^{28}Si , $^{24,26}\text{Mg}$ и др. Известны работы по измерению вероятности полуспинфлипа неполяризованных дейтронов, а также по $(d, d'\gamma)$ -корреляциям [2]. Эти работы проводились с целью выяснения роли спин-орбитального члена во взаимодействии, а также для уточнения спинов и четностей некоторых резонансов. Здесь мы покажем, что измерения полуспинфлипа дейтронов (ПСД) с поляризованным пучком также позволяют получить дополнительную информацию о матрице рассеяния.

Рассмотрим реакцию неупругого рассеяния дейтронов $d + A \rightarrow B + d'$. Если воспользоваться системой координат с осью $z \parallel \vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$, где \vec{k}_{in} и \vec{k}_{out} - относительные импульсы дейтронов до и после реакции, то в этой системе координат закон сохранения четности записывается в виде теоремы Бора [3]:

$$P_A e^{i\pi(m_d + M_A)} = P_B e^{i\pi(m_d' + M_B)}, \quad (1)$$

где P_A и P_B - внутренние четности ядер A и B , m_d и m_d' - проекции спина дейтрона на ось z до и после реакции соответственно. Если рассматривать реакцию неупругого рассеяния без изменения четности ядер A и B , то в этом случае из (1) следует, что если $|\Delta m_d| = |m_d - m_d'|$ четно, $|\Delta M| = |M_A - M_B|$ также четно, т.е.

изменения проекций одной и той же четности.

При рассмотрении реакций типа $d + O^+ \rightarrow 2^+(1^+) + d'$ ясно, что полуспинфлип дейтронов $|\Delta m_d| = 1$ связан с $|\Delta M| = 1$. Если состояние $2^+(1^+)$ переходит в результате γ -распада в основное состояние, то вдоль оси z испускаются в основном γ -кванты с проекцией момента на ось z , равной ± 1 . Этот факт и дает возможность измерять полуспинфлип дейтронов с помощью одновременной регистрации дейтронов и γ -квантов, испускаемых вдоль оси z /2/.

Естественно обобщение подобной методики на измерение асимметрии полуспинфлипа дейтронов (АПД) в реакциях с поляризованными дейтронами. Ясно, что это даст дополнительное уравнение для определения матрицы рассеяния.

Матрица плотности $\rho^{(i)}$ для входного канала в реакции $d + A \rightarrow B + d'$ может быть разложена по прямому произведению матриц $\sigma_i \Omega_k^{(i)}$, где σ_i - совокупность базисных матриц в спиновом пространстве дейтрона, по которым может быть разложена спиновая матрица плотности дейтрона, $\Omega_k^{(i)}$ - совокупность матриц, по которым может быть разложена спиновая матрица ядра A . Обозначим через $M \{m_d m_B\}, \{m_d m_A\}$ элемент матрицы реакции. Тогда матрица плотности выходного канала равна /4/:

$$\rho^{(f)} = M \rho^{(i)} M^+.$$

Анализирующая способность реакции и коэффициенты передачи поляризации могут быть представлены в следующем виде:

$$A_1 = \frac{\text{Sp}(M \sigma_1 \Omega_0^{(i)} M^+)}{\text{Sp}(M M^+)}; \quad K_1^k = \frac{\text{Sp}(M \sigma_1 \Omega_0^{(i)} M^+ \sigma_k \Omega_0^{(f)})}{\text{Sp}(M M^+)}. \quad (2)$$

Здесь $\Omega_0^{(i)}$ и $\Omega_0^{(f)}$ - единичные матрицы в спиновом пространстве ядер A и B соответственно. При вычислениях в выражениях (2) удобно пользоваться вместо матрицы M подматрицей $\tilde{M}_{m_d m_d'}$, а затем билинейные комбинации матричных элементов подматрицы заменить на билинейные комбинации матричных элементов матрицы M и просуммировать по индексам M_A и M_B . Проведем вычисления в выражениях (2) в представлении с осью z $K_{in} \times K_{out}$. Обозначим

$$\tilde{A}_z = \frac{\text{Sp}_1(\tilde{M} \sigma_z \tilde{M}^+)}{\text{Sp}(M M^+)}; \quad \tilde{K}_z^{zz} = \frac{\text{Sp}_1(\tilde{M} \sigma_z \tilde{M}^+ \sigma_{zz})}{\text{Sp}(M M^+)}, \quad (2')$$

где Sp_1 - шпур по индексам дейтрона, а σ_z и σ_{zz} определены согласно /5/. Проводя вычисления в (2'), имеем:

$$\tilde{K}_z = (|\tilde{M}_{11}|^2 + |\tilde{M}_{01}|^2 + |\tilde{M}_{-11}|^2 - |\tilde{M}_{1-1}|^2 - |\tilde{M}_{0-1}|^2 - |\tilde{M}_{-1-1}|^2) / \text{Sp}(\tilde{M}\tilde{M}^+)$$

$$\tilde{K}_z^{zz} = (|\tilde{M}_{11}|^2 + |\tilde{M}_{-11}|^2 + 2|\tilde{M}_{0-1}|^2 - 2|\tilde{M}_{01}|^2 - |\tilde{M}_{1-1}|^2 - |\tilde{M}_{-1-1}|^2) / \text{Sp}(\tilde{M}\tilde{M}^+). \quad (3')$$

Введем обозначения

$$\sigma_{m_d^z m_d} = \frac{1}{3(2J_A + 1)} \sum_{M_A M_B} |M_{\{m_d^z M_B\}, \{m_d^z M_A\}}|^2$$

$$I_0(\theta) = \frac{1}{3(2J_A + 1)} \text{Sp}(\tilde{M}\tilde{M}^+) = \sum_{m_d^z m_d} \sigma_{m_d^z m_d},$$

где J_A - спин ядра А, $I_0(\theta)$ - интенсивность рассеяния неполяризованного пучка дейтронов, θ - угол между \vec{k}_{in} и \vec{k}_{out} . Учитывая (3') и предыдущее замечание о замене М на \tilde{M} , получим следующие соотношения для A_z и K_z^{zz} :

$$A_z(\theta) = (\sigma_{11} + \sigma_{01} + \sigma_{-11} - \sigma_{1-1} - \sigma_{0-1} - \sigma_{-1-1}) / I_0 \quad (3)$$

$$K_z^{zz}(\theta) = (\sigma_{11} + \sigma_{-11} + 2\sigma_{0-1} - 2\sigma_{01} - \sigma_{1-1} - \sigma_{-1-1}) / I_0.$$

Определим вероятность ПЦД HS(θ) согласно /2/

$$HS(\theta) = (\sigma_{10} + \sigma_{0-1} + \sigma_{-10} + \sigma_{01}) / I_0.$$

АПЦ определим согласно первому уравнению в (3)

$$\Delta HS / HS(\theta) = (\sigma_{01} - \sigma_{0-1}) / (\sigma_{01} + \sigma_{0-1} + \sigma_{-10} + \sigma_{10}).$$

Она может быть измерена аналогично асимметрии спинфлипа нуклонов /1/. Как видно из написанных соотношений, между поляризацией и АПЦ в этом случае не существует простой связи, какая имеет место в случае неупругого рассеяния протонов (когда асимметрия спинфлипа равна разности поляризации и анализирующей способности). С другой стороны, легко видеть, что

$$\Delta HS / HS = \frac{1}{3} (A_z - K_z^{zz}) / HS. \quad (4)$$

Таким образом, измерение АПЦ позволяет получить ту же информацию, что и измерение коэффициента передачи поляризации K_z^{zz} , но при этом не требуется двухкратное рассеяние. Можно показать, что аналогичное соотношение связывает также поляризацию при полу-

спинфлипе p_z^{HS} , p_z и K_{zz}^z .

Очевидно, что АЩ является проявлением векторной анализирующей способности в полуспинфлипе дейтронов. Естественно рассмотреть также тензорные анализирующие способности (ТАС) полуспинфлипа дейтронов A_{ik}^{HS} . Можно показать, что в используемой системе координат ($z \parallel \vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$, $x \parallel \vec{k}_{in}$) отличные от нуля ТАС имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} A_{xx}^{HS} &= [\sigma_{10} + \sigma_{-10} - \frac{1}{2}(\sigma_{01} + \sigma_{0-1}) + 3\text{Re}f_{01}f_{0-1}^*] / I_0^{HS} \\ A_{yy}^{HS} - A_{zz}^{HS} &= 3[\sigma_{10} + \sigma_{-10} - \frac{1}{2}(\sigma_{01} + \sigma_{0-1}) - \text{Re}f_{01}f_{0-1}^*] / I_0^{HS} \\ A_{zz}^{HS} &= [\sigma_{01} + \sigma_{0-1} - 2(\sigma_{10} + \sigma_{-10})] / I_0^{HS} \\ A_{yx}^{HS} &= 3\text{Im}f_{01}f_{0-1}^* / I_0^{HS}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $f_{01}f_{0-1}^* = \frac{1}{3(2J_A + 1)} \sum_{M_A M_B} M \{0M_B\}, \{1M_A\} M^* \{0M_B\}, \{-1M_A\}^*$

Эти ТАС удовлетворяют соотношению, справедливому для всех спинтензоров второго ранга

$$A_{xx}^{HS} + A_{yy}^{HS} + A_{zz}^{HS} = 0.$$

Для измерения рассмотренных ТАС можно использовать известные методы /6/ в сочетании с методом $(d, d^*\gamma)$ -корреляций.

Можно ввести также тензорную поляризацию ПЩ p_{zz}^{HS} . Эта величина является частью тензорной поляризации дейтрона p_{zz}^{HS} , возникающей в реакции с неполяризованными дейтронами, и имеет следующий вид:

$$p_{zz}^{HS} = [\sigma_{10} + \sigma_{-10} - 2(\sigma_{01} + \sigma_{0-1})] / I_0^{HS} \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует, что $p_{zz}^{HS} + A_{zz}^{HS} = -1$. Таким образом, измерение p_{zz}^{HS} не дает дополнительной информации.

Отметим в заключение, что для перехода от использованной здесь системы координат к системе координат, определенной в Мэдисонской конвенции, надо произвести замену x, y, z соответственно на z, x, y .

Авторы выражают благодарность И. Я. Бариту и В. А. Сергееву,

просмотревшим рукопись и сделавшим ценные замечания.

Институт ядерных исследований
АН СССР.

Поступила в редакцию
20 декабря 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. Sakaguchi et. al., Proc. Int. Conf. Munich, ed. Boer and Mang. 1972 vol. 2, p. 506. S. L. Golubev et. al., Phys.Lett., 53B, 445 (1975). M. Thumm et. al., Proc. IV Int. Symp. Polar. Phen. Nucl. React., ed. Gruebler and Konig, Zurich 1975, p. 799.
2. H. H. Hippelein et. al., Nucl. Phys. A142, 396 (1970). U. Scheib et. al., Lettere Nuovo Cim. 18, 301 (1977).
3. A. Bohr, Nucl. Phys., 10, 486 (1959).
4. P. W. Keaton et. al., Ann. Phys. (N. Y.) 85, 152 (1974).
5. G. G. Ohlsen et. al., Phys. Rev., C5, 1205 (1972).
6. G. P. Lawrence et. al., Proc. III Int. Symp. Polar. Phen. Nucl. React., ed. Barschall, U. of Wisconsin Press, 1971, p. 855. V. Konig et. al., Proc. IV Int. Symp. Polar. Phen. Nucl. React., ed. Gruebler and Konig, Zurich 1975, p. 893.