

О ЗНАКЕ ПРОИЗВЕДЕНИЯ ПРИВЕДЕННЫХ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ E2-ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ 0^+ , 2_1^+ И 2_2^+ СОСТОЯНИЯМИ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ

В.И.Исаков, И.Х.Лемберг

В последнее время опубликован ряд работ по исследованию эффекта реориентации в четно-четных ядрах, имеющих целью измерение статических квадрупольных моментов ($Q_{2_1^+}$) первых уровней с характеристиками 2_1^+ .

Определение значений $Q_{2_1^+}$ осложняется из-за вклада в полное сечение кулоновского возбуждения уровня 2_1^+ интерференционных членов, связанных с виртуальным возбуждением более высоких уровней. Этот вклад особенно сказывается в случае виртуального возбуждения уровня 2_2^+ . Величина этого вклада может быть вычислена, если известно значение произведения (Π) трех приведенных матричных элементов M_{rs} (r, s – состояния с характеристиками 0^+ , 2_1^+ , 2_2^+).

$$\Pi = \langle 0 || m(E2) || 2_1 \rangle \langle 0 || m(E2) || 2_2 \rangle \langle 2_2 || m(E2) || 2_1 \rangle. \quad (1)$$

В опытах по исследованию кулоновского возбуждения уровней 2_1^+ и 2_2^+ определяют значения приведенных вероятностей $B(E2; r \rightarrow s)$. Используя соотношение

$$M_{rs}^2 = (2I_r + 1) B(E2; r \rightarrow s) \quad (2)$$

можно, исходя из данных опыта, определить величину (но не знак) Π . Невозможность оценить знак Π приводит к тому, что значения $Q_{2_1^+}$ получаемые в опытах по исследованию реориентации, неоднозначны. В ря-

де случаев расхождение значений $Q_{2_1^+}$ из-за неопределенности знака Π очень велико. Так, в работе [1] значение $Q_{2_1^+}$ для ядра ^{148}Sm составляет $-0,58 \pm 0,01$, либо $-0,40 \pm 0,03$ в зависимости от знака Π . По данным работы [2] значение $Q_{2_1^+}$ для ядра ^{144}Nd меняется в зависимости от знака Π от $-0,93 \pm 0,17$ до $-0,32 \pm 0,30$. Поэтому очень важно оценить знак Π на основе теоретических соображений. В работе [3] Тамура для частного случая ядра ^{114}Cd нашел, что знак Π положителен. Этот результат получен, исходя из описания состояния 2_2^+ как смеси одно и двухфононного состояний. Отношение амплитуд смешиваемых функций и их относительная фаза в работе [3] взяты из данных, полученных для состояния 2_2^+ при исследовании дифференциального сечения реакции $^{114}\text{Cd}(p, p')^{114}\text{Cd}^*$.

В рамках феноменологической теории Давыдова [4] вопрос о знаке Π можно решить однозначно и единым образом для всех четно-четных ядер, не привлекая дополнительно данных исследования ядерных реакций.

В этой теории, учитывающей связь вращательного движения с колебаниями поверхности ядра, выражение для оператора $E2$ -перехода записывается в виде

$$m(E2, \mu) = Q_0 \frac{\beta}{\beta_0} q_{2\mu} \sqrt{5/16\pi}, \quad (3)$$

где

$$Q_0 = \frac{3Z_0 R_0^2 \beta_0}{\sqrt{5\pi}}; \quad q_{2\mu} = D_{\mu 0}^2(\theta_i) + \{D_{\mu 2}^2(\theta_i) + D_{\mu -2}^2(\theta_i)\} \frac{\sin \gamma_0}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Волновые функции имеют вид

$$|IM_{\tau\nu}\rangle = \phi_{I\tau\nu}(\beta) \Phi_{IM\tau}(\theta_i) \quad (5)$$

причем

$$\Phi_{IM\tau}(\theta_i) = \sum_{K=0,2,\dots} |IMK\rangle A_{IK}^{\tau} \quad (6)$$

здесь $|IMK\rangle$ — функции симметричного волчка, A_{IK}^{τ} — коэффициенты, зависящие от γ_0 — эффективного феноменологического значения динамической переменной γ (см. [4]), $\phi_{I\tau\nu}$ — функция динамической переменной β , характеризующей β -колебания. Индекс $\tau = 1, 2 \dots n_I$ ну-

мерует в порядке возрастания энергии возбужденных состояний со спином l в жестком асимметричном ротаторе, ν – корни трансцендентного уравнения (см. [4]), нумеруемые в порядке возрастания их величины, β_0 – равновесная деформация; $\beta, \beta_0 \geq 0$.

Приведенные матричные элементы, входящие в Π , определяются выражением

$$\langle l' M' r' \nu' | m(E, \mu) | l M r \nu \rangle = (-1)^{l'-M'} \begin{pmatrix} l', 2, l \\ -M, \mu, M \end{pmatrix} \times \\ \times \langle l' r' \nu' || m(E) || l r \nu \rangle, \quad (7)$$

где индексы $l r \nu$ для состояний 0^+ , 2_1^+ и 2_2^+ имеют соответственно значения $0 1 \nu_0$, $2 1 \nu_0$ и $2 2 \nu_0$. Из формул 3, 4 и 5 следует, что

$$\langle l' r' \nu' || m(E) || l r \nu \rangle = Q_0 S_{l' r' \nu', l r \nu} F_{l' r', l r} \sqrt{5/16\pi}, \quad (8)$$

где

$$F_{l' r', l r} = \sum_{K, K'} \langle l' K' || q_2 || l K \rangle A_{l' K}^{r'} A_{l K}^r, \quad (9)$$

а

$$S_{l' r' \nu', l r \nu} = \int_0^\infty \phi_{l' r' \nu'}(\beta) \frac{\beta}{\beta_0} \phi_{l r \nu}(\beta) d\beta. \quad (10)$$

Ниже приводятся значения F для $E2$ -переходов между интересующими нас состояниями 0^+ , 2_1^+ и 2_2^+ :

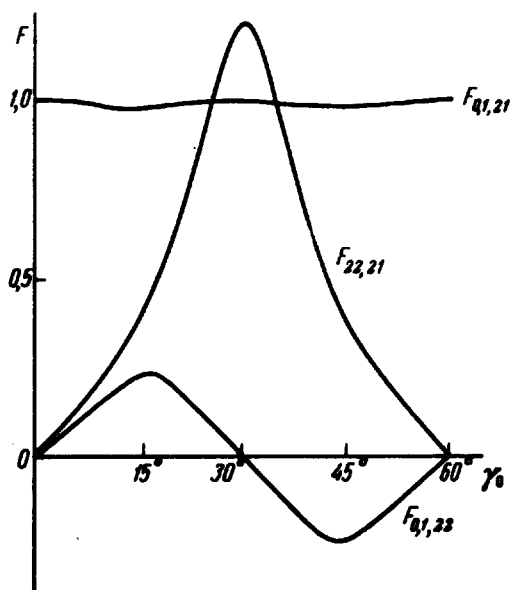
$$F_{01, 21} = (A_{20}^1 \cos \gamma_0 + A_{22}^1 \sin \gamma_0) A_{00}^1.$$

$$F_{01, 22} = (A_{20}^2 \cos \gamma_0 + A_{22}^2 \sin \gamma_0) A_{00}^1. \quad (11)$$

$$F_{22, 21} = \sqrt{10/7} \{ (A_{22}^2 A_{22}^1 - A_{20}^2 A_{20}^1) \cos \gamma_0 + (A_{22}^2 A_{20}^1 + A_{20}^2 A_{22}^1) \sin \gamma_0 \}.$$

Численные значения матричных элементов F в зависимости от γ_0 представлены на рисунке. Из рисунка видно, что произведение матричных элементов F , входящих в Π , всегда положительно при $0^\circ < \gamma_0 < 30^\circ$ и отрицательно для $30^\circ < \gamma_0 < 60^\circ$. Так как в рассматриваемом произведении каждая из волновых функций входит дважды, то утверждение о знаке произведения матричных элементов не зависит от выбора фаз волновых функций Φ . Рассмотрим теперь знаки матричных элементов S . При стремлении параметра неадиабатичности (μ) к нулю $S \rightarrow +1$. Из

работы [5] известно, что значения S^2 монотонно растут с ростом μ . Следовательно матричные элементы остаются положительными при конечных μ .



Таким образом, значение Π всегда положительно при $\gamma_0 < 30^\circ$ и отрицательно при $\gamma_0 > 30^\circ$. В рассматриваемой теории

$$Q_{21}^+ = -Q_0 \frac{6 \cos(3\gamma_0)}{7 \sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma_0)}} S_{21\nu_0, 21\nu_0} \quad (12)$$

Видно, что при $\gamma_0 < 30^\circ$ $Q_{21}^+ < 0$, а при $\gamma_0 > 30^\circ$ $Q_{21}^+ > 0$.

Таким образом, из теории Давыдова следует общий вывод, что во всех случаях, когда экспериментальные значения Q_{21}^+ оказываются отрицательными при любом выборе знака Π , правильным является значение Q_{21}^+ , соответствующее выбору положительного знака Π и наоборот: если Q_{21}^+ положительно при любом знаке Π , то правильное значение Q_{21}^+ соответствует отрицательному знаку Π .

Наша оценка знака Π для ядра ^{114}Cs (в этом случае $Q_{21}^+ < 0$) совпадает с результатом работы [3]. Известна лишь одна экспериментальная, впрочем носящая предварительный характер, работа [6], в которой определен знак Π для ядра ^{114}Cd . Результат ее не согласуется с теоретическими оценками, выполненными в этой работе и в работе [3].

Эксперименты по измерению знака Π представляют, во-первых, интерес для проверки отмеченного выше вывода теории, а, во-вторых, в случае его подтверждения, позволили бы в ряде случаев ликвидировать не-

однозначность значений Q_{21}^+ , получаемых в опытах по исследованию реориентации.

Авторы благодарят А.С.Давыдова и В.И.Овчаренко за обсуждение.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

8 мая 1969 г.

Литература

- [1] H.S.Certsman, D.Cline, H.E.Gove, P.Lesser, I.Schwartz, BAPS 13, 1471, FE 12, 1968г.
 - [2] P.A.Growley, I.K.Saladin, I.Glenn, I.Kerns, R.Pryor. BAPS 13, 79, FE 11, 1968.
 - [3] T.Tamura. Phys. Lett., 28B, 90, 1968.
 - [4] А.С.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. М., Атомиздат., М., 1968.
 - [5] А.С.Давыдов, В.И.Овчаренко. ЯФ, 3, 1011, 1966.
 - [6] A.M.Kleinfeld, I. de Boer H.Ogata, G.Seaman, S.Steadman. BAPS 13, 79, FE 10, 1968.
-