

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 60 – 64

5 января 1970 г.

АНТИАНАЛОГИ и γ -РАСПАД АНАЛОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ

Б.Л.Бирбракр

При добавлении протона к четно-четному ядру мишени могут возникать состояния с двумя значениями изоспинов:

$$\psi_{\nu; T_>, T_<} = \frac{1}{\sqrt{2T_0+1}} \phi_{\nu}(p) \psi_{0; T_0, T_0} + \sqrt{\frac{2T_0}{2T_0+1}} \phi_{\nu}(n) \psi_{0; T_0, T_0-1}, \quad (1)$$

$$\psi_{\nu; T_<, T_<} = \sqrt{\frac{2T_0}{2T_0+1}} \phi_{\nu}(p) \psi_{0; T_0, T_0} - \frac{1}{\sqrt{2T_0+1}} \phi_{\nu}(n) \psi_{0; T_0, T_0-1} \quad (2)$$

где $\phi_{\nu}(p)$, $\phi_{\nu}(n)$ – волновые функции протона и нейтрона в состоянии ν ; $\psi_{0; T_0, T_0}$ и $\psi_{0; T_0, T_0-1}$ – волновые функции основного состояния мишени и его изобарического аналога, $T_0 = (N - Z)/2$ – изоспин мишени, $T_{><} = T_0 \pm 1/2$. Состояние (1) является изобарическим аналогом состояния

$$\psi_{\nu; T_>, T_>} = \phi_{\nu}(n) \psi_{0; T_0, T_0} \quad (3)$$

ядра типа мишень плюс нейтрон, а состояние (2) принято называть анти-аналогом [1].

Обычно считается (см., например, [2]), что благодаря остаточному взаимодействию антианалог распределяется по большому числу состояний. Действительно, антианалог имеет нормальный для данного ядра изоспин, и поэтому, казалось бы, никаких запретов по взаимодействию, смешивающему его с другими состояниями, ожидать не следует. Однако, имеющиеся данные по γ -распаду аналоговых состояний ядер s - d -оболочки [3] свидетельствуют о том, что смешивающее взаимодействие в этих ядрах по каким-то причинам является слабым. Они показывают, что в значительной части случаев основную долю γ -распада аналогового состояния составляет M1-переход на выделенный уровень, имеющий те же спин и четность, что и аналог. Часть этих данных, относящихся к M1-переходам $7/2^- \rightarrow 7/2^-$, приведена в таблице. За исключением последней строки данные взяты из [4].

В работах [3,4] эти данные интерпретируются как M1-переход аналог-антианалог. Из таблицы видно, что расчетные и опытные значения $B(M1)$ находятся в разумном согласии за исключением P^{31} , где, как отмечается в [4], причины расхождения неясны.

Другой довод в пользу такой интерпретации может быть получен из анализа энергий изобарического расщепления в этих ядрах. Согласно

модели Лейна [5] энергия изобарического расщепления аналог-антианалог равна

$$E_{\nu; T_{>}} - E_{\nu; T_{<}} = \frac{2T_0 + 1}{A} \langle \nu | V_1 | \nu \rangle, \quad (4)$$

где $(V_1/A) \mp T$ – изобарический потенциал. В последней строке таблицы приведены значения матричного элемента $\langle 1f_{z/2} | V_1 | 1f_{z/2} \rangle$, рассчитанные с помощью (4) (во всех трех случаях $\nu = 1f_{7/2}$). Мы видим, что они совпадают в пределах 3%.

M1-переходы $7/2^- \longrightarrow 7/2^-$ в ядрах *s*-*d*-оболочки

Ядро	Изоспины и энергии (в Мэв) начального и конечного состояний	Доля (в %) от полного числа γ -квантов	$B(M1)_{\text{теор}}$ в единицах Вайскопфа	$B(M1)_{\text{эксп}}$ в единицах Вайскопфа	$\langle 1f_{z/2} V_1 1f_{z/2} \rangle$
P^{31}	$3/2; 9,40 \rightarrow 1/2; 4,43$	88	2,24	0,5(?)	51,36
Cl^{35}	$3/2; 7,55 \rightarrow 1/2; 3,16$	97	2,24	$1,4 \pm 0,3$	51,22
Cl^{37}	$5/2; 10,24 \rightarrow 3/2; 3,11$	80	1,62	$1,7 \pm 0,3$	52,76

Прежде всего следует выяснить, являются ли антианалоги специфическим свойством ядер *s*-*d*-оболочки или они существуют в более широкой области ядер. Для этой цели можно использовать данные по реакциям передачи протона ((d, n) , (He^3, d) и т.д.), в которых возбуждаются состояния с двумя значениями изоспина. Из (1) и (2) видно, что между приведенными протонными ширинами аналога и антианалога выполняется соотношение

$$\gamma_{PT<}^2 = 2T_0 \gamma_{PT>}^2 \quad (5)$$

(такое же соотношение имеет место и между соответствующими спектральными факторами). Это соотношение можно использовать для выделения антианалогов из группы состояний, возбуждаемых при фиксированном значении орбитального момента ℓ_p захваченного протона.

Покажем теперь, что изучение γ -переходов аналог-антианалог может служить источником уникальной информации о структуре ядерных состояний. До сих пор мы предполагали, что "материнское" состояние (3) и соответствующие ему аналог и антианалог являются чисто одно-

частичными. В действительности всякое состояние нечетного ядра "одето шубой" из возбуждений остова, и может быть записано в виде:

$$\psi_{\alpha, T_>, T_>} = \sum_{\nu i} C_{\nu i}^{\alpha} \phi_{\nu}(n) \psi_{i, T_0, T_0}, \quad (6)$$

где $\psi_{i; T_0, T_0}$ — ψ -функции возбужденных состояний остова. В процес-сах γ -перехода между такими состояниями участвуют как одночастич-ная, так и основная компоненты, и именно это обстоятельство приво-дит к перенормировке внешних полей для квазичастиц по сравнению с соответствующими величинами для свободных нуклонов [6]. Покажем, что с точностью до членов порядка $1/(N-Z)$ в γ -переходе аналог-анти-аналог участвуют только одночастичные компоненты этих состояний, т.е. с указанной точностью внешние поля не перенормируются. Дейст-вительно, волновые функции аналога и антианалога состояния (6) равны

$$\psi_{\alpha, T_> T_<} = \sum_{\nu i} C_{\nu i}^{\alpha} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2T_0+1}} \phi_{\nu}(p) \psi_{i; T_0 T_0} + \sqrt{\frac{2T_0}{2T_0+1}} \phi_{\nu}(n) \psi_{i; T_0 T_0-1} \right\}, \quad (7)$$

$$\psi_{\bar{\alpha}, T_< T_<} = \sum_{\nu i} C_{\nu i}^{\alpha} \left\{ \sqrt{\frac{2T_0}{2T_0+1}} \phi_{\nu}(p) \psi_{i; T_0 T_0} - \frac{1}{\sqrt{2T_0+1}} \phi_{\nu}(n) \psi_{i; T_0 T_0-1} \right\}. \quad (8)$$

Отметим, что соотношение (5) справедливо и в этом случае, так как спектроскопические факторы измеряются при фиксированном значении ℓ_p . Матричный элемент γ -перехода мультипольности λ (практический интерес представляют M1- и E2-переходы) между (7) и (8) равен

$$\begin{aligned} \langle \bar{\alpha}; T_< T_< | \hat{m}_{\lambda\mu}^{\alpha} | \alpha; T_> T_> \rangle &= \frac{\sqrt{2T_0}}{2T_0+1} \left\{ \sum_{i; \nu\nu'} C_{\nu i}^{\alpha*} C_{\nu' i'}^{\alpha} \langle i; \hat{m}_{\lambda\mu}^p - \hat{m}_{\lambda\mu}^n | \nu' \rangle + \right. \\ &+ \sum_{\nu; i i'} C_{\nu i}^{\alpha*} C_{\nu' i'}^{\alpha} \left[\langle i; T_0 T_0 | \hat{m}_{\lambda\mu}^{\alpha} | i'; T_0 T_0 \rangle - \langle i; T_0 T_0-1 | \hat{m}_{\lambda\mu}^{\alpha} | i'; T_0 T_0-1 \rangle \right] \left. \right\} \quad (9) \end{aligned}$$

Рассмотрим второе слагаемое в правой части (9). Оператор γ -пере-хода $\hat{m}_{\lambda\mu}^{\alpha} = \hat{m}_{\lambda\mu}^0 + \hat{m}_{\lambda\mu}^1$, где $\hat{m}_{\lambda\mu}^0$ — изоскалярная, а $\hat{m}_{\lambda\mu}^1$ — изовек-торная компонента. Матричные элементы от $\hat{m}_{\lambda\mu}^0$ сокращаются, так как

они не зависят от проекции изоспина. Матричные элементы от $\hat{m}_{\lambda\mu}^1$ пропорциональны $C_{TT_z} = T_z / \sqrt{T(T+1)}$. Поэтому вся квадратная $TT_z; 10$

скобка имеет порядок величины $1/\sqrt{T_0(T_0+1)} \sim 1/(N-z)$, так как значения T_z для состояний остова и соответствующих им аналогов отличаются на единицу. Отсюда, учитывая векторное сложение моментов количества движения, получаем:

$$\langle \hat{a}_{i\alpha\mu\alpha}; T_< | \hat{m}_{\lambda\mu}^1 | a_{i\alpha\mu\alpha}; T_> \rangle = \frac{\sqrt{2T_0}}{2T_0+1} \frac{C_{i\alpha\mu\alpha; \lambda\mu}^{i\alpha\mu\alpha}}{\sqrt{2j_\alpha+1}} \times$$

$$\times \left\{ \sum_{\nu\nu'} \rho_{\nu\nu'}^{a\lambda} \langle \nu i_\nu || \hat{m}_\lambda^p - \hat{m}_\lambda^n || \nu' i_{\nu'} \rangle + O\left(\frac{1}{N-z}\right) \right\}, \quad (10)$$

где

$$\rho_{\nu\nu'}^{a\lambda} = (2j_\alpha + 1) \sum_i C_{\nu i}^{a*} C_{\nu' i}^a (-1)^{i_j + \lambda + i_\alpha + i_\nu} \begin{pmatrix} i_j & i_\alpha & i_\nu \\ \lambda & i_\nu & i_\alpha \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Таким образом, изучая γ -переходы аналог-антианалог, можно получать информацию о структуре ядерных состояний. Ценность такой информации может быть отнюдь не ниже, чем соответствующей информации из ядерных реакций, поскольку неопределенность, связанная с предположениями о механизме реакции, в данном случае отсутствует.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 ноября 1969 г.

Литература

- [1] J.D.Fox. Труды Проблемного Симпозиума по структуре ядра, Тбилиси, 1967.
- [2] G.Vourvopoulos, J.D.Fox, B.Rosner. Phys. Rev., 177, 1789, 1969.
- [3] P.M.Endt. Nuovo Cim., Supplemento, 6, Ser. 1, 1071, 1968.
- [4] S.Marijuu. Nucl. Phys., A123, 357, 1969.
- [5] A.M.Lane. Nucl. Phys., 35, 676, 1962.
- [6] А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., Изд. Наука, 1965.