

$$E_{m_2}^{\text{KH}} = E_m + \frac{1}{4\omega^2} \times \left[1 - \frac{V_0}{\omega^2} \langle m | f'' \left(\frac{x}{a} \right) | m \rangle + \frac{V_0^2}{\omega^4} \langle m | \left\{ f'' \left(\frac{x}{a} \right) \right\}^2 | m \rangle \right] F^2, \quad (16)$$

где E_m — энергия невозмущенного уровня $|m\rangle$. Здесь учтено, что в случае $\delta \gg 1$ поправки f_n (4) имеют вид $f_n = \frac{\delta^{-n}}{2^{n-1}n!} f^{(n)} + O(\delta^{-n-1})$ ($n \neq 0$). Выражение (16) записано в атомных единицах. Сопоставляя (7) и (16), получим, что положение уровня в потенциале (15) аппроксимирует величину квадратичного штарковского сдвига невырожденного уровня в высокочастотном поле линейной поляризации с точностью до ω^{-6} .

Заключение

Формальная аналогия метода КХ и метода осреднения использована для построения высших поправок к приближению КХ.

Показано, что учет первой исчезающей поправки к потенциалу КХ по (Ω/ω) в случае $\delta \gg 1$ определяет модифицированный потенциал КХ, положение энергетических уровней в котором аппроксимирует величину квадратичного штарковского сдвига невырожденного уровня в высокочастотном поле линейной поляризации с точностью до ω^{-6} включительно.

Авторы благодарны Р.В. Карапетяну, А.М. Попову и М.В. Федорову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 00-02-16046).

Литература

1. *Kramers H.A.* Les Particules Élémentaires: Report to the Eighth Solvay Conf. Brussels: Editions Stoops, 1950.
2. *Henneberger W.C.* // Phys. Rev. Lett. 1968. **21**. P. 838.
3. *Burnnett K., Reed V.C., Knight P.L.* // J. Phys. B. 1993. **26**. P. 561.
4. *Делоне Н.Б., Крайнов В.П.* // УФН. 1995. **165**. С. 1295.
5. *Смирнова О.В.* // ЖЭТФ. 2000. **117**. С. 702.
6. *Pont M., Gavrila M.* // Phys. Lett. 1987. **A123**. P. 469.
7. *Ропов А.М., Тихонова О.В., Волкова Е.А.* // Laser Phys. 2000. **10**, No. 1 (in press).
8. *Делоне Н.Б., Крайнов В.П.* Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1984 (*Delone N.B., Krainov V.P.* Multiphoton Processes in Atoms. Heidelberg: Springer-Verlag, 1994).
9. *Pont M., Gavrila M.* // Phys. Rev. Lett. 1990. **65**. P. 2362.
10. *Волкова Е.А., Попов А.М., Смирнова О.В.* // ЖЭТФ. 1994. **106**. С. 1360.
11. *Elyutin P.V.* // Phys. Lett. 1997. **A233**, No. 3. P. 175.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1988.
13. *Журавлев В.Ф., Климов Д.М.* Прикладные методы в теории колебаний. М.: Наука, 1988.
14. *Grochmalicki J., Lewenstein M., Rzaewski K.* // Phys. Rev. Lett. 1991. **66**, No. 8. P. 1038.
15. *Benvenuto F., Casati G., Shepelyansky D.L.* // Phys. Rev. 1993. **A47**, No. 2. P. R786.
16. *Casati G., Guarneri I., Mantica G.* // Phys. Rev. 1994. **A50**, No. 6. P. 5018.
17. *Karapetyan R.V.* // Laser Physics. 2000. **10**. P. 160.

Поступила в редакцию
21.02.01

УДК 539.186.2

РОЛЬ СПИНОВЫХ ПРАВИЛ ОТБОРА В КОГЕРЕНТНОМ ФОТОРОЖДЕНИИ η -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ В ОБЛАСТИ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

М. М. Каскулов, А. В. Бибилов

(НИИЯФ)

E-mail: kaskulov@mail.ru

Когерентное фоторождение η -мезонов на ядрах с $J = T = 0$ рассматривается с точки зрения доминирующей роли правил отбора, накладываемых спиновой структурой вершинных функций на процесс возбуждения и распада $S_{11}(1535)$ - и $D_{13}(1520)$ -резонансных субнуклонных степеней свободы ядра.

Введение

Интенсивное теоретическое исследование когерентного фоторождения η -мезонов на ядрах с замкнутыми оболочками (с нулевым полным спином и изоспином), которое ведется уже на протяжении нескольких лет [1–5], связано в первую очередь с началом активного систематического эксперимен-

тального изучения указанной реакции [6, 7]. Основная проблема, которая объединяет различные теоретические подходы к изучению когерентного фоторождения η -мезонов, состоит в том, что вопреки сильной связи $S_{11}(1535)$ -резонанса в канале $N + \eta$ и его доминирующей роли в элементарном процессе фоторождения η на нуклоне вклад этого

резонанса в когерентное фоторождение η -мезонов на ядрах с $J = T = 0$ мал вследствие сильного подавления изоскалярной амплитуды фотовозбуждения $S_{11}(1535)$ -резонанса:

$$\gamma + N \rightarrow S_{11}(1535).$$

Однако в работе [8] было установлено, что такой эффект ослабляется, если принять во внимание обменное взаимодействие между возбужденными состояниями ядра $S_{11}(1535) - h$ и $D_{13}(1520) - h$, образующимися при поглощении фотона. При этом особую роль играют правила отбора, задаваемые спиновой структурой операторов возбуждения и распада резонансов $D_{13}(1520)$ и $S_{11}(1535)$ на процесс когерентного фоторождения η -мезона. В настоящей работе этот вопрос изложен более подробно.

1. Правила отбора по спину при возбуждении и распаде резонанса $S_{11}(1535)$

В процессах возбуждения и распада барионного резонанса $S_{11}(1535)$ в ядрах взаимодействие в вершинах ηNS_{11} и γNS_{11} описывается набором эффективных лагранжианов [2]:

$$L_{\eta NS_{11}}(x) = -ig_{\eta NS_{11}} \bar{\Psi}_N(x) \Psi_{S_{11}}(x) \varphi_\eta(x) + \text{э.с.}, \quad (1)$$

$$L_{\gamma NS_{11}}(x) = \frac{eg_{\gamma NS_{11}}}{4M_N} \bar{\Psi}_{S_{11}}(x) \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} \Psi_N(x) F^{\nu\mu}(x) + \text{э.с.}, \quad (2)$$

где $F_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x)$ — тензор энергии-импульса фотонного поля $A_{\mu(\nu)}(x)$, $\varphi_\eta(x)$ — поле η -мезона, $\Psi_N(x)$ и $\Psi_{S_{11}}(x)$ — поля свободных нуклона и $S_{11}(1535)$ -резонанса. Антисимметричная матрица $\sigma_{\mu\nu}$ определена из условия

$$\sigma_{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu).$$

Нерелятивистская редукция (1) и (2) приводит к соответствующему набору операторов взаимодействия [8]:

$$\delta H_{\eta NS_{11}} = ig_{\eta NS_{11}} [a_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + a_{\mathbf{k}}^\dagger e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}] + \text{э.с.} \quad (3)$$

и

$$\delta H_{\gamma NS_{11}} = -\frac{eg_{\gamma NS_{11}}}{2M} E_\gamma \left(1 + \frac{E_\gamma}{2M_N} \right) (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}}) \times [a_{\chi\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + a_{\chi\mathbf{k}}^\dagger e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}] + \text{э.с.} \quad (4)$$

Здесь $a_{\mathbf{k}}^\dagger$ ($a_{\mathbf{k}}$) — операторы рождения (уничтожения) η -мезона с импульсом \mathbf{k} , $a_{\chi\mathbf{k}}^\dagger$ ($a_{\chi\mathbf{k}}$) — операторы рождения (уничтожения) фотона с импульсом \mathbf{k} и поляризациями $\chi = \pm 1$, $\boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}}$ — вектор поляризации фотона.

Как видно из (4), вершинная функция $\delta H_{\gamma NS_{11}}$ содержит оператор $\boldsymbol{\sigma}$, отвечающий за поведение

спина нуклона при его превращении в $S_{11}(1535)$ -резонанс, в то же время вершинная функция $\delta H_{\eta NS_{11}}$ такого оператора не содержит. Это различие приводит к разным правилам отбора по полному (суммарному) спину всех барионов ядра S' в процессах поглощения фотона и испускания η -мезона, что видно из структуры матричных элементов операторов (3) и (4) в соответствующем спиновом пространстве:

$$\langle Nh : SM, \mathbf{k}_\eta | \delta H_{\eta NS_{11}} | S_{11}h : S'M' \rangle \sim \delta_{SS'} \delta_{MM'} e^{-i\mathbf{k}_\eta \mathbf{r}}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \langle S_{11}h : S'M' | \delta H_{\gamma NS_{11}} | Nh : SM, \mathbf{k}_\gamma \lambda \rangle \sim \\ & \sim (-1)^{1+S'} \sqrt{2S+1} \begin{Bmatrix} 1 & 1/2 & 1/2 \\ 1/2 & S' & S \end{Bmatrix} \times \\ & \times (1\lambda SM | S'M') e^{i\mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}}, \quad (6) \end{aligned}$$

где S — суммарный спин нуклонов в начальном (конечном) состоянии ядра, а S' — суммарный спин барионов ядра в состоянии $|S_{11}h\rangle$.

В ядрах с полностью замкнутыми оболочками, таких, как ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$ или ${}^{40}\text{Ca}$, полный спин $S = 0$, и из (5), (6) видно, что в когерентных процессах возбуждение происходит по каналу с $S' = 1$, а распад — по каналу с $S' = 0$. Как следствие $S_{11}(1535)$ -резонанс, если его возбуждение рассматривать изолированно от возбуждения других барионных резонансов, не дает вклада в процесс когерентного фоторождения η -мезонов на ядрах с полностью заполненными оболочками.

Для ядер с не полностью замкнутыми оболочками, таких как ${}^{12}\text{C}$ (в приближении jj -связи оболочка $1p_{3/2}$ полностью заполнена, а $1p_{1/2}$ свободна), предыдущие рассуждения не работают. Связано это с тем, что волновая функция ядра ${}^{12}\text{C}$ в состоянии $[1p_{3/2}]^8$ содержит компоненту с полным спином $S = 1$ [9], допускающую переходы под действием оператора (6) в состояния с $S' = 1$, что совместимо с их переходом в основном состоянии ядра при испускании η -мезона. Заметим, что особенности, связанные со структурой основного состояния ядра ${}^{12}\text{C}$ в контексте задачи когерентного фоторождения η -мезонов, были рассмотрены в рамках релятивистской нелокальной модели ядра в работе [2], где было показано, что ненулевая компонента полного спина сильно влияет на свойства возбужденных состояний ядра, содержащих барионный резонанс $S_{11}(1535)$.

Т а б л и ц а 1

Правила отбора по спину S' при возбуждении и распаде состояний $|S_{11}h : S'M'\rangle$ в ядрах с $J = T = 0$ для компонент волновой функции ядра с $S = 0$ и $S = 1$. Знак «+» соответствует разрешенным каналам реакции (γ, η)

S	$S'[\delta H_{\gamma NS_{11}}]$	$S'[\delta H_{\eta NS_{11}}]$	Признак
0	1	0	–
1	0, 1, 2	1	+

Сформулированные выше правила отбора приведены в табл. 1.

2. Правила отбора по спину при возбуждении и распаде резонанса $D_{13}(1520)$

Достаточно ясное экспериментальное доказательство влияния $D_{13}(1520)$ -резонанса на процесс фоторождения η -мезонов в элементарном процессе на протоне было получено в работе [10]. При этом его вклад оказался малым по сравнению с доминирующим $S_{11}(1535)$ -резонансом, что связано с очень малой парциальной шириной ($P_\eta = 0.1\%$) распада $D_{13}(1520)$ по каналу $\eta + N$. Однако рассмотрение задачи когерентного фоторождения η -мезонов на ядрах в условиях, когда возбуждение $S_{11}(1535)$ -резонанса либо запрещено, либо сильно подавлено, приводит к ситуации, в которой $D_{13}(1520)$ -резонанс играет определяющую роль [2, 4, 8].

Будучи частицей со спином $3/2$, $D_{13}(1520)$ -резонанс обладает более сложной структурой релятивистских эффективных лагранжианов [2]:

$$L_{\eta ND_{13}}(x) = \frac{g_{\eta ND_{13}}}{m_\eta} \bar{\Psi}_{D_{13}}^\mu(x) \gamma_5 \Psi_N(x) \partial_\mu \varphi_\eta(x) + \text{э. с.},$$

$$L_{\gamma ND_{13}}^{(1)}(x) = i \frac{eg_{\gamma ND_{13}}^{(1)}}{2M_N} \bar{\Psi}_{D_{13}}^\mu(x) \gamma^\nu \Psi_N(x) F_{\mu\nu}(x) + \text{э. с.},$$

$$L_{\gamma ND_{13}}^{(2)}(x) = \frac{eg_{\gamma ND_{13}}^{(2)}}{4M_N^2} \bar{\Psi}_{D_{13}}^\mu(x) \partial^\nu \Psi_N(x) F_{\mu\nu}(x) + \text{э. с.}$$

Здесь $\Psi_{D_{13}}^\mu(x)$ — спинорно-векторное поле, описывающее $D_{13}(1520)$ -резонанс и являющееся решением уравнения Рариты–Швингера (см. приложение).

Соответствующие нерелятивистские вершинные функции имеют вид [8]

$$\delta H_{\eta ND_{13}} = i \frac{g_{\eta ND_{13}}}{2m_\eta M_N} (\mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{k})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}) \times [a_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + a_{\mathbf{k}}^\dagger e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}] + \text{э. с.}, \quad (7)$$

$$\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(s)} = -\frac{eg_{\gamma ND_{13}}^{(s)}}{2M_N} E_\gamma (\mathbf{S}^\dagger \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}}) \times [a_{\chi\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + a_{\chi\mathbf{k}}^\dagger e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}] + \text{э. с.}, \quad (8)$$

$$\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(t)} = -i \frac{eg_{\gamma ND_{13}}^{(t)}}{4M_N^2} (\mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{k}) [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}} \times [a_{\chi\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + a_{\chi\mathbf{k}}^\dagger e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}] + \text{э. с.} \quad (9)$$

Здесь введены комбинации функций $\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(1)}$ и $\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(2)}$, отражающие их определенные симметричные свойства, а именно аксиальная — $\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(s)}$ и тензорная — $\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(t)}$ вершинные функции. При

этом аксиальная и тензорная фотонные вершинные константы связи определяются из условий

$$g_{\gamma ND_{13}}^{(s)} = \left[g_{\gamma ND_{13}}^{(1)} - \frac{g_{\gamma ND_{13}}^{(2)}}{2} \right], \quad g_{\gamma ND_{13}}^{(t)} = g_{\gamma ND_{13}}^{(1)}.$$

Оператор перехода \mathbf{S}^\dagger связывает состояния со спинами $1/2$ и $3/2$. Оператор \mathbf{S}^\dagger определен так, что его матричные элементы становятся просто коэффициентами Клебша–Гордана, связывающими состояния с проекциями спина нуклона (μ_N) и $D_{13}(1520)$ -резонанса ($\mu_{D_{13}}$) [11]:

$$\left\langle \frac{3}{2} \mu_{D_{13}} \left| S_\mu^\dagger \right| \frac{1}{2} \mu_N \right\rangle = \left(1 \mu \frac{1}{2} \mu_N \left| \frac{3}{2} \mu_{D_{13}} \right. \right).$$

Вершинная функция $\delta H_{\eta ND_{13}}$ имеет тензорную спиновую структуру, что видно из соотношения

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k})(\mathbf{S} \cdot \mathbf{k}) = \sqrt{4\pi} k^2 \sum_{lq} \frac{1}{\sqrt{2l+1}} (1010|l0) \times [\boldsymbol{\sigma}^{(1)} \times S^{(1)}]_q^{(l)} Y_{lq}^*(\hat{\mathbf{k}}). \quad (10)$$

Соответствующие матричные элементы имеют квадрупольную структуру, что отвечает тензору (10) ранга $l = 2$:

$$\begin{aligned} & \langle Nh : SM, \mathbf{k}_\eta | \delta H_{\eta ND_{13}} | D_{13} h : S' M' \rangle \sim \\ & \sim (-1)^S k_\eta^2 \sqrt{2S'+1} \begin{Bmatrix} 2 & 3/2 & 1/2 \\ 1/2 & S & S' \end{Bmatrix} \times \\ & \times \sum_q (2q S' M' | SM) Y_{2q}^*(\hat{\mathbf{k}}_\eta) e^{-i\mathbf{k}_\eta \mathbf{r}}. \end{aligned}$$

Матричные элементы аксиальной фотонной вершинной функции $\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(s)}$ в спиновом пространстве при $\mathbf{k}_\gamma \parallel \mathbf{z}$ записываются в виде

$$\begin{aligned} & \langle D_{13} h : S' M' | \delta H_{\gamma ND_{13}}^{(s)} | Nh : SM, \mathbf{k}_\gamma \lambda \rangle \sim \\ & \sim (-1)^{S'} \sqrt{2S+1} \begin{Bmatrix} 1 & 1/2 & 3/2 \\ 1/2 & S' & S \end{Bmatrix} \times \\ & \times (1 \lambda SM | S' M') e^{i\mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}}. \end{aligned}$$

Матричные элементы тензорной фотонной вершинной функции $\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(t)}$, тензорный характер которой определяется соотношением

$$\begin{aligned} & (\mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{k}) [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}} = \\ & = -i \sqrt{2} k^2 \sum_{lq} (1 \chi 10 | 1 \chi) (101 \chi | lq) [S^{\dagger(1)} \times \boldsymbol{\sigma}^{(1)}]_q^{(l)}, \end{aligned}$$

при $\mathbf{k}_\gamma \parallel \mathbf{z}$ имеют вид

$$\begin{aligned} & \langle D_{13}h : S'M' | \delta H_{\gamma ND_{13}}^{(t)} | Nh : SM, \mathbf{k}_\gamma \lambda \rangle \sim \\ & \sim k_\gamma^2 \sqrt{2S+1} \sum_{l=1,2} (-1)^{S'+l} \sqrt{2l+1} \times \\ & \times (1\lambda 10 | 1\lambda)(10 1\lambda | l\lambda)(l\lambda SM | S'M') \times \\ & \times \begin{Bmatrix} 1 & 1 & l \\ 1/2 & 3/2 & 1/2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & 1/2 & 3/2 \\ 1/2 & S' & S \end{Bmatrix} e^{i\mathbf{k}_\gamma \mathbf{r}} \end{aligned}$$

и содержат дипольную и квадрупольную компоненты, что соответствует тензорам рангов $l = 1$ и $l = 2$.

В табл. 2 представлены спиновые правила отбора, которые следуют из структуры матричных элементов вершинных функций, ответственных за возбуждение и распад $D_{13}(1520)$ -резонанса. Так, распад $D_{13}(1520)$ -резонанса на $\eta + N$ в ядрах с полностью занятыми оболочками ($S = 0$) идет только в канале с $S' = 2$. При этом его возбуждение в том же канале возможно только через тензорную составляющую $\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(t)}$ фотонной вершинной функции, спиновая структура которой совпадает с $\delta H_{\eta ND_{13}}$. На ядрах типа ^{12}C с малой компонентой $S = 1$ работают как аксиальная, так и тензорная компоненты фотонной вершинной функции.

Таблица 2

Правила отбора по спину S' при возбуждении и распаде состояний $|D_{13}h : S'M'\rangle$ в ядрах с $J = T = 0$ для компонент волновой функции ядра с $S = 0$ и $S = 1$. Знак «+» соответствует разрешенным каналам реакции (γ, η), идущей через компоненты фотонной вершинной функции: t — тензорная, s — аксиальная.

S	$S'[\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(s)}]$	$S'[\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(t)}]$	$S'[\delta H_{\eta ND_{13}}]$	Признак
0	1	1, 2	2	+ (t)
1	1, 2	1, 2, 3	1, 2, 3	+ (t, s)

Релятивистские эффективные лагранжианы, а также их нерелятивистские редукции в форме вершинных функций, приведенные в настоящей работе, позволяют достаточно хорошо описать элементарные процессы фоторождения η -мезонов на свободных нуклонах [3, 8], что является определяющим тестом на их использование в ядерных процессах. Тем не менее в литературе кроме вершинных функций (8), (9) встречаются и другие, отвечающие фотовозбуждению $D_{13}(1520)$ -резонанса. Так, в работе [12] для анализа процессов $p(\gamma, \pi^- \pi^+)p$, проходящих через фотовозбуждение $D_{13}(1520)$ -резонанса, используется вершинная функция, не имеющая тензорной составляющей $\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(t)}$:

$$\begin{aligned} \delta H_{\gamma ND_{13}} = & \underbrace{(-g_\gamma (\mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}}))}_{\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(s)}} + ig_\sigma [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{S}] \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}} \times \\ & \times [a_{\chi\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + a_{\chi\mathbf{k}}^\dagger e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}] + \text{э. с.} \end{aligned}$$

Ее использование в силу спиновых правил отбора полностью исключает фотовозбуждение и распад $D_{13}(1520)$ -резонанса в когерентном процессе по каналу $\eta + N$, так как именно тензорная часть взаимодействия $\delta H_{\gamma ND_{13}}^{(t)}$ дает основной вклад в рассматриваемый процесс когерентного фоторождения η -мезонов на ядрах с $J = T = 0$. В приложении приведен краткий вывод тензорной вершинной функции (9). Используемая методика является общей при получении остальных вершинных функций.

3. Связь $S_{11}(1535)$ - и $D_{13}(1520)$ -резонансов

До сих пор мы рассматривали возбуждение и распад чистых $S_{11}(1535)$ - и $D_{13}(1520)$ -резонансных субнуклонных степеней свободы ядра. Систематическую основу для учета связи или конфигурационного смешивания разного рода резонансных состояний дает развитая в работах [8, 13, 14] многоконфигурационная барион-дырочная модель. Как было показано в предыдущем разделе, свойства $S_{11}(1535)$ - и $D_{13}(1520)$ -резонансных возбуждений ядра в сильной степени зависят от спиновых правил отбора. Учет связи возбужденных $|D_{13}h\rangle$ - и $|S_{11}h\rangle$ -состояний ядра приводит к тому, что сечение когерентного фоторождения η -мезонов резко возрастает в околороговой области [8]. Причина такого увеличения выхода η -мезонов состоит в том, что взаимодействие $|D_{13}h\rangle$ - и $|S_{11}h\rangle$ -состояний позволяет открыться ранее запрещенным для ядер с полностью замкнутыми оболочками или подавленным для ядер типа ^{12}C $|S_{11}h\rangle$ -состояниям, которые сильно связаны с $(\eta + A)$ -каналами распада (парциальная ширина распада $S_{11}(1535)$ -резонанса по каналу $\eta + N$ составляет 50–55%). Схематически

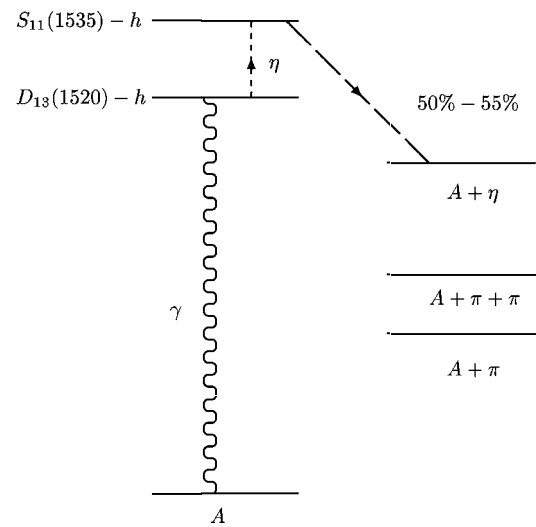


Иллюстрация «two-step»-механизма. Процесс когерентного фоторождения идет через возбуждение $|D_{13}h\rangle$ -состояний. В результате конфигурационного смешивания возбуждение передается $|S_{11}h\rangle$ -состояниям, которые и распадаются по каналу $A + \eta$.

это выглядит так, как будто поглощение фотона идет в канале с возбуждением $|D_{13}h\rangle$ -состояний, затем возбуждение через η -мезонный обмен передается $|S_{11}h\rangle$ -состояниям, которые и распадаются в когерентном канале с испусканием η -мезонов (рисунк). Такая физическая картина — «two step»-механизм, — будучи прямым следствием спиновых правил отбора, является основным резонансным механизмом когерентного фоторождения η -мезонов на ядрах с $J = T = 0$ в околопороговой области [8].

Заключение

В работе показано, что кроме широкого круга эффектов, влияющих на возбуждение и распад барионных $S_{11}(1535)$ - и $D_{13}(1520)$ -резонансов в ядрах с $J = T = 0$, необходимо учитывать правила отбора, связанные со спиновой структурой вершинных функций. Разная структура основного состояния ядер сильно влияет на свойства $S_{11}(1535)$ и $D_{13}(1520)$ субнуклонных степеней свободы ядра. При этом $S_{11}(1535)$ -резонансные возбуждения ядра, разрешенные в ядрах типа ^{12}C , запрещены в ядрах с полностью замкнутыми оболочками. Наличие тензорного взаимодействия в фотонной вершинной функции $\delta H_{\gamma N D_{13}}$ приводит к доминирующей роли $D_{13}(1520)$ в канале его резонансного фотовозбуждения. Связь $|D_{13}h\rangle$ и $|S_{11}h\rangle$ возбужденных состояний ядра через η -мезонный обмен приводит к их конфигурационному смешиванию. Конфигурационное смешивание оказывается основным резонансным механизмом в процессе когерентного фоторождения η -мезонов на ядрах с $J = T = 0$, и оно проявляется в сильном увеличении выхода η -мезонов в околопороговой области. Выводы, сделанные относительно спиновых правил отбора и эффекта конфигурационного смешивания, универсальны и должны быть приняты во внимание в любой теоретической модели, описывающей процесс когерентного фоторождения η -мезонов на ядрах с $J = T = 0$.

Авторы благодарны проф. В.В. Балашову и В.К. Долинову за обсуждение и помощь в работе.

Приложение

Переход от лагранжиана к нерелятивистскому гамильтониану в вершине $\gamma N D_{13}$: тензорный член

Мы следуем обозначениям и метрике Бьеркена и Дрелла [15]. Рассмотрим релятивистский эффективный лагранжиан (4)

$$L_{\gamma N D_{13}}^{(1)} = i \frac{eg_{\gamma N D_{13}}^{(1)}}{2M_N} \bar{\Psi}_{D_{13}}^{\mu} \gamma^{\nu} \Psi_N F_{\mu\nu} + \text{э.с.} \quad (11)$$

Здесь $F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu}$, Ψ_N (свободное нуклонное поле) — решение уравнения Дирака. Спинорно-векторное поле

$\Psi_{D_{13}}^{\mu}$ описывает свободный $D_{13}(1520)$ -резонанс и является решением уравнения Рариты-Швингера [11]:

$$(i\gamma_{\nu} \partial^{\nu} - M_{D_{13}}) \Psi_{D_{13}}^{\mu} = 0$$

с дополнительным условием

$$\gamma_{\mu} \Psi_{D_{13}}^{\mu} = 0.$$

С учетом этого (11) имеет вид

$$L_{\gamma N D_{13}}^{(1)} = i \frac{eg_{\gamma N D_{13}}^{(1)}}{2M_N} \left[\Psi_{D_{13}}^{\dagger \mu} \gamma^0 \gamma^0 \Psi_N (\partial_{\mu} A_0 - \partial_0 A_{\mu}) + \sum_i \Psi_{D_{13}}^{\dagger \mu} \gamma^0 \gamma^i \Psi_N (-\partial_{\mu} A_i - \partial_i A_{\mu}) \right]. \quad (12)$$

Можно показать, что первое слагаемое в (12) в нерелятивистском приближении приводит к аксиальной компоненте (8):

$$\delta H_{\gamma N D_{13}}^{(1)} = - \frac{eg_{\gamma N D_{13}}^{(1)}}{2M_N} E_{\gamma} (\mathbf{S}^{\dagger} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\chi \mathbf{k}}). \quad (13)$$

Нас главным образом будет интересовать второй член в (12), так как именно он ответствен за появление тензорного взаимодействия:

$$\begin{aligned} & \Psi_{D_{13}}^{\dagger \mu} \gamma^0 \gamma^i \Psi_N (-\partial_{\mu} A_i - \partial_i A_{\mu}) \Rightarrow \\ \Rightarrow & \sum_{j=1,2,3} \sum_{\lambda s'} (1\lambda \frac{1}{2} s' | \frac{3}{2} s_{D_{13}}) e_j^*(p', \lambda) u^{\dagger}(p', s') \times \\ & \times \gamma^0 \gamma^i u(p, s) (-ik_j \epsilon_i + ik_i \epsilon_j), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\gamma^0 \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned} & u^{\dagger}(p', s') \gamma^0 \gamma^i u(p, s) = \\ & = N_{p'} N_p \left(\chi_{s'}^{\dagger} \sigma_i \frac{\sigma_k \cdot p_k}{p_0 + M} \chi_s + \chi_{s'}^{\dagger} \frac{\sigma_n \cdot p'_n}{p'_0 + M} \sigma_i \chi_s \right). \end{aligned} \quad (15)$$

Принимая во внимание соотношения

$$\sigma_i \sigma_k = \hat{I} + i \sum_l \epsilon_{ikl} \sigma_l, \quad \sigma_n \sigma_i = \hat{I} + i \sum_m \epsilon_{nim} \sigma_m,$$

выражение (15) можно представить в виде

$$\begin{aligned} & N_{p'} N_p \left(\chi_{s'}^{\dagger} \left[\delta_{ik} \frac{p_k}{p_0 + M} + i \sum_{kl} \epsilon_{ikl} \frac{\sigma_l p_k}{p_0 + M} \right] \chi_s + \right. \\ & \left. + \chi_{s'}^{\dagger} \left[\delta_{ni} \frac{p'_n}{p'_0 + M} + i \sum_{nm} \epsilon_{nim} \frac{\sigma_m p'_n}{p'_0 + M} \right] \chi_s \right) = \\ & = N_{p'} N_p \left(\chi_{s'}^{\dagger} \frac{p_i + p'_i}{2M} + i \frac{[\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}]_i}{2M} \chi_s \right), \end{aligned}$$

где $\mathbf{k} = \mathbf{p}' - \mathbf{p}$. С учетом этого выражение (14) переписывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \Rightarrow & \sum_{j=1,2,3} \sum_{\lambda s'} (1\lambda \frac{1}{2} s' | \frac{3}{2} s_{D_{13}}) e_j^*(p', \lambda) \times \\ & \times \left[\chi_{s'}^{\dagger} \frac{p_i + p'_i}{2M} + i \frac{[\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}]_i}{2M} \chi_s \right] (-ik_j \epsilon_i + ik_i \epsilon_j). \end{aligned}$$

Переходя от спиноров χ к векторам состояний, получим

$$\begin{aligned} \Rightarrow & N_{p'} N_p \sum_{j=1,2,3} \sum_{\lambda s'} (1\lambda \frac{1}{2} s' | \frac{3}{2} s_{D_{13}}) e_j^*(p', \lambda) \times \\ & \times \langle \frac{1}{2}, s' | \frac{p_i + p'_i}{2M} + i \frac{[\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}]_i}{2M} | \frac{1}{2}, s \rangle (-ik_j \epsilon_i + ik_i \epsilon_j). \end{aligned}$$

Последнее выражение может быть записано через операторы перехода от спина $1/2$ к спину $3/2$, определенные следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle \frac{3}{2} s_{D_{13}} | S_j^\dagger | \frac{1}{2} s' \rangle &= \sum_{\lambda} (1\lambda \frac{1}{2} s' | \frac{3}{2} s_{D_{13}}) e_j^*(p', \lambda), \\ \implies \sum_{j s'} \langle \frac{3}{2} s_{D_{13}} | S_j^\dagger | \frac{1}{2} s' \rangle \langle \frac{1}{2}, s' | \frac{p_i + p'_i}{2M} + i \frac{[\sigma \times k]_i}{2M} | \frac{1}{2}, s \rangle \times \\ &\quad \times \epsilon_j(-ik_j \epsilon_i + ik_i \epsilon_j) = \\ &= \langle \frac{3}{2} s_{D_{13}} | -i(\mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{k}) \frac{(\mathbf{p} + \mathbf{p}') \cdot \boldsymbol{\epsilon}}{2M} + (\mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{k}) \frac{[\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \cdot \boldsymbol{\epsilon}}{2M} + \\ &\quad + i(\mathbf{S}^\dagger \cdot \boldsymbol{\epsilon}) \frac{(\mathbf{p} + \mathbf{p}') \cdot \mathbf{k}}{2M} - (\mathbf{S}^\dagger \cdot \boldsymbol{\epsilon}) \underbrace{\frac{[\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \cdot \mathbf{k}}{2M}}_{=0} | \frac{1}{2}, s \rangle. \end{aligned}$$

Пренебрегая скоростными членами, зависящими от \mathbf{p}, \mathbf{p}' , введем нерелятивистский оператор:

$$\delta L_{\gamma N D_{13}}^{(1)nr} \implies i \frac{eg_{\gamma N D_{13}}^{(1)}}{4M_N^2} (\mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{k}) [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \cdot \boldsymbol{\epsilon} + O\left(\frac{w}{M_N}\right).$$

Тензорная вершинная функция:

$$\begin{aligned} \delta H_{\gamma N D_{13}}^{(1)} &= -\delta L_{\gamma N D_{13}}^{(1)nr} \implies \\ \implies -i \frac{eg_{\gamma N D_{13}}^{(1)}}{4M_N^2} (\mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{k}) [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \cdot \boldsymbol{\epsilon} + O\left(\frac{w}{M_N}\right), \\ \delta H_{\gamma N D_{13}}^{(t)} &= -i \frac{eg_{\gamma N D_{13}}^{(1)}}{4M_N^2} (\mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{k}) [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \cdot \boldsymbol{\epsilon}. \end{aligned}$$

С учетом (13) полная вершинная функция имеет вид

$$\begin{aligned} \delta H_{\gamma N D_{13}}^{(1)} \implies -\frac{eg_{\gamma N D_{13}}^{(1)}}{2M_N} E_\gamma (\mathbf{S}^\dagger \cdot \boldsymbol{\epsilon}) - \\ -i \frac{eg_{\gamma N D_{13}}^{(2)}}{4M_N^2} (\mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{k}) [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \cdot \boldsymbol{\epsilon} + \text{э. с.} \end{aligned}$$

Литература

1. *Bennhold C., Tanabe H.* // Nucl. Phys. 1991. **A530**. P. 625.
2. *Peters W., Lenske H., Mosel U.* // Nucl. Phys. 1998. **A642**. P. 506.
3. *Fix A., Arenhovel H.* // Nucl. Phys. 1997. **A620**. P. 457.
4. *Piekarewicz J., Sarty A.J., Benmerrouche M.* // Phys. Rev. 1997. **C55**. P. 2571; *Abu-Raddad L.J., Piekarewicz J., Sarty A.J., Benmerrouche M.* // Phys. Rev. 1998. **C57**. P. 2053; *Abu-Raddad L.J., Piekarewicz J., Sarty A.J., Rego R.A.* // Phys. Rev. 1999. **C60**. P. 0504606.
5. *Abu-Raddad L.J.* // Ph. D. thesis, Florida State University, arXiv: nucl-th/0005068. 2000.
6. TAPS-Experiment at MAMI: Proposal A2/12-93. 1996.
7. *Hejny V., Achenbach P., Ahrens J., Beck R.* et al. // Eur. Phys. J. 1999. **A6**. P. 83.
8. *Balashov V.V., Dolinov V.K., Kaskulov M.M.* // Eur. Phys. J. 2001. **A** (in press).
9. *Бояркина А.Н.* Структура ядер $1p$ -оболочки. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973.
10. *Krusche B., Ahrens J., Anton G., Beck R.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. **74**. P. 3736.
11. *Эрикссон Т., Вайзе В.* Пионы и ядра. М.: Наука, 1991.
12. *Chiang E.C., Oset E., Liu L.C.* // Phys. Rev. 1991. **C44**. P. 738.
13. *Balashov V.V., Bibikov A.V., Dolinov V.K., Kaskulov M.M.* // Proc. 7 Int. Conf. CIPANP 2000, Quebec City, Canada, May 2000 (AIP Conf. Proc. V. 549. Melville, New York, 2000). P. 475.
14. *Balashov V.V., Dolinov V.K., Kaskulov M.M.* // Proc. IX Int. Seminar «Electromagnetic interactions of nuclei at low and medium energies». Moscow, 20–22 September 2000.
15. *Бьеркен Дж.Д., Дрелл С.Д.* Релятивистская квантовая теория. Т. 1. М.: Наука, 1978.

Поступила в редакцию
20.04.01