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

где E_m — энергия невозмущенного уровня $|m\rangle$. Здесь учтено, что в случае $\delta \gg 1$ поправки f_n (4) имеют вид $f_n = \frac{\delta^{-n}}{2^{n-1}n!}f^{(n)} + O\left(\delta^{-n-1}\right)$ $(n \neq 0)$. 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 неисчезающей 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. *Popov A.M., Tikhonova O.V., Volkova E.A.* // 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., Rzazewski 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. Бибиков

(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 экспериментального 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:

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

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]:

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

и

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

Здесь $a^\dagger_{\mathbf{k}}$ $(a_{\mathbf{k}})$ — операторы рождения (уничтожения) η-мезона с импульсом $\mathbf{k}$, $a^\dagger_{\chi\mathbf{k}}(a_{\chi\mathbf{k}})$ — 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:

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

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

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}He, ^{16}O или ^{40}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}C (в приближении jj-связи оболочка $1p\frac{3}{2}$ полностью заполнена, а $1p\frac{1}{2}$ свободна), предыдущие рассуждения не работают. Связано это с тем, что волновая функция ядра ^{12}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}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 $S_{11}(1535)$.

Таблица 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]:

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

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

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

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

Соответствующие нерелятивистские вершинные функции имеют вид [8]

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

$$\delta H^{(s)}_{\gamma ND_{13}} = -\frac{eg^{(s)}_{\gamma ND_{13}}}{2M_N}E_\gamma(\mathbf{S}^\dagger\cdot\boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}}) \times \\ \times[a_{\chi\mathbf{k}}\,\mathrm{e}^{i\mathbf{kr}} + a^\dagger_{\chi\mathbf{k}}\,\mathrm{e}^{-i\mathbf{kr}}] + \text{э. с.}, \tag{8}$$

$$\delta H^{(t)}_{\gamma ND_{13}} = -i\frac{eg^{(t)}_{\gamma ND_{13}}}{4M_N^2}(\mathbf{S}^\dagger\cdot\mathbf{k})[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{k}]\boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}} \times \\ \times[a_{\chi\mathbf{k}}\,\mathrm{e}^{i\mathbf{kr}} + a^\dagger_{\chi\mathbf{k}}\,\mathrm{e}^{-i\mathbf{kr}}] + \text{э. с.} \tag{9}$$

Здесь введены комбинации функций $\delta H^{(1)}_{\gamma ND_{13}}$ и $\delta H^{(2)}_{\gamma ND_{13}}$, отражающие их определенные симметрийные свойства, а именно аксиальная — $\delta H^{(s)}_{\gamma ND_{13}}$ и тензорная — $\delta H^{(t)}_{\gamma ND_{13}}$ вершинные функции. При этом аксиальная и тензорная фотонные вершинные константы связи определяются из условий

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

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]:

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

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

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

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

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

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

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

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

$$(\mathbf{S}^\dagger\cdot\mathbf{k})[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{k}]\boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}} = \\ = -i\sqrt{2}k^2\sum_{lq}(1\chi10|1\chi)(101\chi|lq)\left[S^{\dagger(1)}\times\sigma^{(1)}\right]^{(l)}_q,$$

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

$$\langle D_{13}h:S'M'|\delta H^{(t)}_{\gamma ND_{13}}|Nh:SM,\mathbf{k}_\gamma\lambda\rangle \sim$$
$$\sim k_\gamma^2\sqrt{2S+1}\sum_{l=1,2}(-1)^{S'+l}\sqrt{2l+1}\times$$
$$\times(1\lambda 10|1\lambda)(101\lambda|l\lambda)(l\lambda SM|S'M')\times$$
$$\times\begin{Bmatrix}1 & 1 & l\\ 1/2 & 3/2 & 1/2\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix}l & 1/2 & 3/2\\ 1/2 & S' & S\end{Bmatrix}\mathrm{e}^{i\mathbf{k}_\gamma\mathbf{r}}$$

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 $\delta H^{(t)}_{\gamma ND_{13}}$ 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	$S'[\delta H^{(s)}_{\gamma ND_{13}}]$	$S'[\delta H^{(t)}_{\gamma ND_{13}}]$	$S'[\delta H_{\eta ND_{13}}]$	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 $\delta H^{(t)}_{\gamma ND_{13}}$:

$$\delta H_{\gamma ND_{13}} = (\underbrace{-g_\gamma(\mathbf{S}\cdot\boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}})}_{\delta H^{(s)}_{\gamma ND_{13}}} + ig_\sigma[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{S}]\cdot\boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}})\times$$
$$\times[a_{\chi\mathbf{k}}\,\mathrm{e}^{i\mathbf{kr}}+a^\dagger_{\chi\mathbf{k}}\,\mathrm{e}^{-i\mathbf{kr}}]+\text{э. с.}$$

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 $\delta H^{(t)}_{\gamma ND_{13}}$ 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). Использованная 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 околопороговой 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

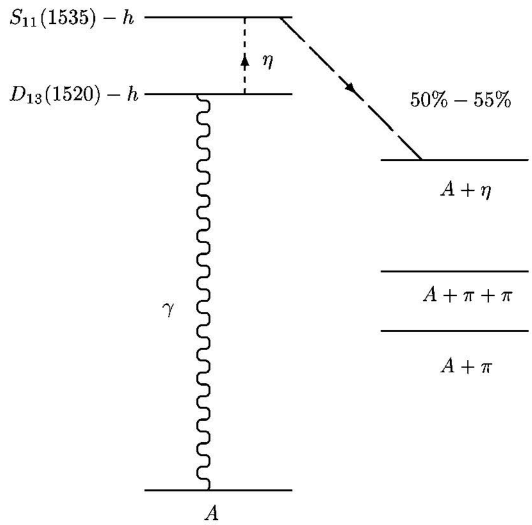

Иллюстрация «two-step»-механизма. Процесс когерентного фоторождения идет через возбуждение $|D_{13}h\rangle$-состояний. В результате конфигурационного смешивания возбуждение передается $|S_{11}h\rangle$-состояниям, которые и распадаются по каналу $A+\eta$

это выглядит так, как будто поглощение фотона идет в канале с возбуждением $|D_{13}h\rangle$-состояний, затем возбуждение через η-мезонный обмен передается $|S_{13}h\rangle$-состояниям, которые и распадаются в когерентном канале с испусканием η-мезонов (рисунок). 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 $\delta H_{\gamma ND_{13}}$ 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 γND_{13}: тензорный член

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

$$L^{(1)}_{\gamma ND_{13}} = i\frac{eg^{(1)}_{\gamma ND_{13}}}{2M_N}\bar{\Psi}^{\mu}_{D_{13}}\gamma^{\nu}\Psi_N F_{\mu\nu} + \text{э. с.} \tag{11}$$

Здесь $F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, Ψ_N (свободное нуклонное поле) — решение уравнения Дирака. Спинорно-векторное поле $\Psi^{\mu}_{D_{13}}$ описывает свободный $D_{13}(1520)$-резонанс и является решением уравнения Рариты–Швингера [11]:

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

с дополнительным условием

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

С учетом этого (11) имеет вид

$$L^{(1)}_{\gamma ND_{13}} = i\frac{eg^{(1)}_{\gamma ND_{13}}}{2M_N}\Big[\Psi^{\dagger\mu}_{D_{13}}\gamma^0\gamma^0\Psi_N(\partial_\mu A_0 - \partial_0 A_\mu) + \\ + \sum_i \Psi^{\dagger\mu}_{D_{13}}\gamma^0\gamma^i\Psi_N(-\partial_\mu A_i - \partial_i A_\mu)\Big]. \tag{12}$$

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

$$\delta H^{(1)}_{\gamma ND_{13}} = -\frac{eg^{(1)}_{\gamma ND_{13}}}{2M_N}E_\gamma(\mathbf{S}^\dagger\cdot\boldsymbol{\epsilon}_{\chi\mathbf{k}}). \tag{13}$$

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

$$\Psi^{\dagger\mu}_{D_{13}}\gamma^0\gamma^i\Psi_N(-\partial_\mu A_i - \partial_i A_\mu) \Longrightarrow \\ \Longrightarrow \sum_{j=1,2,3}\sum_{\lambda s'}(1\lambda\tfrac{1}{2}s'|\tfrac{3}{2}s_{D_{13}})e^*_j(p',\lambda)u^\dagger(p',s')\times \\ \times\gamma^0\gamma^i u(p,s)(-ik_j\epsilon_i + ik_i\epsilon_j), \tag{14}$$

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

$$u^\dagger(p',s')\gamma^0\gamma^i u(p,s) = \\ = N_{p'}N_p\left(\chi^\dagger_{s'}\sigma_i\frac{\sigma_k\cdot p_k}{p_0+M}\chi_s + \chi^\dagger_{s'}\frac{\sigma_n\cdot p'_n}{p'_0+M}\sigma_i\chi_s\right). \tag{15}$$

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

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

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

$$\Longrightarrow \sum_{j=1,2,3}\sum_{\lambda s'}(1\lambda\tfrac{1}{2}s'|\tfrac{3}{2}s_{D_{13}})e^*_j(p',\lambda)\times \\ \times\left[\chi^\dagger_{s'}\tfrac{p_i+p'_i}{2M} + i\tfrac{[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{k}]_i}{2M}\chi_s\right](-ik_j\epsilon_i + ik_i\epsilon_j).$$

Переходя от спиноров χ к векторам состояний, получим

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

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

$$\langle \tfrac{3}{2} s_{D_{13}} | S_j^\dagger | \tfrac{1}{2} s' \rangle = \sum_\lambda \left(1\lambda \tfrac{1}{2} s' | \tfrac{3}{2} s_{D_{13}}\right) e_j^*(p', \lambda),$$

$$\Longrightarrow \sum_{j s'} \langle \tfrac{3}{2} s_{D_{13}} | S_j^\dagger | \tfrac{1}{2} s' \rangle \langle \tfrac{1}{2}, s' | \frac{p_i + p_i'}{2M} + i\frac{[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{k}]_i}{2M} | \tfrac{1}{2}, s \rangle \times$$

$$\times\, \epsilon_j(-ik_j\epsilon_i + ik_i\epsilon_j) =$$

$$= \langle \tfrac{3}{2} s_{D_{13}} | -i(\mathbf{S}^\dagger\cdot\mathbf{k})\frac{(\mathbf{p}+\mathbf{p}')\boldsymbol{\epsilon}}{2M} + (\mathbf{S}^\dagger\cdot\mathbf{k})\frac{[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{k}]\cdot\boldsymbol{\epsilon}}{2M} +$$

$$+ i(\mathbf{S}^\dagger\cdot\boldsymbol{\epsilon})\frac{(\mathbf{p}+\mathbf{p}')\mathbf{k}}{2M} - (\mathbf{S}^\dagger\cdot\boldsymbol{\epsilon})\underbrace{\frac{[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{k}]\cdot\mathbf{k}}{2M}}_{=0} | \tfrac{1}{2}, s\rangle.$$

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

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

Тензорная вершинная функция:

$$\delta H^{(1)}_{\gamma N D_{13}} = -\delta L^{(1)nr}_{\gamma N D_{13}} \Longrightarrow$$

$$\Longrightarrow -i\frac{e g^{(1)}_{\gamma N D_{13}}}{4M_N^2}(\mathbf{S}^\dagger\cdot\mathbf{k})[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{k}]\cdot\boldsymbol{\epsilon} + O\left(\frac{w}{M_N}\right),$$

$$\delta H^{(t)}_{\gamma N D_{13}} = -i\frac{e g^{(1)}_{\gamma N D_{13}}}{4M_N^2}(\mathbf{S}^\dagger\cdot\mathbf{k})[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{k}]\cdot\boldsymbol{\epsilon}.$$

С учетом (13) полная вершинная функция имеет вид

$$\delta H^{(1)}_{\gamma N D_{13}} \Longrightarrow -\frac{e g^{(1)}_{\gamma N D_{13}}}{2M_N}E_\gamma(\mathbf{S}^\dagger\cdot\boldsymbol{\epsilon}) -$$

$$- i\frac{e g^{(2)}_{\gamma N D_{13}}}{4M_N^2}(\mathbf{S}^\dagger\cdot\mathbf{k})[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{k}]\cdot\boldsymbol{\epsilon} + \text{э. с.}$$

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. *Эриксон 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