ДУБНА, 21 МАРТА, 2017

АНОМАЛЬНЫЙ РАСПАД $f_1(1285) \to \rho\gamma$ И РОДСТВЕННЫЕ ЕМУ ПРОЦЕССЫ

М. К. ВОЛКОВ, А. А. ОСИПОВ, А. А. ПИВОВАРОВ
Лаборатория Теоретической Физики им. Н.Н. Боголюбова.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ПОЧЕМУ ЭТО ИНТЕРЕСНО.
2. МЕТОД – U(2)XU(2) МОДЕЛЬ НИЛ.
3. ВЫЧИСЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ $f_1(1285) \to \rho\gamma$.
4. ЛАГРАНЖИАН, ШИРИНА РАСПАДА.
5. РОДСТВЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ $f_1 \to \omega\gamma, \quad a_1(1260) \to \omega\gamma, \quad a_1 \to \rho\gamma.$
6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.
7. ВЫВОДЫ.

ПОЧЕМУ ЭТО ИНТЕРЕСНО

$f_1(1285)$ - мезон имеет квантовые числа $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})$ и является U(1) синглетом в $^{2s+1}L_J = {}^3P_1$ нонете.

Противоречивая экспериментальная ситуация:

(a) PDG дает величину $\Gamma_{f\to\rho\gamma} = 1326 \pm 313\ keV$.

(b) Протвинский эксперимент $\Gamma_{f\to\rho\gamma} = 675 \pm 313\ keV$.

- *D. V. Amelin, E. B. Berdnikov, et al. (VES Collaboration), Z. Phys. C - Particles and Fields (1995) 66: 71*

(c) Свежие данные коллаборации CLAS (Jefferson Lab.) существенно ниже $\Gamma_{f\to\rho\gamma} = 453 \pm 177\ keV$.

- *R. Dickson, R. A. Schumacher et al. (CLAS Collaboration, Phys. Rev. C 93, no. 6, 065202 (2016); arXive:1604.07425 [nucl-ex].*

Теоретическая ситуация также требует прояснений:

(a) Лагранжиан Весса-Зумино – суммирует эффекты аномалий в алгебре токов и хорошо установлен, но в нем нет векторных мезонов.

(b) Связь векторных и аксиально-векторных мезонов с аномалией рассматривалась в работах:

- *O. Kaymakcalan, S. Rajeev, J. Schechter, Phys.Rev.D30,594 (1984);*
- *H. Gomm, O. Kaymakcalan, J. Schechter, ibid.2345;*
- *O. Kaymakcalan, J.Schechter, Phys. Rev. D31 (1985) 1109.*

В этом подходе полученное аномальной действие не содержит рассматриваемых в данной работе вершин:

$$f_1\rho\gamma, \quad f_1\omega\gamma, \quad a_1\omega\gamma, \quad a_1\rho\gamma.$$

(c) Подход, не обладающий недостатками предыдущего анализа, развит в работах:

- *T. Fujiwara, T. Kugo, H. Terao, S. Uehara, K. Yamawaki, Prog. Theor. Phys. 73, 1215 (1985).*
- *N. Kaiser, Ulf-G. Meissner, Nucl. Phys. A 519, 671 (1990).*

В этом подходе полученное аномальной действие уже содержит вершины $f_1\rho\gamma,\quad f_1\omega\gamma,\quad a_1\omega\gamma,\quad a_1\rho\gamma.$ Однако, он не фиксирует величину мезонных констант связи.

(d) В современной литературе используется слишком упрощенная форма лагранжианов для этих вершин:

- *Xiao-Yun Wang, and Jun He, arXive:1702.06848 [nucl-th].*
- *N. I. Kochelev, M. Battaglieri, and R. De Vita, Phys. Rev. C 80,025201 (2009).*
- *S. K. Domokos, H. R. Grigoryan, and J. A. Harvey, Phys.Rev. D 80, 115018 (2009).*

U(2)xU(2) МОДЕЛЬ НИЛ

$$L = \bar{q}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - \hat{m})q + L_{s,p} - L_{v,a} + L_{\det}$$

$$L_{s,p} = (G_s/2)[(\bar{q}\boldsymbol{\tau}_a q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5\boldsymbol{\tau}_a q)^2]$$

$$L_{v,a} = (G_v/2)[(\bar{q}\gamma_{\mu}\boldsymbol{\tau}_a q)^2 + (\bar{q}\gamma_{\mu}\gamma_5\boldsymbol{\tau}_a q)^2]$$

После введения мезонных переменных интересующие нас вершины имеют вид:

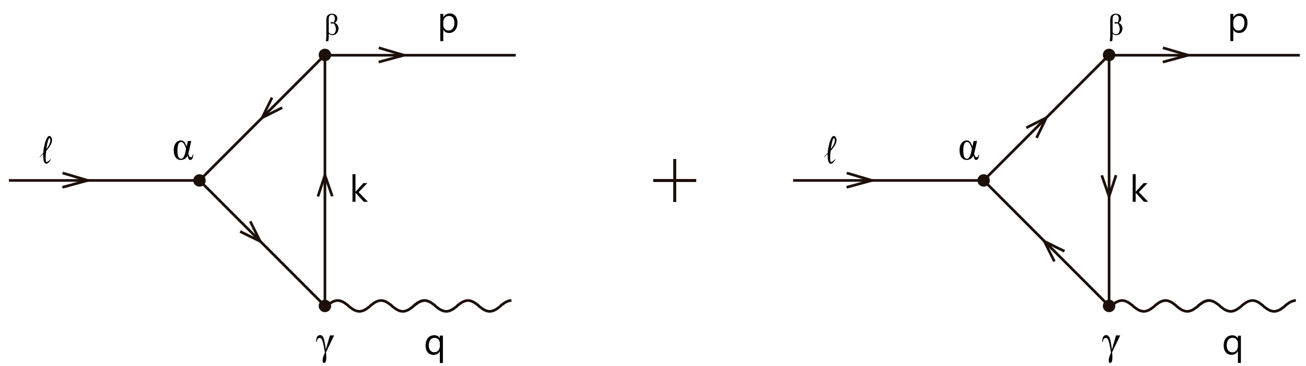
$$L_f = \frac{g_{\rho}}{2}\bar{q}\gamma_{\alpha}\gamma_5 q\, f_1^{\alpha}, \quad L_{\rho} = \frac{g_{\rho}}{2}\bar{q}\gamma^{\beta}\boldsymbol{\tau}_3 q\, \rho_{\beta}^0, \quad L_{\gamma} = e\bar{q}\gamma^{\gamma}Qq\, A_{\gamma},$$

$$Q = \frac{1}{2}\left(\boldsymbol{\tau}_3 + \frac{1}{3}\right). \qquad \frac{g_{\rho}^2}{4\pi} = 3, \quad m = 280\ MeV.$$

ВЫЧИСЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ РАСПАДА

$$f_1(1285) \to \rho\gamma$$

Считая $f_1(1285)$ мезон кварк-антикварковым состоянием, можно вычислить амплитуду радиационного $f_1(1285) \to \rho\gamma$ распада, исходя из аномальной треугольной диаграммы, возникающей в модели НИЛ.



$$M = iN_c \frac{eg_\rho^2}{16\pi^2} \varepsilon_\alpha(l)\varepsilon_\beta^*(p)\varepsilon_\gamma^*(q)T^{\alpha\beta\gamma}(p,q)$$

$$T^{\alpha\beta\gamma}(p,q) = \tilde{T}^{\alpha\beta\gamma}(p,q) + \tilde{T}^{\alpha\gamma\beta}(q,p) \quad \longrightarrow \quad T^{\alpha\beta\gamma}(p,q) = T^{\alpha\gamma\beta}(q,p)$$

Основной интеграл

$$\tilde{T}^{\alpha\beta\gamma}(p,q) = \int \frac{d^4k}{4\pi^2} \frac{Tr[\gamma_5\gamma^\alpha(\hat{k}-\hat{p}+m)\gamma^\beta(\hat{k}+m)\gamma^\gamma(\hat{k}+\hat{q}+m)]}{(k^2-m^2)[(k-p)^2-m^2][(k+q)^2-m^2]}$$

$$\tilde{T}^{\alpha\beta\gamma}(p,q) = \tilde{T}^{\alpha\gamma\beta}(q,p)$$

Интегоал линейно расходится и поэтому содержит поверхностный член, который делает вычисления неоднозначными

- *Lecture of Jackiw in “Lectures on current algebra and its applications" by S. B. Treiman, R. Jackiw, and D. J. Gross. Princeton Series in Physics, Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1972.*

Выделение поверхностного члена

$$Tr[\gamma_5\gamma^\alpha(\hat{k}-\hat{p}+m)\gamma^\beta(\hat{k}+m)\gamma^\gamma(\hat{k}+\hat{q}+m)]$$

$$=\underbrace{-4i(k^2-m^2)e^{\alpha\beta\gamma\sigma}(k+q-p)_\sigma}+8i(e^{\alpha\gamma\rho\sigma}q_\rho k_\sigma k^\beta+e^{\alpha\beta\rho\sigma}p_\rho k_\sigma k^\gamma)$$

$$-Tr(\gamma_5\gamma^\alpha\hat{p}\gamma^\beta\hat{k}\gamma^\gamma\hat{q}).$$

$$\tilde{T}^{\alpha\beta\gamma}(p,q)\Rightarrow -ie^{\alpha\beta\gamma\sigma}\int\frac{d^4k}{\pi^2}\frac{(k-p+q)_\sigma}{[(k-p)^2-m^2][(k+q)^2-m^2]}$$

$$\Rightarrow e^{\alpha\beta\gamma\sigma}\left[\frac{a_\sigma}{2}+(q-p)_\sigma\left(\frac{1}{4}-8\pi^2 I_{\log}+\frac{(q-p)^2}{12m^2}\right)\right]+O(p^5).$$

Амплитуда радиационного распада

$$T_{\alpha\beta\gamma}(p,q) = e_{\alpha\beta\gamma\sigma}\left[(a+q-p)^\sigma + \frac{1}{6m^2}[q^\sigma(qp+2p^2) - p^\sigma(qp+2q^2)]\right]$$

$$+\frac{q^\rho p^\sigma}{6m^2}\left[(p+2q)_\gamma e_{\alpha\beta\rho\sigma} - (q+2p)_\beta e_{\alpha\gamma\rho\sigma}\right] + O(p^5).$$

Фиксируем произвол $$a_\sigma = a q_\sigma + b p_\sigma$$

Условие Бозе симметрии: $T^{\alpha\beta\gamma}(p,q) = T^{\alpha\gamma\beta}(q,p) \quad \Rightarrow \quad a = -b$

Условие градиентной инвариантности: $T_{\alpha\beta\gamma}q^\gamma = 0 \quad \Rightarrow \quad b = 1.$

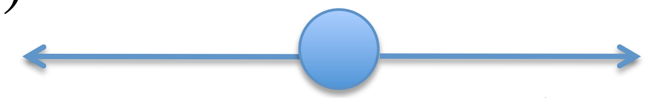
$$a_\sigma = p_\sigma - q_\sigma\,.$$

Свойства амплитуды

1) Легко установить, что $\quad p^{\beta}T_{\alpha\beta\gamma}(p,q)=0.$
2) Выполняется теорема Ландау – Янга:

Перейдем в систему координат, связанную с покоящимся f(1285) мезоном, и заменим ро-мезон фотоном. Тогда имеем

$$p=(q_0,0,0,-q_0) \qquad\qquad q=(q_0,0,0,q_0)$$



$$\varepsilon^*_{\beta}(p)=(0,\varepsilon^*_1(p),\varepsilon^*_2(p),0) \qquad\qquad \varepsilon^*_{\gamma}(q)=(0,\varepsilon^*_1(q),\varepsilon^*_2(q),0)$$

$$\varepsilon_{\alpha}(l)=(0,\varepsilon_1(l),\varepsilon_2(l),\varepsilon_3(l))$$

Тогда получаем: $\quad q^{\gamma}\varepsilon^*_{\gamma}(q)=0,\quad p^{\beta}\varepsilon^*_{\beta}(p)=0,\quad p^{\gamma}\varepsilon^*_{\gamma}(q)=0,\quad q^{\beta}\varepsilon^*_{\beta}(p)=0,$

$$e^{\alpha\beta\gamma\sigma}\varepsilon^*_{\gamma}(q)\varepsilon^*_{\beta}(p)\varepsilon_{\alpha}(l)(q-p)_{\sigma}=0.$$

Лагранжиан

$$L_{f\rho\gamma} = \frac{e\alpha_\rho}{8\pi m^2} e^{\mu\nu\alpha\beta}\left(\rho^0_{\mu\nu} F_{\alpha\sigma}\partial^\sigma f_\beta + \frac{1}{2} f_{\mu\nu} F^\sigma_\alpha \rho^0_{\sigma\beta} + F_{\mu\nu}\partial^\sigma \rho^0_{\sigma\alpha} f_\beta\right).$$

Этот лагранжиан существенно отличается от лагранжианов, используемых при моделировании процессов фоторождения f(1285) мезона на протоне при обработке данных коллаборации CLAS.

Выпишем матричный элемент радиационного распада $f_1(1285) \to \rho\gamma$.

$$M = \frac{ie\alpha_\rho}{8\pi m^2} \varepsilon_\alpha(l)\varepsilon^*_\beta(p)\varepsilon^*_\gamma(q)\left[e^{\alpha\beta\gamma\sigma}\Delta_\sigma + p_\rho q_\sigma\left(e^{\alpha\gamma\rho\sigma} q^\beta - e^{\alpha\beta\rho\sigma} p^\gamma\right)\right].$$

$$\Delta_\sigma = (qp + 2p^2)q_\sigma - (qp)p_\sigma$$

Ширина распада

$$|M|^2 = \frac{m_\rho^4}{2}\left(\frac{e\alpha_\rho}{4\pi m^2}\right)^2 (qp)^2 \left(\frac{1}{m_\rho^2} + \frac{1}{m_f^2}\right)$$

$$\Gamma = \frac{m_\rho^2}{m^4}\left(\frac{\alpha\alpha_\rho^2}{6(16\pi)^2 m_f^5}\right)(m_f^2 - m_\rho^2)^3 (m_f^2 + m_\rho^2) = 311\, keV.$$

$$\Gamma_{f\to\rho\gamma} = 453 \pm 177\, keV \quad CLAS\ Collaboration\ (2016).$$

$$\Gamma_{f\to\rho\gamma} = 1326 \pm 313\, keV \quad PDG\ (2016)$$

$$\Gamma_{f\to\rho\gamma} = 675 \pm 313\, keV \quad VES\ Collaboration\ (1995)$$

Родственные распады

$$f_1(1285) \to \omega(782)\gamma$$

$$Tr(\tau_3 Q) = 1 \quad \to \quad Tr(Q) = 1/3 \quad \Gamma = 34.3\, keV\,.$$

$$a_1(1260) \to \omega(782)\gamma$$

$$Tr(\tau_3 Q) = 1 \quad \to \quad Tr(\tau_3 Q) = 1 \quad \Gamma = 238\, keV\,.$$

$$a_1(1260) \to \rho(770)\gamma$$

$$Tr(\tau_3 Q) = 1 \quad \to \quad Tr(\vec{\tau}\vec{a}_1\{Q,\vec{\tau}\vec{\rho}\}) = \frac{2}{3}\vec{a}_1\vec{\rho} \quad \Gamma = 26.8\, keV\,.$$

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

1) Мы здесь рассматривали f(1285) мезон как состояние построенное только из u и d кварков:

$$f_1 = \bar{n}n = \frac{\bar{u}u + \bar{d}d}{\sqrt{2}}$$

Реально это состояние имеет небольшую примесь s-кварков:

$$f_1(1285) = \bar{n}n \cos\phi - \bar{s}s \sin\phi,$$

Известно, что

$\phi = \left(-15^{+5}_{-10}\right)^{\circ}$ G. Gidal, J. Boyer et al., Phys. Rev. Lett. 59, 2012 (1987).

$\phi = \pm\left(24.0^{+3.1+0.6}_{-2.6-0.8}\right)^{\circ}$

R. Aaij et al., (LHCb Collaboration) Phys. Rev. Lett. 112, 091802 (2014).

2) Мы использовали разложение кварковой петли. При этом ограничились лидирующим вкладом – членами кубическими по внешним импульсам, т.е. говоря языком эффективных киральных лагранжианов, работали в приближении $O(p^4)$

- *G. Ecker, J. Gasser, H. Leutwyler, A. Pick and E. De Rafael, Phys. Lett. B 223, 425 (1989).*

3) Мало известно о вычислениях рассматриваемых нами процессов: Мы можем привести только результаты оценок, полученных на основе ковариантной осциляторной модели кварков:

- *S. Ishida, K. Yamada, M. Oda, Phys. Rev. D 40, 1497 (1989).*

которая дает в среднем вдвое большие результаты:

$$\Gamma(f_1 \to \rho\gamma) = 565\ keV, \quad \Gamma(f_1 \to \omega\gamma) = 57\ keV,$$

$$\Gamma(a_1 \to \omega\gamma) = 537\ keV, \quad \Gamma(a_1 \to \rho\gamma) = 62\ keV.$$

ОСНОВНОЙ ВЫВОД

Радиационные распады, рассмотренные нами, очень сильно ограничены аномальным характером взаимодействий . Структура эффективного мезонного лагранжиана, полученного нами, отвечает всем основным требованиям (векторным тождествам Уорда, Бозе статистике, теореме Ландау-Янга) и поэтому жестко фиксирована ими. NJL модель позволяет предсказать константы связи. При этом число задействованых параметров минимально:

$$\alpha = 1/137, \quad \alpha_\rho = 3, \quad m = 280\ MeV.$$