

Предсказание массы последней открытой частицы аксиально-векторного нонета с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{+-}$

М. В. Чижов¹⁾, М. Н. Найденов

Кафедра Атомной физики, Физический факультет, Софийский университет, 1164 София, Болгария

Поступила в редакцию 1 июня 2020 г.

После переработки 14 июня 2020 г.

Принята к публикации 14 июня 2020 г.

В настоящей работе показано, что новое массовое соотношение между массами векторных состояний $\phi(1020)$ и $\phi(1680)$, с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$ и массой аксиально-векторного состояния $h_1(s\bar{s})$ со скрытой странностью и квантовыми числами 1^{+-} сохраняется и в случае ненулевых токовых масс кварков. Данное соотношение предсказывает массу недавно открытого коллаборацией BESIII состояния $h_1(s\bar{s})$ в пределах экспериментальной точности.

DOI: 10.31857/S123456782015001X

I. Введение. Известно, что существуют два низколежащих аксиально-векторных нонета мезонных состояний с квантовыми числами их нейтральных компонент $J^{PC} = 1^{++}$ и 1^{+-} . Первый нонет “A” включает изотриплет a_1 мезонов, два изодублета странных мезонов K_{1A} и два изосинглетных состояния f_1 . Второй нонет “B” состоит из изотриплета b_1 мезонов²⁾, двух изодублетов странных мезонов K_{1B} и двух изосинглетных состояний h_1 .

Два изосинглетных состояния единичного спина имеют почти чистые $u\bar{u} + d\bar{d}$ и $s\bar{s}$ структуры. Хотя идентификация двух состояний f_1 из трех обнаруженных резонансов $f_1(1285)$, $f_1(1420)$ и $f_1(1510)$ еще обсуждается, идентификация последнего из двух состояний $h_1(1170)$ и $h_1(1415)$ была установлена два года назад. Коллаборация BESIII открыла аксиально-векторную частицу со скрытой странностью $h_1(s\bar{s})$ [1–3] и подтвердила ее предыдущее обнаружение двумя коллаборациями LASS [4] и Crystal Barrel [5].

Существует интересная ситуация с измеренными и предсказанными значениями массы аксиально-векторного мезона со скрытой странностью и квантовыми числами 1^{+-} . Впервые данная частица была обнаружена коллаборацией LASS в 1988 г. с массой $m_{h_1(s\bar{s})}^{\text{LASS}} = (1380 \pm 20)$ МэВ. Поэтому эта частица получила название $h_1(1380)$. Последнее измерение массы данной частицы коллаборацией BESIII $m_{h_1(s\bar{s})}^{\text{BESIII}} = (1423.2 \pm 2.1 \pm 7.3)$ МэВ [3] и ее среднее значение по всем измерениям $m_{h_1(s\bar{s})}^{\text{PDG}} = (1416 \pm 8)$ МэВ [6]

¹⁾ e-mail: mih@phys.uni-sofia.bg

²⁾ b_1 -мезоны состоят из легких u и d кварков. Их обозначение происходит от названия нонета и не имеет никакого отношения к b -кваркам.

потребовало в прошлом (2019) году изменить наименование этого резонанса на $h_1(1415)$. Заметим, что в первой версии публикации коллаборации BESIII [2] не было представлено ни одного точного предсказания массы данного состояния. Точное предсказание массы этого состояния $m_{h_1(s\bar{s})}^{\text{theor}} = (1415 \pm 13)$ МэВ было опубликовано в работе [7] в 2004 г.

Детальное рассмотрение данного предсказания и новые исследования представлены ниже.

II. Модель. Объяснение механизма спонтанного нарушения киральной симметрии [8] и введение кварков [9, 10] дает нам принципиальную возможность описать все многообразие легких адронных состояний и, в частности, кварк-антикварковых пар. Наиболее хорошо теоретически и экспериментально изученным является нонет псевдоскалярных мезонов, которые возникают как псевдо-голдстоуновские бозоны в результате спонтанного и явного нарушения киральной симметрии. Свойства псевдоскалярного нонета могут быть с хорошей точностью описаны в рамках модели Намбу и Йона-Лазинио (NJL – Nambu, Jona-Lasinio) [11] или в киральной теории возмущений [12]. В то же время, теоретическая и экспериментальная ситуация, связанная с идентификацией и объяснением свойств членов скалярного нонета как кварк-антикварковых пар пока неудовлетворительна.

В данной работе мы рассмотрим модель нонетов единичного спина, представленную в [7]. Известно, что кроме двух вышеописанных низколежащих аксиально-векторных нонетов, существует и нонет векторных мезонов. Последний состоит из изотриплета ρ мезонов, двух изодублетов K^* мезонов и

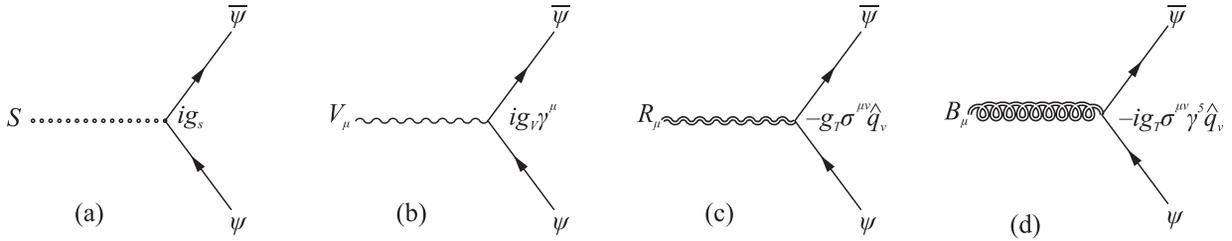


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для юкавских взаимодействий. Здесь $\hat{q}_\mu = q_\mu / \sqrt{q^2}$, где q_μ – входящий четырех-импульс полей R_μ и B_μ

двух изосинглетов ω и ϕ мезонов с квантовыми числами 1^{--} , которые имеют почти чистые $u\bar{u} + d\bar{d}$ и $s\bar{s}$ структуры соответственно. Таким образом, существует очевидная *асимметрия* между числами аксиально-векторных и векторного нонетов.

В работе [7] в рамках расширенной U(1) безмассовой кварковой NJL модели был предложен новый подход к восстановлению данной симметрии. На этом пути было получено также новое соотношение между массами мезонов единичного спина, принадлежащих различным нонетам, которое подтверждается экспериментально. Основная идея заключается в рассмотрении всех возможных лоренц-инвариантных *локальных* юкавских взаимодействий между кварковыми токами $\bar{\psi}\psi$, $\bar{\psi}\gamma^5\psi$, $\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$, $\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma^5\psi$, $\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi$ и соответствующими бозонными полями S , P , V_μ , A_μ , $T_{[\mu\nu]}$ ³⁾ с квантовыми числами 0^{++} , 0^{-+} , 1^{--} , 1^{++} , $(1^{--}, 1^{+-})$. Кварковый ток $\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi$ и соответствующее антисимметричное тензорное поле второго ранга $T_{[\mu\nu]}$ обладают двумя типами различных квантовых чисел: 1^{--} и 1^{+-} . На массовой поверхности $T_{[\mu\nu]}$ может быть разложено на векторное поле R_μ и аксиально-векторное поле B_μ :

$$T_{[\mu\nu]} = (\hat{\partial}_\mu R_\nu - \hat{\partial}_\nu R_\mu) - \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (\hat{\partial}^\alpha B^\beta - \hat{\partial}^\beta B^\alpha) \quad (1)$$

с соответствующими квантовыми числами 1^{--} и 1^{+-} , где $\hat{\partial}_\mu = \partial_\mu / \sqrt{-\partial^2}$. Обратно, поля R_μ и B_μ могут быть выражены через $T_{[\mu\nu]}$:

$$R_\mu = \hat{\partial}^\nu T_{[\mu\nu]}, \quad B_\mu = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \hat{\partial}^\nu T^{[\alpha\beta]}, \quad (2)$$

которые благодаря антисимметрии $T_{[\mu\nu]}$ удовлетворяют очевидным тождествам

$$\partial^\mu R_\mu \equiv 0, \quad \partial^\mu B_\mu \equiv 0. \quad (3)$$

Поэтому существующий $h_1(s\bar{s})$ мезон с квантовыми числами 1^{+-} из аксиально-векторного нонета “B”

³⁾ Обозначение $T_{[\mu\nu]} = \frac{1}{2}(T_{\mu\nu} - T_{\nu\mu})$ подразумевает антисимметризацию по индексам Лоренца.

может быть описан аксиально-векторным полем B_μ , что, в свою очередь, требует включения в модель кваркового тока $\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi$ и соответствующего антисимметричного тензорного поля второго ранга $T_{[\mu\nu]}$. Так как векторные поля V_μ и R_μ обладают одинаковыми квантовыми числами 1^{--} , то они могут смешиваться, что приводит к двум физическим состояниям ϕ и ϕ' для U(1) $s\bar{s}$ кварковой структуры. Распиряя данную гипотезу на U(3) модель, можно предположить, что низколежащий векторный нонет физических состояний с квантовыми числами 1^{--} возникает в результате смешивания векторного и тензорного нонетов, аналогично двум физическим состояниям $K_{1A}(1270)$ и $K_{1B}(1400)$, которые являются суперпозицией K_{1A} и K_{1B} состояний из соответствующих аксиально-векторных нонетов.

Новое соотношение между массами физических состояний $\phi(1020)$, $\phi' = \phi(1680)$ и $h_1(s\bar{s})$ [7]

$$2m_\phi^2 - m_\phi m_{\phi'} + 2m_{\phi'}^2 = 3m_{h_1(s\bar{s})}^2, \quad (4)$$

которое предсказывает массу неоткрытого тогда еще состояния $h_1(s\bar{s})$, было получено в приближении нулевой токовой массы кварка. Таким образом, это соотношение скорее подходит для физических состояний $\omega(782)$, $\omega' = \omega(1650)$ и $h_1(1170)$, которые состоят из легких u и d кварков. Поэтому, чтобы подтвердить соотношение (4) для s кварка, мы рассмотрим случай с ненулевой токовой кварковой массой m_0 .

Для получения соотношения (4) нам необходимо только рассмотреть взаимодействия векторного поля V_μ , тензорного поля $T_{[\mu\nu]}$ и скалярного поля S с полем странного кварка ψ . Линеаризованный NJL лагранжиан с вспомогательными (без кинетических членов) бозонными полями имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 = & \bar{\psi}(\not{\partial} - m_0)\psi + g_S \bar{\psi}\psi S - \frac{\mu_S^2}{2} S^2 + \\ & + g_V \bar{\psi}\gamma^\mu\psi V_\mu + \frac{\mu_V^2}{2} V_\mu^2 + \frac{g_T}{2} \bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi T_{[\mu\nu]} + \\ & + \frac{\mu_T^2}{4} \left(4 \hat{\partial}^\mu T_{[\lambda\mu]} \hat{\partial}_\nu T^{[\lambda\nu]} - T_{[\mu\nu]} T^{[\mu\nu]} \right), \quad (5) \end{aligned}$$

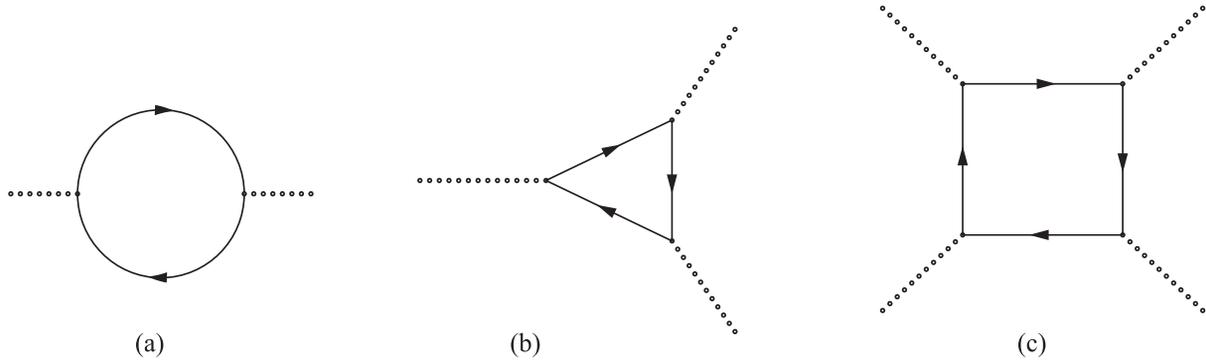


Рис. 2. Квантовые поправки в собственно-энергетическую часть (а) и самодействия (b), (c) скалярного поля

где μ_S^2 , μ_V^2 и μ_T^2 – затравочные массовые члены⁴). Используя соотношения (1)–(3), последние два члена в (5) могут быть представлены как

$$g_T \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi \hat{\partial}_\mu R_\nu + i g_T \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \gamma^5 \psi \hat{\partial}_\mu B_\nu + \frac{\mu_T^2}{2} (R_\mu^2 + B_\mu^2). \quad (6)$$

Соответствующие диаграммы Фейнмана показаны на рис. 1.

III. Квантовые поправки и нарушение симметрии. Кинетические члены для мезонных полей могут быть получены из квантовых радиационных поправок. Давайте вычислим однопетлевые вклады в собственно-энергетические части для всех бозонных полей. Например, вклад в собственно-энергетическую часть скалярного поля (рис. 2а) имеет вид

$$\begin{aligned} \Pi^{SS}(q) &= i g_S^2 N_C \times \\ &\times \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[(\not{p} - m_0)^{-1} (\not{p} - \not{q} - m_0)^{-1} \right] = \\ &= 4i g_S^2 N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{1}{p^2 - m_0^2} - \\ &- 2i g_S^2 N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{q^2 - 4m_0^2}{(p^2 - m_0^2)^2} + \text{finite terms} = \\ &= 4g_S^2 N_C I_2 - 8g_S^2 N_C m_0^2 I_0 + \\ &+ 2g_S^2 N_C I_0 q^2 + \text{finite terms}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$I_2 \equiv i \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{1}{p^2 - m_0^2} = \int \frac{d^4 p_E}{(2\pi)^4} \frac{1}{p_E^2 + m_0^2} > 0 \quad (8)$$

квадратично расходящийся интеграл и

$$I_0 \equiv -i \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{1}{(p^2 - m_0^2)^2} = \int \frac{d^4 p_E}{(2\pi)^4} \frac{1}{(p_E^2 + m_0^2)^2} > 0 \quad (9)$$

⁴Вид массового члена для антисимметричного тензорного поля был предложен в [13].

– логарифмически расходящийся интеграл.

Первые два члена в последнем равенстве (7) представляют собой дополнительный вклад в массовый член скалярного поля $m_S^2 = \mu_S^2 + 4g_S^2 N_C (2m_0^2 I_0 - I_2)$. Третье слагаемое демонстрирует появление кинетического члена. Для правильной нормировки волновой функции скалярного поля мы должны потребовать выполнение условия

$$2g_S^2 N_C I_0 = 1. \quad (10)$$

Применяя аналогичную процедуру для всех бозонных полей, введенных в (5) и (6),

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{VV} &= \frac{4}{3} g_V^2 N_C I_0 (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) - \\ &- 2g_V^2 N_C (m_0^2 I_0 + I_2) g_{\mu\nu} + \text{finite terms}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\Pi_{\mu\nu}^{VR} = 4g_V g_T N_C I_0 \frac{m_0}{\sqrt{q^2}} (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) + \text{finite terms}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{RR} &= \frac{2}{3} g_T^2 N_C I_0 (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) + \\ &+ 4g_T^2 N_C I_0 \frac{m_0^2}{q^2} (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) + \text{finite terms}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{BB} &= \frac{2}{3} g_T^2 N_C I_0 (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) - \\ &- 4g_T^2 N_C I_0 \frac{m_0^2}{q^2} (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) + \text{finite terms}, \end{aligned} \quad (14)$$

мы получим полезные соотношения между различными юкавскими константами связи из нормировочных условий для кинетических членов

$$3g_S^2 = 2g_V^2 = g_T^2 = \frac{3}{2N_C I_0}. \quad (15)$$

Иными словами, благодаря динамической природе кинетических членов, все взаимодействия в данной модели описываются только одной константой связи, например, $g = g_S$.

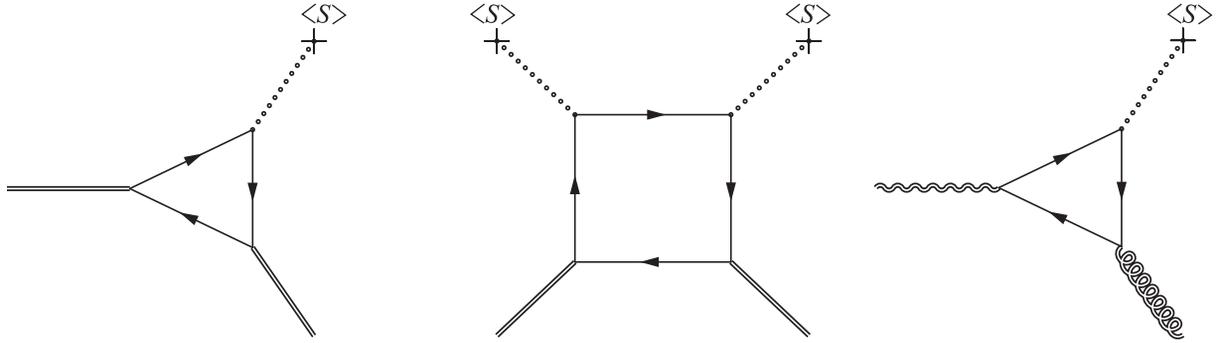


Рис. 3. Квантовые поправки в массовые члены и смешивание между векторными бозонами после спонтанного нарушения симметрии. Двойные линии соответствуют одновременно R_μ или B_μ бозонам

Самодействия на рис. 2b, с приводят к следующему эффективному потенциалу для скалярного поля

$$V_{\text{eff}} = \frac{m_S^2}{2} S^2 - 2gm_0 S^3 + \frac{g^2}{2} S^4. \quad (16)$$

Условие экстремума

$$\left. \frac{dV_{\text{eff}}}{dS} \right|_{S=\langle S \rangle} = m_S^2 \langle S \rangle - 6gm_0 \langle S \rangle^2 + 2g^2 \langle S \rangle^3 = 0 \quad (17)$$

для отрицательных m_S^2 всегда приводит к абсолютному минимуму эффективного потенциала с нетривиальным решением $g\langle S \rangle = (3m_0 - \sqrt{9m_0^2 - 2m_S^2})/2 < 0$. Это соответствует спонтанному нарушению симметрии, которое приводит к положительной конституентной массе странного кварка

$$m_s = m_0 - g\langle S \rangle > 0. \quad (18)$$

Это также приводит к дополнительным вкладам в массовые члены и смешиванию между векторными бозонами (рис. 3).

Заметим, что здесь нет дополнительного вклада в массовый член векторного поля V_μ : $m_V^2 = \mu_V^2 - 2g_V^2 N_C (m_0^2 I_0 + I_2)$, в то время как его смешивание с векторным полем R_μ (12) получает таковой после спонтанного нарушения симметрии

$$\Delta\Pi_{\mu\nu}^{VR} = -4g_V g_T N_C I_0 \frac{g\langle S \rangle}{\sqrt{q^2}} (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) + \text{finite terms} \quad (19)$$

таким образом, оно зависит только от физической конституентной массы странного кварка:

$$\Pi_{\mu\nu}^{VR} + \Delta\Pi_{\mu\nu}^{VR} = \sqrt{\frac{18m_s^2}{q^2}} (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) + \text{finite terms.} \quad (20)$$

В свою очередь поля R_μ и B_μ получают дополнительные вклады

$$\Delta\Pi_{\mu\nu}^{RR} = 4g_T^2 N_C I_0 \frac{g^2 \langle S \rangle^2 - 2m_0 g \langle S \rangle}{q^2} \times (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) + \text{finite terms,} \quad (21)$$

$$\Delta\Pi_{\mu\nu}^{BB} = -4g_T^2 N_C I_0 \frac{g^2 \langle S \rangle^2 - 2m_0 g \langle S \rangle}{q^2} \times (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) + \text{finite terms,} \quad (22)$$

в их массовые члены $m_R^2 = \mu_T^2 - 4g_T^2 N_C I_0 (m_0^2 + g^2 \langle S \rangle^2 - 2m_0 g \langle S \rangle) = \mu_T^2 - 6m_s^2$ и $m_B^2 = \mu_T^2 + 4g_T^2 N_C I_0 (m_0^2 + g^2 \langle S \rangle^2 - 2m_0 g \langle S \rangle) = \mu_T^2 + 6m_s^2$, которые также зависят только от физической конституентной массы странного кварка.

В результате эффективный свободный лагранжиан для бозонов единичного спина приобретает следующий вид

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{1}{2} (V_\mu \ R_\mu) \begin{pmatrix} q^2 - m_V^2 & \sqrt{18m_s^2 q^2} \\ \sqrt{18m_s^2 q^2} & q^2 - m_B^2 + 12m_s^2 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} V^\mu \\ R^\mu \end{pmatrix} - \frac{1}{2} B_\mu (q^2 - m_B^2) B^\mu. \quad (23)$$

В работе [7] было показано, что массы изовекторных состояний ρ , $\rho' = \rho(1450)$, b_1 и массы легких изосинглетов ω , ω' , $h_1(1170)$ удовлетворяют гипотезе максимального смешивания между состояниями V_μ и R_μ . Это приводит к дополнительному условию

$$m_V^2 = m_B^2 - 12m_s^2. \quad (24)$$

Нули определителя матрицы между дублетами $(V_\mu \ R_\mu)^T$ соответствуют массам физических ϕ и ϕ' мезонов, в то время как $h_1(s\bar{s})$ мезон имеет массу m_B . Используя формулы Виета

$$m_\phi^2 + m_{\phi'}^2 = 2(m_V^2 + 9m_s^2), \quad m_\phi m_{\phi'} = m_V^2 \quad (25)$$

для биквадратного уравнения $(q^2)^2 - 2(m_V^2 + 9m_s^2)q^2 + m_V^4 = 0$ и соотношение (24), мы можем воспроизвести массовую формулу (4) без предположения о безмассовости начального кварка.

IV. Заключение. В данной работе мы показали, что новое массовое соотношение (4) для случая $U(1)$ странного кварка с ненулевой токовой массой m_0 имеет тот же самый вид, что и для изначально безмассового кварка. Поэтому предсказание массы аксиально-векторного состояния $h_1(s\bar{s})$ со скрытой странностью и квантовыми числами 1^{+-} , опубликованное в [7], остается справедливым. Данное предсказание также подтверждено экспериментально коллаборацией BESIII [3].

-
1. M. Ablikim, M.N. Achasov, X.C. Ai et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **91**, 112008 (2015).
 2. M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed et al. (BESIII Collaboration), arXiv:1804.05536v1 [hep-ex].
 3. M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed et al. (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **98**, 072005 (2018).
 4. D. Aston, N. Awaji, T. Bienz et al. (LASS Collaboration), Phys. Lett. B **201**, 573 (1988).
 5. A. Abele, J. Adomeit, C. Amsler et al. (Crystal Barrel Collaboration), Phys. Lett. B **415**, 280 (1997).
 6. M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018) and 2019 update.
 7. M. Chizhov, JETP Lett. **80** 73 (2004), hep-ph/0307100.
 8. Y. Nambu, A “Superconductor” Model of Elementary Particles and its Consequencies, Talk given at a conference at Purdue (1960), reprinted in *Broken Symmetries, Selected Papers by Y. Nambu*, ed. by T. Eguchi and K. Nishijima, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong (1995).
 9. M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** 214 (1964).
 10. G. Zweig, preprint CERN-TH-401, January 17 (1964).
 11. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122**, 345 (1961); *ibid.* **124**, 246 (1961).
 12. G. Ecker, Prog. Part. Nucl. Phys. **35**, 1 (1995).
 13. M. V. Chizhov, Mod. Phys. Lett. A **8** 2753 (1993).