

Радиационные Распады Легких Мезонов

Е.З. Авакян¹, С.Л. Авакян²

*Гомельский государственный технический университет
им. П. О. Сухого, 246746 Гомель, Беларусь*

Отношения векторного и аксиально-векторного формфакторов радиационных распадов заряженных пионов $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$ и $\pi \rightarrow e\nu_e e^+e^-$ рассчитаны в рамках Модели Конфайнированных Кварков. Показано, что учет промежуточных псевдовекторных состояний приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными.

The ratios of vector and axial-vector form factors of radiative decays of charged pion $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$ and $\pi \rightarrow e\nu_e e^+e^-$ are calculated within the framework of the Confined Quarks Model. The account of intermediate pseudovector states is shown to lead to good agreement with experimental data.

PACS numbers: 12.39.-x, 13.20.-v, 13.40.-f, 14.40.-n

Ключевые слова: мезоны, кварки, формфакторы

1. Введение

Среди множества электрослабых процессов особый интерес для изучения структуры адронов представляют радиационные распады. В самом деле, поскольку лептоны не взаимодействуют сильно, они являются "идеальными зондами" адронной структуры. С этой точки зрения рассмотрим распады $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$ и $\pi \rightarrow e\nu_e e^+e^-$. Впервые распад $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$ наблюдался в 1963 году [1]. В девяностые годы прошлого столетия было получено много экспериментальных данных по этому распаду, однако общее число зарегистрированных событий составило около 1300 и только в 2009 на экспериментах PSI (PIBETA), была достигнута статистика $65 \cdot 10^3$ [2]. Наиболее общий обзор экспериментальной ситуации был сделан в работе [3]. Было предпринято много попыток теоретически описать проблемы, возникающие в данных распадах, начиная со всевозможных кварковых моделей и заканчивая киральными подходами [4-6].

Изучение данных распадов дает богатую информацию о внутренней структуре мезона. Традиционно, для описания слабых распадов из пяти основных вариантов взаимодействий – скалярного S , псевдоскалярного P , векторного V , аксиально-векторного A и тензорного T , используют только $V - A$ взаимодействие. В данной работе были вычислены параметры $\gamma = F_A(0)/F_V(0)$ для распада $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$ и параметр $\chi = R(0)/F_V(0)$ для распада $\pi \rightarrow e\nu_e e^+e^-$. Причем параметры были вычислены как без учета промежуточных адронных состояний, так и с ними. Значение параметра γ без учета промежуточного $a_1(1260)$ оказалась равной $\gamma = 1$, что противоречит экспериментальным данным $\gamma = 0,469 \pm 0,935$ [7]. Последовательный учет промежуточных векторных и аксиально векторных мезонов привел к значению $\gamma = 0,537$, что хорошо согласуется с экспериментом. Для получения параметра χ был вычислен еще и аксиально-векторный формфактор $R(0)$. Учет промежуточных адронных состояний привел к значению $\chi = 2,122$, что также хорошо согласуется с экспериментом $\chi = 2,323 \pm 0,510$ [7]. Адрон – кварковые взаимодействия будем описывать в рамках Модели Конфайнированных Кварков (МКК) [8].

¹ E-mail: mikot@tut.by

² E-mail: avakyan@tut.by

2. Распад $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$

Диаграммы, описывающие распад $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$, приведены на рисунке 1.

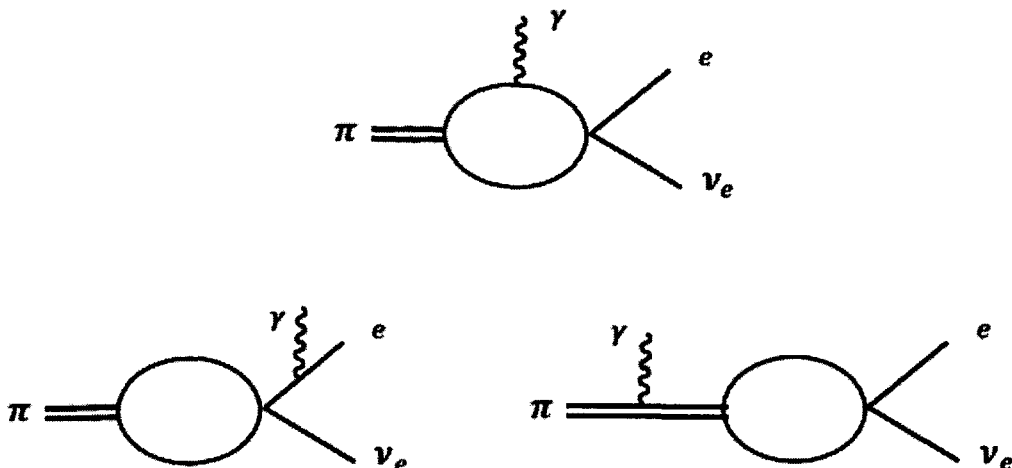


Рисунок 1

Различают две части амплитуды данного распада:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{IB} + \mathcal{M}_{SD}$$

\mathcal{M}_{IB} – структурно-независящая часть амплитуды: пион излучает позитрон и нейтрино через аксиально - векторный ток, а фотон испускается внешними заряженными частицами. Это "тривиальная" часть процесса в том смысле, что эффекты сильного взаимодействия отсутствуют, она вычисляется по обычным правилам КЭД. \mathcal{M}_{SD} -структурно-зависящая часть амплитуды, определяемая векторным F_V и аксиально-векторным F_A форм-факторами. Здесь проявляются сильные взаимодействия. Фотон излучается из промежуточного адронного состояния, генерируемого сильным взаимодействием внешнего адрона и кварков. Для описания этого сложного механизма требуется знание структуры адрона и динамики взаимодействия. В МКК структурно-зависящая часть амплитуды обычно представляется в виде:

$$\mathcal{M}_{SD}(\pi \rightarrow e\nu_e\gamma) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} e V_{ud} l_w^\mu \varepsilon^\nu(\hat{q}) T_{SD}^{\mu\nu}(p, q),$$

где l_w^μ - слабый лептонный ток, $\varepsilon^\nu(\hat{q})$ - вектор поляризации γ - кванта,

$$T_{SD}^{\mu\nu}(p, q) = F_A(t)[g^{\mu\nu}pq - p^\mu q^\nu] - iF_V(t)\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}p^\alpha q^\beta,$$

p - импульс π - мезона, q - импульс γ -кванта, $t = (p - q)^2$.

При вычислении амплитуды с учетом диаграмм, приведенных на рисунке 1 формфакторы $F_A(0)$ и $F_V(0)$ оказались равными:

$$F_A(0) = F_V(0) = \frac{2\Lambda_u\sqrt{h_\pi}}{3\pi} a(0)$$

где Λ_u -параметр, характеризующий область конфайнмента нестранных кварков, h_π - константа взаимодействия π -мезона с кварками. Видно, что параметр γ оказывается равным 1, что совпадает с результатом, полученным в обычных

кварковых моделях, и противоречит имеющимся на сегодняшний день экспериментальным данным.

3. Учет промежуточного $a_1(1260)$ мезона

Учет промежуточного $a_1(1260)$ мезона приводит к появлению дополнительных диаграмм, приведенных на рисунке 2. Эти диаграммы дают вклад только в аксиальный форм-фактор $F_A(0)$.

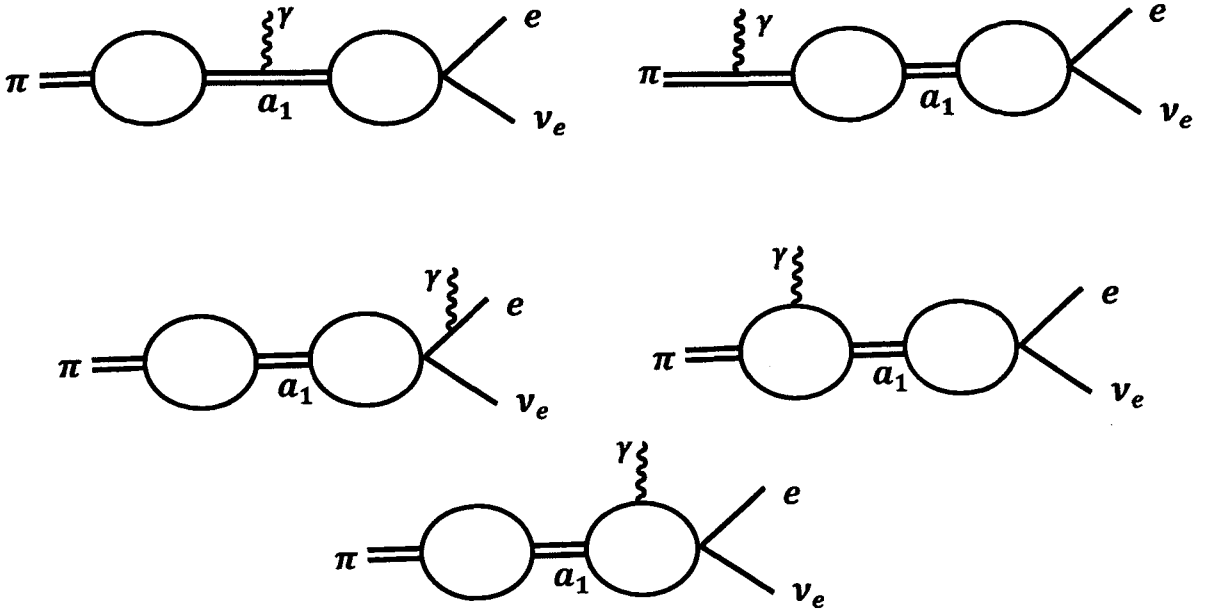


Рисунок 2

Таким образом, $F_A(0)$ получен в виде:

$$F_A(0) = \frac{2\Lambda_u\sqrt{h_\pi}}{3\pi} a(0)[1 - G_{a_1}(0)h_{a_1}].$$

Где $G_{a_1}(0)h_{a_1}$ – произведение значения пропагатора a_1 мезона на константу его взаимодействия с кварками. В однопетлевом приближении произведение $G_{a_1}(0)h_{a_1}$ имеет вид

$$G_{a_1}^{\mu\nu}(p^2)h_{a_1} = \frac{1}{\Pi_{1A}(p^2) - \Pi_{1A}(m_A^2)} \left[-g^{\mu\nu} + p^\mu p^\nu \frac{\Pi_{2A}(p^2)}{\Pi_{1A}(p^2) - \Pi_{1A}(m_A^2) + p^2 \Pi_{2A}(p^2)} \right]$$

где $\Pi_{1A}(p^2), \Pi_{2A}(p^2)$ - части поляризационного оператора аксиального мезона. Что приводит к изменению аксиального формфактора $F_A(0)$.

$$F_V(0) = 0,041, F_A(0) = 0,022.$$

В результате, параметр γ оказался равным $\gamma = 0,537$, что неплохо согласуется с экспериментальными данными $\gamma_{\text{ЭКС}} = 0,469 \pm 0,935$. Таким образом, оказалось, что влияние a_1 мезона существенно проявляется в слабом радиационном распаде π -мезона. Учет дополнительных диаграмм с промежуточным аксиально-векторным мезоном привел к заметному изменению параметра γ .

4. Распад $\pi \rightarrow e\nu_e e^+ e^-$.

Инвариантный матричный элемент распада $\pi \rightarrow e\nu_e e^+ e^-$ в МКК определяется диаграммами Фейнмана, изображенными на рисунке 3, описывающими, так называемое, внутреннее тормозное излучение и диаграммами, которые описывают структурно-зависимую часть амплитуды данного распада и определяют форм-факторы.

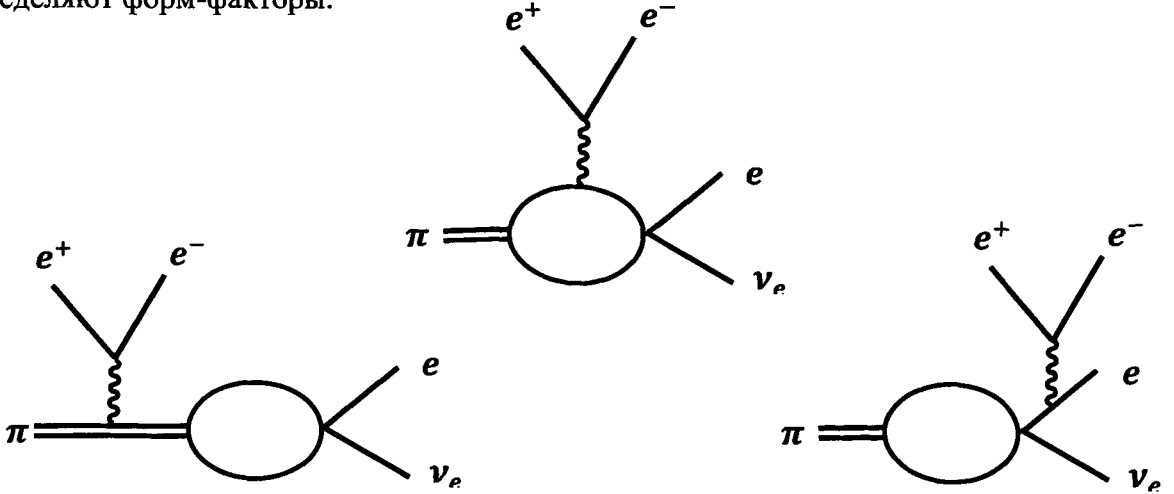


Рисунок 3

Инвариантный матричный элемент распада $\pi \rightarrow e\nu_e e^+ e^-$ в МКК определяется диаграммами Фейнмана, описывающими, так называемое, внутреннее тормозное излучение и диаграммами, которые описывают структурно-зависимую часть амплитуды данного распада и определяют форм-факторы (рисунок 3).

Итак, запишем амплитуду распада $\pi \rightarrow e\nu_e e^+ e^-$ в следующем градиентно и лорентц-инвариантном виде:

$$\mathcal{M}(\pi \rightarrow e\nu_e e^+ e^-) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} e V_{ud} \frac{f_\pi}{K^2} l_\alpha^{em} T^{\alpha\beta} l_\beta^w,$$

здесь

$$T^{\alpha\beta} = m_e \left[\bar{\nu}(p)(1 + \gamma_5) \left(\frac{2Q^\alpha + K^\alpha}{2KQ + K^2} - \frac{2p_1^\alpha + \hat{K}\gamma^\alpha}{2p_1 K + K^2} \right) e^-(-p_1) \right] +$$

$$+ \frac{-i\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu} K^\nu Q^\mu F_V(K^2, Q^2) + (Q^\alpha K^\beta - g^{\alpha\beta} KQ) F_A(K^2, Q^2) + (K^\alpha K^\beta - g^{\alpha\beta} K^2) R(K^2, Q^2)}{m_\pi^2}$$

Введены обозначения: q, k, p_1, p_2, p_3 - четырехмерные импульсы пиона, нейтрино, позитронов электронов, соответственно;

$$K = p_2 + p_3, Q = q - k, l_\alpha^{em} = \bar{e}^-(p_3)\gamma_\alpha e^-(p_2), l_\beta^w = \bar{\nu}(k)\gamma_\beta(1 - \gamma_5)e^-(p_1)$$

G_F - константа Ферми; m_π, m_e - массы пиона и электрона; V_{ud} -матричный элемент Кабиббо; f_π - константа распада $\pi \rightarrow \mu\nu$.

Учет промежуточных адронных состояний приводит к появлению диаграмм, приведенных на рисунке 4.

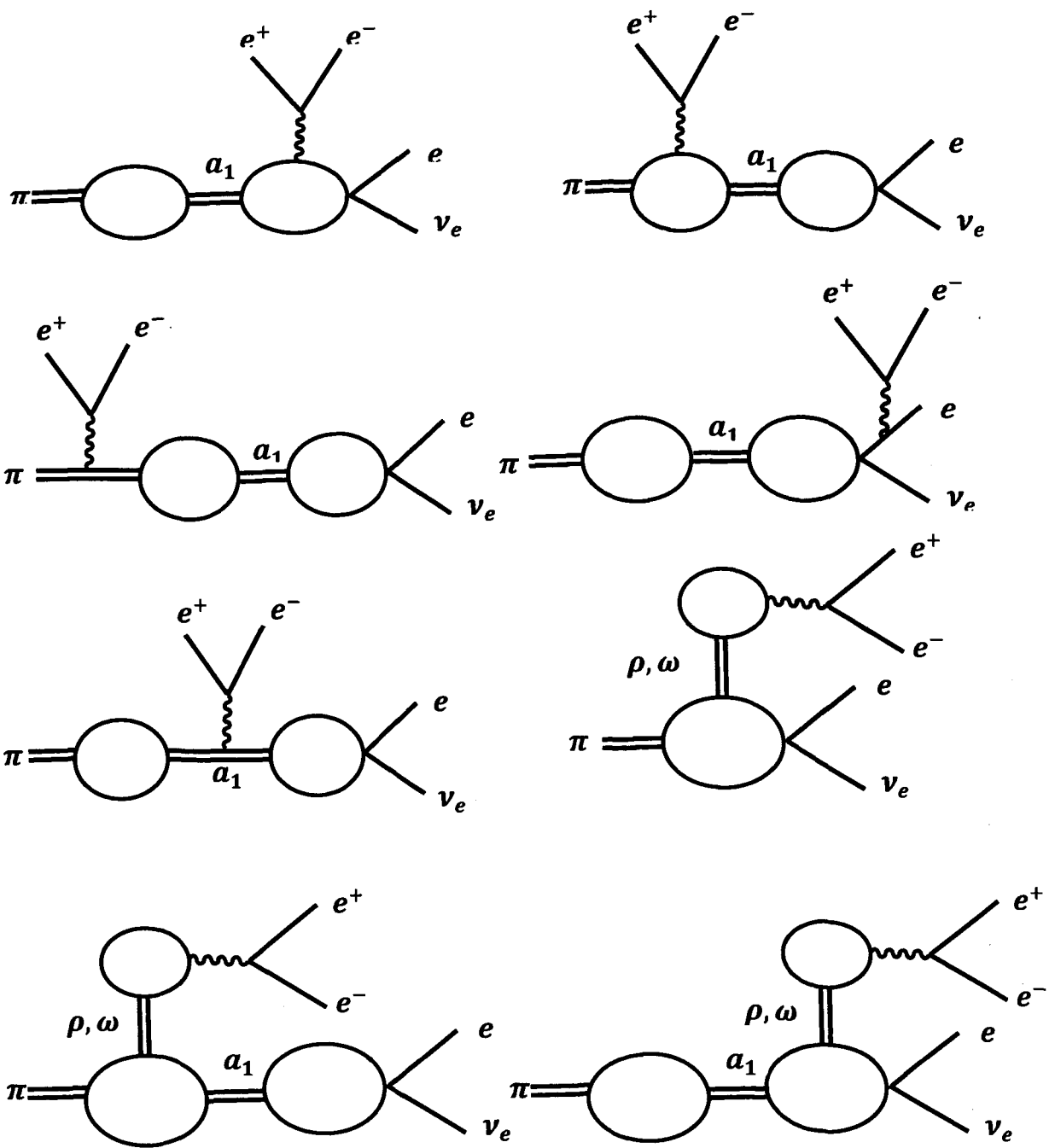


Рисунок 4

Последовательный учет диаграмм с промежуточными векторными ρ, ω и аксиальным a_1 - мезонами приводит к изменению аксиально-векторных формфакторов. МКК позволяет определить структуру каждого кваркового блока.

Получены следующие выражения для формфакторов:

$$F_V(K^2, Q^2) = F_V(0) \left(1 + \frac{K^2}{m_\pi^2} \left(0,021 + 0,633 \frac{m_\pi^2}{m_{a_1}^2} \right) \right).$$

$$F_A(K^2, Q^2) = F_A(0) \left[1 + \frac{K^2}{m_\pi^2} \left(0,036 + 0,91 \frac{m_\pi^2}{m_{a_1}^2} \right) - 1,57 \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2} + 36,64 \frac{m_\pi^2}{m_{a_1}^2} \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2} + \frac{Q^2}{m_\pi^2} \left(0,012 + 3,64 \frac{m_\pi^2}{m_{a_1}^2} \right) \right].$$

$$R(K^2, Q^2) = R(0) \left[1 + \frac{K^2}{m_\pi^2} \left(0,013 + 0,91 \frac{m_\pi^2}{m_{a_1}^2} - 0,14 \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2} + 28,56 \frac{m_\pi^2}{m_{a_1}^2} \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2} \right) + \frac{Q^2}{m_\pi^2} \left(0,007 + 0,214 \frac{m_\pi^2}{m_{a_1}^2} + 0,29 \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2} + 4 \frac{m_\pi^2}{m_{a_1}^2} \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2} \right) \right].$$

$$F_V(0) = 0,041, F_A(0) = 0,022, R(0) = 0,087$$

Аксиально-векторный форм-фактор R определяет параметр χ :

$$\chi = \frac{R(0)}{F_V(0)} = 2,122,$$

что согласуется с некоторыми экспериментальными данными. Нами также получены параметры наклона для форм-факторов, которые определяются из следующего выражения:

$$F(x_V, x_A) = F(0)(1 + \lambda_V x_V + \lambda_A x_A),$$

где $x_V = K^2/m_\pi^2$; $x_A = Q^2/m_\pi^2$.

Полученные результаты приведены в таблице 1:

Формфактор	λ_V	λ_A
F_V	-0,04	0,03
F_A	0,01	0,06
R	0,02	0,02

Литература

- [1] Depommier P., Heintze J., Rubbia C., Soergel V. Further Measurement on the Decay $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ // Phys.Lett. 1963. V.7. P.285-287.
- [2] Bychkov M. et al. (PIBETA Collab.). New Precise Measurement of the Pion Weak Form Factors in $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ Decays // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 051802(4).
- [3] Почанич Д, и др. Исследование редких распадов пионов на спектрометре PIBETA // Письма в ЭЧАЯ. 2018. Т. 15, № 6 (218). С. 481-496.
- [4] Bijnens J., Talavera P. $\pi \rightarrow l \nu \gamma$ Form Factors at Two Loop // Nucl. Phys. B. 1997. V. 489. P. 387-404.
- [5] Geng C. Q., I-Lin Ho, Wu T. H. Axial Vector Form Factors for $K_{l_2 \gamma}$ and $\pi_{l_2 \gamma}$ at $O(p^6)$ in Chiral Perturbation Theory // Nucl.Phys. B. 2004. V.684. P.281-317.
- [6] Pichl H., Unterdorfer R. On the Radiative Decay // Eur. Phys. J. C. 2008. V.55. P. 273-283.
- [7] PDG Prog.Theor.Exp.Phys.2022,083C01(2022)
- [8] Efimov G. V., Ivanov M. A. // The Quark Confinement Model of Hadrons, London: IOP Publishing Ltd, 1993.