

Взаимодействия Мезонов, Содержащих Тяжелые Кварки

Е.З.Авакян,¹ С.Л.Авакян²

*Гомельский государственный технический университет имени П.О.Сухого,
пр-т Октября, 48, 246029, г. Гомель, Республика Беларусь*

В рамках Ковариантной Модели Константноэнтных Кварков (КМКК) изучены распады B мезонов в два адрона, не содержащих c кварки. Получены аналитические выражения для матричных элементов и вычислены брэнчинги нелептонных распадов $B \rightarrow PP, PV, VV$. Полученные результаты, в целом, согласуются с экспериментальными данными. Однако, для целого ряда распадов, полученные значения заметно отличаются от экспериментальных, что, возможно свидетельствует о необходимости учета вклада промежуточных адронных состояний.

PACS numbers: 13.20.Eb, 13.25.Ft, 13.30.Ce, 12.39.-x

Ключевые слова: нелептонные распады, мезоны, кварковая модель, слабое взаимодействие, шарм

1. Введение

Последнее десятилетие знаменуется значительным прогрессом в экспериментальной спектроскопии тяжелых мезонов. Накопленная большая статистика в различных экспериментах привела к открытию новых адронных состояний. Изучение распадов мезонов, содержащих тяжелые кварки, позволяет проверить различные теоретические подходы и модели. К ним относятся феноменологические модели, типа моделей МП-мешков, различные потенциальные подходы, нерелятивистская КХД, ряд кварковых моделей и другие. Следует подчеркнуть, что все упомянутые подходы, хорошо себя зарекомендовавшие при описании легких кварков, требуют серьезной модификации при описании процессов, в которых участвуют b кварки.

Экспериментальные исследования процессов $B \rightarrow h_1 h_2$ было начато коллаборацией CLEO [1] и активно ведутся на ряде экспериментальных установок, таких как BABAR, Belle, CDF и D0 [2]. Эти распады включают в себя как древесные (ток-ток) $b \rightarrow u, c$, так и $b \rightarrow s, d$ пенгвин амплитуды с КХД и электромагнитными составляющими. Изучение эксклюзивных нелептонных распадов B - мезонов без шарма позволяет прояснить роль электромагнитных и глюонных пенгвин эффектов в Стандартной Модели и дает возможность поиска эффектов новой физики, выходящей за ее рамки. Для описания указанных распадов, используется эффективный гамильтониан [3]. Теоретическое изучение нелептонных распадов состоит из двух этапов. Во-первых, необходимо получить эффективный гамильтониан для описания таких переходов, используя операторное разложение и технику ренормгруппы при вычислении лидирующих и следующих за лидирующими петлевых диаграмм в СМ. Во-вторых, необходимо вычислить матричные элементы операторов, входящих в эффективный гамильтониан, между различными состояниями. Соответствующие матричные элементы включают по одному адрону в начальном и конечном состояниях, поэтому их вычисление требует информации о структуре как тяжелого начального, так и легкого конечного мезонов. Вычисление формфакторов, характеризующих распады B - мезонов в легкий псевдоскалярный или векторный мезоны является ключевым для описания эксклюзивных полулептонных и редких радиационных распадов. Эти формфакторы обеспечивают факторизуемость амплитуд, которые появляются в нелептонных эксклюзивных распадах без шарма. Для получения указанных формфакторов перехода «тяжелый-в-легкий» применяется целый

¹ mikot@tut.by

² avakyan@tut.by

ряд методов, таких как использование правил сумм на световом конусе, кварковых моделях различных типов.

Вычисления матричных элементов операторов, входящих в эффективный гамильтониан в настоящее время проводится в рамках подходов, основанных на КХД-факторизации [4,5], в рамках пертурбативной КХД [6,7] и в ряде других подходов. В данной работе указанные матричные элементы вычислены в рамках КМКК [8]

2. Слабые распады мезонов.

Распады в слабых взаимодействиях, в отличие от сильных и электромагнитных взаимодействий, происходят с изменением типов частиц, которое происходит при испускании заряженного W бозона. Очевидно, что при этом заряд распадающейся частицы меняется на единицу. В случае лептонов, в силу сохранения лептонного числа, переходы происходят между заряженными лептонами и соответствующими нейтрино, т.е. внутри одного поколения. В случае слабого взаимодействия кварков переходы возможны только между нижними и верхними кварками и запрещены между двумя нижними или двумя верхними. При этом квантовые числа s, c, b, t кварков могут меняться только на единицу. Заряженные W -бозоны могут распадаться как на пары лептонов, так и на кварк-антикварковые пары. В соответствии с этим распады делятся на лептонные, полулептонные и нелептонные.

Следует отметить, что описание нелептонных распадов требует, в отличие от полулептонных, дополнительных предположений о взаимосвязи сильных и слабых взаимодействий на малых расстояниях. Таким образом, данный класс взаимодействий описывается не только древесными диаграммами, но и, так называемыми, глюонным и электрослабыми пингвин- диаграммами.

Нелептонные распады мезона без шарма будем описывать эффективным гамильтонианом с $\Delta B = 1$ [4]:

$$H_{eff}(\Delta B = 1) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ V_{ub} V_{uq}^* [C_1(\mu) O_1^u(\mu) + C_2(\mu) O_2^u(\mu)] - V_{ub} V_{uq}^* \sum_{i=3}^{10} C_i(\mu) O_i(\mu) \} + h.c$$

$$q = d, s$$

Четырех- кварковые операторы $O_1 - O_{10}$, входящие в (1) и имеют следующий вид:

$$O_1^u = (\bar{u}b)_{V-A} (\bar{q}u)_{V-A}$$

$$O_2^u = (\bar{u}_\alpha b_\beta)_{V-A} (\bar{q}_\beta u_\alpha)_{V-A}$$

$$O_3 = (\bar{q}b)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}' q')$$

$$O_4 = (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A}$$

$$O_5 = (\bar{q}b)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}' q')_{V+A}$$

$$O_6 = (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V+A}$$

$$O_7 = \frac{3}{2} (\bar{q}b)_{V-A} \sum_{q'} e_{q'} (\bar{q}' q')$$

$$O_8 = \frac{3}{2} (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} e_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V+A}$$

$$O_9 = \frac{3}{2} (\bar{q}b)_{V-A} \sum_{q'} e_{q'} (\bar{q}' q')$$

$$O_{10} = \frac{3}{2} (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} e_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A}$$

где α, β -цветовые индексы,

левый и правый токи обозначены следующим образом:

$$(\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A} = \bar{q}'_\beta \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q'_\alpha$$

$$(\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V+A} = \bar{q}'_\beta \gamma_\mu (1 + \gamma_5) q'_\alpha$$

Следует отметить, что операторы O_1, O_2 соответствуют древесной диаграмме, операторы определяются, так называемой, глюонной пингвин диаграммой и операторы $O_7 - O_{10}$ отвечают электрослабой пингвин диаграмме.

Коэффициенты $C_i(\mu)$ - Вильсоновские коэффициенты.

Адронный матричный элемент $\langle O(\mu) \rangle$ обычно вычисляется с помощью факторизации, таким образом, что $\langle O(\mu) \rangle$ факторизуется в виде произведения двух матричных элементов отдельных токов, которые вычисляются, используя те или иные феноменологические или теоретические предположения. В данной работе, соответствующие матричные элементы вычисляются в рамках модели [8]. Проблема заключается в том, что в силу гипотезы частичного сохранения аксиального тока и сохранения векторного тока, матричные элементы не зависят от точки вычитания μ . Следовательно, амплитуда $C_i(\mu)\langle O \rangle_{fact}$ не является физической, поскольку μ - зависимость Вильсоновских коэффициентов не компенсируется матричными элементами токов.

Решение проблемы состоит в том, чтобы выделить из матричного элемента $\langle O(\mu) \rangle$ μ - зависимую часть и скомбинировать ее с μ - зависимым Вильсоновским коэффициентом в μ - независимый эффективный коэффициент:

$$C(\mu)\langle O(\mu) \rangle = C(\mu)g(\mu)\langle O \rangle_{tree} \equiv C^{eff}\langle O \rangle_{tree} \quad (3)$$

Тогда матричный элемент нелептонного распада $B \rightarrow M_1 M_2$ принимает следующий вид:

$$\langle M_1 M_2 | H_{eff} | B \rangle = Z_1 \langle M_1 | j^\mu | 0 \rangle \langle M_2 | j_\mu | B \rangle + Z_2 \langle M_1 | j'^\mu | 0 \rangle \langle M_2 | j'_\mu | B \rangle \quad (4)$$

где j_μ и j'_μ – соответствующие $V - A$ токи.

Z_1, Z_2 включают C_i^{eff} , СКМ матричные элементы и G_F .

Матричные элементы $B \rightarrow P, B \rightarrow V$ могут быть записаны в следующем виде:

$$\langle P_1(p_1) | \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q | B(p_B) \rangle = \left[(p_B + p_1)_\mu - \frac{m_B^2 - m_1^2}{q^2} \right] F_1(q^2) + \frac{m_B^2 - m_1^2}{q^2} q_\mu F_0(q^2) \quad (5)$$

$$\langle V(p_V) | \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q | B(p_B) \rangle = -\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon^{\nu*} p_B^\alpha p_V^\beta \frac{2V(q^2)}{m_B + m_V} - i \left(\varepsilon_\mu^* - \frac{\varepsilon^* \cdot q}{q^2} q_\mu \right) (m_B + m_V) A_1(q^2) + i \left((p_B + p_V)_\mu - \frac{m_B^2 - m_V^2}{q^2} \right) (\varepsilon^* \cdot q) \frac{A_2(q^2)}{m_B + m_V} - i \frac{2m_V}{q^2} (\varepsilon^* \cdot q) q_\mu A_0(q^2) \quad (6)$$

Константы f_P и f_V определены стандартным образом

$$\langle P(p) | \bar{q} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) q | 0 \rangle = i f_P p^\mu \quad (7)$$

$$\langle V | \bar{q} \gamma^\mu q | 0 \rangle = f_V m_V \varepsilon^\mu \quad (8)$$

Матричный элемент распада B – мезона в два псевдоскаляра после применения факторизационной процедуры принимает следующий вид:

$$\langle P_1 P_2 | H_{eff} | B \rangle = i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{qb} V_{qq'}^* \left(\frac{1}{N_c} C_i + C_j \right) f_{P_2} (m_B^2 - m_1^2) F_0^{B \rightarrow P_1}(m_2^2) + (1 \leftrightarrow 2) \quad (9)$$

Вся динамика процесса, таким образом, определяется коэффициентами a_i :

$$a_i \equiv C_i^{eff} + \frac{1}{N_c} C_{i+1}^{eff} \quad (i = odd) \quad (10)$$

$$a_i \equiv C_i^{eff} + \frac{1}{N_c} C_{i-1}^{eff} \quad (i = even)$$

В таблице 1 приведены численные значения a_i для $b \rightarrow s [\bar{b} \rightarrow \bar{s}]$ при $N_c = 2, 3, \infty$ [4].

Таблица 1

	a_1	a_2	a_3 $\times 10^{-4}$	a_4 $\times 10^{-4}$	a_5 $\times 10^{-4}$	a_6 $\times 10^{-4}$	a_7 $\times 10^{-4}$	a_8 $\times 10^{-4}$	a_9 $\times 10^{-4}$	a_{10} $\times 10^{-4}$
2	0,99 [0,99]	0,25 [0,25]	$-37 - 14i$ [-36 $- 14i$]	-402 $- 72i$ [-395 $- 72i$]	-150 $- 14i$ [-149 $- 14i$]	-547 $- 72i$ [-541 $- 72i$]	$1,3$ $- 1,3i$ [1,4 $- 1,3i$]	$4,4$ $- 0,7i$ [4,4 $- 0,7i$]	-91 $- 1,3i$ [-91 $- 1,3i$]	-31 $- 0,7i$ [-31 $- 0,7i$]
3	1,05 [1,05]	0,053 [0,053]	48[48]	439 $- 77i$ [-431 $- 77i$]	$-45[-45]$	-575 $- 77i$ [-568 $- 77i$]	$0,5$ $- 1,3i$ [0,5 $- 1,3i$]	$4,6$ $- 0,4i$ [4,6 $- 0,4i$]	-94 $- 1,3i$ [-94 $- 1,3i$]	-14 $- 0,4i$ [-14 $- 0,4i$]
∞	1,16 [1,16]	$-0,33$ [-0,33]	$218 + 29i$ [215 + 29i]	-511 $- 87i$ [-503 $- 87i$]	165 $+ 29i$ [162 $+ 29i$]	-630 $- 87i$ [-622 $- 87i$]	$-1,2$ $- 1,3i$ [-1,1 $- 1,3i$]	5[5]	-101 $- 1,3i$ [-101 $- 1,3i$]	20[20]

3. Матричные элементы нелептонных распадов B – мезона

Амплитуды нелептонных распадов можно в общем виде представить в следующем виде:

$$A = T + P + P_{EW} \quad (11)$$

где T , P и P_{EW} обозначают вклад древесных, глюонных пингвин и электрослабых пингвин операторов соответственно.

Тогда нелептонные распады можно подразделить на следующие классы:

Классы I–III – амплитуды, в которых доминирует T - вклад.

I.

$$B^0 \rightarrow \pi^- \pi^+, B^0 \rightarrow \rho^- \pi^+, B^0 \rightarrow \pi^- \rho^+ B^0 \rightarrow \rho^- \rho^+, B^0 \rightarrow \rho^- K^+$$

Синглетным током может генерироваться только заряженный мезон. Этому классу распадов соответствует коэффициент a_1 .

II. $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ и аналогичные из набора $\pi^0, \eta, \eta', \rho^0, \omega$.

Синглетным током может генерироваться только нейтральный мезон. Соответствующий этому классу распадов коэффициент- a_2 .

III.

$$B^+ \rightarrow (\pi^+, \rho^+)(\pi^0, \eta, \eta', \rho^0, \omega)$$

В распадах этого класса и заряженный и нейтральный мезоны могут генерироваться токами, входящими в H_{eff} . Соответствующий коэффициент- $a_1 + r a_2$, где r зависит от конкретного процесса.

В распадах классов IV–V доминируют пингвин-амплитуды ($T + P + P_{EW} \cong P + P_{EW}$)

IV.

$$B^+ \rightarrow K^+ \pi^0, B^+ \rightarrow K^+ \eta^{(\prime)}, B^0 \rightarrow K^0 \pi^0$$

В амплитуды распадов данного класса входят один или более доминантных коэффициентов a_4, a_6, a_9 . Распадами с чисто «пингвинными» вкладами являются

$$B^+ \rightarrow K^+ \pi^0, B^+ \rightarrow K^+ \eta^{(\prime)}, B^0 \rightarrow K^0 \pi^0$$

V. Распады в амплитуды которых входят коэффициенты a_3, a_5, a_7, a_{10} , которые заметно интерферируют с доминантными коэффициентами a_4, a_6, a_9 .

Матричные элементы для $B \rightarrow PP$ получены в виде

$$M(B \rightarrow P_1 P_2) = -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{P_2} F_0^{B \rightarrow P_1} (m_{P_1}^2) (m_B^2 - m_{P_1}^2) Z_{P_1 P_2} + P_1 \leftrightarrow P_2 \quad (12)$$

Матричные элементы для $B \rightarrow PV$

$$M(B \rightarrow PV) = \sqrt{2}G_F f_\rho A_0^{B \rightarrow P} (m_V^2) m_V (\epsilon_V \cdot p_P) Z_{PV} \quad (13)$$

Матричные элементы для $B \rightarrow VV$

$$M(B \rightarrow V_1 V_2) = -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{V_2} m_{V_2} \times \\ \times \left\{ (\epsilon_1 \cdot \epsilon_2) (m_B + m_{V_1}) A_1^{B \rightarrow V_1} (m_{V_2}^2) - (\epsilon_1 \cdot p_B) (\epsilon_2 \cdot p_B) \frac{A_2^{B \rightarrow V_1} (m_{V_2}^2)}{(m_B + m_\rho)} - \right. \\ \left. i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu p_B^\alpha p_{V_1}^\beta \frac{V^{B \rightarrow V_1} (m_{V_2}^2)}{(m_B + m_{V_1})} \right\} Z_{V_1 V_2} + V_1 \leftrightarrow V_2 \quad (14)$$

где $Z_{M_1 M_2}$ -полученные комбинации элементов матрицы смешивания, коэффициентов a_i , масс констнтъэнтных кварков и масс конечных мезонов.

В таблице 2 приведены примеры $Z_{M_1 M_2}$ для различных классов нелептонных распадов.

Таблица 2

Распад	Класс	$Z_{M_1 M_2}$
$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	I	$V_{ub} V_{ud}^* a_1 - V_{tb} V_{td}^* [a_4 + a_{10} + (a_6 + a_8) R_1]$ $R_1 = \frac{2m_\pi^2}{(m_b - m_u)(m_u + m_d)}$
$B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	II	$V_{ub} V_{ud}^* a_2 + V_{tb} V_{td}^* \left[a_4 - \frac{1}{2} a_{10} + \frac{3}{2} a_7 - \frac{3}{2} a_9 + \left(a_6 - \frac{1}{2} a_8 \right) R_2 \right]$ $R_2 = \frac{2m_{\pi^0}^2}{(m_b - m_d)(m_d + m_d)}$
$B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	III	$V_{ub} V_{ud}^* (a_1 + a_2) - V_{tb} V_{td}^* \frac{3}{2} [a_9 + a_{10} - a_7 + a_8 R_2]$
$B^- \rightarrow K^0 \pi^-$	IV	$V_{tb} V_{td}^* \times \left\{ a_4 - \frac{1}{2} a_{10} + \frac{3}{2} a_7 - \frac{3}{2} a_9 + \left(a_6 - \frac{1}{2} a_8 \right) R_5 \right\}$ $R_5 = \frac{2m_\pi^2}{(m_b - m_d)(m_d + m_s)}$

Формфакторы, $F_{0,1}(q^2)$, $A_{0,1,2}(q^2)$, $V(q^2)$ определенные в (5) и (6) и входящие в (12)-(14) получены в рамках модели [8].

Следует отметить, что указанные формфакторы с хорошей степенью точности могут быть параметризованы как

$$F(s) = \frac{F(0)}{1 - as + bs^2} \quad (15)$$

В таблице 3 приведены численные значения параметров, входящих в (15).

Таблица 3

	F_1	F_0	A_0	A_1	A_2	V
$F(0)$	0.29	-0.28	0.40	0.30	-0.38	0.37
a	1.85	1.95	0.98	1.92	2.10	2.05
b	0.96	1.09	0.034	0.97	1.19	1.13

4. Брэнчинги нелептонных распадов B - мезонов.

Ширины нелептонных распадов $B \rightarrow M_1 M_2$ вычислены по стандартным формулам. Полученные численные значения брэнчингов распадов $B \rightarrow M_1 M_2$ приведены в таблицах 4-7.

 Таблица 4 Брэнчинги $B \rightarrow PP$ ($N_c = 3$) (в единицах 10^{-6})

Мода	Класс	Наш результат	[4]	[6]	Эксперимент [9]
$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	I	10.1	10.0	4.9	5.12 ± 0.19
$B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	II	0.8	0.12	0.07	1.59 ± 0.26
$B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	III	5.9	5.4	3.35	5.5 ± 0.4
$B^+ \rightarrow K^+ \pi^0$	IV	10.1	10		12.9 ± 0.6
$B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	IV	19.2	15	3.37	19.6 ± 0.05
$B^0 \rightarrow K^0 \pi^0$	IV	6.1	5.7		9.5 ± 0.8
$B^+ \rightarrow \pi^+ K^0$	IV	18.2	16	3.94	23.7 ± 0.08
$B^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0$	IV	1.2	0.96		1.36 ± 0.27
$B^0 \rightarrow K^0 \bar{K}^0$	IV	1.2	0.92		$0.96^{+2.0}_{-1.8}$

 Таблица 5 Брэнчинги $B \rightarrow PV$ (в единицах 10^{-6}) ($b \rightarrow d$)

Мода	Класс	Наш результат	[4]	[6]	Эксперимент [9]
$B^0 \rightarrow \rho^- \pi^+$	I	9.1	7.3	5.15	23.0 ± 2.3
$B^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$	I	17.3	28	11.9	
$B^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0$	II	0.12	0.08	0.15	2.0 ± 0.5
$B^+ \rightarrow \pi^+ \rho^0$	III	4.21	4.5	4.06	8.3 ± 1.2
$B^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0$	III	12.2	15	7.61	10.9 ± 1.4

Таблица 6. Брэнчинги $B \rightarrow PV$ (в единицах 10^{-6}) ($b \rightarrow s$)

Мода	Класс	Наш результат	[4]	[6]	Эксперимент [9]
$B^0 \rightarrow \rho^- K^+$	I	2.1	1.16	0.856	7 ± 0.9
$B^0 \rightarrow K^{*+} \pi^-$	IV	8.2	5.38	8.27	2.9 ± 1.1
$B^0 \rightarrow K^{*0} \pi^0$	IV	2.8	2.16	-	3.6 ± 0.8
$B^0 \rightarrow \rho^0 K^0$	IV	2.1	1.02	0.57	4.7 ± 0.6
$B^+ \rightarrow K^{*+} \pi^0$	IV	5.1	-		6.9 ± 2.4
$B^+ \rightarrow \rho^+ K^0$	IV	0.1	0.24	0.303	$7.3^{+1.0}_{-1.2}$
$B^+ \rightarrow K^{*0} \pi^+$	IV	8.5	6.84	8.3	10.1 ± 0.9

Таблица 7. Брэнчинги $B \rightarrow VV$ (в единицах 10^{-6})

Мода	Класс	Наш результат	[4]	[6]	Эксперимент [9]
$B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$	I	23.1	22	14.5	27.7 ± 1.9
$B^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0$	II	0.42	0.59	0.18	0.96 ± 0.015
$B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0$	III	16	12	10.1	24.1 ± 1.9
$B^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0$	IV	2.2	1.4		$3.4^{+1.7}_{-1.3}$
$B^+ \rightarrow \rho^+ K^{*0}$	IV	6.1	6.9		8.0 ± 1.5
$B^+ \rightarrow K^{*+} \bar{K}^0$	IV	0.54	0.47		1.2 ± 0.5

5. Заключение

В рамках КМКК получены матричные элементы и вычислены ширины нелептонных распадов B мезонов. Численные значения, в целом, согласуются с экспериментальными значениями. Однако, часть результатов, как полученных в данной работе, так и в других подходах, заметно отличается от имеющихся экспериментальных данных. Возможной причиной такого отличия может являться существенная зависимость от КХД параметров, определяющих Вильсоновские коэффициенты, входящие в эффективный гамильтониан. Кроме того, возможно, для согласования с экспериментальными данными, необходим, как и в случае нелептонных распадов каонов, последовательный учет промежуточных состояний.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Bergfeld T., Observation of $B^+ \rightarrow \omega K^+$ and search for related B decay modes/ T. Bergfeld et al. (CLEO Collaboration)// Phys.Rev.Lett. 1998.Vol. 81,P. 272-276.
- [2] Jay W. I., Summary of the CKM 2023 Working Group on $V_{ub}V_{ub}$, $V_{cb}V_{cb}$ and semileptonic/leptonic B decays including τ /William I. Jay, Raynette van Tonder, Ryoutaro Watanabe//arXiv:2403.18175v1 [hep-ph].
- [3] Buras A. J., Climbing NLO and NNLO Summits of Weak Decays: 1988-2023/ A. J. Buras// Phys. Rept.2023, 1025 P.1-64.
- [4] Ali A., Experimental tests of factorization in charmless nonleptonic two-body B decays/ A. Ali, G. Kramer, Cai-Dian Lu// Phys.Rev. D 1998, 58 P.094009-094129.
- [5] Yu S.-Y., Two-body nonleptonic decays of the heavy mesons in the factorization approach/ Shuo-Ying Yu, Xian-Wei Kang, V.O. Galkin// Front.Phys.(Beijing), 2023, 18 V.6, P. 64301-64325 (arXiv:2211.04190 [hep-ph]).
- [6] Lü Sheng, Study of $B \rightarrow PP$ decays in the modified perturbative QCD approach/ Sheng Lü, Ru-Xuan Wang, Mao-Zhi Yang// Phys.Rev. D, 2024, 110 V.5, P.056025-056050.
- [7] Lü Sheng, Study of $B \rightarrow \rho\eta, \rho\eta'$ decays in the modified perturbative QCD approach// Sheng Lü, Mao-Zhi Yang//Phys.Rev.D ,2025.111 V.3. P.036007-0360032.
- [8] T. Branz, A. Faessler, T. Gutsche, M. A. Ivanov, J. G. Körner, and V. E. Lyubovitskij Relativistic constituent quark model with infrared confinement //Phys. Rev. D81, 034010 (2010).
- [9] S.Navaset al.(Particle Data Group), Phys. Rev. D110, 030001 (2024).