

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $c\bar{c}$ - И $b\bar{b}$ -СИСТЕМ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

В. Ю. Гавриш^{1,*}, *В. В. Андреев*^{2,**}

¹ Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого,
Гомель, Беларусь

² Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь

Представлена оригинальная методика расчета масс конstituентных c - и b -кварков в модели, основанной на составной кварковой модели и на точечной форме пуанкаре-инвариантной квантовой механики. Показано, что использование кварк-антикваркового потенциала и интегрального представления константы распада векторного мезона $V \rightarrow \ell^+ \ell^-$ приводит к результатам расчета масс и магнитных моментов, сопоставимым с другими моделями.

We present an original method for constituent c - and b -quarks masses calculating in a model based on the composite quark model and the point form of Poincaré-invariant quantum mechanics. It is shown that quark-antiquark potential and integral representation of the vector meson $V \rightarrow \ell^+ \ell^-$ decay constant usage leads to results for the masses and magnetic moments that are comparable with other models.

PACS: 13.20.–v; 14.40.Gx; 14.65.Fy; 14.65.Dw; 14.40.Pq

ВВЕДЕНИЕ

Расчет электромагнитных характеристик мезонов является нетривиальной задачей физики элементарных частиц. Наличие значительного объема экспериментальных данных по лептонным и радиационным распадам [1] позволяет проводить оценки других наблюдаемых мезонов легкого сектора в различных подходах и моделях. Для тяжелых мезонов высокоточных данных меньше или механизмы распада значительно сложнее. Указанные сложности требуют привлечения дополнительных соотношений, в том числе с использованием межкваркового потенциала.

Актуальность исследования тяжелых $q\bar{q}$ -систем возросла в последнее время в силу обновления и уточнения экспериментальных данных по псевдоскалярным η_c -, η_b - и векторным J/ψ - и Υ -мезонам. Прецизионные значения масс псевдоскалярных M_{η_c} -, M_{η_b} - и векторных

* E-mail: mezOn@inbox.ru

** E-mail: Vik.Andreev@gsu.by

M_{J/ψ^-} , M_{Υ} -мезонов, а также ширин лептонных распадов $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ и $\Upsilon \rightarrow \ell^+\ell^-$ позволяют как вычислять электромагнитные характеристики тяжелых частиц, так и проводить оценки структурных функций конститuentных кварков.

Среди многообразия моделей, посвященных описанию тяжелых мезонов, отметим работу [2]. Авторами проведены вычисления характеристик легких и тяжелых мезонов, а также ширин распадов в едином подходе с использованием феноменологической константы $\alpha_s(q^2)$ с фиксированным значением α_{crit} . Предложенный подход к настоящему времени уже считается стандартным при описании тяжелых мезонов [3] и успешно используется в других моделях (см. [4–7] и ссылки там).

Для описания составных $q\bar{q}$ -систем авторы отмечают подход, основанный на группе Пуанкаре [8]. К настоящему времени каждая из трех форм пуанкаре-инвариантной квантовой механики (далее ПиКМ) используется для описания кварковых систем, в том числе и для тяжелых мезонов. Ниже мы не будем перечислять особенности каждой формы ПиКМ, поскольку все преимущества и недостатки описаны в [8]. Отметим только, что в силу равенства 4-скоростей $\mathbf{V}^\mu$ с и без взаимодействия точечная форма ПиКМ наиболее естественным образом обобщается для подобных расчетов.

Данная работа имеет следующую структуру: в разд. 1 представлены соотношения модели, основанной на составной кварковой модели и на точечной форме ПиКМ. В разд. 2 изложена методика расчета параметров модели с использованием межкваркового потенциала и феноменологической константы $\alpha_s(q^2)$ с фиксированным критическим значением α_{crit} . Как результат работы в разд. 3 проведены численные расчеты масс c - и b -кварков, а также их аномальных магнитных моментов с последующим сравнением с другими подходами и моделями.

1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Приведем ключевые соотношения развиваемой модели, основанной на составной кварковой модели и на точечной форме ПиКМ. Ниже определим базис прямого произведения двухчастичного состояния с импульсами $\mathbf{p}_{1,2}$ и спиральностями $\lambda_{1,2}$ группы Пуанкаре как $|\mathbf{p}_1, \lambda_1\rangle \otimes |\mathbf{p}_2, \lambda_2\rangle = |\mathbf{p}_1, \lambda_1, \mathbf{p}_2, \lambda_2\rangle$. В таком базисе вектор состояния мезона с 4-импульсом $Q^\mu = \{\omega_M(Q), \mathbf{Q}\}$, массой M и спином J_μ определяется как [8]

$$|\mathbf{Q}, J_\mu, M\rangle = \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \sum_{\nu_1, \nu_2} \int d\mathbf{k} \Phi_{\ell S}^{J_\mu}(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{Q}}) \Omega\left(\begin{smallmatrix} \ell & S & J \\ \nu_1 & \nu_2 & \mu \end{smallmatrix}\right) (\theta_k, \phi_k) \times \\ \times \sqrt{\frac{\omega_{m_q}(\mathbf{p}_1)\omega_{m_{\bar{Q}}}(\mathbf{p}_2)}{\omega_{m_q}(\mathbf{k})\omega_{m_{\bar{Q}}}(\mathbf{k})V_0}} D_{\lambda_1, \nu_1}^{1/2}(\mathbf{n}_{W_1}) D_{\lambda_2, \nu_2}^{1/2}(\mathbf{n}_{W_2}) |\mathbf{p}_1, \lambda_1, \mathbf{p}_2, \lambda_2\rangle. \quad (1)$$

В выражении (1) для краткости использованы обозначения

$$V_0 = \omega_{M_0}(\mathbf{Q})/M_0, \quad \omega_m(\mathbf{Q}) = \sqrt{\mathbf{Q}^2 + m^2}, \quad (2)$$

$$\Omega \left(\begin{smallmatrix} \ell & S & J \\ \nu_1 & \nu_2 & \mu \end{smallmatrix} \right) (\theta_{\mathbf{k}}, \phi_{\mathbf{k}}) = Y_{\ell m}(\theta_{\mathbf{k}}, \phi_{\mathbf{k}}) C \left(\begin{smallmatrix} s_1 & s_2 & S \\ \nu_1 & \nu_2 & \mu \end{smallmatrix} \right) C \left(\begin{smallmatrix} \ell & S & J \\ m & \lambda & \mu \end{smallmatrix} \right),$$

где $Y_{\ell m}(\theta_{\mathbf{k}}, \phi_{\mathbf{k}})$ — сферические функции, определяемые углами вектора относительного импульса $\mathbf{k}$; $D_{\lambda, \nu}^{1/2}(\mathbf{n}_W)$ — функции вращения Вигнера и $M_0 = \omega_{m_q}(\mathbf{k}) + \omega_{m_{\bar{q}}}(\mathbf{k})$ — инвариантная масса двух конstituентных кварков [8]. Волновая функция в (1) нормирована условием

$$\sum_{\ell, S} \int dk k^2 \left| \Phi_{\ell S}^J(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{q}}) \right|^2 = 1. \quad (3)$$

Использование выражения (1) и кваркового тока в системе покоя мезона $\bar{v}_{\lambda_2}(-\mathbf{k}, m_q) \Gamma^{\mu} u_{\lambda_1}(\mathbf{k}, m_q)$ приводит к интегральному представлению константы распада $V \rightarrow \ell^+ \ell^-$ в предложенном подходе [9]

$$f_V(e_q, \kappa_q, m_q, \beta_{q\bar{q}}^V) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \int_0^{\infty} dk k^2 \Phi(k, \beta_{q\bar{q}}^V) \frac{2\omega_{m_q}(k) + m_q}{\omega_{m_q}^{3/2}(k)} \times$$

$$\times e_q \left(1 + \kappa_q \frac{\omega_{m_q}(k) (\omega_{m_q}(k) + 2m_q)}{m_q (2\omega_{m_q}(k) + m_q)} \right), \quad (4)$$

где κ_q — аномальный магнитный момент кварка, определяемый из

$$\Gamma_q^{\mu} = e_q \gamma^{\mu} + e_q \frac{\kappa_q}{2m_q} i \sigma^{\mu\nu} q_{\nu}^{\text{tr}}, \quad (5)$$

в (5) определен переданный импульс вершины q_{ν}^{tr} . Соотношение (4) будет использоваться ниже для вычисления электромагнитных характеристик конstituентных кварков тяжелого сектора.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ВАРИАЦИОННОГО ИСЧИСЛЕНИЯ

Вычисления масс конstituентных кварков и β -параметров пробных волновых функций проведем с использованием задачи на собственные значения [5]

$$\hat{H}_{q\bar{q}} |\psi\rangle = \left(\sqrt{\mathbf{k}^2 + m_q^2} + \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_{\bar{q}}^2} + \hat{V}_{q\bar{q}}(r) \right) |\psi\rangle = M |\psi\rangle, \quad (6)$$

где M — собственное значение (масса) гамильтониана $\hat{H}_{q\bar{q}}$. В предложенном подходе будем использовать кварк-антикварковый потенциал, включающий кулоновскую, запирающую и спин-спиновую части соответственно [2–7]:

$$\hat{V}_{q\bar{q}}(r) = \hat{V}_{\text{coul}}(r) + \hat{V}_{\text{linear}}(r) + \hat{V}_{s\bar{s}}(r). \quad (7)$$

Процедура размазки потенциала (7) в $\mathbf{r}$ -пространстве [2] приводит к выражению релятивизированного потенциала:

$$\hat{V}_{\text{coul}}(r) = -\frac{4}{3r} \sum_{i=1}^7 \alpha_i \operatorname{erf}(\tau_i(b)r), \quad \tau_i(b) = \frac{b\gamma_i}{b^2 + \gamma_i^2}, \quad (8)$$

$$\hat{V}_{\text{linear}}(r) = \sigma r \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp[-b^2 r^2]}{b r} + \left(1 + \frac{1}{2b^2 r^2} \right) \operatorname{erf}(b r) \right) + w_0, \quad (9)$$

$$\hat{V}_{s\bar{s}}(r) = -\frac{32(\mathbf{s}_q \cdot \mathbf{s}_{\bar{q}})}{9\sqrt{\pi} m_q m_{\bar{q}}} \sum_{i=1}^7 \tau_i^3(b) \exp[-\tau_i^2(b)r^2]. \quad (10)$$

В выражениях (8)–(10) α_i и γ_i — набор феноменологических параметров, σ — параметр запираания и b — параметр размазки. Отметим, что значение σ выбирается в интервале $\sigma \in [0,18,0,20]$ [2–7], а критическое значение бегущей константы выбрано $\alpha_{\text{crit}} = 0,692$.

Поиск значений M будем проводить с использованием задачи на собственные значения в базисе ортонормированных пробных волновых функций ϕ_i . В таком случае задача (6) сведется к

$$H_{ji} c_i = M c_j, \quad \langle \phi_j | \phi_i \rangle = \delta_{ji}, \quad (11)$$

где c_j — собственный вектор гамильтониана $\hat{H}_{q\bar{q}}$ [5]. Для $c\bar{c}$ -связанных систем псевдоосцилляторную пробную волновую функцию в $\mathbf{k}$ -пространстве выберем в виде

$$\begin{aligned} \Phi_{n\ell}^{(\text{osc})}(k, \beta) = \\ = (-1)^n (-i)^\ell \sqrt{\frac{2\Gamma(1+n)}{\Gamma(3/2+\ell+n)}} \exp\left[-\frac{k^2}{2\beta^2}\right] \left(\frac{k}{\beta}\right)^\ell L_n^{\ell+\frac{1}{2}}\left(\frac{k^2}{\beta^2}\right), \end{aligned} \quad (12)$$

где $\Gamma(n)$ — гамма-функция Эйлера и $L_a^b(x)$ — обобщенный полином Лагерра; для $b\bar{b}$ -связанных систем будем использовать псевдокулоновскую пробную волновую функцию

$$\begin{aligned} \Phi_{n\ell}^{(\text{coul})}(k, \beta) = \\ = \frac{2i^\ell k^\ell \left(\frac{\beta}{\beta^2 + k^2}\right)^{2+\ell} \sqrt{\beta n! (2\ell + n + 2)!}}{\Gamma(\ell + n + \frac{3}{2})} P_n^{(\ell+\frac{3}{2}, \ell+\frac{1}{2})}\left(\frac{k^2 - \beta^2}{k^2 + \beta^2}\right) \end{aligned} \quad (13)$$

с полиномами Якоби $P_n^{(a,b)}(x)$. Для базиса (12) аналитическое выражение оператора кинетической энергии примет вид

$$\begin{aligned}
& \int_0^\infty \Phi_{n'\ell}^{(\text{osc})}(k, \beta) \sqrt{k^2 + m^2} \Phi_{n\ell}^{(\text{osc})}(k, \beta) k^2 dk = \\
& = (-1)^{n'+n} \beta \sqrt{n'! n!} \left(\binom{\ell + n + \frac{1}{2}}{n} \sum_{j=0}^{n'} \frac{(-1)^j}{j!} \binom{\ell + n' + \frac{1}{2}}{-j + n'} \right) \times \\
& \times \Gamma\left(\frac{3}{2} + j + \ell\right) {}_3F_2\left(-j, -\frac{1}{2} - j - \ell, -n; \frac{3}{2} + \ell, 1 - j + n'; -1\right) \times \\
& \times U\left(-\frac{1}{2}, -1 - j - \ell, \left(\frac{m}{\beta}\right)^2\right) + \\
& + \frac{1}{n'!} \sum_{j=1+n'}^{n+n'} \frac{(-1)^j}{j - n'} \binom{\ell + n + \frac{1}{2}}{-j + n + n'} \Gamma\left(\frac{3}{2} + j + \ell\right) \times \\
& \times {}_3F_2\left(-\frac{1}{2} - \ell - n', j - n - n', -n'; j - n' + 1, j + \ell - n' + \frac{3}{2}; -1\right) \times \\
& \times U\left(-\frac{1}{2}, -1 - j - \ell, \left(\frac{m}{\beta}\right)^2\right) \left(\Gamma\left(\frac{3}{2} + \ell + n\right) \Gamma\left(\frac{3}{2} + \ell + n'\right) \right)^{-1/2}
\end{aligned} \tag{14}$$

с обобщенными гипергеометрическими функциями ${}_pF_q(a, b, z)$ и гипергеометрическими функциями Трикоми $U(a, b, z)$. Для $b\bar{b}$ -связанных систем аналитическое выражение оператора кинетической энергии запишется как

$$\begin{aligned}
& \int_0^\infty \Phi_{n'\ell}^{(\text{coul})}(k, \beta) \sqrt{k^2 + m^2} \Phi_{n\ell}^{(\text{coul})}(k, \beta) k^2 dk = (-1)^{n'-n} 2m \sqrt{n'! n!} \times \\
& \times \sqrt{2\ell + n' + 2} \sqrt{2\ell + n + 2} \left(\Gamma\left(\ell + n' + \frac{3}{2}\right) \Gamma\left(\ell + n + \frac{3}{2}\right) \right)^{-1} \times \\
& \times \left(\binom{\ell + n + \frac{1}{2}}{n} \sum_{j=0}^{n'} \Gamma\left(\ell + j + \frac{3}{2}\right) \binom{\ell + n' + \frac{1}{2}}{n' - j} \binom{\ell + n' + \frac{3}{2}}{j} \right) \times \\
& \times \Gamma(-j + \ell + n' + n + 2) {}_2\bar{F}_1\left(-\frac{1}{2}, j + \ell + \frac{3}{2}, 2\ell + n' + n + \frac{7}{2}, 1 - \frac{\beta^2}{m^2}\right) \times \\
& \times {}_4F_3\left(-j, -j - \ell - \frac{1}{2}, -n, \ell + \frac{3}{2}, -j + n' + 1, -j + \ell + n' + \frac{5}{2}, 1\right) + \\
& + \binom{\ell + n' + \frac{3}{2}}{n'} \sum_{j=n'+1}^{n'+n} (-1)^j \Gamma\left(\ell + j + \frac{3}{2}\right) \binom{\ell + n + \frac{1}{2}}{-j + n + n'} \binom{\ell + n + \frac{3}{2}}{j - n'} \times
\end{aligned}$$

$$\times \Gamma(-j + \ell + n + n' + 2) {}_2\bar{F}_1\left(-\frac{1}{2}, j + \ell + \frac{3}{2}, 2\ell + n' + n + \frac{7}{2}, 1 - \frac{\beta^2}{m^2}\right) \times$$

$$\times {}_4F_3\left(-\ell - n' - \frac{1}{2}, j - n' - n, j - n' - n - \frac{3}{2}, -n', \right.$$

$$\left. \ell + \frac{5}{2}, j - n' + 1, j + \ell - n' + \frac{3}{2}, 1\right). \quad (15)$$

Отметим, что выражения (14), (15) операторов кинетической энергии в базисах (12), (13) получены впервые. Аналитические выражения оператора потенциала с функциями (13), (14) достаточно громоздки, поэтому ниже приводиться не будут.

Уравнения (6) и (11)–(15) составляют основу подхода и будут использованы ниже для расчета масс конститuentных c - и b -кварков.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчет масс конститuentных кварков и β -параметров пробных волновых функций будем проводить из условия минимума функционала

$$\chi_{\text{d.o.f}}^2 = \left(\frac{(M_P - M(m_q, \beta_{q\bar{q}}^P))^2}{(\delta M_P)^2} + \frac{(M_V - M(m_q, \beta_{q\bar{q}}^V))^2}{(\delta M_V)^2} \right)^2, \quad (16)$$

где M_P , M_V — массы псевдоскалярного и векторного кваркония с соответствующими экспериментальными неопределенностями δM_P , δM_V . Использование экспериментальных данных для η_c - и J/ψ -мезонов совместно с шириной распада $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ приводит к следующим значениям масс конститuentного c -кварка и его магнитного момента для различных случаев размерности матрицы (11) (табл. 1).

Таблица 1. Сопоставление массы конститuentного c -кварка и его магнитного момента с другими подходами и моделями. Магнитные моменты кварка указаны в ядерных магнетонах μ_N

Подход, модель	Масса c -кварка, ГэВ	μ_c без κ_c	μ_c с κ_c
Релятивистская кварковая модель [2]	1,628	—	—
Динамика на световом фронте [10]	1,445	—	—
Динамика на световом фронте [11]	1,300	—	—
Эта работа, одномерный случай	$1,415 \pm 0,010$	$0,442 \pm 0,003$	$0,308 \pm 0,006$
Эта работа, 2×2	$1,135 \pm 0,010$	$0,551 \pm 0,006$	$0,584 \pm 0,009$
Эта работа, 3×3	$1,322 \pm 0,012$	$0,473 \pm 0,004$	$0,393 \pm 0,007$

Таблица 2. Сопоставление массы конституентного b -кварка и его магнитного момента с другими подходами и моделями. Магнитные моменты кварка указаны в ядерных магнетонах μ_N

Подход, модель	Масса b -кварка, ГэВ	$-\mu_b$ без κ_b	$-\mu_b$ с κ_b
Релятивистская кварковая модель [2]	4,977	—	—
Динамика на световом фронте [10]	4,640	—	—
Динамика на световом фронте [11]	4,500	—	—
Эта работа, одномерный случай	$4,645 \pm 0,010$	$0,067 \pm 0,001$	$0,053 \pm 0,014$
Эта работа, 2×2	$4,645 \pm 0,010$	$0,067 \pm 0,001$	$0,052 \pm 0,001$
Эта работа, 3×3	$4,684 \pm 0,012$	$0,066 \pm 0,001$	$0,087 \pm 0,001$

Для η_b - и Υ -мезонов аналогичные расчеты с использованием (13), (15) приводят к следующим значениям массы конституентного b -кварка и его аномального магнитного момента (табл. 2).

Отметим, что магнитный момент c - и b -кварка в табл. 1, 2 определяется с учетом его аномальной части κ_q как

$$\mu_q = \frac{e_q}{2m_q}(1 + \kappa_q) \quad (17)$$

и приводится в ядерных магнетонах $\mu_N = e/2M_p$. Ниже мы проведем сравнение полученных значений (табл. 3).

Анализ табл. 3 показывает, что предложенный подход приводит к значению магнитного момента c -кварка, сопоставимому с другими подходами и моделями. Подчеркнем также, что данных по магнитному моменту b -кварка значительно меньше. Анализ барионных данных без учета электромагнитной структуры кварка работы [12] дает значение $\mu_b = -0,06$ в единицах μ_N .

Таблица 3. Сопоставление магнитного момента c -кварка

Подход, модель	Магнитный момент c -кварка в ядерных магнетонах μ_N
Анализ барионных данных [13]	$0,480 \pm 0,030$
Анализ барионных данных [12]	0,390
Анализ барионных данных [14]	$0,350 \pm 0,060$
Эта работа, одномерный случай	Без κ_c $0,442 \pm 0,003$ С κ_c $0,308 \pm 0,006$
Эта работа, 2×2	Без κ_c $0,551 \pm 0,005$ С κ_c $0,584 \pm 0,009$
Эта работа, 3×3	Без κ_c $0,473 \pm 0,004$ С κ_c $0,393 \pm 0,007$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложена оригинальная методика расчета масс конstituентных c - и b -кварков в модели, основанной на составной кварковой модели и на точечной форме ПикМ. В ходе вычислений авторами получено интегральное представление константы распада векторного мезона в лептонную пару с учетом электромагнитной структуры конstituентного кварка.

Расчет масс и магнитных моментов кварков тяжелого сектора проводился с использованием потенциала, включающего запирающую, кулоновскую и спин-спиновую части с фиксированным значением α_{crit} . Отличительной особенностью предложенного подхода является использование аналитических выражений матричных элементов кинетической энергии для пробных псевдокулоновских и псевдоосцилляторных волновых функций, явный вид которых был получен впервые. Результаты численных расчетов показали, что предложенная методика приводит к удовлетворительным значениям масс и магнитных моментов c - и b -кварков в развитом формализме.

Как результат работы проведен сравнительный анализ с другими подходами и моделями, основанными в том числе на динамике светового фронта [10, 11]. Сопоставление показало, что полученные в работе значения масс m_c , m_b коррелируют с альтернативными методами расчета, использующими аналогичный потенциал. Также показано, что учет электромагнитной структуры конstituентных c - и b -кварков приводит к сопоставимым с барионными данными значениям магнитных моментов μ_c , μ_b .

В заключение отметим, что предложенная методика расчета электромагнитных характеристик мезонов тяжелого сектора может быть использована для χ - и h -систем, а также для описания $q\bar{q}$ -систем с высшими спинами. Кроме того, полученные в работе значения могут быть использованы для расчета наблюдаемых радиационных и адронных переходов D - и B -мезонов с учетом электромагнитной структуры конstituентных кварков.

Финансирование. Исследование было профинансировано Министерством образования Республики Беларусь.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Navas S. et al. (*Particle Data Group Collab.*). Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. 2024. V. 110. P. 030001; DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001.
2. Godfrey S., Isgur N. Mesons in a Relativized Quark Model with Chromodynamics // Phys. Rev. D. 1985. V. 32. P. 189–231; DOI: 10.1103/PhysRevD.32.189.

3. *Sultan M. A., Hao W., Swanson E. S., Chang L.* Bottomonium Meson Spectrum with Quenched and Unquenched Quark Models // *Eur. Phys. J. A.* 2025. V. 61, No. 6. P. 137; arXiv:2503.10178.
4. *Ding T. C., Huang J., Chen M.* Two-Photon Transition Form Factor of $\eta_{c,b}(nS)$ and $\chi_{c,b}(nP)$ via Relativized Mock Meson States // *Phys. Rev. D.* 2025. V. 111, No. 9. P. 094042; arXiv:2503.19437.
5. *Ariji A. J., Happ L., Ohno S., Oka M.* Structure of Heavy Mesons in the Light-Front Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2024. V. 110, No. 1. P. 014020; arXiv:2401.07933.
6. *Segovia J., Ortega P. G., Entem D. R., Fernández F.* Bottomonium Spectrum Revisited // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93. P. 074027; DOI: 10.1103/PhysRevD.93.074027.
7. *Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O.* Heavy-Light Meson Spectroscopy and Regge Trajectories in the Relativistic Quark Model // *Eur. Phys. J. C.* 2010. V. 66. P. 197–206; arXiv:0910.5612 [hep-ph].
8. *Polyzou W. N., Huang Y., Elster C., Glockle W., Golak J., Skibinski R., Witala H., Kamada H.* Mini Review of Poincaré Invariant Quantum Theory // *Few Body Syst.* 2011. V. 49. P. 129–147; arXiv:1008.5215 [math-ph].
9. *Haurysh V. Y., Andreev V. V.* ρ -, π -Meson Form-Factor in the Point Form of Poincaré-Invariant Quantum Mechanics // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2025. V. 52, No. 3. P. 035004; DOI: 10.1088/1361-6471/adb5a5.
10. *Jaus W.* Semileptonic, Radiative, and Pionic Decays of B , B^* and D , D^* Mesons // *Phys. Rev. D.* 1996. V. 53. P. 1349–1365; DOI: 10.1103/PhysRevD.53.1349.
11. *Ryu H. Y., Choi H. M., Ji C. R.* Systematic Twist Expansion of $(\eta_c, \eta_b) \rightarrow \gamma^* \gamma$ Transition Form Factors in the Light-Front Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 98. P. 034018; DOI: 10.1103/PhysRevD.98.034018.
12. *Franklin J., Lichtenberg D. B., Namgung W., Caryl D.* Wave-Function Mixing of Flavor-Degenerate Baryons // *Phys. Rev. D.* 1981. V. 24. P. 2910–2917; DOI: 10.1103/PhysRevD.24.2910.
13. *Fomin A. S., Barsuk S., Korchin A. Y., Kovalchuk V. A., Kou E., Liul M., Natochii A., Niel E., Robbe P., Stocchi A.* The Prospect of Charm Quark Magnetic Moment Determination // *Eur. Phys. J. C.* 2020. V. 80, No. 5. P. 358; arXiv:1909.04654.
14. *Brekke L., Rosner J. L.* Baryon Magnetic Moments in the Quark Model: A Status Report // *Comments Nucl. Part. Phys.* 1988. V. 18, No. 2. P. 83–102.