

# РАДИАЦИОННЫЙ РАСПАД $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

*В. Ю. Гавриш*<sup>1,\*</sup>, *В. В. Андреев*<sup>2,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого,  
Гомель, Белоруссия

<sup>2</sup> Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины,  
Гомель, Белоруссия

Представлена методика расчета формфакторов распада псевдоскалярного пиона  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$  в подходе, основанном на составной кварковой модели и точечной форме пуанкаре-инвариантной квантовой механики (далее ПиКМ). Показано, что учет электромагнитной структуры конститuentных  $u$ - и  $d$ -кварков с использованием параметра виртуальности приводит к согласующимся с современными экспериментальными данными значениям аксиального и векторного формфакторов  $F_A$  и  $F_V$ . По результатам расчетов предложена самосогласованная модель, описывающая электрослабые распады  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm}$  и  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$  легкого псевдоскалярного пиона.

The paper presents pseudoscalar pion  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$  decay form factors method calculation in approach based on the composite quark model and the point form of Poincare-invariant quantum mechanics (further PiQM). The authors have shown that taking into account the electromagnetic structure of constituent  $u$ - and  $d$ -quarks using the virtuality parameter leads to axial and vector form factors  $F_A$  and  $F_V$  consistent with modern experimental data. Based on the calculation results a self-consistent model was proposed that describes electroweak decays  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm}$  and  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$  of light pseudoscalar pion.

PACS: 13.20.Cz; 14.65.Bt; 13.40.Em

## ВВЕДЕНИЕ

Описание адронных характеристик в релятивистских составных кварковых моделях является нетривиальной задачей. Известно [1], что квантово-полевые методы расчета низкоэнергетической КХД затруднены поведением бегущей константы  $\alpha_s(q^2)$ , поэтому к настоящему времени получили широкое развитие альтернативные подходы и модели. Особый интерес в подобных исследованиях представляют мезоны легкого сектора, поскольку к настоящему времени накоплен значительный объем высокоточных экспериментальных данных [2]. Так, электромагнитные

---

\* E-mail: mezOn@inbox.ru

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

формфакторы легких  $\pi^{\pm}$ -,  $\pi^0$ -мезонов определены с высокой точностью, что привело к появлению серии работ по описанию соответствующих экспериментальных данных. Целью работы является исследование формфакторов распада  $\pi^{\pm} \rightarrow \ell^{\pm} \nu_{\ell} \gamma$  в точечной форме динамики.

Вклад в указанный процесс распада вносят два матричных элемента: internal-bremsstrahlung (IB) и structure-dependent (SD) с испусканием  $\gamma$ -кванта. Интерес в изучении процесса представлен SD-частью матричного элемента, поскольку она параметризуется аксиальным и векторным формфакторами  $F_A$  и  $F_V$  соответственно. Помимо непосредственного изучения формфакторов распада процесс может быть использован как для проверки нарушений изотопической инвариантности [3], так и для описания структурных характеристик мезонов [4]. Кроме того, векторный формфактор распада  $\pi^{\pm} \rightarrow \ell^{\pm} \nu_{\ell} \gamma$  может быть связан с константой распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  алгеброй токов [5], что позволяет оценить границы применимости конститuentных кварковых моделей.

Среди многообразия подходов, посвященных описанию электромагнитных формфакторов мезонов легкого сектора, отметим методы, основанные на группе Пуанкаре. Из трех форм ПиКМ наиболее широкое применение получила динамика на световом фронте. Так, в работе [6] проведено исследование формфакторов распада  $\pi^{\pm} \rightarrow \ell^{\pm} \nu_{\ell} \gamma$  как для различных значений конститuentных масс кварков, так и с учетом тензорного взаимодействия. Отметим, что проведенные в [6] расчеты проводились без учета электромагнитной структуры конститuentного кварка, которая полагалась ранее в том числе и в подходах, основанных на мгновенной форме динамики [7]. Также для корректного описания барионных экспериментальных данных [8] в составных кварковых моделях требуется привлечение аномальных магнитных моментов кварков, что косвенно подтверждает наличие их структуры.

Исследования связанных состояний в моделях, основанных на точечной форме динамики, представлены в меньшем объеме. Расчеты в этой форме динамики, как и в ее различных модификациях, отличаются от экспериментальных данных. Из указанного следует, что дальнейшее развитие точечной формы динамики является важной и актуальной задачей.

Представленная работа посвящена исследованию формфакторов распада  $\pi^{\pm} \rightarrow \ell^{\pm} \nu_{\ell} \gamma$  в составной релятивистской кварковой модели, основанной на точечной форме ПиКМ. Структура работы следующая: в разд. 1 приведены базовые соотношения модели, основанной на составной кварковой модели и точечной форме динамики. На основе полученных выражений предложена оригинальная схема расчета параметров модели с использованием константы  $f_{\pi^{\pm}}$  лептонного распада  $\pi^{\pm} \rightarrow \ell^{\pm} \nu_{\ell}$  и константы псевдоскалярной плотности  $g_{\pi^{\pm}}$ . Показано, что предложенная оригинальная методика определения значений конститuentных масс кварков приводит к коррелирующим с динамикой на световом фронте и мгновенной формой динамики значениям.

В разд. 2 кратко изложена методика расчета формфакторов распада  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$  с учетом равенства конститuentных масс  $u$ - и  $d$ -кварка и наличием их электромагнитной структуры. В результате анализа установлено, что в развитом формализме наличие аномальных магнитных моментов конститuentных кварков может быть использовано для оценки величины  $\gamma = F_A/F_V$  [9].

В разд. 3 проведен численный расчет формфакторов  $F_A$  и  $F_V$  изучаемого распада. Показано, что использование аномальных магнитных моментов кварков и параметров виртуальности  $b_u$ ,  $b_d$  [10] приводит к совпадающим с экспериментальными данными значениям. По результатам предложена модель, удовлетворительно описывающая электрослабые распады заряженных и нейтральных пионов легкого сектора.

## 1. БАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ МОДЕЛИ

Ниже определим вектор состояния мезона массой  $M$ , спином  $J$  и 4-импульсом  $Q = \{\omega_M(\mathbf{Q}), \mathbf{Q}\}$ ,  $Q^2 = M^2$  в точечной форме динамики. Для этого введем двухчастичный кварковый базис  $|\mathbf{p}_1, \lambda_1, a, \mathbf{p}_2, \lambda_2, b\rangle$  массами  $m_q$ ,  $m_{\bar{q}}$ , импульсами  $\mathbf{p}_{1,2}$  с цветовыми индексами  $a, b$  соответственно [11]:

$$|\mathbf{Q}, J\mu, M\rangle = \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \sum_{\nu_1, \nu_2} \int d\mathbf{k} \Phi_{\ell S}^{J\mu}(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{q}}) \Omega \begin{pmatrix} \ell & S & J \\ \nu_1 & \nu_2 & \mu \end{pmatrix} (\theta_k, \phi_k) \times \\ \times \sqrt{\frac{\omega_{m_q}(\mathbf{p}_1) \omega_{m_{\bar{q}}}(\mathbf{p}_2)}{\omega_{m_q}(\mathbf{k}) \omega_{m_{\bar{q}}}(\mathbf{k}) \mathbb{V}_0}} D_{\lambda_1, \nu_1}^{1/2}(\mathbf{n}_{W_1}) D_{\lambda_2, \nu_2}^{1/2}(\mathbf{n}_{W_2})} |\mathbf{p}_1, \lambda_1, a, \mathbf{p}_2, \lambda_2, b\rangle. \quad (1)$$

В выражении (1) для краткости использованы обозначения

$$\mathbb{V}_0 = \frac{\omega_{M_0}(\mathbf{Q})}{M_0}, \quad \omega_m(\mathbf{Q}) = \sqrt{\mathbf{Q}^2 + m^2}, \quad (2)$$

$$\Omega \begin{pmatrix} \ell & S & J \\ \nu_1 & \nu_2 & \mu \end{pmatrix} (\theta_k, \phi_k) = Y_{\ell m}(\theta_k, \phi_k) C \begin{pmatrix} s_1 & s_2 & S \\ \nu_1 & \nu_2 & \mu \end{pmatrix} C \begin{pmatrix} \ell & S & J \\ m & \lambda & \mu \end{pmatrix},$$

где  $Y_{\ell m}(\theta_k, \phi_k)$  — сферические функции, определяемые углами вектора  $\mathbf{k}$ ;  $D_{\lambda, \nu}^{1/2}(\mathbf{n}_W)$  — функции вращения Вигнера и  $M_0 = \omega_{m_q}(\mathbf{k}) + \omega_{m_{\bar{q}}}(\mathbf{k})$  — инвариантная масса двух конститuentных кварков. Волновая функция в (1) нормируется условием

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

Для вычисления базовых параметров модели определим интегральное представление константы распада псевдоскалярного  $P^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm}$  и век-

торного  $V \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp$  мезонов соответственно. Константа распада псевдоскалярного мезона определяется из выражения

$$\langle 0 | \hat{J}_P^\mu(0) | \mathbf{Q}, M_P \rangle = \frac{i}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2\omega_{M_P}(\mathbf{P})}} P^\mu f_P; \quad (4)$$

для векторного мезона соответственно

$$\langle 0 | \hat{J}_V^\mu(0) | \mathbf{Q}, 1\lambda_V, M_V \rangle = \frac{i}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\varepsilon^\mu(\lambda_V)}{\sqrt{2\omega_{M_V}(\mathbf{P})}} M_V f_V. \quad (5)$$

Расчеты спинорной части в системе покоя распадающегося мезона приводят к следующему интегральному представлению [12] константы лептонных распадов:

$$f_I(m_q, m_{\bar{q}}, \beta_{q\bar{q}}^I) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int dk k^2 \Phi(k, \beta_{q\bar{q}}^I) \sqrt{\frac{W_{m_q}^+(k) W_{m_{\bar{q}}}^+(k)}{M_0 \omega_{m_q}(k) \omega_{m_{\bar{q}}}(k)}} \times \\ \times \left( 1 + a_I \frac{k^2}{W_{m_q}^+(k) W_{m_{\bar{q}}}^+(k)} \right), \quad W_m^\pm(k) = \omega_m(k) \pm m. \quad (6)$$

В выражении (6) использованы обозначения  $I = P, V$ ,  $a_P = -1$ ,  $a_V = 1/3$ . Отметим, что выражение (6) совпадает с вычислениями мгновенной формы динамики [7].

Вычисление параметров будем проводить с использованием константы псевдоскалярной плотности [13]

$$g_P(m_q, m_{\bar{q}}, \beta_{q\bar{q}}^P) = \\ = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int dk k^2 \Phi(k, \beta_{q\bar{q}}^P) \sqrt{M_0} \left( W_{m_q}^+ W_{m_{\bar{q}}}^+ + W_{m_q}^- W_{m_{\bar{q}}}^- \right). \quad (7)$$

Использование выражений (6), (7) совместно с экспериментальными значениями  $f_{\pi^\pm}^{\text{эксп}}$ ,  $M_{\pi^\pm}^{\text{эксп}}$  приводит к системе уравнений

$$\begin{cases} 1/2 (m_u + m_d) = (3,45 \pm 0,42) \text{ МэВ}, \\ f_P(m_u, m_{\bar{d}}, \beta_{u\bar{d}}^P) = f_P^{\text{эксп}}, \\ (\hat{m}_u + \hat{m}_{\bar{d}}) g_P(m_u, m_{\bar{d}}, \beta_{u\bar{d}}^P) = f_P^{\text{эксп}} (M_{\pi^\pm}^{\text{эксп}})^2, \end{cases} \quad (8)$$

где  $\hat{m}_u$ ,  $\hat{m}_{\bar{d}}$  — токовые массы кварков [2]. Проводя численные расчеты, получаем

$$m_u = (221,72 \pm 3,60) \text{ МэВ}, \quad m_d = (221,72 \pm 3,60) \text{ МэВ}, \\ \beta_{u\bar{d}}^P = (374,52 \pm 3,51) \text{ МэВ}. \quad (9)$$

При решении системы (8) полагалось отсутствие нарушения изотопической инвариантности, т. е.  $m_u = m_d$ . Отметим, что полученные пара-

метры модели коррелируют с значениями, найденными в динамике на световом фронте  $m_{u,d} \in [230 \text{ МэВ}, 270 \text{ МэВ}]$  [6, 13] и мгновенной форме динамики  $m_{u,d} = 220 \text{ МэВ}$  [7]. Также отметим, что расчеты проводились с волновой функцией вида

$$\Phi(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{Q}}^P) = \frac{2}{\sqrt{3} \pi^{1/4} (\beta_{q\bar{Q}})^{3/2}} \exp \left[ -\frac{\mathbf{k}^2}{2 (\beta_{q\bar{Q}})^2} \right]. \quad (10)$$

## 2. РАСПАД $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$ В ТОЧЕЧНОЙ ФОРМЕ ДИНАМИКИ

Параметризация SD-матричного элемента процесса  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$  в точечной форме динамики дается выражением [6]

$$M_{SD} = -ie \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{q\bar{Q}} \varepsilon_\mu^*(\lambda) L_\nu H^{\mu\nu}, \quad (11)$$

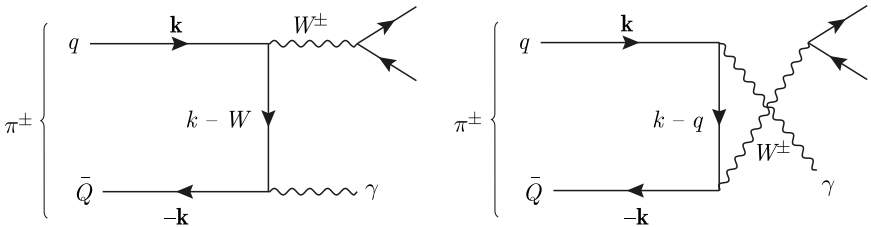
где  $L_\nu = \bar{u}(m_\ell) \gamma_\nu (1 - \gamma_5) v(0)$  — лептонный ток и  $V_{q\bar{Q}}$  — элемент матрицы Кабиббо–Кобаяши. Адронная часть представлена выражением

$$H^{\mu\nu} = \frac{F_A}{M_{\pi^\pm}} (-g^{\mu\nu} (P_{\pi^\pm} \cdot q) + P_{\pi^\pm}^\mu q^\nu) + i \frac{F_V}{M_{\pi^\pm}} \varepsilon^{\mu\alpha\beta\rho} q_\beta (P_{\pi^\pm})_\rho \quad (12)$$

с 4-импульсом  $P_{\pi^\pm}$   $\pi^\pm$ -мезона массы  $M_{\pi^\pm}$  и 4-импульсом  $\gamma$ -кванта  $q$  с вектором поляризации  $\varepsilon(\lambda)$ ;  $F_{V,A}$  — аксиальный и векторный форм-факторы соответственно. В предложенном подходе полагается механизм распада  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$ , показанный на рисунке.

На рисунке и далее используется обозначение  $W = P_{\pi^\pm} - q$ . Соответствующие рисунку матричные элементы в кварковом базисе (1) покоящегося мезона примут следующий вид:

$$M_I = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{\bar{v}_{\lambda_2}(-\mathbf{k}, m_{\bar{Q}})}{\sqrt{2\omega_{m_{\bar{Q}}}(k)}} \left( \Gamma_{\bar{Q}} \cdot \varepsilon^*(\lambda) \right) \times \frac{\hat{k} - \widehat{W} + m_{\bar{Q}}}{(k - W)^2 - m_{\bar{Q}}^2} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \frac{u_{\lambda_1}(\mathbf{k}, m_q)}{\sqrt{2\omega_{m_q}(k)}}, \quad (13)$$



Механизм распада  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$  в предложенном подходе

$$M_{\Pi} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{\bar{v}_{\lambda_2}(-\mathbf{k}, m_{\bar{Q}})}{\sqrt{2\omega_{m_{\bar{Q}}}(k)}} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \frac{\hat{k} - \hat{q} + m_q}{(k - q)^2 - m_q^2} \times \\ \times (\Gamma_q \cdot \varepsilon^*(\lambda)) \frac{u_{\lambda_1}(\mathbf{k}, m_q)}{\sqrt{2\omega_{m_q}(k)}}. \quad (14)$$

Сопоставление (12) с (13) и (14) приводит к

$$\langle \gamma(q) | \gamma^\mu \gamma^5 | \pi^\pm \rangle = \frac{e}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2\omega_{M_{\pi^\pm}}(P_{\pi^\pm})}} \times \\ \times \frac{F_A}{M_{\pi^\pm}} (-g^{\mu\nu} (P_{\pi^\pm} \cdot q) + P_{\pi^\pm}^\mu q^\nu) \varepsilon_\nu^* \quad (15)$$

для аксиального формфактора и

$$\langle \gamma(q) | \gamma^\mu | \pi^\pm \rangle = \frac{ie}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2\omega_{M_{\pi^\pm}}(P_{\pi^\pm})}} \frac{F_V}{M_{\pi^\pm}} \varepsilon^{\mu\alpha\beta\rho} \varepsilon_\alpha^* q_\beta (P_{\pi^\pm})_\rho \quad (16)$$

для векторного формфактора соответственно.

В предложенном подходе будем полагать электромагнитную структуру конститuentного кварка

$$\Gamma_{e_q}^\mu(q^2) = e_q \left( F_1^q(q_{\text{vert}}^2) \gamma^\mu + \kappa_q F_2^q(q_{\text{vert}}^2) \frac{i\sigma^{\mu\nu}}{2m_q} (q_{\text{vert}})_\nu \right), \quad (17)$$

где  $F_1^q(q_{\text{vert}}^2)$  и  $F_2^q(q_{\text{vert}}^2)$  — формфакторы кварков и  $q_{\text{vert}}$  — переданный импульс вершины. Далее будем считать конечный фотон реальным; в таком случае

$$F_1^q = F_2^q = b_q, \quad (18)$$

где  $b_q$  — параметр виртуальности кварков [10] (см. рисунок).

Расчет спинорной части выражений (13)–(16) с последующим интегрированием по телесному углу вектора  $\mathbf{k}$  при условии равенства 4-скоростей  $\nabla^\mu$  с взаимодействием и без него в точечной форме ПикМ приводит к

$$F_A = \sqrt{3} M_{\pi^\pm} \int dk k^2 \Phi(k, \beta_{u\bar{d}}) \left( b_u \left( e_u f_{1,A}^+(k, m) + e_u \frac{\kappa_u}{2m} f_{2,A}^+(k, m) \right) + \right. \\ \left. + b_{\bar{d}} \left( e_{\bar{d}} f_{1,A}^-(k, m) + e_{\bar{d}} \frac{\kappa_{\bar{d}}}{2m} f_{2,A}^-(k, m) \right) \right), \quad (19)$$

$$F_V = \sqrt{3} M_{\pi^\pm} \int dk k^2 \Phi(k, \beta_{u\bar{d}}) \left( b_u \left( e_u f_{1,V}(k, m) + e_u \frac{\kappa_u}{2m} f_{2,V}(k, m) \right) + \right. \\ \left. + b_{\bar{d}} \left( e_{\bar{d}} f_{1,V}(k, m) + e_{\bar{d}} \frac{\kappa_{\bar{d}}}{2m} f_{2,V}(k, m) \right) \right). \quad (20)$$

В выражениях (19), (20) использованы вспомогательные функции

$$\begin{aligned}
 f_{1,A}^\pm(k, m) &= \mp \frac{1}{4\pi} \frac{m \log \left( \frac{\omega_m(k) + k}{\omega_m(k) - k} \right)}{k\omega_m^{5/2}(k)}, \\
 f_{2,A}^\pm(k, m) &= \frac{1}{2\pi} \frac{\pm k\omega_m(k) \mp \frac{m^2}{2} \log \left( \frac{\omega_m(k) + k}{\omega_m(k) - k} \right)}{k\omega_m^{5/2}(k)}, \\
 f_{1,V}(k, m) &= \frac{1}{4\pi} \frac{m \log \left( \frac{\omega_m(k) + k}{\omega_m(k) - k} \right)}{k\omega_m^{5/2}(k)}, \\
 f_{2,V}(k, m) &= \frac{1}{2\pi} \frac{k\omega_m(k) + \frac{m^2}{2} \log \left( \frac{\omega_m(k) + k}{\omega_m(k) - k} \right)}{k\omega_m^{5/2}(k)}.
 \end{aligned} \tag{21}$$

Отметим, что в предложенном подходе при  $b_u = b_{\bar{d}} = 1$  и отсутствии электромагнитной структуры конstituентных кварков отношение  $\gamma = F_A/F_V = \frac{-e_u + e_{\bar{d}}}{e_u + e_{\bar{d}}} = 1/3$ , что противоречит экспериментальным данным:  $\gamma = 0,443$  [2, 9]. Ниже проведем численные расчеты с учетом аномальных магнитных моментов и параметров виртуальности кварков.

### 3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Использование значений  $\kappa_u = -0,241$ ,  $\kappa_d = -0,465$  совместно с параметрами виртуальности  $b_u = 0,821$ ,  $b_d = 1,057$  приводят к значениям

$$F_A = 0,0119 \pm 0,0005, \quad F_V = 0,0254 \pm 0,0005, \tag{22}$$

которые согласуются с современными данными  $F_A^{\text{эксп}} = 0,0119 \pm 0,0005$ ,  $F_V^{\text{эксп}} = 0,0254 \pm 0,0017$ . Ниже проведем сравнительный анализ параметров модели, использованных для расчетов радиационных распадов  $V(P) \rightarrow P(V)\gamma$ , распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  и формфакторов  $\rho$ -мезона (см. таблицу). Отметим, что в таблице использовано определение магнитного момента конstituентного кварка  $\mu_q = (e_q/(2m_q))(1 + \kappa_q)$  в ядерных магнетонах  $\mu_N = e/(2M_P)$ . Также следует указать, что соотношение [16]

$$F_V = \frac{1}{4\pi^2} \frac{M_{\pi^\pm}}{f_{\pi^\pm}} \tag{23}$$

в предложенном подходе выполняется автоматически.

## Сопоставление параметров модели

Процесс	Параметр модели			
	$\mu_u$	$\mu_d$	$b_u$	$b_d$
Характеристика $\rho$ -мезона [12]	2,472	-1,286	—	—
$V(P) \rightarrow P(V)\gamma$ [14]	2,497	-1,326	—	—
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [15]	2,492	-1,321	0,892	0,993
$\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$	2,141	-0,754	0,821	1,057

Анализ таблицы показывает, что предложенная модель, основанная на составной кварковой модели и на точечной форме динамики, удовлетворительно описывает характеристики мезонов легкого сектора.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа посвящена описанию электрослабых формфакторов легких  $\pi^\pm$ -мезонов в точечной форме ПиКМ. Авторами была предложена оригинальная методика определения значений конститuentных масс кварков с использованием константы псевдоскалярной плотности  $g_{\pi^\pm}$ . Методика расчета наблюдаемых в предложенном подходе обобщена на процесс распада  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma$ . Показано, что использование аномальных магнитных моментов конститuentных кварков и параметров виртуальности приводит к согласующимся с современными экспериментальными данными значениям  $F_A$  и  $F_V$ .

В заключение отметим, что предложенная модель может быть обобщена для исследования формфакторов распада  $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma^*$  и  $K^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_{\ell^\pm} \gamma^*$  для различных переданных импульсов виртуальному  $\gamma^*$ -кванту.

Авторы благодарны организационному комитету XXV Балдинского семинара «Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика» за возможность участия.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Leutwyler H.* On the History of the Strong Interaction // *Mod. Phys. Lett. A.* 2014. V. 29. P. 1430023; arXiv:1211.6777 [hep-ph].
2. *Workman R. L. et al. (Particle Data Group).* Review of Particle Physics // *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2022. V. 2022. P. 083C01.
3. *Bryman D. A., Depommier P., Leroy C.*  $\pi \rightarrow e\nu_e$ ,  $\pi \rightarrow e\nu_e\gamma$  Decays and Related Processes // *Phys. Rep.* 1982. V. 88, No. 3. P. 151–205.
4. *Scheck F., Wullschlegel A.* On the Radiative Decays of Pions // *Nucl. Phys. B.* 1973. V. 67, No. 2. P. 504–517.
5. *Das T., Mathur V. S., Okubo S.* Low-Energy Theorem in the Radiative Decays of Charged Pions // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 19. P. 859–861.
6. *Chen Ch.-H., Geng Ch.-Q., Lih Ch.-Ch.* Study of the Radiative Pion Decay // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 074001; arXiv:1006.2939 [hep-ph].



7. *Krutov A. F., Polezhaev R. G., Troitsky V. E.* The Radius of the  $\rho$ -Meson Determined from Its Decay Constant // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93, No. 3. P. 036007; arXiv:1602.00907 [hep-ph].
8. *Petronzio R., Simula S., Ricco G.* Possible Evidence of Extended Objects Inside the Proton // *Phys. Rev. D.* 2003. V. 67. P. 094004; arXiv:0301206 [hep-ph].
9. *Frlez E. et al.* Precise Measurement of the Pion Axial Form Factor in the  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$  Decay // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 181804; arXiv:0312029 [hep-ex].
10. *Klusek-Gawenda M., Lebedowicz P., Nachtmann O., Szczurek A.* From the  $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$  Reaction to the Production of  $p\bar{p}$  Pairs in Ultraperipheral Ultra-relativistic Heavy-Ion Collisions at the LHC // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 96, No. 9. P. 094029; arXiv:1708.09836 [hep-ph].
11. *Polyzou W. N., Huang Y., Elster Ch., Glockle W., Golak J., Skibinski R., Witala H., Kamada H.* Mini Review of Poincaré Invariant Quantum Theory // *Few Body Syst.* 2017. V. 49. P. 129–147; arXiv:1008.5215 [hep-ph].
12. *Haurysh V. Y., Andreev V. V.*  $\rho$ -Meson Form Factors in Point Form of Poincaré-Invariant Quantum Mechanics // *Few Body Syst.* 2021. V. 62, No. 29.
13. *Jaus W.* Consistent Treatment of Spin-1 Mesons in the Light Front Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2003. V. 62, No. 29. P. 094010; arXiv:0212098 [hep-ph].
14. *Haurysh V. Y., Andreev V. V.* Electroweak Decays of Unflavored Mesons in Poincaré Covariant Quark Model // *Turk. J. Phys.* 2019. V. 43, No. 2. P. 167–177.
15. *Haurysh V. Y., Andreev V. V.*  $\pi^\pm$ -,  $\pi^0$ -Meson Electroweak Decays within Relativistic Quark Model Based on Point Form of Poincaré-Invariant Quantum Mechanics // *Turk. J. Phys.* 2023. V. 47, No. 1. P. 1–11.
16. *Unterdorfer R., Pichl H.* On the Radiative Pion Decay // *Eur. Phys. J. C.* 2008. V. 55, No. 1. P. 273–283; arXiv:0801.2482 [hep-ph].