

Vadzim Haurysh¹

scientific adviser V. V. Andreev²

Sukhoi State Technical University of Gomel¹ Francisk Skorina Gomel State University²

 π^0 , η , η' – meson to photon transition form-factor in the relativistic quark model

The XV-th International School-Conference «The Actual Problems of Microworld Physics»

Minsk, Belarus, 27 August – 3 September, 2023

Введение и постановка задачи

Исследование структурных характеристик адронов связаны с анализом кварковых систем, поскольку сами кварки, в отличие от мезонов и барионов, не наблюдаются в свободном состоянии. В частности, для π^0 -, η и *п*/-мезонов требуется привлечение соответствующих моделей, поскольку такие системы являются релятивистскими. Сопоставление вычислений моделей с экспериментальными данными даёт возможность не только получить информацию о структурных характеристиках кварков, но и исследовать физические свойства короткоживущих мезонов. Предметом исследования представленной работы являются указанные псевдоскалярные мезоны в виду обновления и дополнения высокоточных экспериментальных данных коллаборациями BESIII, A2, NA62 и BaBar. Автором показано, что учёт аномальных магнитных моментов кварков приводит к численным оценкам наблюдаемых распада $\pi^0 \to \gamma \gamma, \eta \to \gamma \gamma$ и $\eta' \to \gamma \gamma$, коррелирующим с современными экспериментальными данными.

NO REPARTED

Целью работы

является исследование радиационных распадов нейтральных псевдоскалярных мезонов $P^0(q\bar{q}) \rightarrow \gamma \gamma$ в релятивистской кварковой модели, основанной на точечной форме пуанкаре-инвариантной квантовой механики (далее ПиКМ)

Задачи исследования

- Используя интегральные представления констант распадов $P(q\bar{Q})^{\pm} \to \ell^{\pm} \nu_{\ell^{\pm}}$ вычислить базовые параметры модели с использованием константы псевдоскалярной плотности $g_{P^{\pm}}$.
- 2 Разработать методику вычисления интегральных представлений констант радиационных распадов P⁰(qq̄) → γγ нейтральных псевдоскалярных мезонов.
- Провести самосогласованный расчёт констант лептонных и радиационных распадов псевдоскалярных и векторных мезонов, состоящих из *u*, *d* и *s*-кварков в рамках разработанной релятивистской кварковой модели.
- Исследовать поведение форм-факторов распадов π⁰ → γγ*, η → γγ* и η' → γγ* в сравнении с современными экспериментальными данными с учётом структурных функций кварков.

Вектор состояния мезона массы M, спина J в точечной форме ПиКМ с 4-импульсом $Q^{\mu} = \{\omega_M(\mathbf{Q}), \mathbf{Q}\}, Q^2 = M^2$ определяется интегралом по импульсу относительного движения кварков **k** массами $m_q, m_{\bar{Q}}$ импульсами $\mathbf{p}_{1,2}$ и цветовыми индексами a, b соотвественно как

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

В выражении (1) для краткости использованы обозначения

$$\mathbb{V}_{0} = \omega_{M_{0}}(\mathbf{Q})/M_{0}, \ \omega_{m}(\mathbf{Q}) = \sqrt{\mathbf{Q}^{2} + m^{2}}, \tag{2}$$
$$\Omega\left(\begin{smallmatrix}\ell & S & J\\ \nu_{1} & \nu_{2} & \mu\end{smallmatrix}\right)\left(\theta_{k}, \phi_{k}\right) = Y_{\ell m}\left(\theta_{k}, \phi_{k}\right) \ C\left(\begin{smallmatrix}s_{1} & s_{2} & S\\ \nu_{1} & \nu_{2} & \mu\end{smallmatrix}\right) C\left(\begin{smallmatrix}\ell & S & J\\ m & \lambda & \mu\end{smallmatrix}\right),$$

где $Y_{\ell m}(\theta_k, \phi_k)$ – сферические функции определяемые углами вектора **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 конституентных кварков. Волновая функция в (1) нормирована условием

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

Использование параметризации распада псевдоскалярного

$$\langle 0 \left| \hat{J}_{P}^{\mu}(0) \right| \mathbf{Q}, M_{P} \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2\omega_{M_{P}}(\mathbf{P})}} P^{\mu} f_{P}$$
 (4)

и векторного мезона

$$\langle 0 \left| \hat{J}_{V}^{\mu}(0) \right| \mathbf{Q}, 1\lambda_{V}, M_{V} \rangle = \frac{i}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\varepsilon^{\mu}(\lambda_{V})}{\sqrt{2\omega_{M_{V}}(\mathbf{P})}} M_{V} f_{V}$$
(5)

приводит к интегральному представлению констант лептонных распадов псевдоскалярного $P^{\pm}(q\bar{Q}) \to \ell^{\pm} \nu_{\ell^{\pm}}$ и векторного мезона $V(q\bar{q}) \to \ell^{\pm} \ell^{\mp}$

$$f_{I}(m_{q}, m_{\bar{Q}}, \beta_{q\bar{Q}}^{I}) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int d\mathbf{k} \, \mathbf{k}^{2} \Phi(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{Q}}^{I}) \sqrt{\frac{W_{m_{q}}^{+}(\mathbf{k}) \, W_{m_{\bar{Q}}}^{+}(\mathbf{k})}{M_{0} \, \omega_{m_{q}}(\mathbf{k}) \, \omega_{m_{\bar{Q}}}(\mathbf{k})}} \times \\ \times \left(1 + a_{I} \frac{\mathbf{k}^{2}}{W_{m_{q}}^{+}(\mathbf{k}) \, W_{m_{\bar{Q}}}^{+}(\mathbf{k})}\right).$$
(6)

В выражении (6) использованы обозначения

$$W_m^{\pm}(\mathbf{k}) = \omega_m(\mathbf{k}) \pm m, \ I = P, V, \ a_P = -1, a_V = 1/3.$$
 (7)

Следует отметить, что выражение (6) совпадает с вычислениями мгновенной формы динамики ¹.

¹Krutov, A. The radius of the ρ -meson determined from its decay constant/ A. Krutov, A. Polezhaev // Phys. Rev.–2016. – Vol. D93. – P. 036007.

Для последующего определения параметров модели будем использовать константу псевдоскалярной плотности ²

$$g_P(m_q, m_{\bar{Q}}, \beta_{q\bar{Q}}^P) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\pi} \int d\mathbf{k} \, \mathbf{k}^2 \, \Phi(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{Q}}^P) \, \sqrt{M_0} \times \qquad (8)$$
$$\times \left(W_{m_q}^+ \, W_{m_{\bar{Q}}}^+ + W_{m_q}^- \, W_{m_{\bar{Q}}}^- \right).$$

Использование выражений (6), (8), а также экспериментальных значений $f_{\pi^{\pm}}^{(\operatorname{экс.})}$ и $M_{\pi^{\pm}}^{(\operatorname{экc.})}$ приводит к системе уравнений

$$\begin{cases} 1/2 (m_u + m_d) = (3,45 \pm 0,42) \text{ M} \Im B\\ f_P(m_u, m_{\bar{d}}, \beta_{u\bar{d}}^P) = f_P^{(\Im \kappa c.)},\\ (\hat{m}_u + \hat{m}_{\bar{d}}) g_P(m_u, m_{\bar{d}}, \beta_{u\bar{d}}^P) = f_P^{(\Im \kappa c.)} \left(M_{\pi^{\pm}}^{(\Im \kappa c.)}\right)^2. \end{cases}$$
(9)

² Jaus, W. Consistent treatment of spin 1 mesons in the light-front quark model/W. Jaus// Phys.Rev. – 2003. – Vol. D67. – P. 094010. – Q. C.

Базовые параметры модели

Решение системы (9) с осцилляторной волновой функцией приводит к следующим значениям:

$$m_u = (219, \pm 9,60) \text{ M} \ni \text{B}, \ m_d = (221, \pm 9,60) \text{ M} \ni \text{B}, \beta_{u\bar{d}}^P = (367,93 \pm 2,51) \text{ M} \ni \text{B}.$$
(10)

При решении системы (9) полагалось слабое нарушение изотопической инвариантности $\hat{m}_d - \hat{m}_u = m_d - m_u = 2,5$ МэВ. Аналогичная процедура решения системы уравнений (9) с учётом экспериментальных данных $f_{K^{\pm}}^{(
m skc.)}$ и $M_{K^{\pm}}^{(
m skc.)}$ приводит к

 $m_s = (416,95 \pm 6,12)$ МэВ, $\beta_{u\bar{s}}^P = (375,54 \pm 19,66)$ МэВ. (11) Полученные значения конституентных масс кварков с использованием осцилляторной волновой функции

$$\Phi(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{Q}}^{P}) = \frac{2}{\sqrt{3} \pi^{1/4} (\beta_{q\bar{Q}})^{3/2}} \exp\left[-\frac{\mathbf{k}^{2}}{2 (\beta_{q\bar{Q}})^{2}}\right]$$
(12)

будут использованы ниже для вычисления наблюдаемых распада $P^0(qar q) op$

Схема смешивания псевдоскалярных мезонов

Для описания схемы смешивания будем использовать следующие линейные комбинации кварковых $|u\bar{u}\rangle$, $|d\bar{d}\rangle$ и $|s\bar{s}\rangle$ состояний

$$\begin{cases} \psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} |u\bar{u} - d\bar{d}\rangle, \\ \psi_q = \frac{1}{\sqrt{2}} |u\bar{u} + d\bar{d}\rangle, \\ \psi_s = |s\bar{s}\rangle. \end{cases}$$
(13)

Из анализа экспериментальных данных радиационных распадов $V(P) \rightarrow P(V)\gamma$ было показано³, что использование схемы с одним углом смешивания приводит к расхождению с теоретическими расчётами. Ниже будет использоваться следующая схема $\eta/\eta/$ -мезонов с учётом глюонной компоненты $|G\rangle^4$.

³ Ambrosino F, et al. Measurement of the pseudoscalar mixing angle and gluonium content with KLOE detector/ F. Ambrosino and others// Phys. Lett. B. – 2007. – Vol. 648. – P. 267-273.

⁴ Thomas C. E. Composition of the pseudoscalar η and η / mesons/C. E., Thomas and others// Journal of High Energy Physics – 2007. – Vol. 10. – P. 026.

Схема смешивания псевдоскалярных мезонов

Авторами работ предложена схема смешивания

$$\begin{pmatrix} |\eta\rangle \\ |\eta'\rangle \\ |G\rangle \end{pmatrix} = U(\phi_P, \alpha_G, \phi_G) \begin{pmatrix} \psi_q \\ \psi_s \\ \psi_G \end{pmatrix},$$
(14)

где $U(\phi_P, \alpha_G, \phi_G)$ – матрица смешивания. С учётом (14) состояния псевдоскалярных мезонов в предложенном подходе задаются выражениями

$$\begin{cases} |\pi^{0}\rangle = \psi_{1}, \\ |\eta\rangle = X_{\eta}\psi_{q} + Y_{\eta}\psi_{s} + Z_{\eta}\psi_{G}, \\ |\eta'\rangle = X_{\eta'}\psi_{q} + Y_{\eta'}\psi_{s} + Z_{\eta'}\psi_{G}, \end{cases}$$
(15)

где $|G\rangle$ –глюонная компонента и X, Y, Z – функции углов $\phi_P, \alpha_G, \phi_G^{5}$.

³ Escribano R., Nadal J. On the gluon content of the η and η / mesons/C. E., Thomas and others// Journal of High Energy Physics – 2007. – Vol. 05. – P. 006.

Форм-фактор распада $P^0(q\bar{q}) \to \gamma \gamma^*$ в точечной форме динамики

Параметризация матричного элемента распада нейтрального псевдоскалярного мезона даётся выражением ⁶

$$\langle \gamma \gamma^* | J^{\mu} | \mathbf{Q}, M_{P^0} \rangle = F_{P^0 \gamma}(t) \frac{i}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} Q_{\nu} \epsilon^*_{\rho}(\lambda^{real}) q^{virt.}_{\sigma}}{\sqrt{2 \omega_{M_{P^0}}(\mathbf{Q})}}, \qquad (16)$$

где $q^{real.}$ – 4-импульс реального $(q^{real.} \cdot q^{real.}) = 0$ фотона с соответствующим вектором поляризации $\epsilon_{\rho}^*(\lambda^{real})$, а $q^{virt.}$ – 4-импульс виртуального $(q^{virt.} \cdot q^{virt.}) = t \gamma^*$ -кванта, \sqrt{t} – переданный лептонной паре импульс. Константа распада $g_{P^0\gamma}$ определяется значением форм-фактора $F_{P^0\gamma}(t)$ при t = 0.

⁶ Choi.H.-M., Ryu H.-Y., Ji Ch.-R. Spacelike and timelike form factors for the $(\pi^0, \eta, \eta \prime) \rightarrow \gamma \gamma^*$ mesons /H.-M. Choi and others// Physical Review D – 2017. – Vol. 96. – P. 056008.

Форм-фактор распада $P^0(q\bar{q}) \to \gamma \gamma^*$ в точечной форме динамики

Распад нейтрального псевдоскалярного мезона в пару фотонов в предложенном подходе обусловлен аннигиляцией кварков, входящих в псевдоскалярный мезон $P^0(q\bar{q})$. Процесс кварк-антикварковой аннигиляции в пару фотонов описывается следующими диаграммами:



Форм-фактор распада $P^0(q\bar{q}) \to \gamma\gamma^*$ в точечной форме динамики

Используя равенство 4-скоростей без и с взаимодействием в точечной форме динамики выражение (16) в терминах $\mathbb{V}^{\mu} = Q^{\mu}/M_0$ может быть записано в виде

$$\langle \gamma \gamma^* | J^{\mu} | \mathbf{Q}, M_{P^0} \rangle = F_{P^0 \gamma}(t) \frac{i}{(2\pi)^{3/2}} \frac{K^{\mu}(\lambda^{real})}{\sqrt{2 \mathbb{V}_0}}, \qquad (17)$$

где $K^{\mu}(\lambda^{real}) = \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \mathbb{V}_{\nu} \epsilon^*_{\rho}(\lambda^{real}) q_{\sigma}^{virt.} \sqrt{M_0}$, а соответствующие схеме смешивания (15) форм-факторы псевдоскалярных мезонов

$$F_{\pi^{0}\gamma}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\tilde{I}_{u\bar{u}}(t) - \tilde{I}_{d\bar{d}}(t) \right), \ F_{\eta\gamma}(t) = \frac{X_{\eta}}{\sqrt{2}} \left(\tilde{I}_{u\bar{u}}(t) + \tilde{I}_{d\bar{d}}(t) \right) + Y_{\eta} \ \tilde{I}_{s\bar{s}}(t),$$

$$F_{\eta\gamma}(t) = \frac{X_{\eta'}}{\sqrt{2}} \left(\tilde{I}_{u\bar{u}}(t) + \tilde{I}_{d\bar{d}}(t) \right) + Y_{\eta'} \ \tilde{I}_{s\bar{s}}(t).$$
(18)

Форм-фактор распада $P^0(q\bar{q})\to\gamma\gamma^*$ в точечной форме динамики

В выражениях (18) определена функция $\widetilde{I}_{qar{q}}(t)$

$$\frac{i}{(2\pi)^{3/2}} \frac{K^{\mu}(\lambda^{real})}{\sqrt{2 \operatorname{V}_0}} \tilde{I}_{q\bar{q}}(t) = \sum_{\lambda_1,\lambda_2} \int \mathbf{d}\mathbf{k} \,\Phi(\mathbf{k}, \,\beta_{q\bar{q}}^P) \Omega\left(\begin{smallmatrix} 0 & 0 & 0\\ \lambda_1 & \lambda_2 & 0 \end{smallmatrix}\right) (\theta_k, \phi_k) \times (19)$$
$$\times \frac{1}{\sqrt{\operatorname{V}_0}} \left(M^{\mu}_{\lambda_1,\lambda_2}(I) + M^{\mu}_{\lambda_1,\lambda_2}(I)\right)$$

с соответствующими рисунку (1) матричными элементами

$$M^{\mu}_{\lambda_{1},\lambda_{2}}(I) = \frac{1}{(2\pi)^{3}} \frac{\bar{\upsilon}_{\lambda_{2}}(-\mathbf{k},m_{\bar{q}})}{\sqrt{2\omega_{m_{\bar{q}}}(\mathbf{k})}} \Gamma^{\mu}_{e_{\bar{q}}}(-q^{real}) \frac{\hat{k}-\hat{q}^{virt.}+m_{q}}{(k-q^{virt.})^{2}-m_{q}^{2}} \left(\Gamma_{e_{q}}(-q^{virt.})\cdot\epsilon^{*}(\lambda^{real})\right) \frac{u_{\lambda_{1}}(\mathbf{k},m_{\bar{q}})}{\sqrt{2\omega_{m_{q}}(\mathbf{k})}},$$

$$M^{\mu}_{\lambda_{1},\lambda_{2}}(II) = \frac{1}{(2\pi)^{3}} \frac{\bar{\upsilon}_{\lambda_{2}}(-\mathbf{k},m_{\bar{q}})}{\sqrt{2\omega_{m_{\bar{q}}}(\mathbf{k})}} \left(\Gamma_{e_{q}}(-q^{virt.})\cdot\epsilon^{*}(\lambda^{real})\right) \frac{\hat{k}-\hat{q}^{real}+m_{q}}{(k-q^{real})^{2}-m_{q}^{2}} \Gamma^{\mu}_{e_{\bar{q}}}(-q^{real}) \frac{u_{\lambda_{1}}(\mathbf{k},m_{\bar{q}})}{\sqrt{2\omega_{m_{q}}(\mathbf{k})}}.$$

$$(20)$$

Форм-фактор распада $P^0(q\bar{q}) \to \gamma \gamma^*$ в точечной форме динамики

В выражениях (20) вершина электромагнитного взаимодействия кварков с фотоном $\Gamma^{\mu}_{e_q}(q^2 = t)$ определена с учётом возможной структуры кварка калибровочно-инвариантным образом

$$\frac{\Gamma^{\mu}_{e_q}(q^2) = e_q \left(F^q_1(q^2) \ \gamma^{\mu} + \kappa_q \ F^q_2(q^2) \ \frac{i \ \sigma^{\mu\nu}}{2 \ m_q} \ q_{\nu} \right), \ \sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} \left(\gamma^{\mu} \gamma^{\nu} - \gamma^{\nu} \gamma^{\mu} \right)}{(21)}$$

где $F_1^q(q^2)$ и $F_2^q(q^2)$ - дираковские форм-факторы кварков и

$$\left|\mathbf{q}^{virt.}\right| = \left|\mathbf{q}^{real}\right| = \frac{M_0^2 - t}{2M_0}, \ K^{\mu}(\lambda^{real}) = \frac{M_0^2 - t}{2\sqrt{2M_0}}\{0, i\,\lambda^{real}, 1, 0\}.$$
 (22)

Расчёт спинорной части (20) с последующей подстановкой в (17-19) приводит к

$$\tilde{I}_{q\bar{q}}(t) = \int d\mathbf{k} \ \mathbf{k}^2 \ \Phi(\mathbf{k}, \beta_{q\bar{q}}^P) \ e_q^2 \left(\tilde{f}_1(\mathbf{k}, m_q, t) + \frac{\kappa_q}{2 \ m_q} \ \tilde{f}_2(\mathbf{k}, m_q, t) + \frac{\kappa_q^2}{4 \ m_q^2} \ \tilde{f}_3(\mathbf{k}, m_q, t) \right)$$
(23)

с вспомогательными функциями

Форм-фактор распада $P^0(q\bar{q}) \to \gamma \gamma^*$ в точечной форме динамики

$$\tilde{f}_{1}(\mathbf{k},m_{q},t) = \frac{2 \ m \ F_{1}^{q}(t) \ F_{1}^{q}(0)}{\mathbf{k} \ \omega_{mq}^{1/2}(\mathbf{k}) \ \left(4 \ \omega_{mq}^{2}(\mathbf{k}) - t\right)} \ \log\left(\frac{\omega_{mq}(\mathbf{k}) + \mathbf{k}}{\omega_{mq}(\mathbf{k}) - \mathbf{k}}\right),$$

$$\tilde{f}_{2}(\mathbf{k},m_{q},t) = \frac{2\left(F_{1}^{q}(t) \ F_{2}^{q}(0) + F_{1}^{q}(0) \ F_{2}^{q}(t)\right)}{\mathbf{k} \ \omega_{mq}^{1/2}(\mathbf{k}) \ \left(4 \ \omega_{mq}^{2}(\mathbf{k}) - t\right)} \left(2 \ \mathbf{k} \ \omega_{mq}(\mathbf{k}) + m_{q}^{2} \ \log\left(\frac{\omega_{mq}(\mathbf{k}) + \mathbf{k}}{\omega_{mq}(\mathbf{k}) - \mathbf{k}}\right)\right),$$

$$\tilde{f}_{3}(\mathbf{k},m_{q},t) = \frac{2 \ m_{q}\left(4 \ \omega_{mq}^{2}(\mathbf{k}) + t\right)}{\omega_{mq}^{3/2}(\mathbf{k}) \ \left(4 \ \omega_{mq}^{2}(\mathbf{k}) - t\right)} \ F_{2}^{q}(0) \ F_{2}^{q}(t).$$
(24)

При t = 0 получаем из (23,26) получаем выражение, которое позволяет провести вычисления изучаемых констант распадов $g_{P^0\gamma}$ в сравнении с экспериментальными данными

$$\Gamma\left(P^0 \to \gamma\gamma\right) = \frac{\pi}{4}\alpha^2 \left|g_{P^0\gamma}^2\right| M_{P^0}^3.$$
(25)

1 сентября 2023 г.

16/24

Константы распадов псевдоскалярных мезонов определяются из (18) как

$$g_{\pi^{0}\gamma} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\tilde{I}_{u\bar{u}}(0) - \tilde{I}_{d\bar{d}}(0) \right), \ g_{\eta\gamma} = \frac{X_{\eta}}{\sqrt{2}} \left(\tilde{I}_{u\bar{u}}(0) + \tilde{I}_{d\bar{d}}(0) \right) + Y_{\eta} \ \tilde{I}_{s\bar{s}}(0),$$
$$g_{\eta'\gamma} = \frac{X_{\eta'}}{\sqrt{2}} \left(\tilde{I}_{u\bar{u}}(0) + \tilde{I}_{d\bar{d}}(0) \right) + Y_{\eta'} \ \tilde{I}_{s\bar{s}}(0).$$
(26)

Численные расчёты проведём с и без аномальных магнитных моментов кварков κ_q , полученных из радиационных распадов $V(P) \rightarrow P(V)\gamma$ в предложенном подходе $\kappa_u = -0.1236$, $\kappa_d = -0.0582$, $\kappa_s = -0.1984^{-7.8}$, 9,10

¹ Haurysh V. Yu., Andreev V. V. Electroweak decays of unflavored mesons in Poincare covariant quark model/ V. Yu. Haurysh , V. V. Andreev // Turkish journal of physics – 2019. – Vol. 43 (2). – P. 167-177.

⁸ Haurysh V. Yu., Andreev V. V. Poincare-covariant quark model of electroweak light mesons decays/ V. Yu. Haurysh , V. V. Andreev // EPJ Web Conf. – 2019. – Vol. 204. – P. 08006.

⁹Haurysh V. Yu., Andreev V. V. Dalitz decays of unflavored mesons in the Poincare covariant quark model/ V. Yu. Haurysh, V. V. Andreev // Ukraine journal of physics – 2019. – Vol. 64 (6). – P. 451-456.

¹⁰ Haurysh V. Yu., Andreev V. V. ρ-meson form-factors in point form of poincare-invariant quantum mechanics/ V. Yu. Haurysh, V. V. Andreev // Few-Body System – 2021. – Vol. 62 (29).

В таблице 1 представлены результаты вычислений в предложенном подходе:

Таблица: Сравнение теоретических расчётов с экспериментальными данными

	Расчет без аномальных магнитных моментов κ_q	Расчет с аномальными магнитными моментами κ_q	PDG
$ g_{\pi^0\gamma} $, ГэВ $^{-1}$	$0,259 \pm 0,005$	$0,272 \pm 0,007$	$0,272 \pm 0,003$
$ g_{\eta\gamma} $, ГэВ $^{-1}$	$0,\!249\pm0,\!005$	$0,273 \pm 0,007$	$0,273 \pm 0,003$
$ g_{\eta\prime\gamma} $, ГэВ $^{-1}$	$0,\!289\pm0,\!005$	$0,343 \pm 0,007$	$0,343 \pm 0,005$

Отметим, что численная оценка констант распадов была получена с учётом фактора виртуальности кварков в форм-факторах ¹¹ :

¹¹ Petronzio R., Simula S., Ricco G. Possible evidence of extended objects inside the proton/R. Petronzio , S. Simula, G. Ricco // Physical Review D – 2003. – Vol. 67. –P. 094994.

$$F_1^q(t) = \frac{b_q}{1 + \langle r_q \rangle^2 \frac{t}{6}}, \ F_2^q(t) = \frac{b_q}{\left(1 + \langle r_q \rangle^2 \frac{t}{12}\right)^2}$$
(27)

с его среднеквадратичным радиусом $< r_q >^2 = rac{a}{m_q^2}, a = 0,23$:

Таблица: Значения параметра b_q для различных ароматов лёгких кварков

q	и	d	S
b_q	0,89	0,99	0,93

На основе полученных параметров и значений аномальных магнитных моментов кварков проведём изучение форм-факторов распада $P^0(q\bar{q}) \rightarrow \gamma \gamma^*$ в области малых переданных импульсов виртуального γ^* -кванта.



Рис.: Сопоставление поведения форм-фактора распада $\pi^0 \to \gamma \gamma^*$ с экспериментальными данными коллабораций NA62 и A2 ¹², ¹³.

¹² Adlarson, P. (A2 collaboration) Measurement of the Dalitz decay $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma^*$ at the Mainz Microtron / P. Adlarson and others // Phys. Rev. C. – 2017. – Vol. 95. – P. 025202.

¹³ AdlarsonLazzeroni, C. (NA62 collaboration) Measurement of the $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma^*$ electromagnetic transition form factor slope(C. Lazzeroni, N. Lurkin and others // Phys. Let. B. – 2017. – Vol. 768. – P. 38 – 45.



Рис.: Сопоставление поведения форм-фактора распада $\eta \to \gamma \gamma^*$ с экспериментальными данными коллаборации А2 ¹⁴.

¹⁴ Aguar-Bartolome, P. (A2 collaboration) New determination of the $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ transition form factor in the Dalitz decay with the Crystal Ball/TAPS detectors at the Mainz Microtron / P. Aguar-Bartolome, J. R. M. Annand and others // Phys. Rev. C. – 2014. – Vol. 89. – P. 044608.



Рис.: Сопоставление поведения форм-фактора распада $\eta' \to \gamma \gamma^*$ с экспериментальными данными коллаборации *BESIII* ¹⁵.

¹⁵ Ablikim, M. (BESIII collaboration) Observation of the Dalitz decay / M. Ablikim, M. N. Achasov and others // Phys. Rev. D. – 2015.– Vol. 92. – P. 012001.

Выводы и обсуждение результатов

- Разработана методика вычисления наблюдаемых распада $P^0(q\bar{q}) \to \gamma \gamma$ нейтральных псевдоскалярных мезонов в точечной форме ПиКМ.
- 2 Показано, что учёт виртуальности и электромагнитной структуры кварка приводит к согласующимся с современными экспериментальными данными по распадам $\pi^0 \to \gamma\gamma$, $\eta \to \gamma\gamma$ и $\eta' \to \gamma\gamma$.
- Исследовано поведение форм-факторов распадов $\pi^0 \to \gamma\gamma^*$, $\eta \to \gamma\gamma^*$ и $\eta' \to \gamma\gamma^*$ в сравнении с современными экспериментальными данными с учётом структурных характеристик кварков. Показано, что при $t \simeq 4 m_q^2$ наблюдается пик в поведении форм-факторов η и η' -мезонов ¹⁶.
- По результатам расчётов получена самосогласованная модель, корректно описывающая лептонные $P(q\bar{Q})^{\pm} \rightarrow \ell^{\pm} \nu_{\ell^{\pm}}$, радиационные $V(P) \rightarrow P(V)\gamma$ и двухфотонные распады $P^{0}(q\bar{q}) \rightarrow \gamma\gamma$ мезонов лёгкого сектора.

Предложенная модель также может быть использована для расчёта наблюдаемых распада $P^{\pm}(q\bar{Q}) \rightarrow \ell^{\pm} \nu_{\ell^{\pm}} \gamma$, а также для исследования адронных распадов $V(q\bar{q}) \rightarrow P_1(q\bar{Q})P_2(Q\bar{q})$.

¹⁶Choi, H.-M., Ryu, H.-Y., Ji, Ch.-R. Spacelike and timelike form factors for the $(\pi^0, \eta, \eta') \rightarrow \gamma^* \gamma$ transitions in the light-front quark model / H.-M. Choi, H.-Y. Ryu, Ch.-R. Ji // Phys. Rev. D. – 2017. – Vol. 96. – P. 056008.

THANK YOU FOR YOUR ATTENTION!

Special thanks to the organizers of the conference for their support and the opportunity to speak at the conference!

V.V. Andreev

V. Yu. Haurysh

24/24

1 сентября 2023 г.