

В.Ю. Гавриш¹, В.В. Андреев²

¹УО «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», Гомель, Беларусь

²УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь

**РАСПАД $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ В ТОЧЕЧНОЙ ФОРМЕ
ПУАНКАРЕ-ИНВАРИАНТНОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ**

Введение

Изучение процессов распада адронов является удобным средством для понимания механизма взаимодействия кварков внутри адронов. Особый интерес в исследованиях такого рода представляют распады $V \rightarrow P\gamma^* \rightarrow P\ell^-\ell^+$ ме-

зонов легкого сектора (φ -мезонов), поскольку экспериментальные данные процессов такого рода были получены с высокой степенью точности [1].

Помимо наличия экспериментальных данных, указанные процессы удобны параметризацией матричного элемента: разделение на адронную и лептонную части дает возможность изучать механизм взаимодействия кварков посредством анализа различных форм-факторов, которые является функцией переданного импульса $t = q^2$.

Изучение таких процессов в рамках КХД, как квантовой теории, делается невозможным в силу групповых свойств теории; также, поведение константы КХД $\alpha_s(q^2)$ при малых энергиях делает теорию возмущений неприменимой к расчетам. Наличие вышеперечисленных трудностей привело к появлению непертурбативных КХД-подходов, таких как КХД на решетке [2], правила сумм [3] и др. (см. обзор [4]).

В теоретико-групповых исследованиях связанных систем интерес представляют методы, использующие группу Пуанкаре, на базе которой построена пуанкаре-инвариантная квантовая механика (ПИКМ) (см. обзор [5]). В настоящее время из трех форм ПИКМ для описания релятивистских связанных систем используется динамика на световом фронте [6], однако, в данной форме динамики существует ряд принципиальных трудностей. Авторы полагают, что точечная форма динамики, вследствие равенства 4-скоростей частиц с взаимодействием и без него, делает описание релятивистских составных систем наиболее эффективным. Основные черты точечной формы ПИКМ с КХД-мотивированным потенциалом были детально обсуждены в работах [7–9], поэтому мы сразу перейдем к описанию электромагнитных распадов в рамках данной модели.

1. Модель электромагнитных распадов

Матричный элемент перехода векторного мезона с 4-импульсом Q в псевдоскалярный мезон с 4-импульсом Q' с испусканием виртуального γ^* -кванта может быть параметризован с помощью 4-скоростей $V = Q/M_V$ и $V' = Q'/M_P$ следующим выражением:

$$g_{VP\gamma^*} K^\alpha(\mu) = (2\pi)^3 \frac{\sqrt{4V_0 V'_0}}{\sqrt{M_V M_P}} {}_P \langle \vec{Q}' | J^\alpha | \vec{Q} \rangle_V, \quad (1)$$

где введено обозначение $K^\alpha(\mu) = i\varepsilon^{\alpha\nu\rho\sigma} \varepsilon_\nu(\mu) V_\rho V'_\sigma$. Такая параметризация является естественной для точечной формы пуанкаре-инвариантной квантовой механики.

В данной работе будем рассматривать мезоны V и P как релятивистскую составную систему кварка и антикварка с конституэнтными массами m_q и $m_{\bar{q}}$ в рамках ПИКМ. В таком подходе данный распад обусловлен испусканием кварками γ^* -кванта, входящими в мезон V . Соответствующий данному переходу форм-фактор в обобщенной системе Брейта может быть представлен в виде [9]:

$$\begin{aligned}
g_{VP\gamma^*} = & \frac{1}{4\pi\sqrt{2MM'}} \sum_{v_1, v_1'} \int d\vec{k} \sqrt{\frac{3+4v_1(\mu-v_1)}{\omega_{m_q}(k)\omega_{m_{\bar{q}}}(k)}} v_2' \Psi(k) \left[\sqrt{\frac{\omega_{m_{\bar{q}}}(k_2)}{\omega_{m_q}(k_2)}} \Phi(k_2) \times \right. \\
& \times e_q \bar{u}_{v_1'}(\vec{k}_2, m_q) B^{-1}(\vec{u}_{\bar{q}'}) \frac{(\Gamma_1^\mu \cdot K_\mu^*)}{(K \cdot K^*)} u_{v_1}(\vec{k}, m_q) D_{-v_1', \mu-v_1}^{1/2}(\vec{n}_{w_2}(\vec{k}, \vec{u}_{\bar{q}'})) + \\
& + \sqrt{\frac{\omega_{m_q}(k_1)}{\omega_{m_{\bar{q}}}(k_1)}} \Phi(k_1) \times \\
& \left. \times e_{\bar{q}} \bar{v}_{\mu-v_1}(\vec{k}, m_{\bar{q}}) \frac{(\Gamma_2^\mu \cdot K_\mu^*)}{(K \cdot K^*)} B(\vec{u}_{\bar{q}'}) v_{-v_1}(\vec{k}, m_{\bar{q}}) D_{v_1', v_1}^{1/2}(\vec{n}_{w_1}(\vec{k}, \vec{u}_{\bar{q}'})) \right], \tag{2}
\end{aligned}$$

где вершина взаимодействия фотона с кварком определяется выражением

$$\Gamma_{1,2}^\mu = F_1(t) \gamma^\mu + i F_2(t) \frac{\sigma^{\mu\nu} (k_{1,2} - k)_\nu}{2m_{q,\bar{q}}}. \tag{3}$$

Форм факторы кварков нормированы в естественных единицах магнитного μ_q и аномального магнитного момента кварков κ_q [9].

Для исследования поведения $g_{VP\gamma^*}(t)$ при $t \neq 0$ введем форм факторы Сакса

$$G_E(t) = F_1(t) + F_2(t) \frac{t}{4m^2}, \quad G_M(t) = F_1(t) + F_2(t), \tag{4}$$

связь между которыми определяется соотношением (см., например, [9]):

$$G_E(t) = \frac{G_M(t)}{\mu_q} = G_D(t). \tag{5}$$

Выбирая функцию $G_D(t)$ в виде [4,5]

$$G_D(t) = \frac{1}{\ln(1-t r_q^2/6) + 1}, \quad r_q^2 = \frac{a}{m_q^2}, \tag{6}$$

с учетом выражений

$$\vec{k}_{1,2} = \vec{k} + \vec{u}_{\bar{q}'} ((\varpi + 1) \omega_{m_{q,\bar{q}}}(k) + \sqrt{\varpi^2 - 1} \cdot |\vec{k}| \cos \theta), \tag{7}$$

$$\omega_{m_{q,\bar{q}}} = \varpi \omega_{m_{q,\bar{q}}}(k) - |\vec{k}| \cos \theta \sqrt{\varpi^2 - 1}, \tag{8}$$

$$\vec{n}_{W_{2,1}} = -\frac{[\vec{k}, \vec{V}]}{\omega_{m_{q,Q}}(k) + m_{q,Q} - (\vec{k}\vec{V})}, \quad \vec{V} = \frac{\vec{Q}}{Q_0}, \quad (9)$$

$$\varpi = \frac{M_0^2 + M_0'^2 - t}{2M_0M_0'}, \quad M_0 = \omega_{m_q}(k) + \omega_{m_Q}(k) \quad (10)$$

получаем $g_{VP\gamma^*}$ как функцию переданного импульса t и конституентных масс кварков m_q и m_Q .

2. Численное моделирование поведения $g_{VP\gamma^*}(t)$

Процедура получения параметров модели, основанной на точечной форме ПИКМ, подробно была изложена в работе [8]. Используя интегральные представления для лептонных констант распада псевдоскалярных и векторных мезонов с учетом экспериментальных данных [11], получаем следующие ограничения для масс кварков и параметров волновой функции $\Phi(k, \beta) = 2 \exp(-k^2 / (2\beta^2)) / (\sqrt[4]{\pi} \beta^{3/2} \sqrt{3})$:

$$m_u = 0,240 \pm 0,002 \text{ ГэВ}, \quad m_d = 0,244 \pm 0,002 \text{ ГэВ}, \quad m_s = 0,462 \pm 0,021 \text{ ГэВ},$$

$$\theta_V = 30,43^0 \pm 2,00^0, \quad \theta_p = -12,24^0 \pm 2,00^0, \quad a = 0,18, \quad (11)$$

$$\beta_{uu} = \beta_{dd} = \beta_{ud} = 0,3287 \pm 0,0014 \text{ ГэВ}, \quad \beta_{ss} = 0,3347 \pm 0,0062 \text{ ГэВ}.$$

Подставляя значения (11) в выражение (2) с учетом соотношений (6)–(10) получаем зависимость $F_{VP\gamma^*}(t) = \frac{g_{VP\gamma^*}(t)}{g_{VP\gamma}(0)}$ для распада $\phi \rightarrow \eta\gamma^* \rightarrow \eta e^+ e^-$.

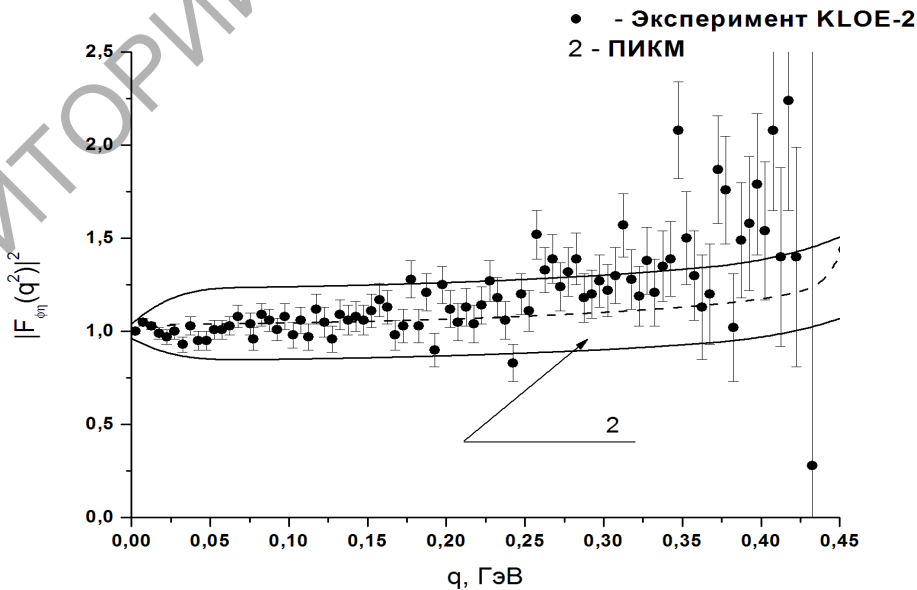


Рисунок 1 – Поведение форм фактора $|F_{\phi\eta e^+ e^-}(q^2)|^2$ для распада $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$

На рисунке 1 представлен сравнительный анализ экспериментальных данных работы [1] с теоретическими расчетами в рамках пуанкаре-ковариантной кварковой модели, основанной на точечной форме ПИКМ (область 2 получена с учетом экспериментальных и теоретических неопределенностей модели).

Отметим, что вплоть до $q = 0,35$ ГэВ сравнение модельных и экспериментальных результатов является удовлетворительным. Для области $q > 0,35$ ГэВ наблюдается некоторое отклонение от экспериментальных данных, однако большие экспериментальные погрешности в этой области не позволяют сделать однозначных выводов.

Заключение

В ходе работы было получено интегральное представление константы распада $V \rightarrow P\gamma^*$ в точечной форме ПИКМ. Сравнительный анализ показывает, что поведение форм фактора $F_{VP\gamma^*}(t) = \frac{g_{VP\gamma^*}(t)}{g_{VP\gamma^*}(0)}$ для распада $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ достаточно близко к экспериментальным данным, полученным в работе [1], что дает возможность использовать данную схему для анализа аналогичных распадов других мезонов.

Работа выполнена при поддержке Белорусского Республиканского фонда Фундаментальных Исследований.

Литература

1. Study of the Dalitz decay $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ with the KLOE detector / D. Babuscih [et al.] // Phys. Lett. B. – 2015. – Vol. 742. – P. 1–6.
2. Jansen, K. Meson masses and decay constants from unquenched lattice QCD / K. Jansen, C. McNeile // Phys.Rev. D. – 2009. – Vol. 80. – P. 1–36.
3. Dominguez, C.A. Introduction to QCD sum rules / C.A. Dominguez // Mod. Phys. Lett. – 2013. – Vol. A28. – P. 1–8.
4. Андреев, В.В. Пуанкаре-ковариантные модели двухчастичных систем с квантовополевым и потенциалами / В.В. Андреев // УО «ГГУ им. Ф. Скорины». – 2008. – 293 с.
5. Крутов, А.Ф. Мгновенная форма пуанкаре-инвариантной квантовой механики и описание структуры составных систем/ А.Ф. Крутов, В.Е. Троицкий // ЭЧАЯ. – 2009. – Т. 40. – С. 268–318.
6. Jaus, W. Relativistic constituent quark model of electroweak properties of light mesons / W. Jaus // Phys. Rev. D. – 1991. – Vol. 44. – P. 2851–2859.
7. Andreev, V.V. Nonperturbative region of effective strong coupling

[Electronic resource] / V.V. Andreev. – 2013. – Mode of access: <http://arxiv.org/pdf/hep-ph 1305.4266>. – Date of access: 14.08.2016.

8. Andreev, V.V. QCD coupling constant below 1 GeV in the Poincare-covariant model / V.V. Andreev // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. – 2011. – Vol. 8. – P. 347–355.

9. Andreev, V.V. Radiative decays of light vector mesons in Poincare invariant quantum mechanics / V.V. Andreev, V.Yu. Haurysh // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2016. – Vol. 678. – P. 1–5.

10. Perdrisat, C.F. Nucleon electromagnetic form-factors / C.F. Perdrisat, V. Punjabi, M. Vanderhaeghen // *Prog. Part. Nucl. Phys.* – 2007. – Vol. 58. – P. 694–764.

11. Review of particle physics / K.A. Olive [et al.] // *Chin. Phys. C*. – 2014. – Vol. 38. – P. 1–1677.