В.В. Андреев [1], В.Ю. Гавриш[2], А.Ф. Крутов[3]
[1]УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь
[2]УО «Гомельский государственный технический университет
имени П.О. Сухого», Гомель, Беларусь
[3]Самарский университет, Самара, Россия

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ФОРМ-ФАКТОР ПЕРЕХОДА $\omega \to \pi^0 \ell^+ \ell^-$ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Введение

С появлением современных экспериментальных данных по распадам псевдоскалярных и векторных мезонов [1-3] возродился интерес к изучению радиационных переходов легких адронов. Такие распады, как $V \to P\gamma$ и $V \to P\ell^+\ell^-$ наиболее удобны для апробации различных подходов и моделей: очевидно, что такие распады имеют простейший механизм взаимодействия конституентных кварков, и, как следствие, являются более удобным полигоном для исследования кваркового взаимодействия, чем адронные переходы псевдоскалярных и векторных мезонов. Из указанного следует, что такие процессы позволяют получить численную оценку не только различных форм-факторов адронов, но и оценить углы смешивания, а также дать численные расчеты по структуре кварков, входящих в мезон. Данная проблема особенно актуальна для мезонов легкого сектора, поскольку такие системы являются чисто релятивистскими, что позволяет оценить магнитные моменты кварков с высокой точностью.

Среди разнообразия подходов и моделей, служащих для описания релятивистских кварковых систем, особое место занимают модели, основанные на алгебре Пуанкаре: данные модели называют пуанкаре-ковариантными или релятивистскими моделями прямого взаимодействия частиц.

Из трех форм пуанкаре-инвариантной квантовой механики (ПиКМ) для решения задач по расчету наблюдаемых радиационных переходов, наиболее используемой, в силу особенностей коммутационных соотношений генераторов с взаимодействием и без него, является динамика на световом фронте. В работах, посвященных радиационным распадам, тем не менее, кварк полагается бесструктурной частицей, в отличие от мгновенной формы динамики, где в работах было показано, что для совпадения расчетов с экспериментальными данными необходимо учитывать аномальный магнитный момент кварка. Данная идея не нова, поскольку в работах по анализу барионных наблюдаемых были введены аномальные магнитные моменты.

Из большого количества работ, посвященных использованию пуанкаре-инвариантной механики, из трех форм ПиКМ, точечная форма динамики менее используема для расчетов экспериментальных характеристик мезонов. Несмотря на развитый математический аппарат по расчету электромагнитных форм-факторов мезонов и успешное применение для расчета барионных наблюдаемых в рамках точечной формы ПиКМ, существенные отличия для мезонов легкого сектора повлекло к появлению различных модификаций данной формы (см. [4, 5]). Из указанного выше следует, что развитие данной формы динамики с последующим применением для расчетов наблюдаемых переходов является актуальной задачей физики связанных состояний.

В данной работе, авторы, используя разработанную методику расчета наблюдаемых в точечной форме ПиКМ и полученные параметры модели, изучают поведение форм-факторов легких нейтральных мезонов. Отметим, что параметры модели в данной статье не анализируются: статья носит вычислительный характер. В разделе **1** авторы резюмируют полученные ранее параметры модели, в разделе **2** кратко обсуждается схемы смешивания легких нейтральных мезонов, в разделе **3** – получено поведение форм-фактора $\left|\frac{g_{VP\gamma^*}(q^2)}{g_{VP\gamma}(0)}\right|^2$ для распада $\omega \to \pi^0 \ell^+ \ell^-$ при различных переданных импульсах лептонной паре q.

1. Параметры модели, основанной на точечной форме ПиКМ

Процедура получение параметров модели с использованием интегральных представлений распадов $P \to \ell \nu_\ell$, $V \to \ell^+ \ell^-$ и константы псевдоскалярной плотности g_P подробно изложена в [6], поэтому в данной работе приведем полученные результаты для осцилляторной волновой функции

$$\Phi(k, \beta^I_{q\bar{Q}}) = \frac{2}{\pi^{1/4}\left(\beta^I_{q\bar{Q}}\right)^{3/2}} \exp\left[-\frac{k^2}{2\left(\beta^I_{q\bar{Q}}\right)^2}\right], \quad I = P, V: \tag{1.1}$$

$$m_u = (219{,}48 \pm 9{,}69)\ \text{МэВ},\ m_d = (221{,}97 \pm 9{,}69)\ \text{МэВ},\ m_s = (416{,}95 \pm 61{,}2)\ \text{МэВ},$$
$$\beta^P_{u\bar{d}} = (367{,}93 \pm 25{,}10)\ \text{МэВ},\ \beta^V_{u\bar{d}} = (311{,}95 \pm 2{,}14)\ \text{МэВ},$$
$$\beta^P_{u\bar{s}} = (375{,}53 \pm 19{,}66)\ \text{МэВ},\ \beta^V_{u\bar{s}} = (313{,}62 \pm 24{,}22)\ \text{МэВ}. \tag{1.2}$$

Для дальнейших вычислений, полагая, что изотопическая симметрия кварков u и d слабо нарушена, имеем

$$\beta^V_{u\bar{u}} = \beta^V_{u\bar{d}} - \Delta\beta_{u\bar{d}},\ \beta^V_{d\bar{d}} = \beta^V_{u\bar{d}} + \Delta\beta_{u\bar{d}}, \beta^V_{d\bar{s}} = \beta^V_{u\bar{s}} + \Delta\beta_{u\bar{d}}, \beta^P_{d\bar{s}} = \beta^P_{u\bar{s}} + \Delta\beta_{u\bar{d}}, \tag{1.3}$$

где $\Delta\beta_{u\bar{d}} = m_d - m_u = (2{,}5 \pm 0{,}2)$ МэВ.

Полученные результаты расчетов были проанализированы в работе [6], поэтому мы сразу переходим к описанию процедуры смешивания векторных мезонов.

2. Схемы смешивания векторных мезонов

В физических приложениях наиболее часто используемы следующие схемы базисы для смешивания:

$$\begin{cases} \psi_1 = 1/\sqrt{2}\,|u\bar{u} - d\bar{d}\rangle, \\ \psi_2 = 1/\sqrt{2}\,|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle, \\ \psi_s = |s\bar{s}\rangle \end{cases} \quad \text{и} \quad \begin{cases} \psi_1 = 1/\sqrt{2}\,|u\bar{u} - d\bar{d}\rangle, \\ \psi_8 = 1/\sqrt{6}\,|u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}\rangle, \\ \psi_s = 1/\sqrt{3}\,|u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\rangle. \end{cases} \tag{2.1}$$

В данной работе предполагается, что оба базиса дают эквивалентное описание смешивания кварковых состояний в векторных мезонах.

В итоге состояния векторных мезонов определяются выражениями:

$$\begin{cases} |\phi\rangle = \cos\phi_V\ \psi_q - \sin\phi_V\ \psi_q = \cos\theta_V\ \psi_8 - \sin\theta_V\ \psi_1, \\ |\omega\rangle = \sin\phi_V\ \psi_q + \cos\phi_V\ \psi_q = \sin\theta_V\ \psi_8 + \cos\theta_V\ \psi_1, \\ |\rho^0\rangle = \psi_1, \end{cases} \tag{2.2}$$

где углы смешивания ϕ_V и θ_V связаны соотношением

$$\theta_V = \varphi_V - \arctan\sqrt{2}. \tag{2.3}$$

3. Моделирование поведения форм-фактора $\omega \to \pi^0 \ell^+ \ell^-$

Процедура получения интегрального представления константы распада $V \to P\gamma^*$ подробно изложена в [10], поэтому здесь мы приведем только конечное выражение:

$$\begin{aligned} g_{VP\gamma^*}(q^2) &= \frac{1}{4\pi}\sum_{\nu_1,\nu_1'}\int dk \sqrt{\frac{3+4\nu_1(\lambda_V-\nu_1)}{4}}\frac{\nu_1'}{\sqrt{M_0(k)}}\Phi\left(k,\beta^V_{q\bar{Q}}\right)\sqrt{\frac{1}{\omega_{m_q}(k)\omega_Q(k)}}\times \\ &\times\left(e_q\sqrt{\frac{\omega_{m_Q}(k_2)}{\omega_{m_q}(k_2)}}\bar{u}_{\nu_1'}(k_2,m_q)B(\upsilon_Q)(K^*(\lambda_V)\cdot\Gamma_q)u_{\nu_1}(k,m_q)\frac{1}{\sqrt{\varpi_{12}^2(k,t)-1}}\frac{\Phi^*\left(k_2,\beta^P_{q\bar{Q}}\right)}{\sqrt{M_0(k_2)}}\times\right. \\ &\times D_{-\nu_1',\lambda_V-\nu_1}\left(n_{W_2}(k,\upsilon_Q)\right)\frac{1}{\sqrt{\varpi_{12}^2(k,t)-1}}\frac{\Phi^*\left(k_2,\beta^P_{q\bar{Q}}\right)}{\sqrt{M_0(k_2)}}D_{-\nu_1',\lambda_V-\nu_1}\left(n_{W_2}(k,\upsilon_Q)\right)+e_{\bar{Q}}\sqrt{\frac{\omega_{m_q}(k_1)}{\omega_{m_{\bar{Q}}}(k_1)}}\times \\ &\left.\times\bar{\upsilon}_{\lambda_V-\nu_1}\left(k,m_{\bar{Q}}\right)B(-\upsilon_Q)(K^*(\lambda_V)\cdot\Gamma_{\bar{Q}})\upsilon_{-\nu_1'}\left(k_1,m_{\bar{Q}}\right)\times\frac{1}{\sqrt{\varpi_{12}^2(k,t)-1}}\frac{\Phi^*\left(k_1,\beta^P_{q\bar{Q}}\right)}{\sqrt{M_0(k_1)}}D_{\nu_1',\nu_1}\left(n_{W_1}(k,\upsilon_Q)\right)\right). \end{aligned} \tag{3.1}$$

В выражении (3.1)

$$\upsilon_Q = \frac{V_Q}{V_0}, n_{W_{2,1}}(k, \upsilon_Q) = -\frac{\lfloor k \times V_Q \rfloor}{\omega_{m_{q,\bar{Q}}}(k) + m_{q,\bar{Q}} - (kV_Q)},$$

$$\Gamma_{q,\bar{Q}} = F_1(q^2)\gamma^\mu + \frac{1}{2m_{q,\bar{Q}}} F_2(q^2)\sigma^{\mu\nu} q_\nu,\ K(\lambda_V) = \sqrt{\frac{\varpi_{12}(k,t)-1}{2}}\{0, \lambda_V, i, 0\}, \tag{3.2}$$

$$k_{1,2} = k \pm \upsilon_Q \left((\varpi_{12}(k,t)+1)\omega_{m_{q,\bar{Q}}}(k) - k\sqrt{\varpi_{12}^2(k,t)-1}\cos\theta_k \right),$$

где $q^2 = t = (Q - Q')^2$. Используя параметризацию форм-факторов [11]

$$F_1(q^2) = \frac{e_q}{1 - \frac{a}{6\,m_q^2}t},\ F_2(q^2) = \frac{e_q\ \kappa_q}{\left(1 - \frac{a}{12\,m_q^2}t\right)^2}, \tag{3.3}$$

получаем поведение $\left|\frac{g_{VP\gamma^*}(q^2)}{g_{VP\gamma}(0)}\right|^2$ для распада $\omega \to \pi^0 \ell^+ \ell^-$ при различных значениях переданного импульса q, представленное на рисунке 1.

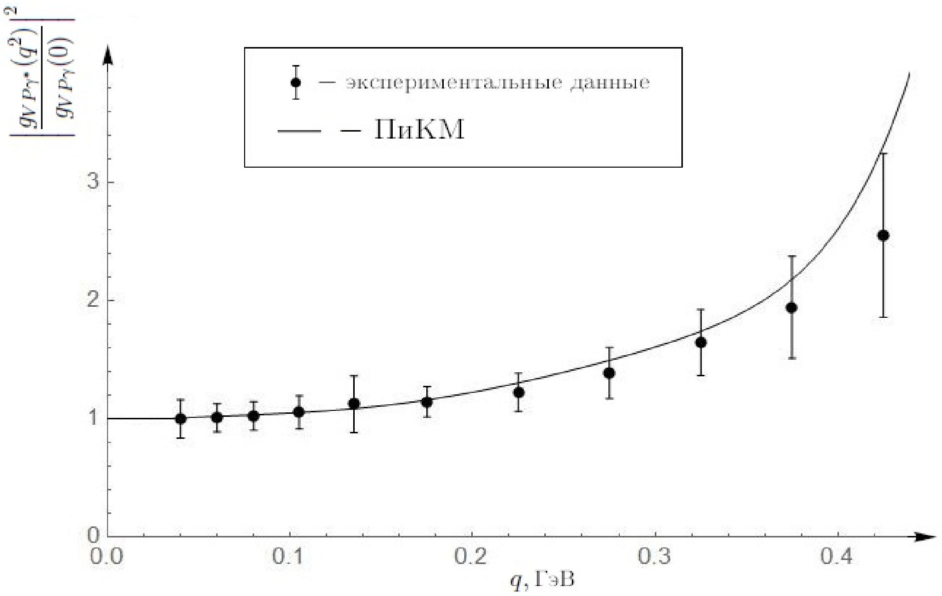

Рисунок 1 – Поведение форм-фактора распада $\omega \to \pi^0 \ell^+ \ell^-$ при различных q. Экспериментальные данные взяты из [3]

Значение параметра a в (3.3) принимаем $a = 0,3$, как и в работе [11]; угол смешивания векторных мезонов, следуя [7], при расчетах принимался равным $\theta_V = (31,92 \pm 0,2)^\circ$. Исходя из вычислений, очевидно, что для $q \in [0,\ 0,45)$ ГэВ предложенная в работе релятивистская кварковая модель удовлетворительно описывает современные экспериментальные данные.

Заключение

В ходе работы было изучено поведение константы распада $V \to P\gamma^{*}$ в точечной форме ПиКМ. Сравнительный анализ показывает, что полученное в рамках релятивистской кварковой модели поведение форм-фактора $\left|\frac{g_{VP\gamma^{*}}(q^2)}{g_{VP\gamma}(0)}\right|^2$ описывает современные экспериментальные данные, что делает предложенную модель самосогласованной: полученное в работе поведение форм-факторов согласуется с экспериментом при параметрах модели, описывающие радиационные и лептонные распады легких мезонов.

Работа выполнена при поддержке Белорусского Республиканского фонда Фундаментальных Исследований.

Литература

1. Babusci, D. Stydy of the Dalitz decay $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ with the KLOE detector / D.Babuscih, I.Balwierz-Pytkog, G.Bencivennih [and etc.] // Phys. Lett. B. – 2015. –Vol. 742. – P. 1–6.

2. Anastasi, A. Measurement of the $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ transition form factor with the KLOE detector / A. Anastasi [KLOE] // Phys. Lett. B. – 2016. – Vol. 752. – P. 362–367.

3. Adlarson, P. Measurement of the $\omega \to \pi^0 e^+ e^-$ and $\eta \to e^+ e^-$ Dalitz decays with the A2 setup at MAMI / P. Adlarson [MAMI] // Phys. Rev. C. – 2017. – Vol. 95. – P. 035208.

4. Desplanques, B. Dirac's inspired point form and hadron form factors / B. Desplanques // Nuclear Physics A. – 2005. – Vol. 755. – P. 303–306.

5. Melde, T. Spectator-model operators in point-form relativistic quantum mechanics / T. Melde, L. Canton, W. Plessas, R. F. Wagenbrunn // Eur. Phys. J. A. –2005. – Vol. 25. – P. 97–105.

6. Andreev, V. Constituent quark masses in Poincaré-invariant quantum mechanics / V. Andreev, V. Haurysh // J. Phys. Conf. Ser. – 2016. – Vol. 938. – P. 012030.

7. Amelino-C.G. Physics with the KLOE-2 experiment at the upgraded DAFNE / G. Amelino-Camelia [KLOE] // Eur. Phys. J. – 2010. – Vol. C68. – P. 619–681.

8. Ambrosino, F. Measurement of the pseudoscalar mixing angle and eta-prime gluonium content with KLOE detector / F. Ambrosino [KLOE] // Phys. Lett. – 2007. – Vol. B648. – P. 267–273.

9. Feldmann, T. Mixing and decay constants of pseudoscalar mesons:

The Sequel / T. Feldmann, P. Kroll, B. Stech // Phys. Lett. – 1999. – V. B449. – P. 339–346.

10. Andreev, V. Radiative decays of light vector mesons in Poincare invariant quantum mechanics/ V. Andreev, V. Haurysh // J. Phys. Conf. Ser. – 2016. –Vol. 678. – P. 012041.

11. Petronzio, R. Possible evidence of extended objects inside the proton/ R. Petronzio, S. Simula, G. Ricco // Phys. Rev. D. – 2003. – Vol. 67. – P. 094004.