Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 9, с. 655 – 659

Исследование резонансов $f_2(1270)$ и $a_2(1320)$ в $\gamma^*(Q^2)\gamma$-столкновениях

Н. Н. Ачасов[1)], А. В. Киселев, Г. Н. Шестаков

Лаборатория теоретической физики, Институт математики им. Соболева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 11 сентября 2015 г.

Обсуждаются исследования Q^2-зависимости сечений рождения $f_2(1270)$- и $a_2(1320)$-резонансов в $\gamma^*(Q^2)\gamma$-столкновениях на действующих и вступающих в строй коллайдерах с большой светимостью. С ростом Q^2 в реакциях $\gamma^*(Q^2)\gamma \to f_2(1270)$ и $\gamma^*(Q^2)\gamma \to a_2(1320)$ происходит смена доминирующей спиральной амплитуды. Это обусловлено наступлением при больших Q^2 КХД-асимптотики. Показано, что переход к КХД-асимптотике в амплитудах $\gamma^*(Q^2)\gamma \to f_2(1270), a_2(1320)$ обеспечивается компенсацией в Q^2-канале вкладов основных векторных состояний ρ и ω вкладами их радиальных возбуждений.

DOI: 10.7868/S0370274X15210018

Физика фотон-фотонных столкновений, вступившая в эру сверхвысокой статистики, предоставляет уникальные возможности для исследований внутренней (кварк-глюонной) структуры адронов [1–4]. Так, в недавних экспериментах коллаборации Belle по реакциям $\gamma\gamma\to\pi^+\pi^-$ [5, 6], $\gamma\gamma\to\pi^0\pi^0$ [7] и $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$ [8], была окончательно установлена малость ширин двухфотонных распадов скалярных $f_0(980)$- и $a_0(980)$-резонансов, свидетельствующая в пользу их четырехкварковой структуры [9–11][2)].

Измерения ширин двухфотонных распадов легких псевдоскалярных мезонов $P = \pi^0, \eta, \eta'$ в $\gamma\gamma$-столкновениях [1] и переходных формфакторов $F_{\gamma^*\gamma\to P}(Q^2)$ в $\gamma^*(Q^2)\gamma$-столкновениях ($\gamma^*(Q^2)$ (далее просто γ^*) обозначает фотон с виртуальностью $-Q^2$), выполненные коллаборациями CELLO [12], CLEO [13], BaBar [14, 15] и Belle [16], позволили провести критическую проверку расчетов процессов при больших Q^2, основанных на квантовой хромодинамике (КХД).

В столкновениях реальных фотонов наблюдается интенсивное рождение классических тензорных $q\bar{q}$-резонансов: $f_2(1270)$ в реакциях $\gamma\gamma\to\pi^+\pi^-$ [5, 6, 17, 18] и $\gamma\gamma\to\pi^0\pi^0$ [7, 19], $a_2(1320)$ в реакциях $\gamma\gamma\to\pi^0\eta$ [8, 20] и $\gamma\gamma\to\pi^+\pi^-\pi^0$ [21–25] (см. рис. 1). Это обстоятельство является хорошей основой для начала подробных исследований Q^2-зависимости сечений рождения $f_2(1270)$- и $a_2(1320)$-резонансов в $\gamma^*\gamma$-столкновениях на коллайдерах с большой светимостью. (В настоящее время наибольшая светимость, $\approx 2\cdot 10^{34}$ см$^{-2}\cdot$ с$^{-1}$ достигнута на e^+e^--коллайдере KEKB в Японии [1, 4]. На модернизированном коллайдере SuperKEKB планируется иметь светимость $8\cdot 10^{35}$ см$^{-2}\cdot$ с$^{-1}$ [1, 3].)

Перейдем к подробному обсуждению.

В $\gamma\gamma$-столкновениях $f_2(1270)$- и $a_2(1320)$-резонансы могут рождаться в состояниях со спиральностью $\lambda=0$ и ±2. Спиральность λ определяется в системе покоя резонанса. В этой системе $\lambda=\lambda_1-\lambda_2$, где λ_1 и λ_2 – спиральности сталкивающихся фотонов. Результаты опытов с высокой статистикой [6–8, 17–19, 23–25] говорят о том, что вероятность рождения $f_2(1270)$ и $a_2(1320)$ в состояниях с $\lambda=\pm2$ в $\gamma\gamma$-столкновениях составляет $\gtrsim 95\,\%$.

Этот замечательный экспериментальный факт естественным образом воспроизводит эффективный калибровочно-инвариантный лагранжиан, который описывает рождение тензорных мезонов реальными фотонами только с противоположными спиральностями [10, 26, 27]:

$$L = g_{T\gamma\gamma}T_{\mu\nu}F_{\mu\sigma}F_{\nu\sigma}, \tag{1}$$

где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ – тензор электромагнитного поля A_μ, $T_{\mu\nu}$ – поле тензорного мезона T ($T=f_2(1270)$, $a_2(1320)$), $T_{\mu\nu}=T_{\nu\mu}$, $T_{\mu\mu}=0$, $\partial_\mu T_{\mu\nu} = 0$, $g_{T\gamma\gamma}$ – константа взаимодействия T-мезона с

[1)]e-mail: achasov@math.nsc.ru

[2)]В 1982 г. для двухфотонных ширин распадов $f_0(980)$- и $a_0(980)$-мезонов в четырехкварковой модели MIT-мешка было сделано предсказание $\Gamma(f_0(980)\to\gamma\gamma)\approx\Gamma(a_0(980)\to\gamma\gamma)\approx 0.27$ кэВ [9, 10]. В обзоре Particle Data Group за 2014 г. [1] приводятся следующие экспериментальные данные: $\Gamma(f_0(980)\to\gamma\gamma)\approx 0.29$ кэВ и $\Gamma(a_0(980)\to\gamma\gamma)\approx 0.3$ кэВ, что на порядок меньше ширины распада тензорного двухкваркового резонанса $\Gamma(f_2(1270)\to\gamma\gamma)\approx 3$ кэВ. Экспериментально исключено предсказание идеальной двухкварковой модели: $\Gamma(f_0(980)\to\gamma\gamma)/\Gamma(a_0(980)\to\gamma\gamma) = 25/9$.

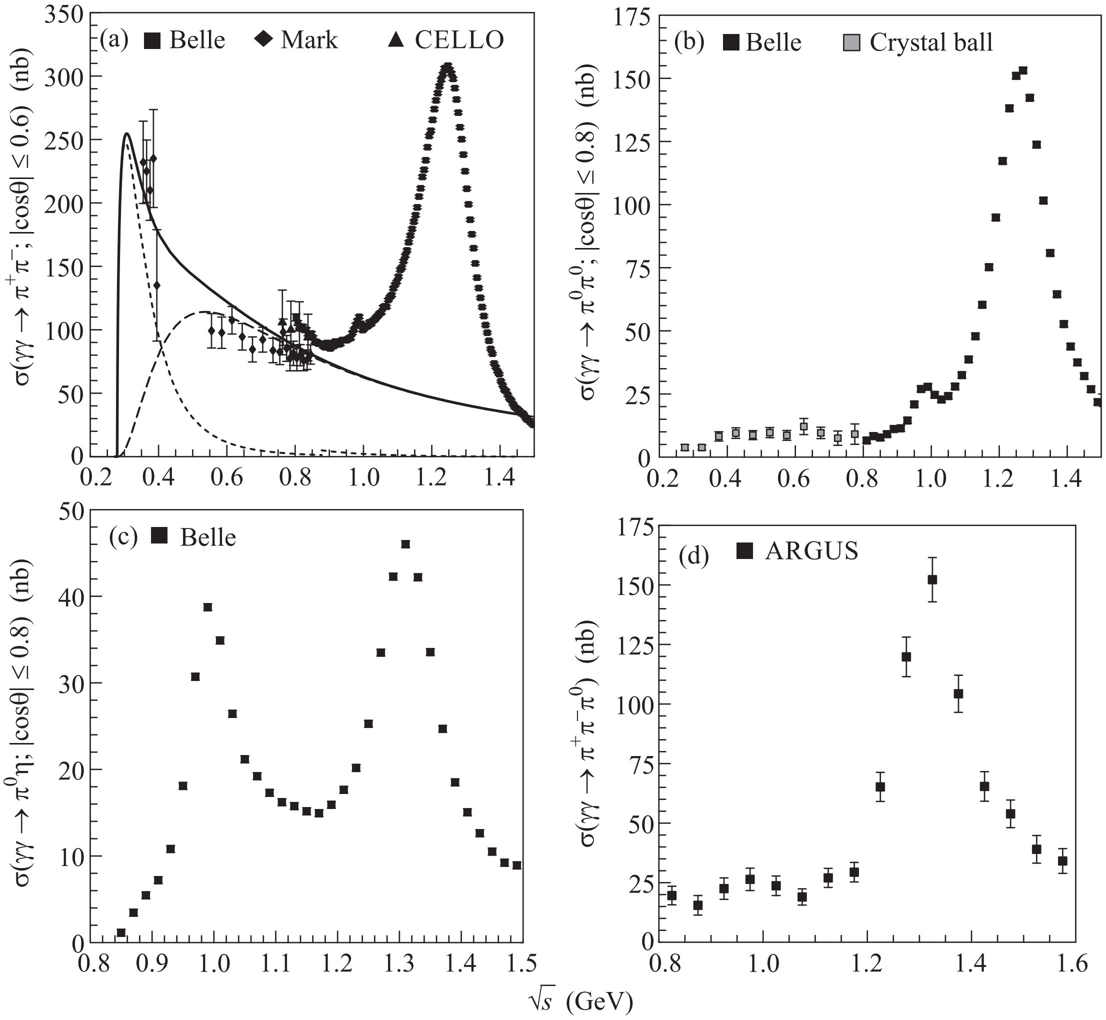

Рис. 1. (a) – Сечение $\gamma\gamma \to \pi^+\pi^-$ [5, 6, 17, 18]. Сплошной, пунктирной и штриховой кривыми показаны сечение $\gamma\gamma \to \pi^+\pi^-$, отвечающее механизму элементарного однопионного обмена, и его составляющие со спиральностями $|\lambda| = 0$ и 2 соответственно. (b) – Сечение $\gamma\gamma \to \pi^0\pi^0$ [7, 19]. (c) – Сечение $\gamma\gamma \to \pi^0\eta$ [8]. (d) – Сечение $\gamma\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0$ [23]. Величина $\sqrt{s}$ – инвариантная масса системы $\gamma\gamma$ или системы конечных мезонов; θ – полярный угол вылета конечного π-мезона в системе центра масс $\gamma\gamma$. Из-за малости физического фона под $f_2(1270)$- и $a_2(1320)$-пиками предпочтительнее выглядят реакции $\gamma\gamma \to \pi^0\pi^0$ (b) и $\gamma\gamma \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (d)

тензором энергии-импульса электромагнитного поля.

Лагранжиан (1) позволяет однозначно предсказать иерархию зависимостей спиральных амплитуд $\gamma^*\gamma \to T$ – вершинных функций $V^{(\lambda)}_{\lambda_1,\lambda_2}(T;\, s, Q^2) = V^{(-\lambda)}_{-\lambda_1,-\lambda_2}(T;\, s, Q^2)$ от Q^2 [26, 28]:

$$V^{(2)}_{1,-1}(T;\, s, Q^2) = V_T(s, Q^2)\left(1 + \frac{Q^2}{s}\right), \qquad (2)$$

$$V^{(1)}_{1,0}(T;\, s, Q^2) = V_T(s, Q^2)\sqrt{\frac{Q^2}{2s}}\left(1 + \frac{Q^2}{s}\right), \qquad (3)$$

$$V^{(0)}_{1,1}(T;\, s, Q^2) = -V_T(s, Q^2)\frac{Q^2}{\sqrt{6}s}\left(1 + \frac{Q^2}{s}\right). \qquad (4)$$

Здесь $s = (q_1 + q_2)^2$, q_1 и q_2 – 4-импульсы сталкивающихся фотонов, $q_1^2 = 0$, $q_2^2 = -Q^2$,

$$V_T(s, Q^2) = g_{T\gamma\gamma}\, s\, F_T(Q^2)/2, \quad F_T(0) = 1, \qquad (5)$$

$$g_{T\gamma\gamma}\, s = 2V^{(2)}_{1,-1}(T;\, s, 0) = \sqrt{320\,\pi\,\sqrt{s}\,\Gamma_{T\to\gamma\gamma}(s)}, \qquad (6)$$

$F_T(Q^2)$ – общий для всех вершин формфактор, не имеющий кинематических особенностей.

При $Q^2 \to 0$ вершина $V^{(1)}_{1,0}(T;\, s, Q^2)$ исчезает как $\sqrt{Q^2}$ в силу калибровочной инвариантности. Вершина $V^{(0)}_{1,1}(T;\, s, Q^2)$ при $Q^2 \to 0$ исчезает пропорционально Q^2 в силу указанного выбора взаимодействия, которое воспроизводит установленный на опыте факт доминантности вершины $\gamma\gamma \to T$ с $\lambda = 2$ ($V^{(2)}_{1,-1}(T;\, s, 0)$, см. (6)).

При малых Q^2 доминантность $V^{(2)}_{1,-1}(T;\, s, Q^2)$ над $V^{(1)}_{1,0}(T;\, s, Q^2)$ и $V^{(0)}_{1,1}(T;\, s, Q^2)$, конечно, сохраняется. Однако при больших Q^2 ситуация принципиально меняется, так как асимптотически

$$V^{(2)}_{1,-1}(T;\, s, Q^2) \sim F_T(Q^2)\, Q^2, \tag{7}$$

$$V^{(1)}_{1,0}(T;\, s, Q^2) \sim F_T(Q^2)\, Q^3, \tag{8}$$

$$V^{(0)}_{1,1}(T;\, s, Q^2) \sim F_T(Q^2)\, Q^4 \tag{9}$$

и доминирующей становится вершина $\gamma^*\gamma \to T$ с $\lambda = 0$.

На основе партонной модели [29] и анализа жестких эксклюзивных процессов в КХД [30, 31] было установлено, что при больших Q^2 амплитуда рождения тензорных мезонов в состояниях с $\lambda = 0$ (в системе центра масс $\gamma^*\gamma$) выходит на постоянное значение (с логарифмической точностью), а остальные амплитуды степенным образом подавлены. Отсюда следует, что при больших Q^2 формфактор $F_T(Q^2) \sim 1/Q^4$. В рамках обобщенной модели векторной доминантности (GVDM) такое поведение формфактора обеспечивается компенсацией в Q^2-канале вкладов основных и возбужденных состояний векторных мезонов: $V = \rho, \omega, \phi$, $V' = \rho', \omega', \phi'$, $V'' = \rho'', \omega'', \phi''$ и т.д. [28].

Интересно хотя бы грубо выяснить, как быстро могут меняться угловые распределения в реакциях $\gamma^*\gamma \to f_2(1270) \to \pi\pi$, $\gamma^*\gamma \to a_2(1320) \to \pi^0\eta$ и $\gamma^*\gamma \to a_2(1320) \to \rho^\pm\pi^\mp \to \pi^+\pi^-\pi^0$ с ростом Q^2 в области от 0 до 40 ГэВ^2 (в случае процессов $\gamma^*\gamma \to \pi^0$, η, η' асимптотический режим при $Q^2 \approx 40$ ГэВ^2, по-видимому, уже наступает).

Положим $m_\rho = m_\omega$, $m_{\rho'} = m_{\omega'}$ и т.д. Будем также считать, что изоскалярный резонанс $f_2(1270)$ не содержит странных валентных кварков (как и мезоны ω, ω' и т.д.). Тогда в GVDM простейшее выражение для $F_T(Q^2)$ с требуемой асимптотикой имеет вид

$$F_T(Q^2) = \frac{1}{(1 + Q^2/m^2_\rho)(1 + Q^2/m^2_{\rho'})}. \tag{10}$$

На рис. 2 показаны зависимости нормированных вершинных функций $2|V^{(\lambda)}_{\lambda_1,\lambda_2}(T;\, m^2_T, Q^2)|/(g_{T\gamma\gamma} m^2_T)$ от Q^2, построенные по формулам (2)–(6) и (10) при $m_\rho = 0.775$ ГэВ, $m_{\rho'} = 1.465$ ГэВ и $s = m^2_T$. Как видно из рисунка, главная при $Q^2 = 0$ вершинная функция со спиральностью $\lambda = 2$ быстро вымирает с ростом Q^2. При $Q^2 \gtrsim 10$ ГэВ^2 главной становится вершинная функция с $\lambda = 0$, которая уже мало отличается от своего асимптотического значения.

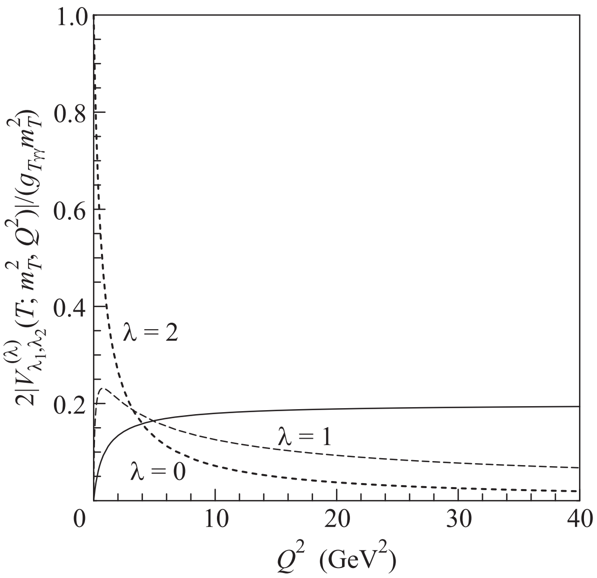

Рис. 2. Зависимости нормированных вершинных функций $2|V^{(\lambda)}_{\lambda_1,\lambda_2}(T;\, m^2_T, Q^2)|/(g_{T\gamma\gamma} m^2_T)$ от Q^2, построенные согласно формулам (2)–(6) и (10). Для $f_2(1270)$- и $a_2(1320)$-резонансов они практически совпадают, так как $m_{f_2} \approx m_{a_2}$

Угловые распределения в дифференциальных сечениях реакций $\gamma^*\gamma \to f_2(1270) \to \pi\pi$ [26], $\gamma^*\gamma \to a_2(1320) \to \pi^0\eta$ и $\gamma^*\gamma \to a_2(1320) \to \rho^\pm\pi^\mp \to \pi^+\pi^-\pi^0$ перестраиваются с ростом Q^2 с той же скоростью. В сечениях $\gamma^*\gamma \to f_2(1270) \to \pi\pi$ и $\gamma^*\gamma \to a_2(1320) \to \pi^0\eta$, проинтегрированных по азимутальному углу вылета конечного π-мезона в системе центра масс реакции, происходит переход от распределения $\sin^4\theta$ при $Q^2 = 0$, соответствующего распаду промежуточного тензорного резонанса с $\lambda = \pm 2$, к распределению $\frac{2}{3}(3\cos^2\theta - 1)^2$ при больших Q^2, соответствующему распаду из состояния с $\lambda = 0$ (указанные распределения одинаково нормированы). Распадам из состояний с $\lambda = \pm 1$ отвечает распределение $4\cos^2\theta\sin^2\theta$.

Сечение реакции $\gamma^*\gamma \to a_2(1320) \to \rho^\pm\pi^\mp \to \pi^+\pi^-\pi^0$ описывается двумя диаграммами. Поэтому общий вид угловых распределений для вкладов с $\lambda = \pm 2$, ± 1 и 0 оказывается довольно громоздким. Эти распределения весьма чувствительны к спиральности $a_2(1320)$-резонанса. Они исчерпывающе описаны в [21–25]. Проиллюстрируем ситуацию на примере вклада одной диаграммы $\gamma^*\gamma \to a_2(1320) \to \rho^+\pi^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Для нее угловые распределения (проинтегрированные по азимутальному углу вылета конечного π^--мезона), отвечающие $\lambda = \pm 2$, ± 1 и 0, имеют вид

$$\sin^2\theta_{\rho^+} \sin^2\theta_{\pi^+} (\cos^2\theta_{\rho^+} \sin^2\varphi_{\pi^+} + \cos^2\varphi_{\pi^+}), \tag{11}$$

$$\sin^2\theta_{\pi^+}[\sin^2\varphi_{\pi^+}(2\cos^2\theta_{\rho^+}-1)^2+\cos^2\varphi_{\pi^+}\cos^2\theta_{\rho^+}], \quad (12)$$

$$6\sin^2\theta_{\rho^+}\sin^2\theta_{\pi^+}\cos^2\theta_{\rho^+}\sin^2\varphi_{\pi^+}, \quad (13)$$

где θ_{ρ^+} – полярный угол вылета ρ^+ в системе центра масс $\gamma^*\gamma$ с осью z в направлении импульса одного из фотонов, углы θ_{π^+} и φ_{π^+} описывают распад ρ^+ в его спиральной системе (φ_{π^+} отсчитывается от плоскости, образованной импульсами ρ^+ и фотонов). С ростом Q^2 распределение (11) будет замещаться распределением (13).

Отметим, что при обработке реальных данных может возникнуть необходимость использования формфакторов более общего вида, чем формфактор в (10), например

$$F_T(Q^2)=\frac{1+\xi Q^2}{(1+Q^2/m^2_\rho)(1+Q^2/m^2_{\rho'})(1+Q^2/m^2_{\rho''})} \quad (14)$$

с нежестко фиксированными массами $m_{\rho'}$ и $m_{\rho''}$ и дополнительным свободным параметром ξ.

Отклонения от описанной выше картины в принципе возможны, так как рождение тензорных мезонов в $\gamma^*\gamma$-столкновениях в общем случае может описываться тремя независимыми инвариантными амплитудами. Однако заложенный в наш сценарий хорошо установленный на опыте факт доминантности состояний с $\lambda=\pm2$ в столкновениях реальных фотонов позволяет надеяться, что эти отклонения будут минимальны.

Итак, в результате опытов в реакциях $\gamma^*\gamma\to\to f_2(1270)$ и $\gamma^*\gamma\to a_2(1320)$ будут проверены теоретические предсказания о смене с ростом Q^2 доминирующей спиральной амплитуды. Динамику этой смены можно отследить в реакциях $\gamma^*\gamma\to f_2(1270)\to\to\pi\pi$, $\gamma^*\gamma\to a_2(1320)\to\pi^0\eta$ и $\gamma^*(Q^2)\gamma\to a_2(1320)\to\rho^\pm\pi^\mp\to\pi^+\pi^-\pi^0$ по изменению угловых распределений мезонов в конечном состоянии. При этом для каждого из мезонов $f_2(1270)$ и $a_2(1320)$ будет получена информация о трех переходных формфакторах, отвечающих значениям спиральности $\gamma^*\gamma$-системы $\lambda=2$, 1 и 0, которая явится решающей для отбора динамических моделей.

Мы показали, что переход к КХД-асимптотике в амплитудах $\gamma^*(Q^2)\gamma\to f_2(1270), a_2(1320)$ обеспечивается компенсацией в Q^2-канале вкладов основных векторных состояний ρ и ω вкладами их радиальных возбуждений.

Совсем недавно коллаборация Belle представила первые данные о процессе $\gamma^*(Q^2)\gamma\to f_2(1270)$, полученные при исследовании дифференциального сечения реакции $\gamma^*\gamma\to f_2(1270)\to\pi^0\pi^0$ в области Q^2 от 0 до 30 ГэВ^2 [32]. На рис. 3 приведено сравне-

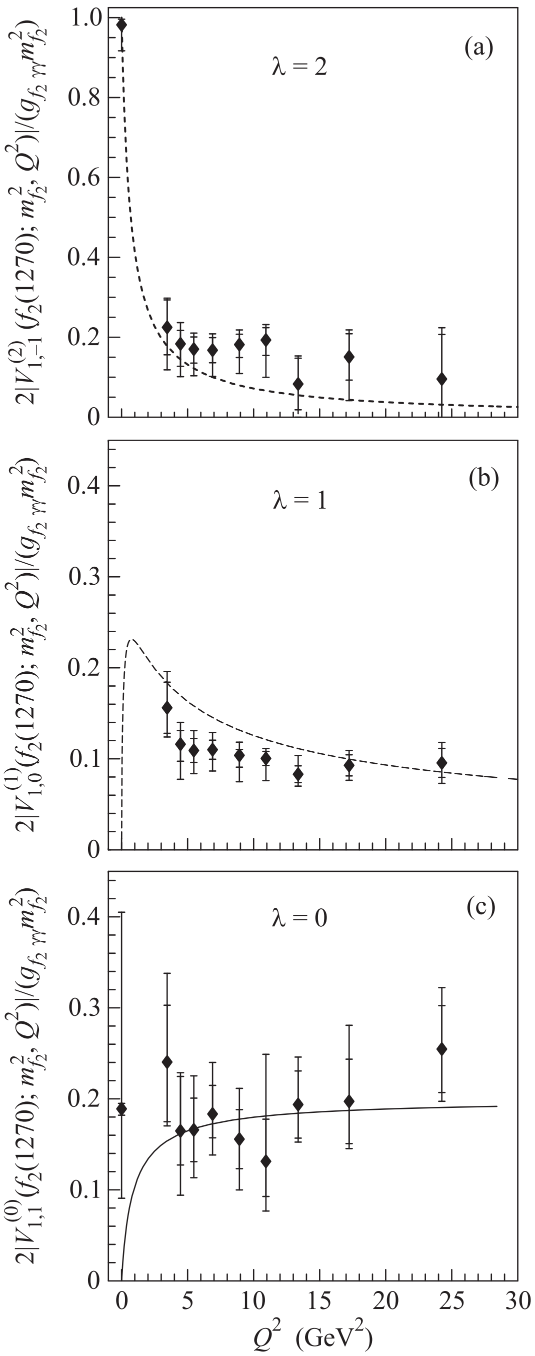

Рис. 3. Сравнение Q^2-зависимостей нормированных вершинных функций $2|V^{(\lambda)}_{\lambda_1,\lambda_2}(f_2(1270);\, m^2_{f_2}, Q^2)|/(g_{f_2\gamma\gamma}m^2_{f_2})$, построенных согласно формулам (2)–(6) и (10), с данными Belle [32]. Кривые те же, что и на рис. 2. Данные Belle приведены к нашей нормировке

ние наших кривых, перенесенных с рис. 2, с данными Belle. Последние мы умножили на $1+Q^2/m^2_{f_2}$, чтобы согласовать определение переходных формфакторов с $\lambda=2$, 1 и 0 из [32] с нашим определением нормированных вершинных функций. Согласие теоретических кривых с экспериментальными данными вполне удовлетворительное.

Работа частично поддержана грантом РФФИ # 13-02-00039 и междисциплинарным проектом # 102 Сибирского отделения РАН.

---

1. K. A. Olive, K. Agashe, C. Amsel et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
2. D. M. Asner, T. Barnes, J. M. Bian et al. (BESIII Collab.), Int. J. Mod. Phys. A **24**, S1 (2009).
3. T. Aushev, W. Bartel, A. Bondar et al. (SuperKEKB/Belle II Collab.), arXiv:1002.5012.
4. A. J. Bevan, B. Golob, Th. Mannel et al. (BaBar and Belle Collab.), Eur. Phys. J. C **74**, 3026 (2014).
5. T. Mori, S. Uehara, Y. Watanabe et al. (Belle Collab.), Phys. Rev. D **75**, 051101(R) (2007).
6. T. Mori, S. Uehara, Y. Watanabe et al. (Belle Collab.), J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 074102 (2007).
7. S. Uehara, Y. Watanabe, I. Adachi et al. (Belle Collab.), Phys. Rev. D **78**, 052004 (2008).
8. S. Uehara, Y. Watanabe, H. Nakazawa et al. (Belle Collab.), Phys. Rev. D **80**, 032001 (2009).
9. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Phys. Lett. B **108**, 134 (1982).
10. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Z. Phys. C **16**, 55 (1982).
11. Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, УФН **181**, 827 (2011) [N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Physics–Uspekhi **54**, 799 (2011)].
12. H.-J. Behrend, L. Criegee, T.H. Field et al. (CELLO Collab.), Z. Phys. C **49**, 401 (1991).
13. J. Gronberg, T. S. Hill, R. Kutschke et al. (CLEO Collab.), Phys. Rev. D **57**, 33 (1998).
14. B. Aubert, Y. Karyotakis, J. P. Lees et al. (BaBar Collab.), Phys. Rev. D **80**, 052002 (2009).
15. P. del Amo Sanchez, J. P. Lees, V. Poireau et al. (BaBar Collab.), Phys. Rev. D **84**, 052001 (2011).
16. S. Uehara, Y. Watanabe, H. Nakazawa et al. (Belle Collab.), Phys. Rev. D **86**, 092007 (2012).
17. J. Boyer, F. Butler, G. Gidal et al. (Mark II Collab.), Phys. Rev. D **42**, 1350 (1990).
18. H.-J. Behrend, L. Criegee, T. H. Field et al. (CELLO Collab.), Z. Phys. C **56**, 381 (1992).
19. H. Marsiske, D. Antriasyan, H. W. Bartels et al. (Crystal Ball Collab.), Phys. Rev. D **41**, 3324 (1990).
20. D. Antreasyn, D. Aschman, D. Besset et al. (Crystal Ball Collab.), Phys. Rev. D **33**, 1847 (1986).
21. Ch. Berger, A. Deuter, H. Genzel et al. (PLUTO Collab.), Phys. Lett. **149 B**, 427 (1984).
22. S. E. Baru, A. E. Blinov, V. T. Blinov et al. (MD-1 Collab.), Z. Phys. C **48**, 581 (1990).
23. H. Albreht, T. Hamacher, R. P. Hofmann et al. (ARGUS Collab.), Z. Phys. C **74**, 469 (1997).
24. M. Acciarri, O. Adriani, M. Anuilar-Btnitez et al. (L3 Collab.), Phys. Lett. B **413**, 147 (1997).
25. K. Abe, K. Abe, I. Adachi et al. (Belle Collab.), arXiv:hep-ex/0610022.
26. N. N. Achasov and V. A. Karnakov, Z. Phys. C **30**, 141 (1986).
27. N. N. Achasov, A. I. Goncharenko, A. V. Kiselev, and E. V. Rogozina, Phys. Rev. D **88**, 114001 (2013); Phys. Rev. D **89**, 059906(E) (2014).
28. N. N. Achasov, A. V. Kiselev, and G. N. Shestakov, arXiv:1504.07346.
29. G. Köpp, T. F. Walsh, and P. Zerwas, Nucl. Phys. B **70**, 461 (1974).
30. V. L. Chernyak and A. R. Zhitnitsky, Phys. Rep. **112**, 173 (1984).
31. V. N. Baier and A. G. Grozin, ЭЧАЯ **16**, 5 (1985) [Sov. J. Part. Nucl. **16**, 1 (1985)].
32. M. Masuda, S. Uehara, Y. Watanabe et al. (Belle Collab.), arXiv:1508.06757.