

Об относительных вероятностях распадов $B^0 \rightarrow J/\psi\eta(\eta', \pi^0)$ и $B_s \rightarrow J/\psi\eta(\eta')$

М. А. Андрейчиков^{+*1)}, М. И. Высоцкий^{+×◦1)}, В. А. Новиков^{+×◦1)}

⁺Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

^{*}Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

[×]Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

[◦]Национальный исследовательский университет “Высшая Школа Экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 октября 2019 г.

После переработки 10 октября 2019 г.

Принята к публикации 10 октября 2019 г.

Предложен феноменологический подход, успешно описывающий экспериментальные данные по отношениям вероятностей распадов B -мезонов с образованием $\eta(\eta')$ -мезонов.

DOI: 10.1134/S0370274X19220016

Решение $U(1)$ проблемы и успешное описание свойств η - и η' -мезонов является важным достижением квантовой хромодинамики в области низких энергий [1–7]. Наша цель – применить полученные результаты к вычислениям относительных вероятностей распадов B^0 - и B_s -мезонов на J/ψ и η , а также на J/ψ и η' . Отношение вероятностей распадов $\Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi\eta)$ и $\Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi\eta')$ были измерены в работах [8, 9]. Соответствующее отношение вероятностей для B_s -мезонов $\Gamma(B_s \rightarrow J/\psi\eta)/\Gamma(B_s \rightarrow J/\psi\eta')$ было измерено в работах [9–11]. Вероятности распадов с образованием $\psi(2S)$ измерялись в работах [9, 12].

На кварковом уровне рассматриваемые процессы идут за счет распада $\bar{b} \rightarrow c\bar{c}\bar{d}$ в случае B^0 и $\bar{b} \rightarrow c\bar{c}\bar{s}$ в случае B_s . При этом пара $c\bar{c}$ образует J/ψ мезон, а оставшийся легкий кварк объединяется с кварком-спектатором в состояние $\bar{d}d$ в случае B^0 -мезона или в состояние $\bar{s}s$ в случае B_s -мезона. Предположим, что амплитуда вероятности рождения η пропорциональна матричному элементу $\langle \eta | \bar{d}\gamma_5 d | 0 \rangle$ в случае распада B^0 и $\langle \eta | \bar{s}\gamma_5 s | 0 \rangle$ при распаде B_s . Аналогичные матричные элементы с заменой η на η' описывают распады на $J/\psi\eta'$, а с заменой η на π^0 – распады B^0 на $J/\psi\pi^0$. Вероятность распада $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ была измерена в работах [13, 14].

Интересующие нас матричные элементы вычислены в работе [6]. Они выражаются через следующие параметры:

$$\begin{aligned} f_1 = f_\pi = 132 \text{ МэВ}, \quad f_K = 155 \text{ МэВ}, \\ f_2 = 2f_K - f_\pi = 178 \text{ МэВ}, \quad m_1 = m_\pi, \\ m_2 = \sqrt{2}m_K, \quad \mu_1/\mu_2 = \sqrt{2}f_2/f_1 = 1.91, \\ m_1^2 + m_2^2 + \mu_1^2 + \mu_2^2 = m_\eta^2 + m_{\eta'}^2, \\ \mu_1^2 = 0.57 \text{ ГэВ}^2, \quad \mu_2^2 = 0.16 \text{ ГэВ}^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Для матричных элементов дивергенции построенного из s -кварков аксиального тока $P_2 = 2im_s\bar{s}\gamma_5s$ в [6, 7] получено:

$$\begin{aligned} \langle 0 | P_2 | \eta \rangle &= -\sqrt{\frac{f_2^2 m_2^4 (m_1^2 + \mu_1^2 - m_\eta^2)}{m_{\eta'}^2 - m_\eta^2}} = -0.056 \text{ ГэВ}^3, \\ \langle 0 | P_2 | \eta' \rangle &= \sqrt{\frac{f_2^2 m_2^4 (m_{\eta'}^2 - m_\eta^2 - \mu_1^2)}{m_{\eta'}^2 - m_\eta^2}} = 0.062 \text{ ГэВ}^3. \end{aligned} \quad (2)$$

Для не содержащего s -кварков изоскалярного тока, дивергенция которого есть $P_1 = i\sqrt{2}[m_u\bar{u}\gamma_5u + m_d\bar{d}\gamma_5d]$, там же найдено:

$$\begin{aligned} \langle 0 | P_1 | \eta \rangle &= \sqrt{\frac{f_1^2 m_1^4 (m_2^2 + \mu_2^2 - m_\eta^2)}{m_{\eta'}^2 - m_\eta^2}} = 1.9 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^3, \\ \langle 0 | P_1 | \eta' \rangle &= \sqrt{\frac{f_1^2 m_1^4 (m_{\eta'}^2 - m_\eta^2 - \mu_2^2)}{m_{\eta'}^2 - m_\eta^2}} = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^3. \end{aligned} \quad (3)$$

Будем работать в пределе ненарушенной изотопической симметрии, пренебрегая разностью масс u - и d -кварков. Тогда в силу PCAC дивергенция нейтральной компоненты изотриплетного аксиального тока пропорциональна интерполирующему полю

¹⁾ e-mail: andreichicov@mail.ru; vysotsky@itep.ru; novikov@itep.ru

π^0 -мезона. Поэтому ее матричный элемент между η -мезоном и вакуумом равен нулю:

$$\langle 0 | \bar{u}\gamma_5 u - \bar{d}\gamma_5 d | \eta \rangle = 0. \quad (4)$$

Также справедливо аналогичное равенство с заменой η на η' .

Таким образом, равенство (3) позволяет найти нужные матричные элементы.

Рассматриваемые распады идут в p -волне, поэтому при нахождении отношений их вероятностей следует учитывать множитель, равный кубу импульса рождающихся частиц:

$$|\bar{p}|^3 \sim \left[1 - \left(\frac{\mu + m}{M} \right)^2 \right]^{3/2} \left[1 - \left(\frac{\mu - m}{M} \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (5)$$

Здесь M – масса распадающегося B^0 (или B_s), μ – масса J/ψ -мезона, а m – масса η или η' . Численные значения этого множителя приведены в Таблице.

Таблица 1. Численные значения правой части формулы (5) для рассматриваемых распадов

$B^0 \rightarrow J/\psi\eta$	0.25
$B^0 \rightarrow J/\psi\eta'$	0.20
$B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$	0.28
$B_s \rightarrow J/\psi\eta$	0.27
$B_s \rightarrow J/\psi\eta'$	0.23
$B_s \rightarrow \psi(2S)\eta$	0.12
$B_s \rightarrow \psi(2S)\eta'$	0.08

В результате для отношений вероятностей распадов получим:

$$\begin{aligned} \frac{\text{Br}(B^0 \rightarrow J/\psi\eta)}{\text{Br}(B^0 \rightarrow J/\psi\eta')} &= \frac{0.25}{0.20} \left(\frac{1.9}{1.8} \right)^2 = \\ &= 1.39 \left(\frac{(10.8 \pm 2) \cdot 10^{-6}}{(7.6 \pm 2.4) \cdot 10^{-6}} = 1.42 \pm 0.4 \right), \\ \frac{\text{Br}(B_s \rightarrow J/\psi\eta)}{\text{Br}(B_s \rightarrow J/\psi\eta')} &= \frac{0.27}{0.23} \left(\frac{0.056}{0.062} \right)^2 = \\ &= 0.96 \left(\frac{(4.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}}{(3.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}} = 1.2 \pm 0.2 \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где здесь и далее в скобках приведены экспериментальные результаты.

С помощью равенств

$$\frac{\langle 0 | \bar{s}\gamma_5 s | \eta \rangle}{\langle 0 | \bar{d}\gamma_5 d | \eta \rangle} = \frac{-0.056/(2m_s)}{1.9 \cdot 10^{-3}/(\sqrt{2}(m_u + m_d))} = -1.53 \pm 0.03, \quad (7)$$

где при вычислении отношений масс кварков здесь и в дальнейшем использовано среднее значение масс u -

и d -кварков: $2m_s/(m_u + m_d) = 27.3 \pm 0.7$ [15], находим отношение вероятностей распадов B_s и B^0 :

$$\frac{\text{Br}(B_s \rightarrow J/\psi\eta)}{\text{Br}(B^0 \rightarrow J/\psi\eta)} = \frac{0.27}{0.25} \frac{(1.53 \pm 0.03)^2}{0.22^2} = 52 \quad (37 \pm 9). \quad (8)$$

Множитель 0.22² учитывает подавленность заряженного $\bar{c}d$ тока синусом угла Кабиббо.

Аналогичным образом может быть рассмотрен распад $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$. Из равенства

$$i\langle 0 | 2m_u \bar{u}\gamma_5 u - 2m_d \bar{d}\gamma_5 d | \pi^0 \rangle = \sqrt{2} f_\pi m_\pi^2 \quad (9)$$

с учетом $\langle 0 | \bar{u}\gamma_5 u + \bar{d}\gamma_5 d | \pi^0 \rangle = 0$ получим

$$i\langle 0 | \bar{d}\gamma_5 d | \pi^0 \rangle = -\frac{f_\pi m_\pi^2}{\sqrt{2}(m_u + m_d)}. \quad (10)$$

В результате, для отношения вероятностей получим

$$\begin{aligned} \frac{\text{Br}(B^0 \rightarrow J/\psi\pi^0)}{\text{Br}(B^0 \rightarrow J/\psi\eta)} &= \frac{0.28}{0.25} \cdot \left[\frac{f_\pi m_\pi^2}{1.9 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^3} \right]^2 = 1.8 \\ &\left(\frac{(1.76 \pm 0.16) \cdot 10^{-5}}{(1.08 \pm 0.23) \cdot 10^{-5}} = 1.6 \pm 0.4 \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Итак, мы видим, что предложенный метод дает результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными. Распады $B^0(B_s)$ на J/ψ и η, η' и π^0 успешно описываются в рамках развитого в конце 1970-х– начале 1980-х гг. подхода.

В работах [9, 16] эти распады анализируются с помощью волновых функций η - и η' -мезонов. Исходя из утверждения работ [17, 18] о малости примеси глюонов в η -мезоне, авторы приходят к выводу о малости примеси глюонов в η' -мезоне.

Напомним, что глюоны ответственны за решение $U(1)$ -проблемы: отсутствие псевдоскалярного изо-синглетного мезона с массой, равной массе π -мезона. Большая масса η' обусловлена именно примесью глюонов.

Подчеркнем, что в работе [19] было получено $\langle 0 | \frac{3\alpha_s}{4\pi} G\tilde{G} | \eta \rangle / \langle 0 | \frac{3\alpha_s}{4\pi} G\tilde{G} | \eta' \rangle \approx 0.46$, что близко к результату для этого отношения, полученному в [6, 7] и равному 0.36.

Для отношения вероятностей распадов B_s на $\psi(2S)\eta$ и $\psi(2S)\eta'$ получим:

$$\begin{aligned} \frac{\text{Br} B_s \rightarrow \psi(2S)\eta}{\text{Br} B_s \rightarrow \psi(2S)\eta'} &= \frac{0.12}{0.08} \cdot \left(\frac{0.056}{0.062} \right)^2 = \\ &= 1.22 \left(\frac{(3.3 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}}{(1.29 \pm 0.35) \cdot 10^{-4}} = 2.6 \pm 1 \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Вероятности образования состояний чармония пропорциональны квадратам волновой функции при

$r = 0$, где r – расстояние между c - и \bar{c} -кварками. Им же пропорциональны ширины распадов чармониев на e^+e^- -пару. Таким образом, получим:

$$\frac{\text{Br}B_s \rightarrow \psi(2S)\eta'}{\text{Br}B_s \rightarrow J/\psi\eta'} = \frac{0.08}{0.23} \cdot \frac{\Gamma(\psi(2S) \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)} = 0.17 \left(\frac{1.29 \pm 0.35}{3.3 \pm 0.4} = 0.4 \pm 0.1 \right). \quad (13)$$

В работах [20, 21] рассмотренные нами распады изучаются с помощью факторизации матричных элементов четырехкварковых операторов и использования переходных формфакторов $B^0(B_s) \rightarrow \eta(\eta')$.

Мы благодарны М. И. Эйдесу за полезные обсуждения.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 19-12-00123).

1. J. Kogut and L. Susskind, Phys. Rev. D **11**, 3583 (1975).
2. G. 't Hooft, Phys. Rev. Lett. **37**, 8 (1976).
3. G. 't Hooft, Phys. Rev. D **14**, 3432 (1976).
4. E. Witten, Nucl. Phys. B **156**, 269 (1979).
5. G. Veneziano, Nucl. Phys. B **159**, 213 (1979).
6. Д. И. Дьяконов, М. И. Эйдес, ЖЭТФ **81**, 434 (1981).
7. Д. И. Дьяконов, М. И. Эйдес, XVI Зимняя Школа ЛИЯФ (1981), с. 121.
8. M.-C. Chang, Y.-C. Duh, J.-Y. Lin et al. (BELLE Collaboration), Phys. Rev. D **85**, 091102 (2012).
9. R. Aaij, B. Adeva, M. Adinolfi et al. (LHCb Collaboration), JHEP **1501**, 024 (2015); arXiv:1411.0943.
10. R. Aaij, C. Abellan Beteta, A. Adametz et al. (LHCb Collaboration), Nucl. Phys. B **867**, 547 (2013); arXiv:1210.2631.
11. J. Li, I. Adachi, H. Aihara et al. (BELLE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 181808 (2012).
12. R. Aaij, C. Abellan Beteta, B. Adeva et al. (LHCb Collaboration), Nucl. Phys. B **871** 403 (2013); arXiv:1302.6354.
13. B. Aubert, M. Bona, Y. Karyotakis et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 021801 (2008).
14. K. Abe, R. Abe, T. Abe et al. (BELLE Collaboration), Phys. Rev. D **67**, 032003 (2003).
15. M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
16. S.M. Polikarpov, I.M. Belyaev, V.J. Egorychev, and D.V. Savrina, Phys. At. Nucl. **79**, 288 (2016).
17. R. Fleischer, R. Knegjens, and G. Ricciardi, Eur. Phys. J. C **71**, 1798 (2011).
18. C. Di Donato, G. Ricciardi, and I. I. Bigi, Phys. Rev. D **85**, 013016 (2012).
19. V. A. Novikov, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **165**, 55 (1980).
20. P. Colangelo, F. de Fazio, and W. Wang, Phys. Rev. D **83**, 094027 (2011).
21. R. N. Faustov and V. O. Galkin, Eur. Phys. J. C **73**, 2593 (2013).