

ПАРНОЕ РОЖДЕНИЕ КВАРКОНИЯ В РАСПАДЕ БОЗОНА ХИГГСА

Р. Н. Фаустов^а, А. П. Мартыненко^{б,1}, Ф. А. Мартыненко^б

^а Федеральный исследовательский центр «Информатика и управление» РАН, Москва

^б Самарский университет, Самара, Россия

Рождение пары J/Ψ - и Υ -мезонов при распаде бозона Хиггса (H) изучается на основе пертурбативной Стандартной модели и релятивистской кварковой модели. Мы вычисляем релятивистские поправки в амплитудах и ширинах распадов, связанные с относительным движением тяжелых кварков.

The production of a pair of J/Ψ and Υ mesons in the Higgs boson (H) decay is studied on the basis of perturbative Standard Model and relativistic quark model. We calculate relativistic corrections in the decay amplitudes and decay widths connected with the relative motion of heavy quarks.

PACS: 13.66.Bc; 12.39.Ki; 12.38.Bx

ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств бозона Хиггса и его распадов началось сразу после его открытия в экспериментах ATLAS и CMS на ЛHC [1, 2]. В настоящее время исследование хиггсовского сектора является важным направлением в физике элементарных частиц. Большая масса бозона Хиггса, а также значительные константы связи с калибровочными бозонами и кварками обеспечивают разнообразие каналов распада. Анализ различных распадов основан на наборе данных протон-протонных столкновений, собранных с помощью детекторов на Большом адронном коллайдере ЦЕРН. Основные каналы распада бозона Хиггса связаны с рождением фотонов, бозонов W , Z и тяжелых кварков. Исследование различных механизмов рождения тяжелых кваркониюв в распадах бозона Хиггса представляет интерес в связи с проверкой различных подходов к описанию рождения тяжелых кварков и их связанных состояний. Среди процессов распада бозона Хиггса можно выделить эксклюзивный процесс, в котором образуется пара тяжелых кваркониюв. Для достоверного описания амплитуд таких процессов важно иметь теорию рождения пары связанных состояний кварков и антикварков, в которой учитываются эффекты относительного движения тяжелых

¹E-mail: a.p.martynenko@samsu.ru

кварков [3]. В данной работе продолжено изучение релятивистских эффектов при рождении пары J/Ψ -, Υ -мезонов в распадах бозона Хиггса. Исследуются релятивистские поправки как в амплитуде рождения двух кварков и антикварков, так и в законе преобразования волновых функций тяжелых кваркониев при переходе из системы покоя в движущуюся систему отсчета. Как известно из наших предыдущих исследований [4–6], релятивистские поправки вносят большой вклад в сечение рождения пары тяжелых кваркониев.

Коллаборация CMS начала поиск редких распадов бозона Хиггса на пару векторных кваркониев в 2019 г. [7]. Новые результаты ограничений сверху на брэнчинги распада получены недавно в [8]:

$$B(H \rightarrow J/\Psi, J/\Psi) < 3,8 \cdot 10^{-4}, \quad B(H \rightarrow \Upsilon(1S), \Upsilon(1S)) < 1,7 \cdot 10^{-3}. \quad (1)$$

ОБЩИЙ ФОРМАЛИЗМ

Рассмотрим амплитуды распада бозона Хиггса, показанные на рис. 1, 2. В ведущем порядке теории возмущений для парного рождения кваркониев необходимо получить на первом этапе распада бозона Хиггса два свободных кварка и два свободных антикварка. Тогда они могут образовать связанные состояния с некоторой вероятностью на следующем этапе. Амплитуда распада на рис. 1 может быть представлена как свертка пертурбативной амплитуды рождения двух пар c -кварков и \bar{c} -антикварков и волновых функций конечных мезонов [4–6]:

$$\mathcal{M}^{(1)}(P, Q) = -i(\sqrt{2}G_F)^{1/2} \frac{2\pi}{3} M_{Q\bar{Q}} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \times \\ \times \text{Tr} \{ \Psi^\nu(p, P) \Gamma_1^\nu(p, q, P, Q) \Psi^\nu(q, Q) \gamma_\nu + \Psi^\nu(q, Q) \Gamma_2^\nu(p, q, P, Q) \Psi^\nu(p, P) \gamma_\nu \}, \quad (2)$$

где $M_{Q\bar{Q}}$ — масса кваркония. $\Gamma_{1,2}$ — вершинные функции, показанные на рис. 1. 4-импульсы p_1, p_2 c -кварка и \bar{c} -антикварка в первом мезоне ($Q\bar{Q}$) и 4-импульсы q_2, q_1 кварка и антикварка во втором мезоне ($Q\bar{Q}$) выражаются в терминах относительного и полного 4-импульсов:

$$p_{1,2} = \frac{1}{2}P \pm p, \quad (pP) = 0; \quad q_{1,2} = \frac{1}{2}Q \pm q, \quad (qQ) = 0. \quad (3)$$

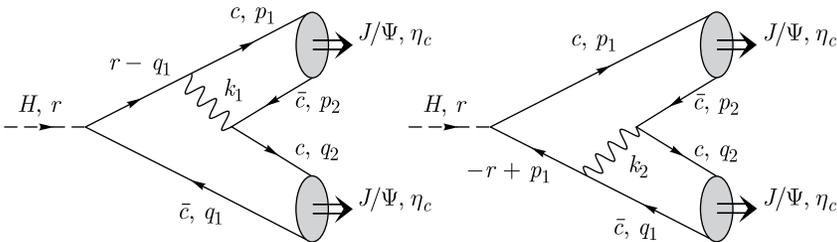


Рис. 1. Кварк-глюонный механизм парного рождения в распаде H -бозона

Релятивистские волновые функции связанных состояний кварков с учетом закона преобразования из системы покоя связанного состояния в движущуюся систему отсчета с импульсами P и Q имеют вид [4, 5]

$$\Psi(p, P) = \frac{\Psi_0(\mathbf{p})}{\left[\frac{\epsilon(p)}{m} \frac{\epsilon(p) + m}{2m} \right]} \left[\frac{\hat{v}_1 - 1}{2} + \hat{v}_1 \frac{\mathbf{p}^2}{2m(\epsilon(p) + m)} - \frac{\hat{p}}{2m} \right] \hat{\epsilon}(P, S_z) \times \\ \times (1 + \hat{v}_1) \left[\frac{\hat{v}_1 + 1}{2} + \hat{v}_1 \frac{\mathbf{p}^2}{2m(\epsilon(p) + m)} + \frac{\hat{p}}{2m} \right], \quad (4)$$

$$\Psi(q, Q) = \frac{\Psi_0(\mathbf{q})}{\left[\frac{\epsilon(q)}{m} \frac{\epsilon(q) + m}{2m} \right]} \left[\frac{\hat{v}_2 - 1}{2} + \hat{v}_2 \frac{\mathbf{q}^2}{2m(\epsilon(q) + m)} + \frac{\hat{q}}{2m} \right] \hat{\epsilon}(Q, S_z) \times \\ \times (1 + \hat{v}_2) \left[\frac{\hat{v}_2 + 1}{2} + \hat{v}_2 \frac{\mathbf{q}^2}{2m(\epsilon(q) + m)} - \frac{\hat{q}}{2m} \right]. \quad (5)$$

В случае кварк-фотонного механизма распада на рис. 2 полная амплитуда распада может быть представлена в виде

$$\mathcal{M}_{\nu\nu}^{(2)} = 4\pi\alpha M_{Q\bar{Q}}\Gamma_Q \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \{T_{12}^{\mu\nu} D_{\mu\nu}(k_2) + T_{34}^{\mu\nu} D_{\mu\nu}(k_1)\}, \quad (6)$$

$$T_{12}^{\mu\nu} = \text{Tr} \left\{ \Psi^\nu(p, P) \left[\frac{\hat{p}_1 - \hat{r} + m}{(r - p_1)^2 - m^2} \gamma_\mu + \gamma_\mu \frac{\hat{r} - \hat{q}_1 + m}{(r - q_1)^2 - m^2} \right] \right\} \text{Tr} \{ \Psi^\nu(q, Q) \gamma_\nu \}, \quad (7)$$

$$T_{34}^{\mu\nu} = \text{Tr} \left\{ \Psi^\nu(q, Q) \left[\frac{\hat{p}_2 - \hat{r} + m}{(r - p_2)^2 - m^2} \gamma_\mu + \gamma_\mu \frac{\hat{r} - \hat{q}_2 + m}{(r - q_2)^2 - m^2} \right] \right\} \text{Tr} \{ \Psi^\nu(p, P) \gamma_\nu \}, \quad (8)$$

где $\alpha_s = \alpha_s (M_H^2/4\Lambda^2)$, $\Gamma_Q = m(\sqrt{2}G_F)^{1/2}$, $k_1 = q_1 + q_2$, $k_2 = p_1 + p_2$.

После вычисления Tr и ряда упрощений (выделения релятивистских поправок второго порядка по p/m , q/m) амплитуды (4), (6) примут вид

$$\mathcal{M}_{\nu\nu}^{(1)} = \frac{256\pi}{3M_H^4} (\sqrt{2}G_F)^{1/2} m M_{Q\bar{Q}} \alpha_s \varepsilon_1^\lambda \varepsilon_2^\sigma F_{1,\nu\nu}^{\lambda\sigma} |\tilde{\Psi}_\nu(0)|^2, \quad (9)$$

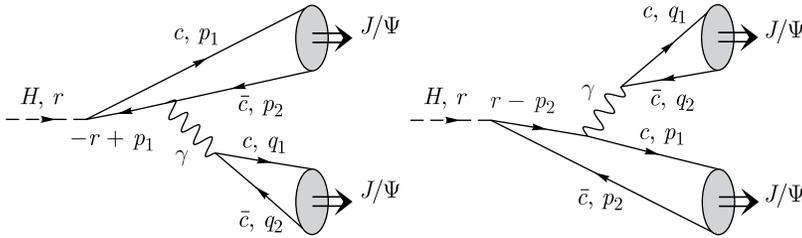


Рис. 2. Кварк-фотонный механизм парного рождения в распаде H -бозона

$$\mathcal{M}_{\nu\nu}^{(2)} = \frac{288\pi}{M_H^2 M_{Q\bar{Q}}} (\sqrt{2}G_F)^{1/2} m e_Q^2 \alpha \varepsilon_1^\lambda \varepsilon_2^\sigma F_{2,\nu\nu}^{\lambda\sigma} |\tilde{\Psi}_\nu(0)|^2, \quad (10)$$

где ε_1^λ , ε_2^σ — векторы поляризации мезонов спина 1. Наряду с двумя механизмами распада на рис. 1, 2 изучены и другие механизмы распада: W -петлевой, кварковый петлевой и ZZ -бозонный. Ширина распада бозона Хиггса на пару векторных мезонов определяется тогда как

$$\Gamma_{\nu\nu} = \frac{2^{14} \sqrt{2} \pi \alpha_s^2 m^2 G_F |\tilde{\Psi}_\nu(0)|^4 \sqrt{\frac{r_1^2}{4} - 1}}{9 M_H^5 r_1^5} \sum_{\lambda, \sigma} |\varepsilon_1^\lambda \varepsilon_2^\sigma F_{\nu\nu}^{\lambda\sigma}|^2, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} F_{\nu\nu}^{\lambda\sigma} = & \left[g_1^{(1)} + \frac{9}{16} r_1^2 \frac{e_q^2 \alpha}{\alpha_s} g_1^{(2)} + \sum_Q \frac{27\pi}{8} r_1^4 \frac{e_Q^2 e_q^2 \alpha^2 m_Q^2}{\alpha_s m M_{Q\bar{Q}}} g_{1,Q}^{(3)} + \right. \\ & \left. + \frac{9\pi e_q^2 \alpha^2 r_1^4 M_Z M_W}{64 \alpha_s m M_{Q\bar{Q}}} g_1^{(4)} + \frac{9 M_H^4 \alpha}{16 M_Z^2 m M_{Q\bar{Q}} \alpha_s} \frac{\left(\frac{1}{2} - 2|e_q| \sin^2 \theta_W\right)^2}{\sin^2 2\theta_W} g_1^{(5)} \right] v_1^\sigma v_2^\lambda + \\ & + g^{\lambda\sigma} \left[g_2^{(1)} + \frac{9}{16} r_1^2 \frac{e_q^2 \alpha}{\alpha_s} g_2^{(2)} + \sum_Q \frac{27\pi}{8} r_1^4 \frac{e_Q^2 e_q^2 \alpha^2 m_Q^2}{\alpha_s m M_{Q\bar{Q}}} g_{2,Q}^{(3)} + \right. \\ & \left. + \frac{9\pi e_q^2 \alpha^2 r_1^4 M_W^2}{64 \alpha_s m M_{Q\bar{Q}}} g_2^{(4)} + \frac{9 M_H^4 \alpha}{16 M_Z^2 m M_{Q\bar{Q}} \alpha_s} \frac{1}{\sin^2 2\theta_W} g_2^{(5)} \right], \quad (12) \end{aligned}$$

$$F_{i,\nu\nu}^{\alpha\beta} = g_1^{(i)} v_1^\alpha v_2^\beta + g_2^{(i)} g^{\alpha\beta}, \quad g_1^{(1)} = -2 + \frac{2}{9} \omega_1^2,$$

$$g_2^{(1)} = -1 - 2r_2 + r_1^2 + \frac{4}{3} r_2 \omega_1 + \frac{1}{9} \omega_1^2 + \frac{2}{3} r_2 \omega_1^2 - \frac{1}{9} r_1^2 \omega_1^2, \quad (13)$$

$$g_1^{(2)} = 4 - \frac{4}{9} \omega_1^2, \quad g_2^{(2)} = 2 + 4r_2 - 2r_1^2 - \frac{8}{3} r_2 \omega_1 - \frac{2}{9} \omega_1^2 - \frac{4}{3} r_2 \omega_1^2 + \frac{2}{9} r_1^2 \omega_1^2, \quad (14)$$

$$g_{1,Q}^{(3)} = -A_Q(t) \left(1 + \frac{2}{3} \omega_1 + \frac{1}{9} \omega_1^2\right) + B_Q(t) \left(1 + \frac{2}{3} \omega_1 + \frac{1}{9} \omega_1^2\right),$$

$$g_{2,Q}^{(3)} = A_Q(t) \left(-1 - \frac{2}{3} \omega_1 - \frac{1}{9} \omega_1^2 + \frac{1}{2} r_1^2 + \frac{1}{3} \omega_1 r_1^2 + \frac{1}{18} \omega_1^2 r_1^2\right), \quad (15)$$

$$g_1^{(4)} = -A_W(t) \left(1 + \frac{2}{3} \omega_1 + \frac{1}{9} \omega_1^2\right) + B_W(t) \left(1 + \frac{2}{3} \omega_1 + \frac{1}{9} \omega_1^2\right), \quad (16)$$

$$g_2^{(4)} = A_W(t) \left(-1 - \frac{2}{3} \omega_1 - \frac{1}{9} \omega_1^2 + \frac{1}{2} r_1^2 + \frac{1}{3} \omega_1 r_1^2 + \frac{1}{18} \omega_1^2 r_1^2\right), \quad (17)$$

$$g_2^{(5)} = \left(1 + \frac{1}{3}\omega_1\right)^2 \left(\frac{1}{2} - a_z\right)^2 - \frac{M_z^4}{3\left(\frac{M_h^2}{4} - M_Z^2\right)^2} \left(-\frac{1}{4} - \frac{1}{6}\omega_1 - \frac{1}{36}\omega_1^2 + \frac{1}{2}a_z + \frac{1}{3}\omega_1 a_z + \frac{1}{18}\omega_1^2 a_z - \frac{1}{2}a_z^2 - \frac{1}{3}\omega_1 a_z^2 - \frac{1}{18}\omega_1^2 a_z^2\right), \quad g_1^{(5)} = 0, \quad (18)$$

где $r_1 = M_H/M_{Q\bar{Q}}$, $r_2 = m/M_{Q\bar{Q}}$, $a_z = 2|e_Q|\sin^2\theta_W$. Расчет интегралов для функций $A_{W,Q}(t)$, $B_{W,Q}(t)$ выполнен в рамках дисперсионного метода.

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение редких эксклюзивных процессов распада бозона Хиггса является важной задачей, позволяющей уточнить значения параметров взаимодействия частиц в секторе Хиггса. В этой работе мы выполнили исследование процессов распада $H \rightarrow J/\Psi J/\Psi$, $H \rightarrow \Upsilon\Upsilon$ в Стандартной модели с учетом различных механизмов распада. Для повышения точности расчета учитывались релятивистские поправки.

На основе (11) были получены численные оценки ширин распада бозона Хиггса на пару J/Ψ - и Υ -мезонов. Значения релятивистских параметров ω_1 вычислены в рамках релятивистской кварковой модели. При ее построении использовался кварк-антикварковый потенциал, как в [3,5,6], содержащий непертурбативную часть и КХД-обобщение потенциала Брейта. Вклады различных механизмов распада в ширину представлены в таблице.

Вклад в ширину распада различных механизмов (в ГэВ) с учетом релятивистских поправок

Механизм распада	$H \rightarrow J/\psi J/\psi$	$H \rightarrow \Upsilon\Upsilon$
Кварк-глюонный	$0,36 \cdot 10^{-15}$	$0,10 \cdot 10^{-12}$
Кварк-фотонный	$0,80 \cdot 10^{-12}$	$0,16 \cdot 10^{-12}$
W -бозонный петлевой	$0,74 \cdot 10^{-13}$	$0,68 \cdot 10^{-13}$
Кварковый петлевой	$0,70 \cdot 10^{-13}$	$0,37 \cdot 10^{-12}$
ZZ -бозонный	$0,22 \cdot 10^{-12}$	$1,45 \cdot 10^{-12}$
Полный вклад	$0,69 \cdot 10^{-12}$	$0,74 \cdot 10^{-12}$

Результаты расчета показывают, что доминирующим механизмом распада в случае рождения пары J/Ψ -мезонов является кварк-фотонный механизм на рис. 2. При рождении пары Υ -мезонов четыре механизма распада дают близкие численные значения в ширину. Бренчинги распадов равны $\text{Br}(H \rightarrow J/\Psi J/\Psi) = 2,1 \cdot 10^{-10}$, $\text{Br}(H \rightarrow \Upsilon\Upsilon) = 2,3 \cdot 10^{-10}$. Парное рождение мезонов в распаде бозона Хиггса исследовалось в нерелятивистском приближении в [9, 10]. Полученные нами результаты согласуются по порядку величины с оценками ширин распада бозона Хиггса на пару векторных мезонов в [11, 12]. Релятивистские поправки к ширинам распада изменяют нерелятивистские результаты в несколько раз. Редкие распады бозона Хиггса на пару векторных мезонов могут быть исследованы на будущих фабриках бозонов Хиггса с высокой светимостью.

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (грант № 22-1-1-23-1). Авторы благодарны А. В. Бережному, И. Н. Белову, В. О. Галкину, А. К. Лиходеду, Д. Эберту за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Lett. 2012. V. 716, No. 1. P. 1–29.
2. Chartchyan S. et al. (CMS Collab.). Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // Ibid. P. 30–61.
3. Faustov R. N., Martynenko A. P., Martynenko F. A. Higgs Boson Decay to the Pair of S- and P-Wave B_c Mesons // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58, No. 4. P. 1–12.
4. Dorokhov A. E., Faustov R. N., Martynenko A. P., Martynenko F. A. Photonic Production of a Pair of B_c Mesons // Phys. Rev. D. 2020. V. 102, No. 7. P. 016027.
5. Elekina E. N., Martynenko A. P. Relativistic Effects in the Double S- and P-Wave Charmonium Production in e^+e^- Annihilation // Phys. Rev. D. 2010. V. 81, No. 3. P. 054006.
6. Martynenko A. P., Trunin A. M. Relativistic Corrections to Double Charmonium Production in High Energy Proton–Proton Interaction // Phys. Rev. D. 2012. V. 86, No. 11. P. 094003.
7. Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.). Search for Higgs and Z Boson Decays to J/Ψ or Υ Pairs in the Four-Muon Final State in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // Phys. Lett. 2019. V. 797, No. 10. P. 134811.
8. CMS Collab. Search for Higgs Boson Decays into Z and J/Ψ and for Higgs and Z Boson Decays into J/Ψ or Υ Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. arXiv:0906.1926 [hep-ex]. 2022.
9. Bander M., Soni A. Decays of Higgs Scalars into Vector Mesons and Photons // Phys. Lett. B. 1979. V. 82, No. 3–4. P. 411.
10. Keung W. J. Decay of the Higgs Boson into Heavy-Quarkonium States // Phys. Rev. D. 1983. V. 27, No. 11. P. 2762.
11. Kartvelishvili V., Luchinsky A. V., Novoselov A. A. Double Vector Quarkonia Production in Exclusive Higgs Boson Decays // Phys. Rev. D. 2009. V. 79, No. 6. P. 114015.
12. Gao D. N., Gong X. Higgs Boson Decays into a Pair of Heavy Vector Quarkonia // Phys. Lett. B. 2022. V. 832, No. 6. P. 137243.

Получено 27 октября 2022 г.