

## Основные вклады в процесс распада бозона Хиггса на пару кваркониив

Е. А. Лещенко<sup>1,\*</sup>, А. В. Бережной<sup>2†</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений  
Россия, 119991 Москва, ул. Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
Россия, 119991, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1, стр. 2  
(Поступила в редакцию 01.06.2023; подписана в печать 04.07.2023)

Теоретически исследованы редкие распады бозона Хиггса на пару кваркониив. В рамках Стандартной Модели подробно изучены основные механизмы таких распадов, их интерференция, а также учтены однопетлевые глюонные поправки. Работа представляет интерес в свете перспективы исследования бозона Хиггса на будущих ускорителях.

PACS: 14.80.Vp, 14.40.Pq

УДК: 539.126.4

Ключевые слова: ширина распада, бозон Хиггса, кваркониив, чармоний, боттомоний, парное рождение, CSM, однопетлевая поправка, NRQCD.

### ВВЕДЕНИЕ

Без преувеличений можно сказать, что открытие бозона Хиггса на LHC [1, 2] стало настоящим триумфом Стандартной Модели и ознаменовало новую эру в физике высоких энергий, которая характеризуется активным исследованием свойств этой частицы [3]. Однако, для более детального изучения бозона Хиггса требуются новые установки с большими возможностями [4–6].

Большой планируемый выход бозонов Хиггса в будущих экспериментах делает перспективным изучение их распадов на пару векторных кваркониив. Предсказываемые парциальные ширины таких процессов весьма малы, однако эти распады привлекают исследователей хорошими сигнатурами и высоким достижимым массовым разрешением. Поэтому уже совершаются первые попытки их поиска, и на сегодняшний день экспериментом CMS достигнуты следующие верхние пределы для относительных вероятностей распадов [7, 8]:

$$\begin{aligned} \text{Br}(H \rightarrow J/\Psi J/\Psi) &< 3.8 \cdot 10^{-4}, \\ \text{Br}(H \rightarrow \Upsilon \Upsilon) &< 1.7 \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

Первые теоретические оценки ширины распадов бозона Хиггса на пару тяжелых кваркониив выполнены в работах [9] и [10]. Исследование [9] посвящено рождению пар кваркониив в процессе  $H \rightarrow \gamma^* \gamma^* \rightarrow VV'$ , где промежуточные виртуальные фотоны рождались через бозонную петлю, а в работе [10] обсуждается процесс распада бозона Хиггса на пару кваркониив через прямое взаимодействие тяжелого кварка и бозона Хиггса в низшем древесном порядке КХД. Распад бозона Хиггса на два фотона или на другие векторные бозоны обсуждался в работе [11]. Все эти исследования недавно продолжены в работах [12, 13].

В настоящей работе изучаются различные механизмы распада бозона Хиггса на пары  $J/\psi J/\psi$ ,  $\Upsilon \Upsilon$  и  $J/\psi \Upsilon$  мезонов с однопетлевой точностью в рамках КХД.

### 1. МЕТОДИКА ВЫЧИСЛЕНИЙ

Парное рождение тяжелых связанных состояний эффективно описывается в рамках нерелятивистской КХД (НРКХД) [14]. Этот формализм позволяет факторизовать пертурбативные степени свободы и таким образом разделить механизм рождения на жесткий и мягкий подпроцессы, предполагая следующую иерархию масштабов для кваркониив:  $m_Q \gg m_Q v, m_Q v^2, \Lambda_{QCD}$ , где  $m_Q$  — масса тяжелого кварка, а  $v$  — его скорость внутри кваркониив. Жесткий подпроцесс описывает пертурбативное рождение  $Q\bar{Q}$  пары, а мягкий подпроцесс в свою очередь отвечает за слияние кварков в связанные состояния.

В наших исследованиях для вычисления матричных элементов изучаемых процессов, изначально брались матричные элементы процесса  $H \rightarrow Q(p_Q)\bar{Q}(p_{\bar{Q}})Q'(p_{Q'})\bar{Q}'(p_{\bar{Q}'})$  с тяжелыми кварками и антикварками на их массовых поверхностях:  $p_Q^2 = p_{\bar{Q}}^2 = m_Q^2$  и  $p_{Q'}^2 = p_{\bar{Q}'}^2 = m_{Q'}^2$ . Чтобы сформировать связанные состояния, мы полагаем относительную скорость кварков в кваркониив нулевой, а спинорные произведения  $v(p_{\bar{Q}})\bar{u}(p_Q)$  и  $v(p_{\bar{Q}'})\bar{u}(p_{Q'})$  заменяем соответствующими ковариантными проекторами для синглетных по цвету и триплетных по спину состояний:

$$P_V(P, m_V) = \frac{\not{P} - m_V}{2\sqrt{2}} \not{\epsilon} \otimes \frac{1}{\sqrt{N_c}}, \quad (1)$$

$$P_{V'}(P', m_{V'}) = \frac{\not{P}' - m_{V'}}{2\sqrt{2}} \not{\epsilon}' \otimes \frac{1}{\sqrt{N_c}}, \quad (2)$$

где четырехвектора  $\epsilon$  и  $\epsilon'$  соответствуют поляризациям векторных мезонов и удовлетворяют следующим условиям:  $\epsilon \cdot \epsilon^* = -1$ ,  $\epsilon \cdot P = 0$ ,  $\epsilon' \cdot \epsilon'^* = -1$  и  $\epsilon' \cdot P' = 0$ .

\* leshchenko.ea17@physics.msu.ru

† Alexander.Berezhnoy@cern.ch

Факторизованные матричные элементы в рамках НРКХД принимают следующий вид:

$$A_{V V'} = \Psi_V(0) \Psi_{V'}(0) \sqrt{\frac{4}{m_V m_{V'}}} \mathcal{M}^{\mu\nu}(P, P') \epsilon_\mu \epsilon'_\nu. \quad (3)$$

Здесь  $\Psi_V(0)$  соответствует значению волновой функции векторного кваркония в нуле, а  $\mathcal{M}^{\mu\nu}(P, P') \epsilon_\mu \epsilon'_\nu$  обозначает пертурбативный матричный элемент, соответствующий парному рождению двух кварк-антикварковых пар, спроецированных на два связанных состояния в соответствии с проекторами (1)–(2).

В представленной работе использовалась константа сильной связи, рассчитанная с двухпетлевой точностью:

$$\alpha_S(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 L} \left( 1 - \frac{\beta_1 \ln L}{\beta_0^2 L} \right), \quad (4)$$

где  $L = \ln \mu^2 / \Lambda^2$ ,  $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} N_f$ ,  $\beta_1 = 10 - \frac{38}{3} N_f$ ,  $\alpha_S(M_Z) = 0.1129$ , а  $N_f = 6$ . Постоянная тонкой структуры зафиксирована в Томпсоновском пределе  $\alpha = 1/137$ , а  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварки в наших вычислениях принимаются безмассовыми.

Расчет древесных диаграмм производился с использованием пакетов `FeynArts` [15] для генерации диаграмм и соответствующих амплитуд и `FeynCalc` [16] для дальнейших символьных вычислений. Для расчетов однопетлевых диаграмм использована цепочка пакетов `FeynArts` [15]  $\rightarrow$  `FeynCalc` [16]  $\rightarrow$  `FIRE` [17]  $\rightarrow$  `X` [18]. При этом мы полагали относительные импульсы движения кварк-антикварковых пар в кваркониях равными нулю до вычислений петлевых интегралов, что помогает избежать еще более трудоемких вычислений (см. [19]).

При вычислении амплитуд, соответствующих однопетлевым диаграммам, применяется так называемая «обычная» схема размерной регуляризации (CDR). Выделенные расходимости сокращаются с контрчленами, полученными из амплитуд ведущего порядка. Стоит отметить, что в настоящей работе нет необходимости в определении  $D$ -мерной матрицы  $\gamma_5$ , так как все структуры, появляющиеся после взятия следов с нечетным числом матриц  $\gamma_5$  исчезают после суммирования по поляризациям. Процедура перенормировки в данном случае также подразумевает перенормировку масс и спинов по схеме  $\overline{OS}$  и перенормировку константы связи по схеме  $\overline{MS}$ :

$$Z_m^{OS} = 1 - 3C_F \frac{\alpha_s}{4\pi} \left[ \frac{1}{\epsilon} - \gamma_E + \ln \left( \frac{4\pi\mu_R^2}{m_Q^2} \right) + \frac{4}{3} \right] + \mathcal{O}(\alpha_s^2),$$

$$Z_2^{OS} = 1 - 3C_F \frac{\alpha_s}{4\pi} \left[ \frac{1}{\epsilon} - \gamma_E + \ln \left( \frac{4\pi\mu_R^2}{m_Q^2} \right) + \frac{4}{3} \right] + \mathcal{O}(\alpha_s^2),$$

$$Z_g^{\overline{MS}} = 1 - \frac{\beta_0 \alpha_s}{2 \cdot 4\pi} \left[ \frac{1}{\epsilon} - \gamma_E + \ln(4\pi) \right] + \mathcal{O}(\alpha_s^2).$$

Здесь  $m_Q$  — масса кварка; инфракрасные и ультрафиолетовые расходимости не различаются:  $\epsilon = \epsilon_{UV} = \epsilon_{IR}$ ;  $C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} = 4/3$ ,  $\beta_0 = \frac{11}{3} N_c - \frac{2}{3} N_f$ ;  $\gamma_E$  соответствует константе Эйлера и  $\mu_R = \mu$  — шкала перенормировки.

## 2. ИССЛЕДУЕМЫЕ ВКЛАДЫ

В рассматриваемые процессы вносят вклад два типа древесных диаграмм Фейнмана, в которых пара тяжелых кварков рождается в прямом взаимодействии с бозоном Хиггса. Соответствующие им вклады по аналогии с работами [20–23] мы будем называть «прямыми». В первом вкладе пара тяжелых кварков излучает виртуальный глюон  $H \rightarrow Q\bar{Q} + g(\rightarrow [Q'\bar{Q}']_8)$ , как показано на рис. 1, а. В настоящем исследовании мы будем называть этот механизм «кварк-глюонным» и обозначать соответствующие вклады индексом  $Qg$ . Очевидно, кварк-глюонный механизм запрещен в случае парного рождения синглетных по цвету кваркониев с разными скрытыми ароматами  $J/\psi$   $\Upsilon$ . Во втором механизме пара тяжелых кварков излучает виртуальный фотон  $H \rightarrow Q\bar{Q} + \gamma(\rightarrow [Q'\bar{Q}']_1)$ , как показано на рис. 1(б). Мы будем называть этот механизм «кварк-фотонным» и ему будет соответствовать индекс  $Q\gamma$ .

Кроме прямого рождения существует еще два механизма, идущих через промежуточный распад бозона Хиггса на два виртуальных бозона: на два фотона, либо на два векторных бозона. Относительно «прямых» способов распада эти два механизма можно назвать «непрямыми». Первый не прямой механизм распада заключается в промежуточном распаде бозона Хиггса на два виртуальных фотона через фермионную или бозонную петлю, как показано на рис. 2. В настоящей работе мы будем называть этот механизм «распадом через электрослабую петлю» и обозначать соответствующий вклад через индекс EW-Loop.

Стоит подчеркнуть, что в амплитудах, соответствующих данному механизму рождения возникает петлевой фактор  $J(r_f^2, r_W^2)$ , хорошо известный по работам [24–26], в которых изучается распад бозона Хиггса на два реальных фотона. Второй не прямой механизм распада для изучаемых процессов возникает при промежуточном распаде бозона Хиггса на два виртуальных векторных бозона:  $H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow VV'$ , как показано на рис. 1(в, г). Мы будем называть данный механизм распада через векторные бозоны и обозначать соответствующие вклады индексом  $vb$ .

Забегая вперед, стоит отметить, что вклад от диаграммы (г) на рис. 1 не является подавленным, так как в данном случае пропагаторы промежуточных бозонов являются массивными (см. выражение 14, где  $M_Z$  величина одного порядка с  $M_H$ ). В случае же распадов через электрослабые петли существенны только диаграммы типа 2, в которых каждый из конечных векторных мезонов рождается в распаде соответствующего виртуального фотона  $\gamma^* \rightarrow V$ . Относительно них перекрестные диаграммы подавлены с фактором  $\sim 1/M_H^2$ .

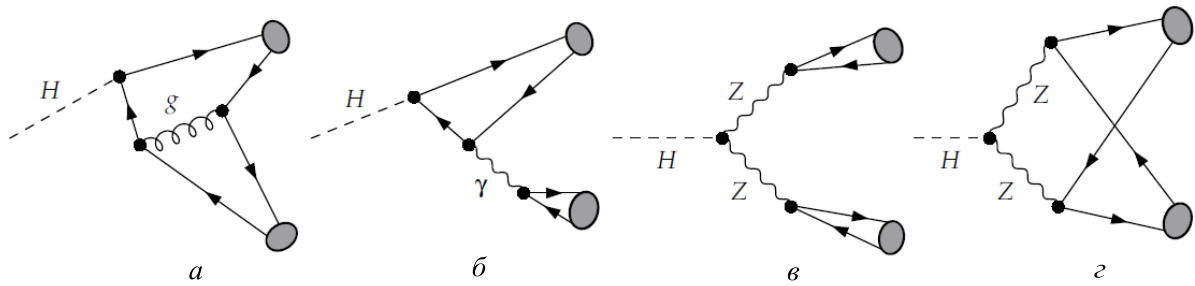


Рис. 1. Древесные диаграммы распада бозона Хиггса на пару векторных кваркониев  $H \rightarrow VV$ . Представлено несколько вкладов:  $a$  – кварк-глюонный механизм;  $b$  – кварк-фотонный механизм;  $v$  и  $z$  – распад через векторные бозоны. Полный набор диаграмм включает в себя 4 ненулевые диаграммы каждого типа  $a$  и  $b$  плюс 1 ненулевая диаграмма каждого типа  $v$  и  $z$ . Серые области соответствуют конечным состояниям кваркониев

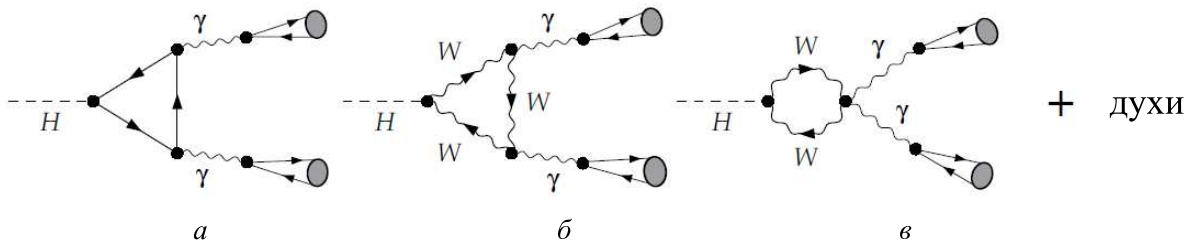


Рис. 2. Диаграммы распада бозона Хиггса на пару векторных кваркониев  $H \rightarrow VV$  через промежуточный распад на два виртуальных фотона  $H \rightarrow \gamma^* \gamma^*$ . Диаграммы включают в себя:  $a$  – фермионные петли и  $b, v$  – бозонные петли. Учет диаграмм, включающих петли с духами остается вопросом выбора калибровки. Серые области соответствуют конечным состояниям кваркониев

Таким образом, полная ширина распада содержит в себе вклады от четырех различных механизмов рождения и их интерференцию:

$$\Gamma \sim |\mathcal{A}^{Qg} + \mathcal{A}^{Q\gamma} + \mathcal{A}^{vb} + \mathcal{A}^{EW-loop}|^2. \quad (5)$$

КХД поправки к прямым механизмам распада известны только для распада бозона Хиггса на векторный кварконий и фотон, который идет через кварк-фотонный механизм [21, 27]. Мы же в настоящем исследовании впервые производим оценку однопетлевых КХД поправок для кварк-глюонного и кварк-фотонного механизмов распада бозона Хиггса на два векторных кваркония, а также для механизма распада через два векторных бозона. Примеры диаграмм, описывающих эти поправки, схематично представлены на рис. 3–5. Что же касается КХД поправки к механизму рождения через электрослабую петлю, то она весьма хорошо изучена для распада бозона Хиггса на пару реальных фотонов (см., например, первые работы [28, 29]). К настоящему времени петлевой фактор  $J(r_f^2, r_W^2)$ , который входит в выражение для ширины распада через этот механизм, известен с трехпетлевой точностью по  $\alpha_s$  [30]. Величина поправки оказывается небольшой и ограничена значением 2%.

В следующем за ведущим порядке по  $\alpha_s$  нами изучено три набора диаграмм, амплитуды которых обозначаются как  $\mathcal{A}_{NLO}^{Qg}$ ,  $\mathcal{A}_{NLO}^{Q\gamma}$  и  $\mathcal{A}_{NLO}^{vb}$ . Далее в тексте мы

называем однопетлевые КХД поправки к упомянутым древесным вкладом “глюонными петлевыми поправками”, чтобы различать их от механизма рождения через электрослабую петлю. Таким образом, вклады в амплитуды от рассматриваемых диаграмм, примеры которых представлены на рис. 1–5, могут быть выписаны в следующем виде:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{LO}^{Qg} + \mathcal{A}_{LO}^{Q\gamma} + \mathcal{A}_{LO}^{vb} + \mathcal{A}^{EW-loop}, \quad (6)$$

$$\mathcal{A}_{gluon\ loop} = \mathcal{A}_{NLO}^{Qg} + \mathcal{A}_{NLO}^{Q\gamma} + \mathcal{A}_{NLO}^{vb}, \quad (7)$$

где индексы  $LO$  и  $NLO$  относятся к порядкам разложения по  $\alpha_s$ .

В рамках кварк-фотонного механизма распад бозона Хиггса на векторный мезон и виртуальный фотон  $H \rightarrow V \gamma^*$  сопровождается последующим переходом виртуального фотона во второй векторный мезон  $\gamma^* \rightarrow V$ . Эти два подпроцесса полностью факторизуются и очевидно проходят на разных энергетических масштабах, поэтому имеет смысл рассматривать глюонные петлевые поправки к жесткой части амплитуды и к мягкой части отдельно. В рамках данной работы мы рассматриваем только поправку порядка  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  к жесткой части амплитуды, то есть к распаду бозона Хиггса на векторный мезон и виртуальный фотон  $H \rightarrow V \gamma^*$ . Диаграммы типа (д) из рис. 4 не учитывались в наших оценках, так как диаграммы такого типа могут интерпретироваться в качестве поправки к вол-

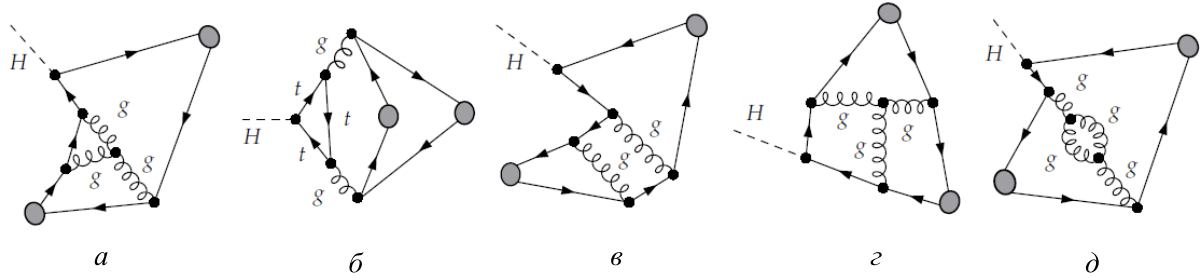


Рис. 3. Примеры пяти диаграмм кварк-глюонного механизма рождения в следующем за ведущим порядке по  $\alpha_s$ . Полный набор содержит 80 ненулевых диаграмм

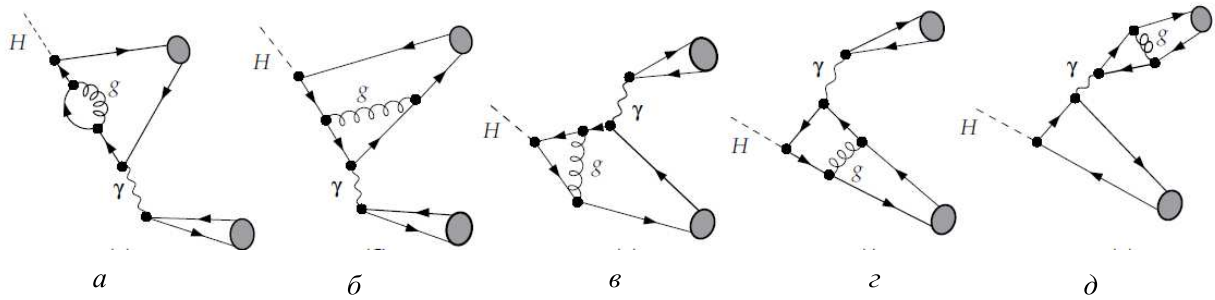


Рис. 4. Примеры пяти диаграмм кварк-фотонного механизма рождения в следующем за ведущим порядке по  $\alpha_s$ . Полный набор содержит 20 ненулевых диаграмм

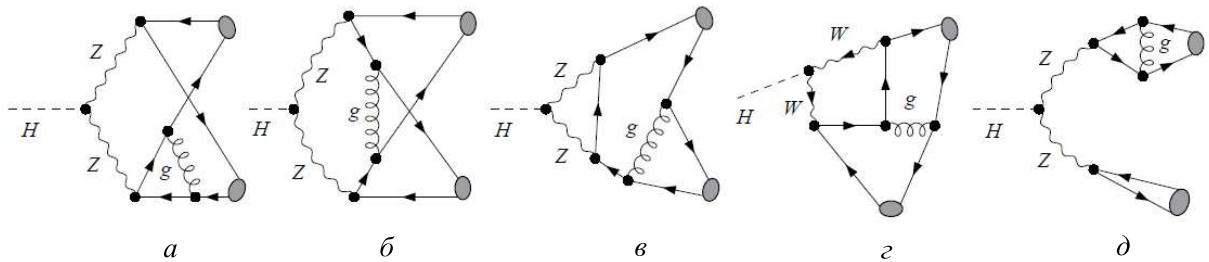


Рис. 5. Примеры пяти диаграмм рождения через векторные бозоны в следующем за ведущим порядке по  $\alpha_s$ . Полный набор содержит 20 ненулевых диаграмм

новой функции конечного состояния векторного кваркония. В то же время не до конца ясно, имеет ли место подобная факторизация в случае перехода виртуального  $Z$ -бозона в векторный мезон. В своих вычислениях мы учитываем диаграммы типа (д) из рис. 5 в силу наличия массивного пропагатора с массой  $M_Z \sim M_H$ . Однако, в последнем случае вопрос об интерпретации поправок порядка  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  в качестве поправки к волновой функции конечного состояния векторного кваркония остается открытым и требует дальнейшего обсуждения.

Однопетлевые КХД поправки в изучаемом процессе полностью учитываются в виде интерференционного члена между амплитудами ведущего порядка и следующего за ведущим порядка:

$$|\mathcal{A}^{\text{tot}}|^2 = |\mathcal{A}|^2 + 2 \text{Re} [\mathcal{A} \cdot \mathcal{A}_{\text{gluon loop}}] + \dots \quad (8)$$

Напомним, что конечное выражение для амплитуды поправки  $\mathcal{A}_{\text{gluon loop}}$  получается с применением процедуры перенормировки, описанной в разделе 1.

### 3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Вклад кварк-глюонного и кварк-фотонного подпроцессов в распад бозона Хиггса на два эквивалентных векторных мезона имеет простой аналитический вид [10, 13]:

$$\Gamma_{VV}^{\text{dir}} = \frac{128\sqrt{2}\pi G_F |\Psi_V(0)|^4 \sqrt{r^2/4 - 1} (r^4 - 4r^2 + 6)}{9 r^7 M_H^3} \times \left[ 8\alpha_s + 9\alpha e_q^2 r^2 \right]^2. \quad (9)$$

В случае распада бозона Хиггса на чармоний и боттомоний прямое рождение реализуется только через

кварк-фотонный механизм и выражение для соответствующего вклада принимает вид:

$$\Gamma_{VV'}^{\text{dir}} = \frac{128\sqrt{2}\pi G_F \alpha^2 |\Psi_V(0)|^2 |\Psi_{V'}(0)|^2 \sqrt{r^2 r'^2 - (r+r')^2}}{9M_H^3 r^2 r'^2} \times \left( \frac{r^2 r'^2 (r^2 + r'^2) + (r^2 - r'^2)^2}{r^4 r'^4 - (r^2 - r'^2)^2} \right)^2 \left( (r^2 + r'^2 - r^2 r'^2)^2 + 2r^2 r'^2 \right), \quad (10)$$

Здесь  $r = \frac{M_H}{m_V}$  и  $r' = \frac{M_H}{m_{V'}}$ . Малое значение константы связи  $\alpha$  компенсируется большим коэффициентом  $r^2$ :  $r^2 \sim 10^3$  для пары чармониев и  $r^2 \sim 10^2$  для пары боттомониев. Как видно из (9), амплитуды двух прямых вкладов интерферируют конструктивно.

Полученные значения ширины для каждого из исследуемых механизмов рождения подробно обсуждаются далее в разд. 4 (см. также таблицу). В соответствии с нашими численными результатами, кварк-глюонный вклад значим только в случае распада бозона Хиггса на векторные боттомонии  $\Upsilon \Upsilon$ . Как уже упоминалось ранее, кварк-глюонный механизм не дает вклад в рождение кваркониев с разными скрытыми ароматами  $J/\psi \Upsilon$ . Кварк-фотонный механизм дает значимый вклад для распадов на пару векторных чармо-

ниев  $J/\psi J/\psi$  и боттомониев  $\Upsilon \Upsilon$ , а также доминирует в случае распадов на пару векторного чармония и векторного боттомония  $J/\psi \Upsilon$ .

Ширина распада бозона Хиггса на два эквивалентных векторных мезона через электрослабую петлю имеет следующий вид:

$$\Gamma_{VV}^{\text{EW-loop}} = \frac{18\sqrt{2} G_F \alpha^4 e_Q^4 |\Psi_V(0)|^4 \sqrt{r^2/4 - 1}}{\pi M_H^3} \times r (r^4 - 4r^2 + 6) |J(r_f^2, r_W^2)|^2, \quad (11)$$

а в случае распада на два разных векторных мезона через электрослабую петлю:

$$\Gamma_{VV'}^{\text{EW-loop}} = \frac{8\sqrt{2} G_F \alpha^4 |\Psi_V(0)|^2 |\Psi_{V'}(0)|^2 \sqrt{r^2 r'^2 - (r+r')^2} |J(r_f^2, r_W^2)|^2}{9\pi M_H^3 r^2 r'^2} \times \left( (r^2 + r'^2 - r^2 r'^2)^2 + 2r^2 r'^2 \right), \quad (12)$$

где  $J(r_f^2, r_W^2) \sim 1$  соответствует комплексному петлевому фактору, учитывающему кварковые и  $W$ -бозонные петли:  $J(r_f^2, r_W^2) = \sum_f N_c e_f^2 A_f(r_f^2) + A_W(r_W^2)$  и  $r_f = \frac{M_H}{2m_f}$ ,  $r_W = \frac{M_H}{2M_W}$ . Данные выражения были получены в аппроксимации пренебрежимой виртуально-

сти промежуточных фотонов. Пример рассмотрения такого петлевого фактора приведен в [26], где в формулах 1–4 представлено определение функций  $A_f$  и  $A_W$ .

Так как формулы (9) и (11) получены из амплитуд с одинаковыми лоренцевыми структурами, они легко могут быть объединены следующим образом:

$$\Gamma_{VV}^{\text{dir} + \text{EW-loop}} = \frac{128\sqrt{2}\pi G_F |\Psi_V(0)|^4 \sqrt{r^2/4 - 1} (r^4 - 4r^2 + 6)}{9r^7 M_H^3} \times \left| 8\alpha_s + 9\alpha e_Q^2 r^2 + \frac{9}{8\pi} \alpha^2 e_Q^2 r^4 J(r_f^2, r_W^2) \right|^2. \quad (13)$$

Выражение (13) показывает, что вклад через электрослабую петлю усиливается фактором  $\alpha^2 r^4$  по отношению к кварк-фотонному вкладу. Учитывая, что  $\alpha r^2 \sim 10$  в случае рассмотрения пары чармониев и  $\alpha r^2 \sim 1$  в случае пары боттомониев можно заключить, что в распаде бозона Хиггса на пару чармони-

ев  $J/\psi J/\psi$  этот вклад станет доминирующим. Это подтверждается нашими численными оценками (см. разд. 4 и таблицу).

Выражение для ширины распада бозона Хиггса на два эквивалентных векторных мезона через векторные бозоны может быть записано следующим образом:

$$\Gamma_{VV}^{\text{vb}} = \frac{16\sqrt{2}\pi G_F \alpha^2 |\Psi_V(0)|^4 \sqrt{r^2/4 - 1} M_Z^4 M_H (r^4/4 - r^2 + 3)}{r^3 \sin^4 2\theta_W} \times \left[ \frac{6(g_v^Q)^2}{(M_Z^2 - m_V^2)^2} + \frac{(g_v^Q)^2 + (g_a^Q)^2}{(M_Z^2 - M_H^2/4)^2} \right]^2, \quad (14)$$

где  $\sum_{\text{spin}} |\epsilon^* \cdot \epsilon'^*|^2 = (r^4/4 - r^2 + 3)$ . А в случае распада на два неэквивалентных мезона:

$$\Gamma_{VV'}^{\text{vb}} = \frac{144\sqrt{2}\pi \alpha^2 G_F |\Psi_V(0)|^2 |\Psi_{V'}(0)|^2 (g_v^Q)^2 (g_v^{Q'})^2 M_H M_Z^4}{(M_Z^2 - m_V^2)^2 (M_Z^2 - m_{V'}^2)^2 r^4 r'^4 \sin^4 2\theta_W} \times \sqrt{r^2 r'^2 - (r+r')^2} \left( (r^2 + r'^2 - r^2 r'^2)^2 + 8r^2 r'^2 \right). \quad (15)$$



Здесь  $g_v^Q = T_3^Q - 2e_Q \sin^2 \theta_W$  и  $g_a^Q = T_3^Q$ ,  $e_Q$  – заряд тяжелого кварка,  $T_3^Q$  – третья компонента слабого изоспина. Этот вклад является доминирующим в случае распада на пару векторных боттомониев  $\Upsilon \Upsilon$ , в то время как в случае распада на два векторных чармония  $J/\psi J/\psi$  или в пару векторного чармония и векторного боттомония  $J/\psi \Upsilon$  он оказывается пренебрежимо малым по сравнению со всеми упомянутыми выше вкладами (см. разд. 4 и таблицу).

Имеет смысл отдельно обсудить знаки интерференционных членов между исследуемыми вкладами (см. (5)). Вклады  $\mathcal{A}^{vb}$  и  $\mathcal{A}^{EW-loop}$  (также как и  $\mathcal{A}^{Qg}$  и  $\mathcal{A}^{Q\gamma}$ ) интерферируют друг с другом конструктивно. Остальные четыре интерференции каждого прямого вклада с каждым непрямым оказываются деструктивными:  $2 \operatorname{Re}[\mathcal{A}^{Qg} \cdot \mathcal{A}^{EW-loop}] < 0$ , и т.д.

#### 4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Чтобы детально изучить глюонные петлевые поправки к изучаемым процессам, нами были по-отдельности вычислены  $K$ -факторы для кварк-глюонного и кварк-фотонного механизмов, а также для распада через векторные бозоны. Выражения для них могут быть представлены следующим образом:

$$K^{Qg} = 1 + 2 \operatorname{Re}[\mathcal{A}_{LO}^{Qg} \cdot \mathcal{A}_{NLO}^{Qg}] / |\mathcal{A}_{LO}^{Qg}|^2 = 1 + \alpha_s(\mu) (c_1 + c_0 \ln(\mu/M_H)),$$

$$K^{Q\gamma} = 1 + 2 \operatorname{Re}[\mathcal{A}_{LO}^{Q\gamma} \cdot \mathcal{A}_{NLO}^{Q\gamma}] / |\mathcal{A}_{LO}^{Q\gamma}|^2 = 1 - c_2 \alpha_s(\mu), \quad (16)$$

$$K^{vb} = 1 + 2 \operatorname{Re}[\mathcal{A}_{LO}^{vb} \cdot \mathcal{A}_{NLO}^{vb}] / |\mathcal{A}_{LO}^{vb}|^2 = 1 + c_3 \alpha_s(\mu),$$

где  $c_0 > 0$ ,  $c_1 > 0$ ,  $c_2 > 0$ ;  $c_3 > 0$  для пары чармониев и  $c_3 < 0$  для пары боттомониев и пары чармония и боттомония.  $K$ -факторы для кварк-фотонного механизма и механизма рождения через два векторных бозона не содержат логарифмические члены  $\sim \ln(\mu)$ , появляющиеся из Фейнмановских интегралов, так как эти члены сокращаются в процессе перенормировки. Поэтому зависимость  $K^{Q\gamma}$  и  $K^{vb}$  от энергетического масштаба  $\mu$  осуществляется только через зависимость константы сильной связи  $\alpha_s(\mu)$ .

В (16) коэффициент  $c_0$  имеет самую простую форму:  $c_0 = \beta_0/\pi$ , в то время как аналитические выражения для  $c_1$ ,  $c_2$  и  $c_3$  слишком громоздки, чтобы приводить их в тексте.

Глюонная петлевая поправка к кварк-глюонному механизму рождения оказывается большой и положительной для распадов на пару чармониев  $J/\psi J/\psi$  и на пару боттомониев  $\Upsilon \Upsilon$ . Как видно на левой части

рис. 6,  $K$ -фактор  $K^{Qg}$  меняется в диапазоне  $1.9 \div 2$  в случае распада на пару чармониев  $J/\psi J/\psi$  и в диапазоне  $1.3 \div 1.6$  в случае распада на пару боттомониев  $\Upsilon \Upsilon$  при варьировании энергетического масштаба  $\mu$  от  $M_H/2$  до  $2M_H$ . Эти значения согласуются со значениями, полученными для распада  $H \rightarrow B_c^* B_c^*$  в предыдущем исследовании [31].

Глюонная петлевая поправка к кварк-фотонному механизму оказывается большой и отрицательной для всех рассматриваемых процессов. Для распадов на пару боттомониев  $\Upsilon \Upsilon$  и в пару чармония и боттомония  $J/\psi \Upsilon$  значения  $K$ -фактора  $K^{Q\gamma}$  меняются в диапазоне  $0.18 \div 0.33$  при варьировании энергетического масштаба  $\mu$  от  $M_H/2$  до  $2M_H$ . В случае же распада на пару чармониев  $J/\psi J/\psi$   $K$ -фактор  $K^{Q\gamma}$  меняется от  $0.02$  при  $\mu = M_H/2$  до  $0.19$  при  $\mu = 2M_H$ . Это обстоятельство свидетельствует о том, что однопетлевой точности может быть недостаточно для описания этого вклада. Приблизительно такие же значения для аналогичного  $K$ -фактора получены в работе [21], где кварк-фотонный механизм рассматривался для прямого распада на кварконий и фотон  $H \rightarrow V, \gamma$ .

Что же касается глюонной однопетлевой поправки к распаду через два векторных бозона, то она ведет себя по-разному для каждого из исследуемых процессов. Такая поправка оказывается малой и положительной для распада на пару чармониев  $J/\psi J/\psi$ , а ее величина ограничена 10% во всем исследованном диапазоне шкалы  $\mu$ . В распадах на пару боттомониев  $\Upsilon \Upsilon$  и на пару чармония и боттомония  $J/\psi \Upsilon$  поправка оказывается значимой и отрицательной. Соответствующие значения  $K$ -фактора  $K^{vb}$  при этом лежат в диапазонах  $0.76 \div 0.81$  и  $0.54 \div 0.62$ , соответственно.

Численные результаты для ширин распадов представлены в таблице.

Видно, что ни один из рассматриваемых механизмов распада не является доминирующим одновременно для всех рассматриваемых процессов. В случае распада на пару чармониев  $J/\psi J/\psi$  механизм распада через электрослабую петлю доминирует над остальными, тогда как в распадах на пару боттомониев  $\Upsilon \Upsilon$  доминирует механизм распада через два векторных бозона, а в случае рождения пары чармония и боттомония  $J/\psi \Upsilon$  — кварк-фотонный механизм и механизм распада через электрослабую петлю. Кварк-глюонный механизм подавлен (или не дает вклад) для всех исследуемых мод распада.

В таблице также представлены численные значения и знаки для каждой из глюонных однопетлевых поправок от диаграмм 3–5. В случае распада на пару чармониев  $J/\psi J/\psi$  поправка порядка  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  главным образом определяется конструктивной интерференцией с кварк-фотонной NLO амплитудой (+23%), где величина поправки в основном определяется членом  $2 \operatorname{Re}[\mathcal{A}^{EW-loop} \cdot \mathcal{A}_{NLO}^{Q\gamma}]$ . В случае же распада на пару боттомониев  $\Upsilon \Upsilon$  поправка порядка  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  главным образом определяется деструктивной интерференцией с NLO амплитудами распада через векторные бо-

Таблица. Ширины распадов в следующем за ведущим порядке разложения по  $\alpha_s$  в единицах  $10^{-12}$  ГэВ. Значения получены при энергетическом масштабе  $\mu = M_H$ . Значения волновых функций взяты из [32].

Механизм		Рис.	Ширина		
			$J/\psi J/\psi$	$\Upsilon \Upsilon$	$J/\psi \Upsilon$
Ведущий порядок	кварк-глюонный	1 (а)	$8.34 \cdot 10^{-4}$	-0.22	—
	кварк-фотонный	1 (б)	2.25	-0.42	-5.61
	через векторные бозоны	1 (в,г)	0.48	-3.82	-0.19
	электрослабая петля	2	29.04	-0.06	-3.48
<b>Итого (без учета поправки)</b>			<b>19.62</b>	<b>-4.90</b>	<b>-3.02</b>
Поправка	кварк-глюонный	3	-0.64	-0.09	—
	кварк-фотонный	4	-4.57	-0.40	-1.48
	через векторные бозоны	5	-0.16	-0.84	-0.27
<b>Итого (с учетом поправки)</b>			<b>23.72</b>	<b>-3.57</b>	<b>-1.27</b>

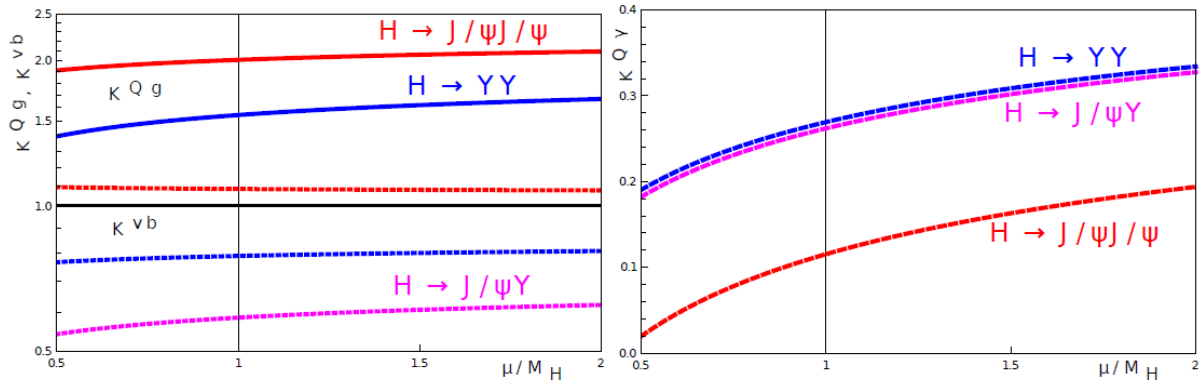


Рис. 6. Зависимость  $K$ -факторов различных механизмов распада от энергетического масштаба. Слева: кварк-глюонный механизм (сплошные линии) и механизм распада через два виртуальных векторных бозона (точечно-пунктирные линии). Справа: кварк-фотонный механизм (пунктирные линии)

зоны и кварк-фотонного механизма (-17% и -8.2% соответственно). В этом случае величину поправки в основном определяют члены  $2 \text{Re}[\mathcal{A}_{LO}^{vb} \cdot \mathcal{A}_{NLO}^{Q\gamma}]$  и  $2 \text{Re}[\mathcal{A}_{LO}^{vb} \cdot \mathcal{A}_{NLO}^{vb}]$ . Что касается моды распада на пару чармония и боттомония  $J/\psi \Upsilon$ , поправка порядка  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  в основном определяется деструктивной интерференцией с кварк-фотонной NLO амплитудой (-49%), где величину поправки главным образом составляют члены  $2 \text{Re}[\mathcal{A}_{LO}^{Q\gamma} \cdot \mathcal{A}_{NLO}^{Q\gamma}]$  и  $2 \text{Re}[\mathcal{A}^{EW-loop} \cdot \mathcal{A}_{NLO}^{Q\gamma}]$ .

Важно подчеркнуть, что ширины чувствительны к выбору волновых функций конечных состояний, так как они пропорциональны их четвертой степени.

Численные значения полученных полных ширин распада бозона Хиггса на пару кваркониев при варьировании энергетического масштаба  $\mu$  от  $M_H/2$  до  $2M_H$  изменяются в следующих пределах:

$$\begin{aligned} \Gamma(J/\psi J/\psi) &= (2.33 \div 2.39) \cdot 10^{-11} \text{ ГэВ}, \\ \Gamma(\Upsilon \Upsilon) &= (3.40 \div 3.70) \cdot 10^{-12} \text{ ГэВ}, \\ \Gamma(J/\psi \Upsilon) &= (1.08 \div 1.43) \cdot 10^{-12} \text{ ГэВ}, \end{aligned} \quad (17)$$

а соответствующие относительные вероятности распа-

дов лежат в диапазонах

$$\begin{aligned} \text{Br}(J/\psi J/\psi) &= (5.82 \div 5.98) \cdot 10^{-9}, \\ \text{Br}(\Upsilon \Upsilon) &= (8.49 \div 9.24) \cdot 10^{-10}, \\ \text{Br}(J/\psi \Upsilon) &= (2.71 \div 3.57) \cdot 10^{-10}. \end{aligned} \quad (18)$$

Отметим, что при вычислении ширин и относительных вероятностей распадов использовались предсказания Стандартной Модели для полной ширины бозона Хиггса  $\Gamma_H = 4.1$  МэВ и рекомендованное значение массы бозона Хиггса  $M_H = 125.1$  ГэВ [33].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе изучается эксклюзивное рождение пар кваркониев в распадах бозона Хиггса. Для изучаемых процессов проведен аналитический расчет и анализ амплитуд рождения через два прямых и два непрямых механизма рождения, получены аналитические выражения для соответствующих ширин в ведущем порядке по  $\alpha_s$ , проанализирована интерференция

между исследуемыми механизмами рождения. Первые были аналитически получены однопетлевые КХД поправки порядка  $O(\alpha_s)$  для трех различных механизмов рождения. В наших предсказаниях учет поправок увеличивает ширину распада на пару чармониев  $H \rightarrow J/\psi J/\psi$  на  $(19 \div 22)\%$ , уменьшает ширину распада на пару боттомониев  $H \rightarrow \Upsilon \Upsilon$  на  $(25 \div 30)\%$  и уменьшает ширину распада на чармоний и боттомоний  $H \rightarrow J/\psi \Upsilon$  на  $(50 \div 60)\%$ . Была численно проанализирована величина каждого из вкладов в ширину распада при варьировании энергетического масштаба в диапазоне от  $M_H/2$  до  $2M_H$ .

Полученные результаты прямо связаны с поисками редких распадов бозона Хиггса в пару кваркониев на

ЛНС [7, 8]. Однако, предсказываемые значения ширины слишком малы, а потому наблюдение таких распадов в условиях действующих экспериментов будет означать проявление физики за пределами Стандартной Модели. Также полученные результаты могут представлять интерес для изучения свойств Бозона Хиггса в рамках будущих экспериментов.

Авторы выражают благодарность организационному комитету Международного молодежного научного форума «Ломоносов» за предоставленную возможность презентации настоящего исследования и за высокий уровень организации мероприятия. Авторы выражают благодарность за поддержку Национальному центру физики и математики.

- 
- [1] ATLAS Collaboration // *Phys. Lett. B* **716**, 1. (2012).  
[2] CMS Collaboration // *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012).  
[3] CMS Collaboration // *Nature* **607** 60 (2022).  
[4] Koratzinos M. // ICHEP2014 37th conference on High Energy Physics (2014).  
[5] Desch K., Lankford A., Mazumdar K. et al. // OSTI.GOV (2019). <https://www.osti.gov/biblio/1833577>  
[6] Long K., Lucchesi D., Palmer M. et al. // *Nature Physics* **17** 289 (2021).  
[7] CMS Collaboration // *Phys. Lett. B* **797** 134811 (2019).  
[8] CMS Collaboration // *Phys. Lett. B* ISSN 0370-2693 137534 (2022).  
[9] Bander M., Soni A. // *Phys. Lett. B* **82** 411. (1979).  
[10] Keung W.-Y. // *Phys. Rev. D* **27** 2762. (1983).  
[11] Bergstrom L., Hulth G. // *Nucl. Phys. B* **259** 137 (1985). Erratum: *Nucl. Phys. B* **276**, 744. (1986).  
[12] Kartvelishvili V., Luchinsky A. V., Novoselov A. A. // *Phys. Rev. D* **79** 114015 (2009).  
[13] Gao D.-N., Gong X. // *Phys. Lett. B* **832** 137243 (2022).  
[14] Bodwin G. T., Braaten E., Lepage G. P. // *Phys. Rev. D* **51** 1125 (1995). Erratum: *Phys. Rev. D* **55** 5853 (1997).  
[15] Hahn T., // *Comput. Phys. Commun.* **140** 418 (2001).  
[16] Shtabovenko V., Mertig R., Orellana F. // *Comput. Phys. Commun.* **256** 107478 (2020).  
[17] Smirnov A. // *JHEP* **10** 107 (2008).  
[18] Patel H. H. // *Comput. Phys. Commun.* **218** 66 (2017).  
[19] Beneke M., Smirnov V. A. // *Nucl. Phys. B* **522** 321 (1998).  
[20] Bodwin G. T., Petriello F., Stoynev S., Velasco M. // *Phys. Rev. D* **88** 053003 (2013).  
[21] Zhou C., Song M., Li G., Zhou Y.-J., Guo J.-Y. // *Chin. Phys. C* **40** 12 123105 (2016).  
[22] Brambilla N., Chung H. S., Lai W. K. et al. // *Phys. Rev. D* **100** 053003 (2019).  
[23] Han T., Leibovich A. K., Ma Y., Tan X.-Z. // *JHEP* **8** 73 (2022).  
[24] Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V. // *Nucl. Phys. B* **106** 292 (1976).  
[25] Shifman M.A., Vainshtein A.I., Voloshin M.B., Zakharov V.I. // *Sov. J. Nucl. Phys.* **30** 711 (1979). <https://inspirehep.net/literature/141287>  
[26] Spira M., Djouadi A., Graudenz D., Zerwas P.M. // *Nucl. Phys. B* **453** 17 (1995).  
[27] Vysotsky M.I. // *Phys. Lett. B* **97** 159 (1980). DOI: .  
[28] Djouadi A., Spira M., van der Bij J.J., Zerwas P.M. // *Phys. Lett. B* **257** 187 (1991).  
[29] Dawson S., Kauffman R.P. // *Phys. Rev. D* **47** 1264 (1993).  
[30] Davies J., Herren F. // *Phys. Rev. D* **104** 053010 (2021).  
[31] Belov I.N., Berezhnoy A.V., Dorokhov A.E. et al. // *Nucl. Phys. A* **1015** 122285 (2021).  
[32] Eichten E. J., Quigg C. // FERMILAB-PUB-19/176-T (2019).  
[33] CERN // CERN Yellow Reports: Monographs, Vol 2 (2017): Handbook of LHC Higgs cross sections: 4. Deciphering the nature of the Higgs sector.

## Main contributions to Higgs boson decay into quarkonium-pair

E.A. Leshchenko<sup>1,a</sup>, A.V. Berezhnoy<sup>2,b</sup>

<sup>1</sup>Department of physics of atomic nucleus and quantum collision theory, Faculty of Physics  
Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

<sup>2</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University  
Moscow 119191, Russia

E-mail: <sup>a</sup>leshchenko.ea17@physics.msu.ru, <sup>b</sup>Alexander.Berezhnoy@cern.ch

Rare Higgs boson decays into a quarkonium-pair are theoretically investigated. The main production mechanisms have been studied in detail as well as their interference within the Standard Model. The one-loop corrections to the decay



widths have been taken into account. Such research is potentially of interest in terms of Higgs boson decay modes observation on future facilities.

PACS: 14.80.Bn, 14.40.Pq.

*Keywords:* decay width, Higgs boson, quarkonium, charmonium, bottomonium, pair production, CSM, one-loop accuracy, NRQCD.

*Received 01 June 2023.*

#### **Сведения об авторах**

1. Лещенко Евгений Антонович — магистр 2 года обучения; e-mail: leshchenko.ea17@physics.msu.ru.
2. Бережной Александр Викторович — доктор физ.-мат. наук, зав. лабораторией тяжелых кварков и редких распадов, профессор РАН; тел.: (916) 413-33-54, e-mail: Alexander.Berezhnoy@cern.ch.