

Поиск нейтральных токов, меняющих аромат кварков, в процессах рождения бозона Хиггса

М. А. Илюшин^{1,*}, П. С. Мандрик^{1,2,†}, С. Р. Слабоспицкий^{1,2,‡}

¹ НИЦ «Курчатовский институт» ИФВЭ

Россия, 142281, Московская область,

г. Протвино, площадь Науки, д. 1

² «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»

Россия, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

(Статья поступила 05.06.2019; Подписана в печать 05.09.2019)

Наблюдение бозона Хиггса в экспериментах на Большом адронном коллайдере открыло новую область для прямого поиска проявлений физики за пределами Стандартной модели. Одними из возможных аномальных взаимодействий являются взаимодействия бозона Хиггса, меняющие аромат кварков. Как и остальные нарушающие аромат нейтральные токи, данные взаимодействия запрещены в Стандартной модели на древесном уровне и крайне подавлены в петлевых поправках за счёт ГИМ-механизма. Наблюдение данных процессов будет являться явным указанием на существование физики за пределами Стандартной модели. Поиск нейтральных токов, меняющих аромат кварков, с участием бозона Хиггса и топ-кварка, является одним из важных направлений анализа данных экспериментов на Большом адронном коллайдере. В данной работе мы исследуем вклад меняющих аромат взаимодействий u, d, s, c, b кварков в процессы одиночного рождения бозона Хиггса. Проведено сравнение ограничений, полученных из анализа данных экспериментов Большого адронного коллайдера и результатов косвенных измерений в низко-энергетичных экспериментах по наблюдению осцилляций мезонов. Исследована чувствительность будущих экспериментов на ускорителе FCC-hh в протон-протонных соударениях при энергии центра масс 100 ТэВ на основе быстрого моделирования проектируемого детектора.

PACS: 14.65.-q, 14.80.-j. УДК: 539.12.01

Ключевые слова: fсnc, Хиггс, LHC, hl-lhc, FCC-hh.

ВВЕДЕНИЕ

Поиски нарушающих аромат кварков взаимодействий бозона Хиггса в секторе физики топ-кварка интенсивно велись на ускорителе БАК [1–5] в процессах рождения $t\bar{t}$ с распадом одного из топ-кварков через FCNC, а другого через доминирующий канал SM распада $t \rightarrow bW$. Результаты данных исследований приведены в табл. 1.

FCNC взаимодействия бозона Хиггса с остальными SM кварками могут проявлять себя в различных низко-энергетичных высокоточных измерениях. Наиболее сильные косвенные ограничения на аномальные константы FCNC взаимодействия $qq'H$ были получены в экспериментах по измерению $B_{d,s} - \bar{B}_{d,s}$, $K^0 - \bar{K}^0$ и $D^0 - \bar{D}^0$ осцилляций [6]. Соответствующие ограничения на FCNC взаимодействия в терминах ограничений на вероятности FCNC распадов бозона Хиггса на u, d, s, c, b кварки приведены в табл. 2. Вследствие наличия большого КХД фона эксперименты на БАК менее чувствительны к поиску FCNC распадов бозона Хиггса. С другой стороны прямой поиск такого рода распадов может дополнить существующие косвенные ограничения. Также в ряде сценариев за рам-

ками SM вероятность нарушающих аромат распадов $H \rightarrow qq'$ может быть усилена при сохранении прочих низко-энергетичных наблюдаемых величин приблизительно на уровне предсказываемых им в SM значений [7, 8], что обуславливает важность прямого поиска FCNC взаимодействий бозона Хиггса.

В настоящий момент нет экспериментальных указаний на отклонение вероятностей FCNC взаимодействий от предсказываемых SM значений. Дальнейшие исследования и увеличение экспериментальной чувствительности связано с проектами будущих ускорителей [9–12], такими как High Luminosity LHC (HL-LHC) [13] и Future Circular Collider (FCC-hh) [14, 15], задаваемый целевыми характеристиками энергии в 100 ТэВ протон-протонных соударений с общей интегральной светимостью 30 аб⁻¹.

В данной статье мы исследуем вклад FCNC взаимодействий в процессы одиночного рождения бозона Хиггса и процессы ассоциативного рождения бозона Хиггса со струей. Были получены ограничения на FCNC взаимодействия на основе рассмотрения результатов экспериментов на БАК. Поиск FCNC взаимодействий был также воспроизведен для условий экспериментов на HL-LHC и FCC-hh и были получены ожидаемые верхние ограничения на соответствующие параметры взаимодействия.

*E-mail: Mikhail.Ilyushin@ihep.ru

†E-mail: petr.mandrik@ihep.ru

‡E-mail: Sergey.Slabospitsky@ihep.ru

Таблица I: Верхние экспериментальные ограничения на уровне достоверности 95% на вероятности распадов топ-кварка с нарушением аромата

Эксперимент	$\mathcal{B}(t \rightarrow uH)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow cH)$	Ссылка
ATLAS, 8 ТэВ, 20.3 fb ⁻¹	4.5×10^{-3}	4.6×10^{-3}	[1]
ATLAS, 13 ТэВ, 36.1 fb ⁻¹	2.4×10^{-3}	2.2×10^{-3}	[2]
ATLAS, 13 ТэВ, 36.1 fb ⁻¹	1.9×10^{-3}	1.6×10^{-3}	[3]
CMS, 8 ТэВ, 19.7 fb ⁻¹	5.5×10^{-3}	4.0×10^{-3}	[4]
CMS, 13 ТэВ, 35.9 fb ⁻¹	4.7×10^{-3}	4.7×10^{-3}	[5]

1. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ БОЗОНА ХИГГСА

Нарушающие аромат взаимодействия могут возникнуть в различных расширениях Стандартной модели [16]. В данной работе для описания эффектов новой физики во взаимодействиях бозона Хиггса используется эффективный (феноменологический) Лагранжиан [17–19], который обязан быть калибровочно-инвариантным по отношению к калибровочной группе СМ. Такой Лагранжиан состоит из ряда членов со все возрастающей размерностью, подавленными все более высокими степенями масштаба Новой Физики (НФ — новая физики за рамками Стандартной Модели).

В рамках эффективной теории поля, лагранжиан аномальных взаимодействий, возникающий из общего калибровочно- и лоренц-инвариантного разложения по операторам после спонтанного нарушения симметрии, можно представить в следующем виде

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \kappa_{(4)} \bar{\psi}_q \hat{O}^{(4)} \psi_{q'} + \frac{\kappa_{(5)}}{\Lambda} \bar{\psi}_q \hat{O}^{(5)} \psi_{q'} + \frac{\kappa_{(6)}}{\Lambda^2} \bar{\psi}_q \hat{O}^{(6)} \psi_{q'} + \dots$$

где Λ — масштабный параметр НФ, κ — аномальные константы, которые имеют естественный порядок величины v_{ew}^2/Λ^2 . Более детальное обсуждение этих моментов приведено, в частности, в [20].

В данной работе (так же как и в многочисленных анализах экспериментальных данных) используется эффективный лагранжиан в унитарной калибровке следующего вида [21, 23]:

$$\mathcal{L}_{BSM} = - \sum_{q,q'} \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{q} \kappa_{qq'H} q'H + \text{h.c.} \quad (1)$$

где $q, q' \in (u, c, t)$ и $q, q' \in (d, s, b)$. Аномальные константы $\kappa_{qq'H}$ в общем случае являются комплексными.

В дальнейшем предполагается, что $|\text{Re} \kappa_{qq'}| = |\text{Im} \kappa_{qq'}|$. Поэтому мы используем следующую параметризацию:

$$\lambda_{qq'} \equiv |\text{Re} \kappa_{qq'}| = |\text{Im} \kappa_{qq'}| = \frac{1}{\sqrt{2}} |\kappa_{qq'}| \quad (2)$$

Ширина распада бозона Хиггса (следующая из (1)) равна:

$$\Gamma(H \rightarrow q\bar{q}') = \frac{3|\kappa_{qq'}|^2 M_H}{16\pi} = \lambda_{qq'}^2 \times 14.92 \text{ ГэВ} \quad (3)$$

Оценка величины константы связи $\kappa_{qq'}$ может быть получена из экспериментальных значений сечения рождения бозона Хиггса в pp -взаимодействиях на ЛНЦ [24, 25]:

$$pp \rightarrow H X, \quad pp \rightarrow H W/Z X, \quad H \rightarrow b\bar{b} \quad (4)$$

полученных коллаборациями ATLAS и CMS:

$$\mu_b = \frac{\sigma^{exp}(pp \rightarrow H X)}{\sigma^{theor}(pp \rightarrow H X)} \quad (5)$$

	$pp \rightarrow H W/Z X$	$pp \rightarrow H X$	
ATLAS	$\mu_b = 0.98^{+0.22}_{-0.21}$	$\mu_b = 1.01 \pm 0.20$	[24]
CMS	$\mu_b = 1.01 \pm 0.22$	$\mu_b = 1.04 \pm 0.20$	[25]

Для оценки мы используем:

$$0.8 \leq \mu_b \leq 1.2 \quad (6)$$

Ограничения на аномальную константу взаимодействия $\kappa_{qq'}$ получаются из рассмотрения следующего отношения:

$$\tilde{\mu}_b = \frac{\sigma(pp \rightarrow H)_{SM+FCNC} \mathcal{B}_{det}(H \rightarrow b\bar{b})_{SM+FCNC}}{\sigma(pp \rightarrow H)_{SM} \mathcal{B}_{det}(H \rightarrow b\bar{b})_{SM}} \quad (7)$$

где $(\dots)_{SM}$ и $(\dots)_{SM+FCNC}$ отвечают СМ и СМ+FCNC вкладом в процессы рождения и распада бозона Хиггса. Величина \mathcal{B}_{det} равняется величине вероятности распада бозона Хиггса на пару кварк-антикварк, умноженную на эффективности b -мечения и ошибочного b -мечения [24]:

$$\varepsilon_b = 70\%, \quad \varepsilon_c = 12\%, \quad \varepsilon_q = 0.3\%, \quad q = d, u, s \quad (8)$$

Для следующих СМ и СМ+FCNC сценариев мы получаем:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{det}(H \rightarrow b\bar{b})_{SM} &= \mathcal{B}_{sm}(H \rightarrow b\bar{b})\varepsilon_b^2 \\ \mathcal{B}_{det}(H \rightarrow b\bar{b})_{SM+FCNC} &= \\ &= \mathcal{B}_{fcnc}(H \rightarrow b\bar{b})\varepsilon_b^2 + \mathcal{B}_{fcnc}(H \rightarrow q_1\bar{q}_2)\varepsilon_{q_1}\varepsilon_{q_2} \end{aligned}$$

Для нахождения сечений FCNC процессов был использован MG5_aMC@NLO 2.5.2 [26] (см. раздел 2) при энергии взаимодействия $\sqrt{s} = 13$ ТэВ:

$$\begin{aligned} \sigma_{sm} &\approx 50 \text{ пб}, \quad \sigma(b\bar{s} + \bar{b}s)_{fcnc} = \lambda_{bs}^2 \times 18000 \text{ пб} \\ \sigma(b\bar{d} + \bar{b}d)_{anom} &= \lambda_{bd}^2 \times 45600 \text{ пб}, \\ \sigma(c\bar{u} + \bar{c}u)_{anom} &= \lambda_{cu}^2 \times 82000 \text{ пб} \end{aligned}$$

Тогда, из требования $\tilde{\mu}_b$ из (6) мы получаем ограничения на $\kappa_{qq'}$ - таблица II. Для того, чтобы избежать неоднозначности из-за различия в параметризации констант взаимодействий в Лагранжиане для сравнения результатов также приводятся ограничения на вероятности распадов.

Таблица II: Верхние ограничения на аномальные константы взаимодействия, ширина бозона Хиггса (в МэВ) и вероятности распадов

qq'	$ \kappa_{qq'} $	$\lambda_{qq'}$	$\Gamma(q\bar{q}')$ МэВ	$\mathcal{B}(q\bar{q}')$
bs	≤ 0.0085	0.006	0.54	10%
bd	≤ 0.0089	0.0063	0.60	11%
cu	≤ 0.0096	0.0068	0.69	13%

2. ГЕНЕРАЦИЯ СОБЫТИЙ

Оценка на основе (7) не учитывает различий в кинематике SM и FCNC процессов рождения бозона Хиггса. Для аккуратного учёта эффектов неэффективности детектирования и реконструкции для следующих секций мы проводим Монте-Карло (МК) симуляцию связанных процессов. Мы используем Лагранжиан (1) для моделирования сигнала. Лагранжиан (1) реализован в пакете FeynRules [27] на основе [28] и модель импортирована для использования в генераторах уровня матричного элемента с использованием формата UFO [29]. События сгенерированы в пакете MG5_aMC@NLO 2.5.2 [26], с последующим розыгрышем партонных ливней и адронизации Pythia 8.230 [30]. В качестве набора структурных функций протонов используется NNPDF3.0 [31]. Симуляция детектора была произведена в пакете для “быстрого” моделирования DELPHES 3.4.2 [32] с использованием соответствующих карт параметров. Сопутствующие взаимодействия протонов за единичное пересечение протонных сгустков не рассматриваются. Сечение рождения бозона Хиггса, одиночного или ассоциативно со струей, за счёт вклада FCNC взаимодей-

ствия в протон-протонных взаимодействиях для различных значений энергии в системе центра масс представлены в таблице III. Данные значения были получены для комбинации процессов рождения бозона Хиггса с 0 или 1 струей с использованием схемы MLM [33].

3. ОГРАНИЧЕНИЯ ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ СЕЧЕНИЯ РАСПАДА БОЗОНА ХИГГСА В ЧЕТЫРЁХ-ЛЕПТОННОМ КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ ПРИ $\sqrt{s} = 13$ ТэВ

В данной секции находятся верхние ограничения на $\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{s})$ и $\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{d})$ вероятности распадов на основе измерений сечения процесса рождения бозона Хиггса в в четырёх-лептонном конечном состоянии при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте CMS на LHC [34]. В данном анализе рассматривается следующая реакция:

$$\begin{aligned} pp &\rightarrow HX, \rightarrow H j X, \\ H &\rightarrow ZZ, \quad Z \rightarrow \ell^+, \ell^-, \ell = \mu, e. \end{aligned} \quad (9)$$

Для учёта различий, обусловленных различием в эффективности анализа, для SM и FCNC процессов рождения бозона Хиггса, были воспроизведены критерии отбора событий [34].

Четыре отобранных лептона образуют ZZ пару. Один Z кандидат определяется, как пара из двух лептонов одного аромата с разным значением зарядов: $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)$, - удовлетворяющих критерию $12 < m_{ll} < 120$ ГэВ. При этом рассматриваются электроны с $|\eta^e| < 2.5$ и поперечным импульсом $p_T^e > 7$ ГэВ и мюоны с $|\eta^\mu| < 2.4$ и $p_T^\mu > 5$ ГэВ. Все лептоны, входящие в пару ZZ должны проходить условие $\Delta R(l_i, l_j) > 0.02$, а два из четырёх лептонов должны иметь $p_{T,i} > 20$ ГэВ и $p_{T,j} > 10$ ГэВ.

Реконструированный Z бозон с массой m_{ll} , ближайшей к номинальной массе Z бозона, обозначается, как Z_1 , а следующий за ним, как Z_2 . Инвариантная масса Z_1 должна быть больше, чем 40 ГэВ. В подпроцессах с конечными состояниями 4μ и $4e$ событиях с ZZ парой требовалось, чтобы реконструированная масса $m_{Z_2} \geq 12$ ГэВ, а масса m_{Z_1} была близкой к номинальной массе Z -бозона. Все пары лептонов с противоположным знаком заряда, которые могут быть сконструированы из четырёх лептонов, (вне зависимости от аромата) должны удовлетворять условию $m_{l_i l_j} > 4$ ГэВ. Дополнительно, инвариантная масса реконструированного бозона Хиггса должна удовлетворять условию $118 < m_{4l} < 130$ ГэВ.

Сравнение эффективностей отборов для FCNC бозона Хиггса Сравнение эффективности отбора для процессов FCNC рождения бозона Хиггса представлено в Таблице IV. Симуляция SM процессов FCNC рождения бозона Хиггса в Delphes показывает хорошее согласие с результатами, полученными при полном моделировании в пакете Geant4, приведёнными в [34]. Эффективность отборов отличается для процессов FCNC

Таблица III: Сечения рождения бозона Хиггса + 0, 1 струи за счёт вклада FCNC взаимодействия в протон-протонных взаимодействиях для различных значений энергии в системе центра масс

Подпроцесс	Сечение, пб			
	13 ТэВ	14 ТэВ	27 ТэВ	100 ТэВ
ucH	$9.08 \times 10^4 \lambda_{uc}^2$	$9.85 \times 10^4 \lambda_{uc}^2$	$2.01 \times 10^5 \lambda_{uc}^2$	$7.3 \times 10^5 \lambda_{uc}^2$
dsH	$8.25 \times 10^4 \lambda_{ds}^2$	$9.02 \times 10^4 \lambda_{ds}^2$	$1.91 \times 10^5 \lambda_{ds}^2$	$7.23 \times 10^5 \lambda_{ds}^2$
dbH	$4.81 \times 10^4 \lambda_{db}^2$	$5.32 \times 10^4 \lambda_{db}^2$	$1.18 \times 10^5 \lambda_{db}^2$	$4.77 \times 10^5 \lambda_{db}^2$
sbH	$2.32 \times 10^4 \lambda_{sb}^2$	$2.61 \times 10^4 \lambda_{sb}^2$	$6.67 \times 10^4 \lambda_{sb}^2$	$3.27 \times 10^5 \lambda_{sb}^2$

Таблица IV: Сравнение эффективностей отбора для FCNC и SM процессов рождения бозона Хиггса бозонные рождения для различных каналов распада ZZ до обрезанием по инвариантной массе восстановленного бозона Хиггса $m_{4l} \in [118, 130]$ ГэВ и после обрезания. Результаты на основе полного моделирования в пакете Geant4 взяты из [34]

Механизм рождения	$4e$	$2e2\mu$	4μ	Всего	Всего (m_{4l} отбор)
SM (Geant4)	5.1%	12.9%	10.2%	28.3%	24.9%
SM (Delphes)	4.9%	13.1%	9.3%	27.2%	25.6%
FCNC (dbH)	3.6%	9.5%	6.5%	19.5%	17.8%
FCNC (sbH)	4.9%	12.8%	9%	26.7%	24.5%

рождения бозона Хиггса из-за наличие валентного d кварка в вершине bdH (по сравнению с процессом $bs \rightarrow H$).

Статистический анализ выполняется на основе числа отобранных событий (после наложения отбора $118 < m_{4l} < 130$ ГэВ), где в качестве ожидаемого числа сигнальных событий используется результат моделирования FCNC процесса рождения, а в качестве наблюдаемого числа событий и ожидаемого числа фоновых событий берутся экспериментальных результатов CMS [34]. При построении статистической модели рассматриваются систематические неопределённости, имеющие следующие источники: разрешение по энергии лептонов (LER, 20%), нормировка энергии лептонов (LES, 0.3%), эффективность идентификации лептонов (LI, 9% от общего количества событий) и погрешность в определении светимости (2.6%). Теоретическая ошибка находится согласно [35]. Неопределённость PDF определяется согласно [36]. Вклад систематических неопределённостей в эффективность отбора представлены в Таблице V. Суммарная погрешность в определении числа фоновых и сигнальных событий (полученная из [34]) включается в статистическую модель в качестве параметра нормализации без учёта корреляций.

Байесовский вывод используется для получения апостериорной вероятности на основе следующей функции

правдоподобия:

$$\mathcal{L} = \mathcal{G}(N_{obs}|N_{back} + (N_{SM} + N_{FCNC}) \times \frac{\mathcal{B}_{FCNC+SM}}{\mathcal{B}_{SM}}, \sqrt{N_{obs}}) \times \mathcal{G}(N_{back}|N_{back}^{exp}, \sigma_{N_{back}^{exp}}) \times \mathcal{G}(N_{FCNC}|N_{FCNC}^{exp}(\lambda), \sigma_{N_{FCNC}^{exp}}(\lambda)),$$

где \mathcal{G} — функция Гаусса, N_{back}^{exp} , N_{SM}^{exp} , N_{FCNC}^{exp} — ожидаемое из МК моделирования число фоновых, SM и FCNC событий процесса рождения бозона Хиггса соответственно, $\sigma_{N_{back}^{exp}}$ — соответствующие им неопределённости, $\mathcal{B}_{FCNC+SM}$ — вероятность распада $H \rightarrow 4\ell$ ($\ell = e, \mu$) в случае наличия вклада от FCNC.

Верхние ограничения на уровне достоверности 95% для аномальных констант связей и вероятностей распадов приведены в табл. VII.

4. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НА HL-LHC

Оценка эффективности реконструкции, полученная в разделе 3 может использоваться для проецирования поисков FCNC в условия HL-LHC, заданных общей интегральной светимостью 3 аб^{-1} и энергией столкновения 14 ТэВ Сечения SM процесса рождения бозонов Хиггса взяты из [37]. Перенормировочные факторы для сечений фоновых процессов $qq \rightarrow ZZ$ и $gg \rightarrow ZZ$ взяты из [38]. Перенормировочный фактор для сечения “ $Z + X$ ” фонового процесса оценён на основе сравнения соответствующих сечений, полученных в MG5_aMC@NLO 2.5.2 [26] путём симуляции доминирующего $Z + jets$ процесса. Отношение сечений для

Таблица V: Вклад систематических неопределенностей в эффективность отбора процессов FCNC рождения бозона Хиггса

Процесс	$\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{s})$	$\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{d})$
LER	$< \pm 0.2\%$	$< \pm 0.2\%$
LES	$< \pm 0.5\%$	$< \pm 0.5\%$
LI	$\pm 9\%$	$\pm 9\%$
Светимость	$\pm 2.6\%$	$\pm 2.6\%$
QCD масштаб	$-19.6\% +18.1$	$-17\% +15.2\%$
PDF	$\pm 8\%$	± 3.4
Всего	$-23.1\% +21.9\%$	$-19.7\% +18.2\%$

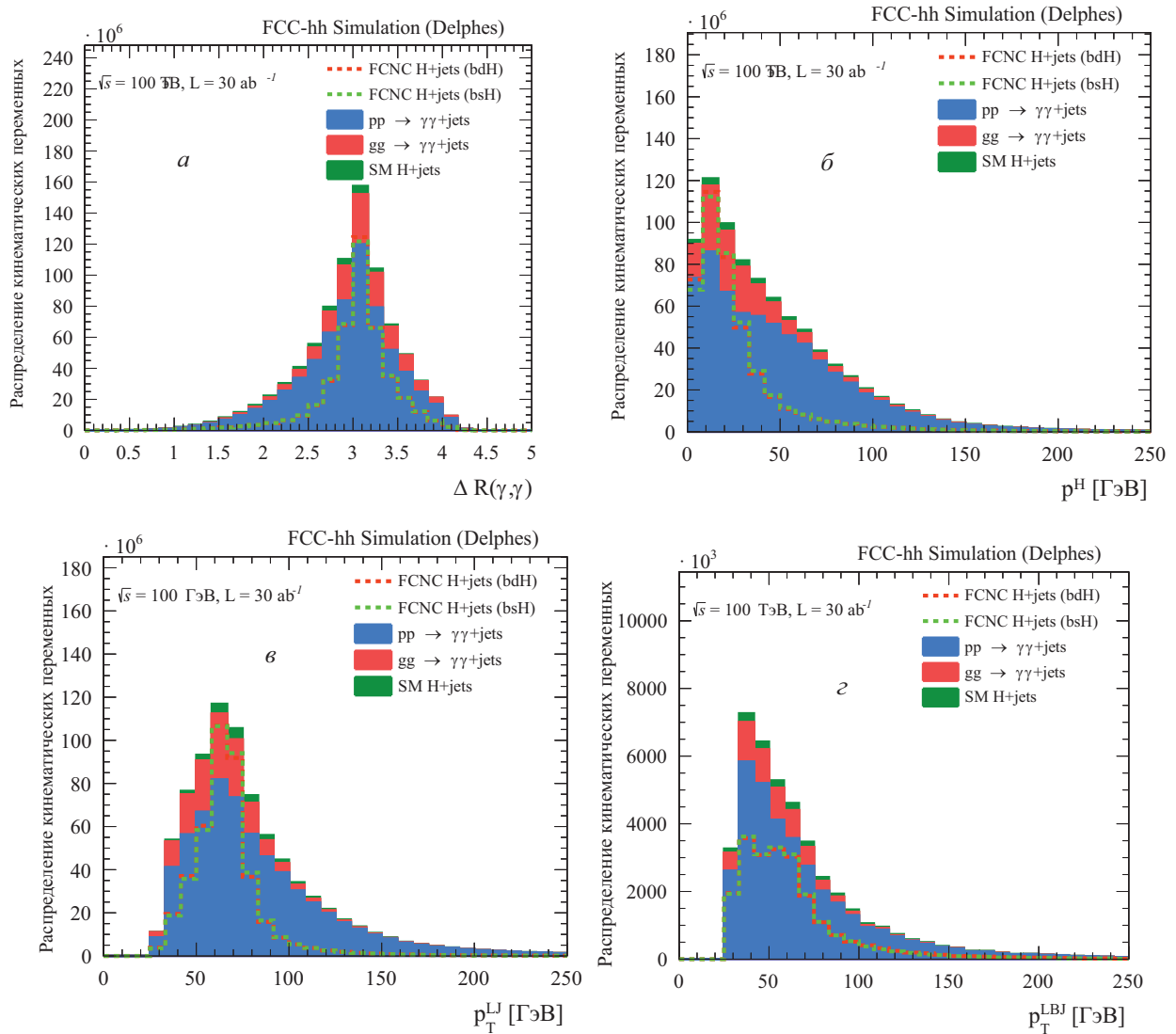


Рис. 1: Распределения кинематических переменных, полученных после базовых отборов: ΔR между отобранными фотонами с наибольшими p_T (а), p_T реконструированного бозона Хиггса (б), p_T лидирующей струи (в), p_T лидирующей b-струи (г). Сигнальные процессы имеют произвольную нормировку для наглядности

использованных в оценке процессов приведено в таблице VI. Статистический анализ из раздела 3 воспроизводится для новых условий. Преобладающие система-

тические неопределенности при моделировании, исходящие из теоретических источников, масштабируются на 50% следуя учёту систематик в [37]. В этом сце-

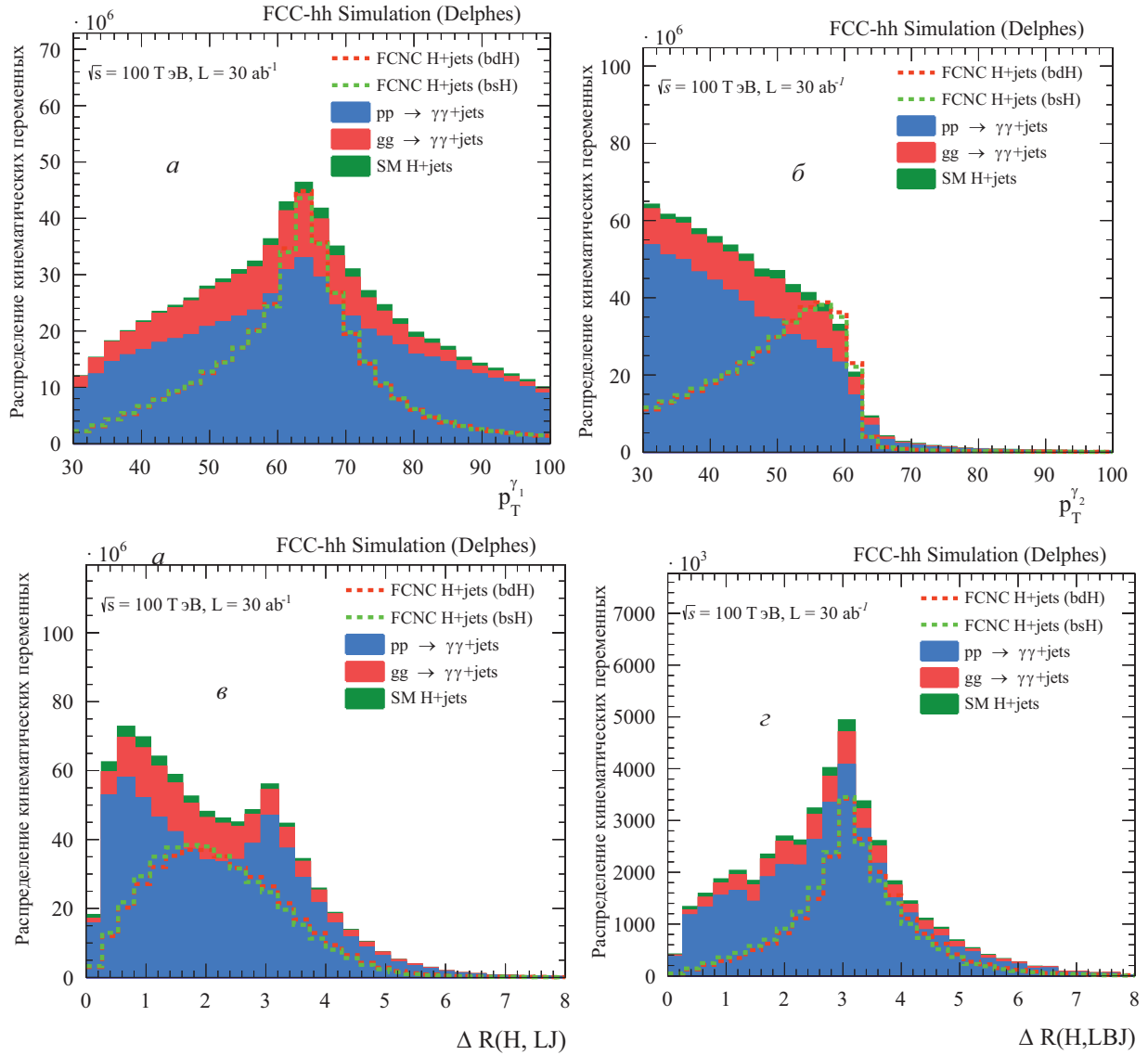


Рис. 2: Распределения кинематических переменных, полученных после базовых отборов: $p_T^{\gamma_1}$ лидирующего фотона (а), $p_T^{\gamma_2}$ следующего за лидирующим фотоном (б), ΔR между реконструированным бозоном Хиггса и лидирующей струей (в), ΔR между реконструированным бозоном Хиггса и лидирующей b-струей (г). Сигнальные процессы имеют произвольную нормировку для наглядности

Таблица VI: Отношение сечений $\sigma_{14 \text{ ТэВ}}/\sigma_{13 \text{ ТэВ}}$ для FCNC и фоновых процессов

Процесс	$\sigma_{14 \text{ ТэВ}}/\sigma_{13 \text{ ТэВ}}$
$qq \rightarrow ZZ$	1.17
$gg \rightarrow ZZ$	1.13
“Z + X”	1.11
СМ Хиггс	1.13
FCNC Хиггс (dbH)	1.10
FCNC Хиггс (sbH)	1.13

нарии ожидается уменьшение теоретической неопределенности со временем из-за изменений в расчетах, методах и рассматриваемых порядках. Верхние ожидаемые ограничения на уровне достоверности 95% С.Л. на аномальные константы связи и вероятности распадов приведены в табл. VII.

5. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НА FCC-НН

В этом разделе чувствительность к процессу рождения одиночного бозона Хиггса через FCNC в bdH и bsH подпроцессах исследуется для

Таблица VII: Ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% для условий ускорителя FCC-hh на вероятности FCNC распада бозона Хиггса и аномальны константы взаимодействия в сравнении с существующими экспериментальными ограничениями

Эксперимент	$\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{s})$	$\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{d})$
Осцилляции мезонов [6]	7×10^{-3}	8×10^{-5}
CMS LHC $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ (35.9 фб ⁻¹ , 13 ТэВ)	27×10^{-2}	32×10^{-2}
HL-LHC $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ (3 аб ⁻¹ , 14 ТэВ)	5.8×10^{-2}	6.0×10^{-2}
FCC-hh $H \rightarrow \gamma\gamma$ (30 аб ⁻¹ , 100 ТэВ)	1.5×10^{-2}	1.1×10^{-2}
Эксперимент	λ_{sb}	λ_{db}
Осцилляции мезонов [6]	1.9×10^{-3}	2.1×10^{-4}
CMS LHC $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ (35.9 фб ⁻¹ , 13 ТэВ)	13×10^{-3}	14×10^{-3}
HL-LHC $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ (3 аб ⁻¹ , 14 ТэВ)	4.0×10^{-3}	4.1×10^{-3}
FCC-hh $H \rightarrow \gamma\gamma$ (30 аб ⁻¹ , 100 ТэВ)	2.0×10^{-3}	1.8×10^{-3}

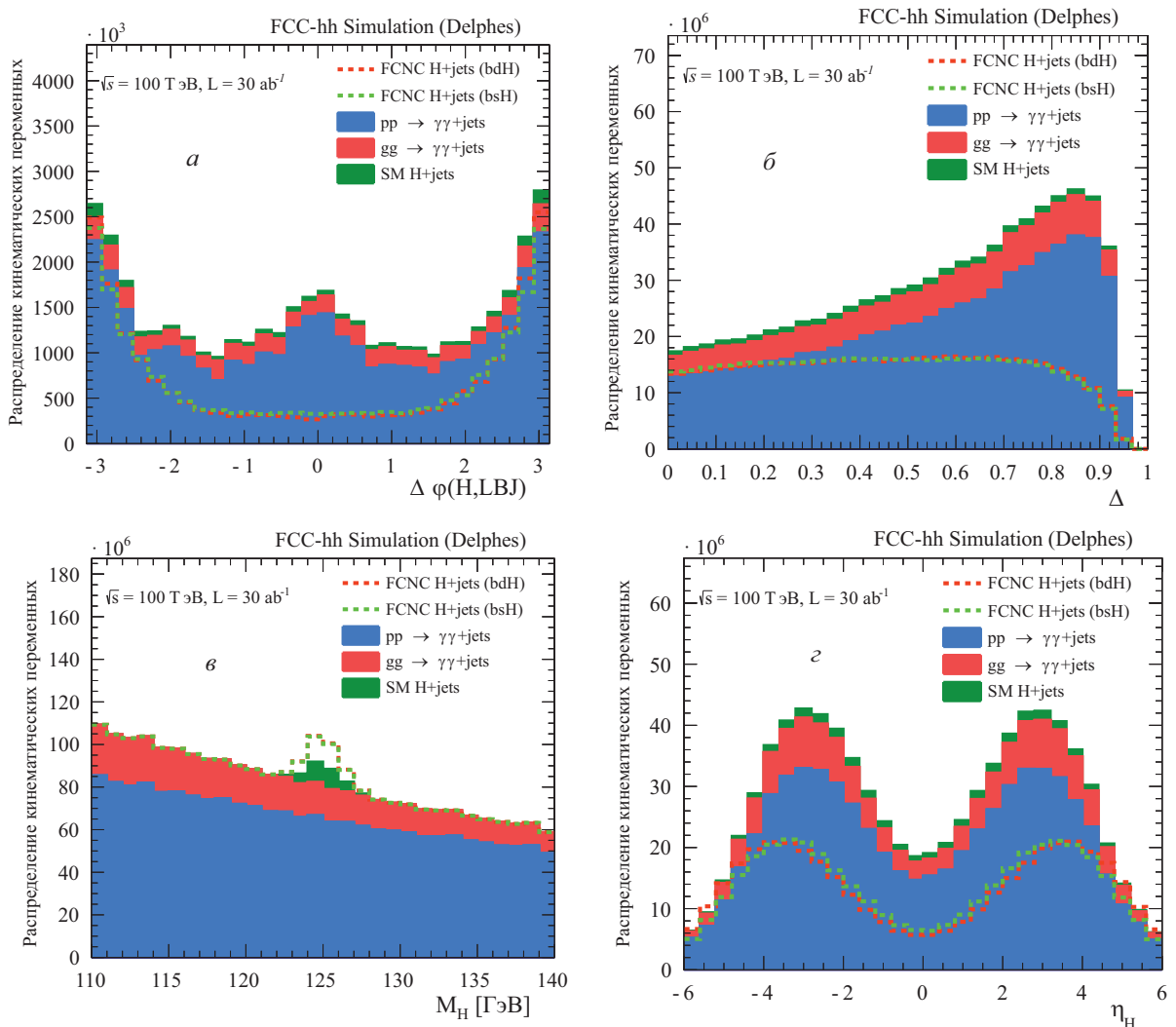


Рис. 3: Распределения кинематических переменных, полученных после базовых отборов: $\Delta\varphi$ между реконструированным бозоном Хиггса и лидирующей b -струей (а), дисбаланс в энергии фотонов от распада бозона Хиггса (б, см. описание в тексте) и масса реконструированного бозона Хиггса (в, без отбора по массе), η реконструированного бозона Хиггса (г). Сигнальные процессы имеют произвольную нормировку для наглядности

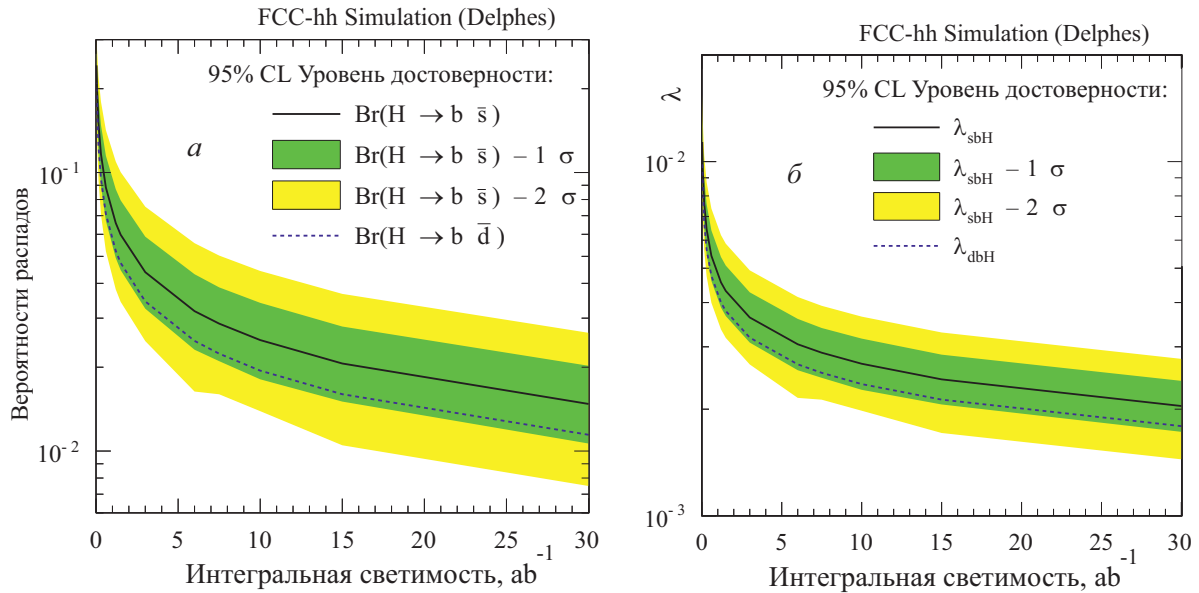


Рис. 4: Ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% C.L. на вероятности FCNC распадов $H \rightarrow b\bar{s}$ и $H \rightarrow b\bar{d}$ (а) и FCNC аномальные константы (б) как функции от интегральной светимости

экспериментальных условий на FCC-hh следуя [39]. В данном анализе используется распад по каналу $H \rightarrow \gamma\gamma$. СМ процесс рождения бозона Хиггса и КХД процесс рождения пары фотонов, включающий доминирующий процесс $qq \rightarrow \gamma\gamma$, сгенерированный до двух сопутствующих струй и дополнительный $gg \rightarrow \gamma\gamma$ процесс за счёт петлевых диаграмм, сгенерированный до одной сопутствующей струи. Консервативный К-фактор, равный 2, применяется к обоим КХД фонам. Симуляция сигналов и отклика детектора описана в части 2.

Фотоны с $p_T > 25 \text{ ГэВ}$, $|\eta| < 4$ и относительной изолированностью < 0.15 используются в последующем анализе. Струи реконструируются анти- k_T алгоритмом с параметром конуса $R = 0.4$ и используются в анализе, если удовлетворяют условиям: $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| < 3$. События отбираются с использованием следующих базовых критериев:

1. по крайней мере 2 отобранных фотона и по крайней мере один из них с $p_T > 30 \text{ ГэВ}$;
2. масса кандидата бозона Хиггса, реконструированная из двух фотонов с самым высоким p_T должна удовлетворять условию $|m_H - 125| < 5 \text{ ГэВ}$.

Распределения кинематических переменных, полученных после базовых отборов, представлены на рис. 1, 2 и 3.

Boosted Decision Tree (BDT) созданный в библиотеке TMVA [40] используется для разделения сигнальных и фоновых событий. При этом 10% событий используются для тренировки, а остальные - в статистическом анализе на основе выхода BDT в пакете

CombinedLimit. Следующие входные переменные используются для обучения:

1. M_H , p_T^H и η_H реконструированного бозона Хиггса;
2. p_T^{LJ} и η_{LJ} лидирующей по p_T струи;
3. p_T^{LBJ} и η_{LBJ} лидирующей по p_T b-струй (LBJ);
4. $p_T^{\gamma 1}$, $\eta^{\gamma 1}$ лидирующего по p_T фотона и $p_T^{\gamma 2}$, $\eta^{\gamma 2}$ следующего за лидирующим фотоном;
5. число струй N_{jets} и число b-струй N_{b-jets} ;
6. $\Delta R(\gamma, \gamma)$ между лидирующим и следующим за лидирующим фотоном;
7. $\Delta R(H, LBJ)$ между реконструированным бозоном Хиггса и лидирующей струей;
8. $\Delta R(H, LJ)$ между реконструированным бозоном Хиггса и лидирующей b-струей.

Для каждого фона предполагается неопределенность нормализации 20%, которая включается в статистическую модель в качестве не информативного параметра. Асимптотическая частотная формула [41] используется для нахождения верхних ожидаемых ограничений на величину сечения сигнального FCNC процесса на основе набора данных Азимова модели, предполагающей наличие только фона. Верхние ограничения на уровне достоверности 95% на вероятности распадов представлены в таблице VII. Рисунок 4 демонстрирует зависимость величины верхних ожидаемых ограничений на уровне достоверности 95% C.L. на величину FCNC распадов $H \rightarrow b\bar{s}$ и $H \rightarrow b\bar{d}$ и соответствующих аномальных констант FCNC взаимодействий от интегральной светимости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы продемонстрировали, что вклад взаимодействий, нарушающих аромат кварков, в процессы рождения бозона Хиггса в протон-протонных столкновениях при высоких энергиях может быть использован для прямого поиска проявлений новой физики. Реалистичное моделирование детектора и аккуратное воспроизведение результатов коллаборации CMS по измерению сечения рождения бозона Хиггса в конечном состоянии с четырьмя лептонами при энергии протон-протонных соударений $\sqrt{s} = 13$ ТэВ позволили поставить верхние ограничения вероятности распадов $H \rightarrow b\bar{s}$ и $H \rightarrow b\bar{d}$. Были получены оценки ограничений для условий работы ускорителя HL-LHC. Мы также изучили чувствительность, которая может быть достигнута на FCC-hh, к поиску процесса рождения бозона Хиггса с распадом по каналу $H \rightarrow \gamma\gamma$. Полученные ожидаемые верхние ограничения 10^{-2} на уровне

достоверности 95% для $\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{s})$ и $\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{d})$ сопоставимы с косвенными ограничениями из экспериментов по измерению осцилляций мезонов. Результаты проведенного исследования обобщены в таблице VII. Дальнейшие улучшения точности возможны за счёт комбинации результатов анализов других каналов распада бозона Хиггса и поисков других возможных процессов, чувствительных к FCNC

Благодарности

Мы благодарны Х. Грей, А. Моортхат и М. Сельваджи за предоставленные МК наборы событий с фоновыми процессами, используемыми в исследовании чувствительности FCC-hh. Мы также хотели бы поблагодарить В.А. Качанова и А.М. Зайцева за полезные обсуждения.

-
- [1] Aad G. et al. // *JHEP* 2015. 12. 061. [arXiv:1509.06047](#),
- [2] Aaboud M. et al. // *JHEP* 2017. 10. 129. [arXiv:1707.01404](#),
- [3] Aaboud M. et al. // [arXiv:1805.03483](#).
- [4] Khachatryan V. et al. // *JHEP*. 2017. 02. 079. [arXiv:1610.04857](#),
- [5] Sirunyan A. M. et al. // *JHEP*. 2018. 06. 102. [arXiv:1712.02399](#)
- [6] Harnik R., Kopp J., Zupan J. // *JHEP*. 2013. 03. 026. [arXiv:1209.1397](#)
- [7] Crivellin A., Heeck J., Muller D. // *Phys. Rev.* 2018. **D97**(3). 035008. [arXiv:1710.04663](#).
- [8] Altmannshofer W., Maddock B., Tuckler D. // [arXiv:1904.10956](#).
- [9] Mandrik P. // *EPJ Web Conf.* 2018. **191**. 02009. [arXiv:1808.09915](#),
- [10] Barducci D., Helmboldt A. J. // *JHEP*. 2017. 12. 105. [arXiv:1710.06657](#), [doi:10.1007/JHEP12\(2017\)105](#).
- [11] Mandrik P. // Prospect for top quark FCNC searches at the FCC-hh, in: 4th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA 2018) Moscow, Russia, October 22-26, 2018, 2018. [arXiv:1812.00902](#).
- [12] Arroyo-Urena M. A., Gaitan-Lozano R., Montes de J. H. Oca Y., Herrera-Chacon E. A., Valencia-Perez T. A. // Search for the $t \rightarrow ch$ decay at hadron colliders [arXiv:1903.02718](#).
- [13] Apollinari G., Bejar Alonso I., Bruning O., Lamont M., Rossi L. // *High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Preliminary Design Report*, CERN Yellow Reports: Monographs, CERN, Geneva, 2015.
- [14] Benedikt M. et al. // *Future Circular Collider*, Tech. Rep. CERN-ACC-2018-0058, CERN, Geneva, submitted for publication to Eur. Phys. J. ST. (Dec 2018).
- [15] Mangano M., et al. // *Future Circular Collider*, Tech. Rep. CERN-ACC-2018-0056, CERN, Geneva, submitted for publication to Eur. Phys. J. C. (Dec 2018).
- [16] Agashe K., et al. // *Working Group Report: Top Quark*, in: Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013, 2013. [arXiv:1311.2028](#).
- [17] Weinberg S. // *Physica*. 1979. **A96** (1-2). P. 327. [doi:10.1016/0378-4371\(79\)90223-1](#).
- [18] Buchmuller W., Wyler D. // *Nucl. Phys.* 1986. **B268**. P. 621. [doi:10.1016/0550-3213\(86\)90262-2](#).
- [19] Arzt C., Einhorn M. B., Wudka J. // *Nucl. Phys.* 1995. **B433**. P. 41. [arXiv:hep-ph/9405214](#), [doi:10.1016/0550-3213\(94\)00336-D](#).
- [20] Boos E., Dudko L., Mandrik P., Slabospitskii S. // *Phys. Part. Nucl.* 2019. **50**, N 3, P. 231. [*Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra* **50**, no. 3 (2019)].
- [21] Aguilar-Saavedra J. A. // *Acta Phys. Polon.* 2004. **B35**. P. 2695. [arXiv:hep-ph/0409342](#).
- [22] Grzadkowski B., Iskrzynski M., Misiak M., Rosiek J. // *JHEP*. 2010. 1010. 085. [arXiv:1008.4884\[hep-ph\]](#).
- [23] Aguilar-Saavedra J. A. // *Nucl. Phys.* 2009. **B821**. P. 215. [doi:10.1016/j.nuclphysb.2009.06.022](#).
- [24] Aaboud M. et al. // *Phys. Lett.* 2018. **B786**. P. 59. [arXiv:1808.08238](#), [doi:10.1016/j.physletb.2018.09.013](#).
- [25] Sirunyan A. M., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2018. **121** (12). 121801. [arXiv:1808.08242](#), [doi:10.1103/PhysRevLett.121.121801](#).
- [26] Alwall J., Frederix R., Frixione S., Hirschi V., Maltoni F., Mattelaer O., Shao H. S., Stelzer T., Torrielli P., Zaro M. // *JHEP* 2014. 07. 079. [arXiv:1405.0301](#), [doi:10.1007/JHEP07\(2014\)079](#).
- [27] Alloul A., Christensen N. D., Degrande C., Duhr C., Fuks B. // *Comput. Phys. Commun.* 2014. **185**. P. 2250. [arXiv:1310.1921](#), [doi:10.1016/j.cpc.2014.04.012](#).
- [28] Amorim A., Santiago J., Castro N., Santos R. // <http://feynrules.irmp.ucl.ac.be/wiki/GeneralFCNTop>.

- [29] *Degrande C., Duhr C., Fuks B., Grellscheid D., Mattelaer O., T. Reiter* // *Comput. Phys. Commun.* 2012. **183**. P. 1201. [arXiv:1108.2040](#), [doi:10.1016/j.cpc.2012.01.022](#).
- [30] *Sjostrand T., Ask S., Christiansen J. R., Corke R., Desai N., Ilten P., Mrenna S., Prestel S., O. Rasmussen C., Skands P. Z.* // *Comput. Phys. Commun.* 2015. **191**. P. 159. [arXiv:1410.3012](#), [doi:10.1016/j.cpc.2015.01.024](#).
- [31] *Ball R. D.* et al. // *JHEP* 2015. **04**. 040. [arXiv:1410.8849](#), [doi:10.1007/JHEP04\(2015\)040](#).
- [32] *de Favereau J., Delaere C., Demin P., Giammanco A., Lemaître V., Mertens A., Selvaggi M.* // *Journal of High Energy Physics* 2014. (2) 57. [doi:10.1007/JHEP02\(2014\)057](#).
- [33] *Alwall J.* et al. // *Eur. Phys. J.* 2008. **C53**. P. 473. [arXiv:0706.2569](#), [doi:10.1140/epjc/s10052-007-0490-5](#).
- [34] *Sirunyan A. M.* et al. // *JHEP*. 2017. **11**. 047. [arXiv:1706.09936](#), [doi:10.1007/JHEP11\(2017\)047](#).
- [35] *de Florian D.* et al. // *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector* [arXiv:1610.07922](#), [doi:10.23731/CYRM-2017-002](#).
- [36] *Butterworth J.* et al. // *J. Phys.* 2016. **G43**. 023001. [arXiv:1510.03865](#), [doi:10.1088/0954-3899/43/2/023001](#).
- [37] *Cepeda M.* et al. // *Higgs Physics at the HL-LHC and HE-LHC* [arXiv:1902.00134](#).
- [38] *Vector Boson Scattering prospective studies in the ZZ fully leptonic decay channel for the High-Luminosity and High-Energy LHC upgrades*, Tech. Rep. CMS-PAS-FTR-18-014, CERN, Geneva (2018).
- [39] *Borroni L.* et al. // *Higgs measurements at FCC-hh*, Tech. Rep. CERN-ACC-2018-0045, CERN, Geneva (Oct 2018).
- [40] *Hocker A.* et al. // *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis* [arXiv:physics/0703039](#).
- [41] *Cowan G., Cranmer K., Gross E., Vitells O.* // *Eur. Phys. J. C.* 2011. **71**. 1554. [Erratum: *Eur. Phys. J. C* 2013. **73**. 2501. DOI10.1140/epjc/s10052-013-2501-z]. [arXiv:1007.1727](#), [doi:10.1140/epjc/s10052-011-1554-0](#).

Flavour changing neutral current searches in single Higgs boson production

M. Ilyushin¹, P. Mandrik^{1,2,a}, S. Slabospitskii^{1,2}

¹*NRC «Kurchatov Institute»-IHEP, Protvino, Moscow Region, Russia*

²*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia*

E-mail: ^amandrik.petr@ihep.ru

Higgs boson anomalous FCNC interactions with u , c , d , s and b quarks is considered using the effective field theory framework. Constraints on anomalous couplings are derived from experimental results on Higgs boson production with decay into $b\bar{b}$ pair at LHC in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Upper limits on the branching fractions of $H \rightarrow b\bar{s}$ and $H \rightarrow b\bar{d}$ are set by performing a realistic detector simulation and accurately reproducing selections of the CMS Higgs boson measurement in the four-lepton final state at $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. The searches are projected into operation conditions of HL-LHC. Sensitivity at FCC-hh to anomalous FCNC interactions is studied based on Higgs boson production with $H \rightarrow \gamma\gamma$ decay channel. It is shown that at FCC-hh machine one can expect to set the upper limits of the order of 10^{-2} at 95% CL for $\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{s})$ and $\mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{d})$.

PACS: 14.65.-q, 14.80.-j.

Keywords: FCNC, Higgs, Flavor violation, LHC, HL-LHC, FCC-hh, EFT, Anomalous interactions, BSM, HEP.

Received 05 June 2019.

Сведения об авторах

1. Илюшин Михаил Александрович — мл. науч. сотрудник; e-mail: Mikhail.Ilyushin@ihep.ru.
2. Мандрик Пётр Сергеевич — аспирант, мл. науч. сотрудник; e-mail: petr.mandrik@ihep.ru.
3. Слабоспицкий Сергей Ростиславович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; e-mail: Sergey.Slabospitsky@ihep.ru.