

ЭФФЕКТЫ СР-НАРУШЕНИЯ И АНОМАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ХИГГСОВСКОМ СЕКТОРЕ

Беляев Никита Леонидович

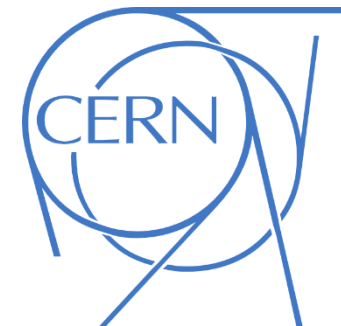
Специальность: 01.04.23 – «Физика высоких энергий»

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»



Научный руководитель: д.ф.-м.н., профессор Рубин С.Г.

Научный консультант: д.ф.-м.н., профессор Коноплич Р.В.

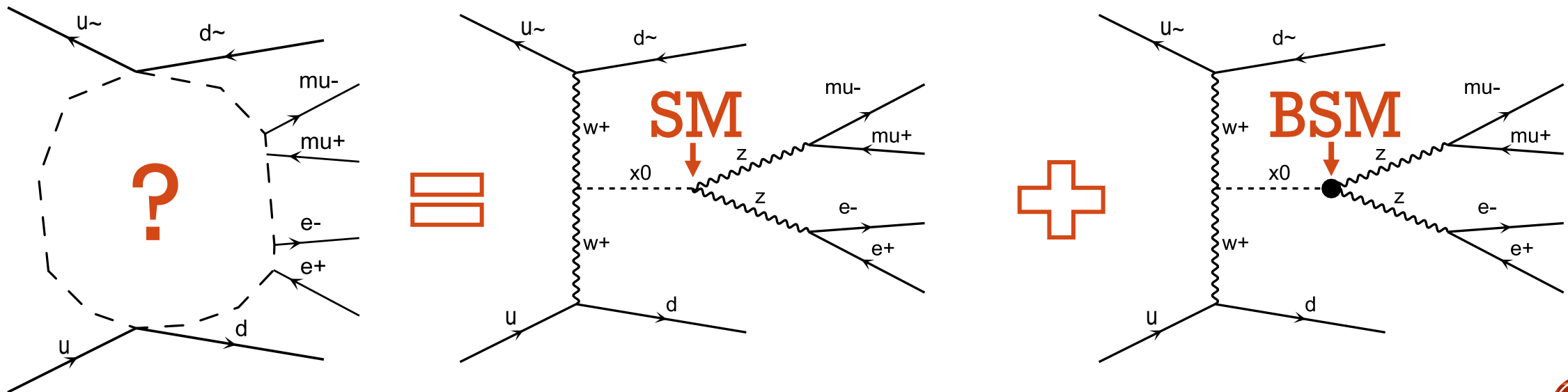


НАУЧНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ

- В 2019 году окончил аспирантуру МИФИ, в настоящий момент готовлюсь к защите диссертации.
- Текущие проекты:
 1. Феноменологическое изучение аномальных взаимодействий бозона Хиггса.
 2. Разработка математических методов моделирования сигнала для анализов данных.
 3. Моделирование экспериментов по регистрации фотонов переходного излучения с помощью полупроводниковых детекторов на основе кремния и арсенида галлия, а также дрейфовых трубок.
 4. Разработка многопоточной версии программного обеспечения мониторинга для детектора TRT в рамках AthenaMT.
 5. Феноменологическое изучение аномальных взаимодействий Z-бозонов с фотонами.

ВВЕДЕНИЕ: МОТИВАЦИЯ

- В 1964 году предсказано существование нового физического поля – поля Хиггса.
- Летом 2012-го года был открыт новый резонанс с массой около 125 ГэВ, по наблюдаемым свойствам похожий на бозон Хиггса Стандартной Модели (СМ).
- Но действительно ли обнаруженный резонанс является бозоном Хиггса СМ? Является ли он единственным в своём роде?
- Расширенный хиггсовский сектор может служить ключом к разгадке важнейших проблем физики частиц, таких как барионная асимметрия Вселенной, проблема скрытой массы, иерархия масс и других.
- В данной работе акцент был сделан на изучение возможных эффектов **CP**-нарушения в расширенном хиггсовском секторе.



ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АППАРАТ

- Для большого класса теоретических моделей вне рамок СМ, взаимодействия при энергиях ниже характерного энергетического масштаба Λ , на котором начинают проявляться новые физические эффекты, могут быть параметризованы с помощью ЭТП. В этом случае Лагранжиан СМ дополняется новыми операторами размерности $D > 4$.
- В общем случае, Лагранжиан взаимодействия в приближении ЭТП может быть записан следующим образом:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \frac{c_i^{(5)}}{\Lambda} \mathcal{O}_i^{(5)} + \sum_i \frac{c_i^{(6)}}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i^{(6)} + \sum_i \frac{c_i^{(7)}}{\Lambda^3} \mathcal{O}_i^{(7)} + \sum_i \frac{c_i^{(8)}}{\Lambda^4} \mathcal{O}_i^{(8)} + \dots,$$

где функции $\mathcal{O}_i^{(D)}$ представляют собой операторы размерности D , инвариантные относительно группы $SU(3)_C \times SU(3)_Y \times U(1)$, а параметры $c_i^{(D)}$ называются коэффициентами Вильсона в разложении в ряд по параметру Λ .

- Полный и неприводимый набор операторов, состоящих из полей СМ, в настоящее время известен для размерностей $D = 5, D = 6, D = 7$ и $D = 8$.

-
- В качестве моделей взаимодействий элементарных частиц в данной работе были выбраны следующие:
 1. **Higgs Characterisation (HC)** – широко используется в **ATLAS**, но общность ограничена. Операторы размерности $D = 5$.
 2. Амплитудная модель Монте-Карло генератора **JHU** – используется в **CMS**, операторы размерности $D = 5$.
 3. **SMEFT** – наиболее общая модель из рассматриваемых, операторы размерности $D = 5$ и $D = 6$.

СВЯЗИ МЕЖДУ МОДЕЛЯМИ

	ZZ/WW	$\gamma\gamma$	Z γ	gg
$v \cdot g_{HVV'}$	$2m_{Z/W}^2$	$\frac{47\alpha_{EM}}{18\pi}$	$C \frac{94 \cos^2 \theta_W - 13}{9\pi}$	$-\frac{\alpha_s}{3\pi}$
$v \cdot g_{AVV'}$	0	$\frac{4\alpha_{EM}}{3\pi}$	$2C \frac{8\cos^2 \theta_W - 5}{3\pi}$	$\frac{\alpha_s}{2\pi}$

$$\tilde{K}_{XVV'} = \frac{1}{4} \frac{v}{\Lambda_{HC}} \tilde{g}_{XVV'} k_{XVV'},$$

$$\tilde{K}_{H\partial V} = \frac{1}{2} \frac{v}{\Lambda_{HC}} \left(\frac{m_X^2}{m_V} \right)^2 k_{H\partial V},$$

$$c_\alpha = \cos \alpha, s_\alpha = \sin \alpha.$$

Coupling	ZZ	WW	$\gamma\gamma$	Z γ	gg
$g_1/2ic_a$	k_{SM}	k_{SM}
$g_2/2ic_a$	\tilde{K}_{HZZ}	\tilde{K}_{HWW}	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{H\gamma\gamma}$	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{HZ\gamma}$	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{Hgg}$
$g_4/2is_a$	\tilde{K}_{AZZ}	\tilde{K}_{AWW}	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{A\gamma\gamma}$	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{AZ\gamma}$	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{Agg}$
$g_1'/2ic_a$	$\tilde{K}_{H\partial Z}$	$\text{Re}(\tilde{K}_{H\partial W})$
$g_1''/2ic_a$...	$i\text{Im}(\tilde{K}_{H\partial W})$

- Для того, чтобы иметь возможность сравнивать результаты разных научных групп коллабораций **ATLAS** и **CMS**, необходимо установить связь между используемыми моделями.
- Модель **Higgs Characterisation (HC)** широко используется в коллаборации **ATLAS**.
- Амплитудная модель Монте-Карло генератора **JHU** используется в **CMS**.
- Модель **SMEFT** используют обе коллаборации.
- Впервые были получены выражения, связывающие параметры моделей Higgs Characterisation (k_{XVV}) и JHU (g_i).



СВЯЗИ МЕЖДУ МОДЕЛЯМИ

- Также были уточнены выражения, связывающие параметры моделей **SMEFT** (Хиггс базис) и **Higgs Characterisation**.

- Параметры модели **SMEFT** можно пересчитать из Хиггс базиса в любой другой (Варшавский, **SILH** и т. д.) и наоборот.

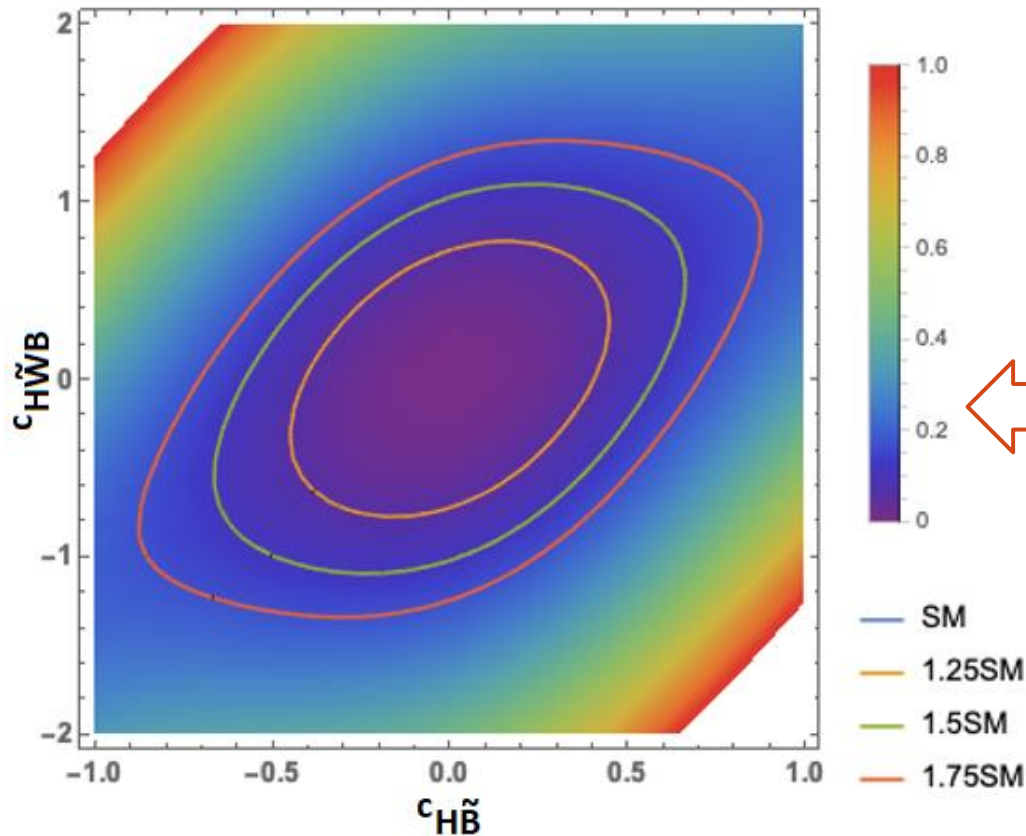
- Таким образом, были установлены связи между всеми используемыми моделями: **SMEFT**, **Higgs Characterisation** и амплитудной модели Монте-Карло генератора JHU.

- Полученные в ходе данной работы выражения использовались в том числе и другими членами коллаборации **ATLAS**.

$$\begin{aligned}
 c_a k_{SM} - 1 &= \delta c_z, \\
 -\frac{v}{(g^2 + g'^2)\Lambda} c_a k_{HZZ} &= c_{zz}, \\
 -\frac{v}{(g^2 + g'^2)\Lambda} s_a k_{AZZ} &= \tilde{c}_{zz}, \\
 -\frac{v}{g^2\Lambda} c_a k_{HWW} &= c_{zz} + 2s_\theta^2 c_{z\gamma} + s_\theta^4 c_{\gamma\gamma}, \\
 -\frac{v}{g^2\Lambda} s_a k_{AWW} &= \tilde{c}_{zz} + 2s_\theta^2 \tilde{c}_{z\gamma} + s_\theta^4 \tilde{c}_{\gamma\gamma}, \\
 \frac{v}{g^2\Lambda} c_a k_{H\Box Z} &= c_{z\Box}, \\
 \frac{v}{\Lambda} c_a k_{H\Box\gamma} &= \frac{gg'}{g^2 - g'^2} [2g^2 c_{z\Box} + (g^2 + g'^2) c_{zz} - e^2 c_{\gamma\gamma} - (g^2 - g'^2) c_{z\gamma}], \\
 \frac{v}{\Lambda} c_a k_{H\Box W} &= \frac{g^2}{g^2 - g'^2} [g^2 c_{z\Box} + g'^2 c_{zz} - e^2 s_\theta^2 c_{\gamma\gamma} - (g^2 - g'^2) s_\theta^2 c_{z\gamma}], \\
 -\frac{(94c_\theta^2 - 13)}{144\pi^2} c_a k_{HZ\gamma} &= c_{z\gamma}, \\
 -\frac{(8c_\theta^2 - 5)}{24\pi^2} s_a k_{AZ\gamma} &= \tilde{c}_{z\gamma}.
 \end{aligned}$$

ДОПУСТИМЫЕ ОБЛАСТИ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ

- Для того, чтобы иметь возможность оценить величину эффектов вне рамок СМ, необходимо предварительно определить область параметров моделей.



- Были записаны сечения процессов в аналитическом виде с коэффициентами, определяемыми с помощью Монте-Карло генератора MadGraph5.
- Пределы вычислялись на уровне отклонения сечений процессов от предсказания СМ в 25%.
- Впервые были получены пределы для двух базисов модели SMEFT (Хиггс и Варшавский), а также для модели НС.



$$c_{H\tilde{W}} = 0:$$
$$-0.44 < c_{H\tilde{B}} < 0.44$$
$$-0.78 < c_{H\tilde{W}B} < 0.78$$



$$c_{H\tilde{W}B} = 0:$$
$$-0.74 < c_{H\tilde{W}} < 0.74$$
$$-0.42 < c_{H\tilde{B}} < 0.42$$

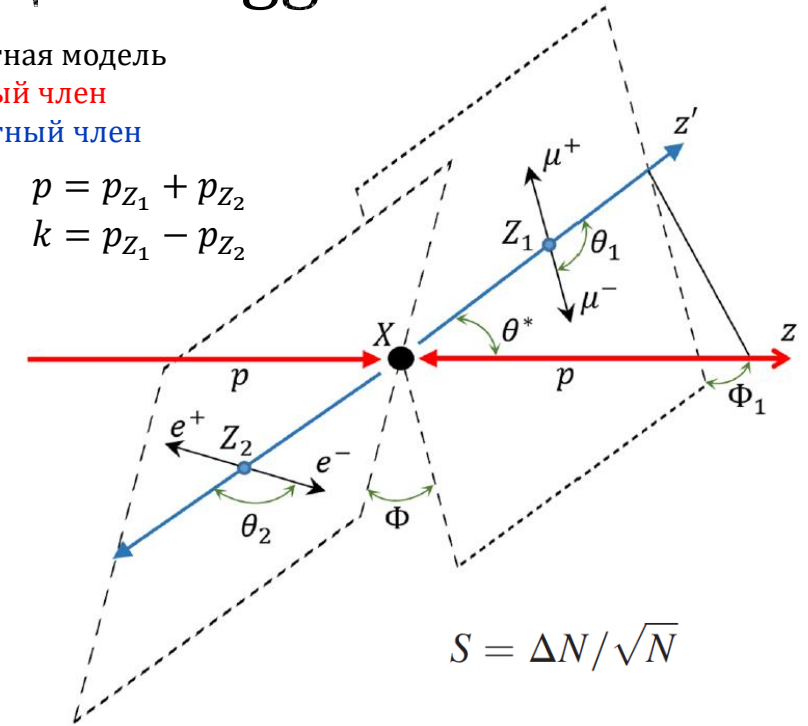


$$c_{H\tilde{B}} = 0:$$
$$-1.27 < c_{H\tilde{W}B} < 1.27$$
$$-1.27 < c_{H\tilde{B}} < 1.27$$

МЕТОДИКА ПОИСКА СР-НАРУШЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

- Общий вид вершины HVV : $V_{HZZ}^{\mu\nu} = \frac{igm_Z}{\cos\theta_W} \left[a g_{\mu\nu} + b \frac{p_\mu p_\nu}{m_Z^2} + c \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{p^\alpha k^\beta}{m_Z^2} \right]$
 - Стандартная модель
 - СР-чётный член
 - СР-нечётный член

Наблюдаемая	Способ вычисления	Чувствительность к
O_1	$\cos\theta_1$	$aIm(c)$
O_2	$-\sin\phi \cos\theta_1$	$aRe(c)$ и $Re(b^*c)$
O_3	$\cos\theta_1 \cos\theta_2 \sin\theta_2 \sin\phi$	$aRe(c)$ и $Re(b^*c)$
O_4	$\sin^2\theta_1 \sin^2\theta_2 \sin\phi \cos\phi$	$aRe(c)$
O_5	$\sin\theta_1 \sin\theta_2 \sin\phi [\sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\phi - \cos\theta_1 \cos\theta_2]$	$aRe(c)$ и $Re(b^*c)$
O_6	$\sin\theta_1 \cos\theta_1 \sin\theta_2 \sin\phi$	$Im(b)$

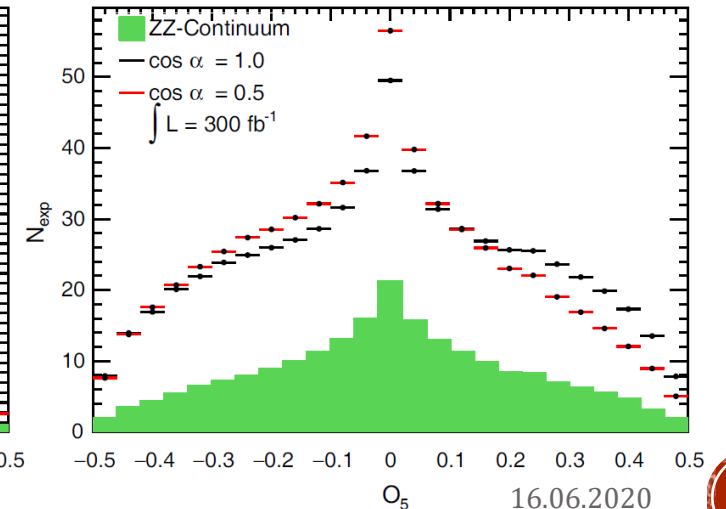
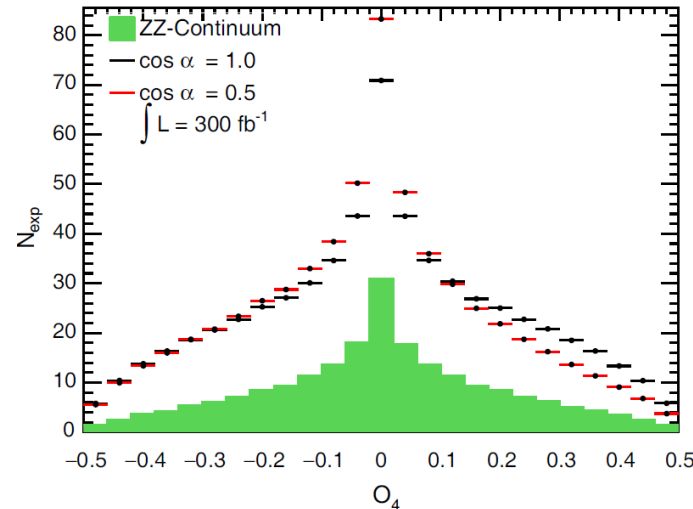


$$f_{g_4} = \frac{\sigma_4 |g_4|^2}{\sigma_1 |g_1|^2 + \sigma_4 |g_4|^2} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_4} \left(\frac{k_{SM}}{\tilde{K}_{AZZ}} \right)^2 \cot^2 \alpha}$$

$$A_i = \frac{N(O_i > 0) - N(O_i < 0)}{N(O_i > 0) + N(O_i < 0)}$$

$$S = \Delta N / \sqrt{N}$$

L, fb^{-1}	300	3000		
$\tilde{K}_{AZZ}/1.76$	Δc_α	f_{g_4}	Δc_α	f_{g_4}
0.6	-	-	0.122-0.921	0.026
0.8	0.431-0.650	0.274	0.100-0.953	0.027
1.0	0.340-0.789	0.207	0.089-0.968	0.028
1.2	0.307-0.852	0.191	0.087-0.975	0.031
1.4	0.297-0.886	0.188	0.086-0.981	0.032

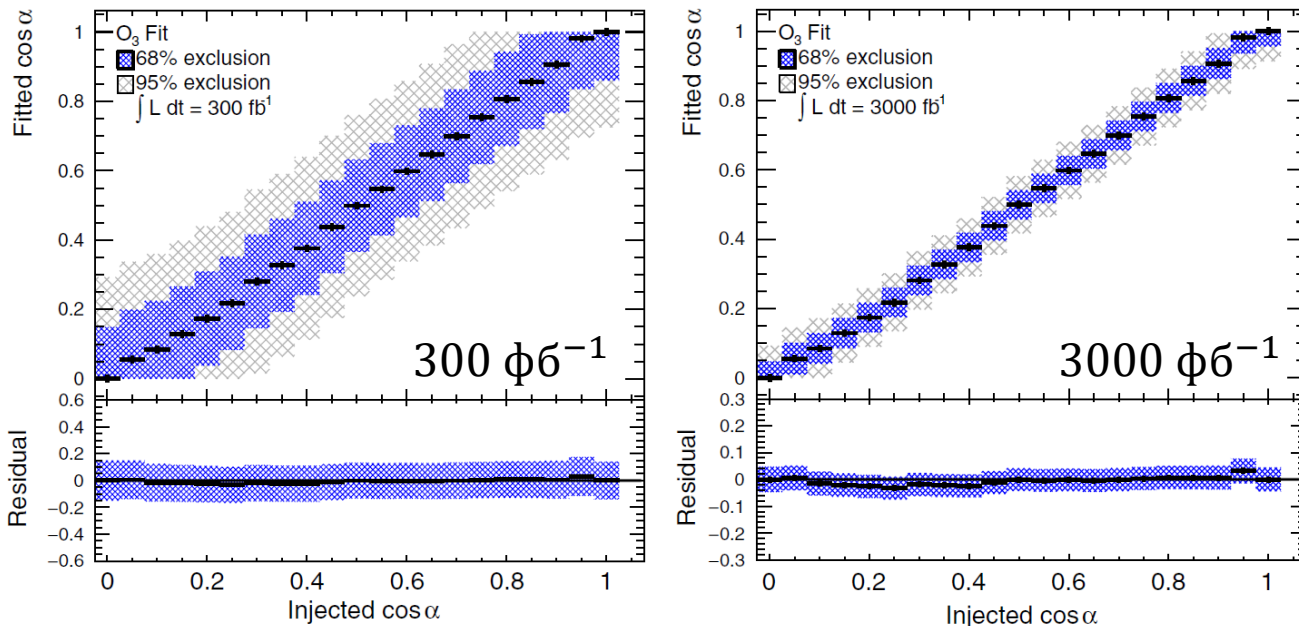


МЕТОДИКА ПОИСКА СР-НАРУШЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

- Асимметрии сами по себе представляют собой интегральные величины, имеющие ограниченную чувствительность к структуре вершины HVV .
- Однако индивидуальная чувствительность наблюдаемых $O_1 - O_6$ может быть оценена с использованием подхода, основанного на фитировании функции правдоподобия:

$$\mathcal{L}(\cos \alpha, \mu, \theta) = \prod_j^{N_{\text{chan}}} \prod_i^{N_{\text{bin}}} P(N_{i,j} | \mu_j \cdot S_{i,j}(\cos \alpha, \theta) + B_{i,j}(\theta)); \quad -2 \ln \Lambda(\cos \alpha) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\cos \alpha)}{\mathcal{L}(\cos \hat{\alpha})};$$

- Впервые получены ожидаемые пределы на параметры моделей **НС** и **ЖНУ** с помощью метода фитирования функции правдоподобия:

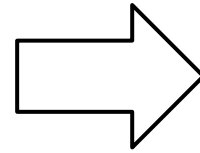


L, fb^{-1}	300		3000	
Наблюдаемая	Δc_α	f_{g_4}	Δc_α	f_{g_4}
O_1	0 - 0.695	0.315	0 - 0.903	0.089
O_2	-	-	0 - 0.604	0.428
O_3	0 - 0.719	0.287	0 - 0.911	0.081
O_4	0 - 0.708	0.300	0 - 0.908	0.084
O_5	0 - 0.631	0.394	0 - 0.883	0.108
O_6	0 - 0.533	0.520	0 - 0.852	0.104

Без фита: 0.340-0.789 0.207 0.089-0.968 0.028

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТОВ СР-НАРУШЕНИЯ В РАСПАДЕ $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$

- В данном случае СР-нарушающие слагаемые могут находиться непосредственно в вершине $H\tau\tau$ и проявляться на древесном уровне.



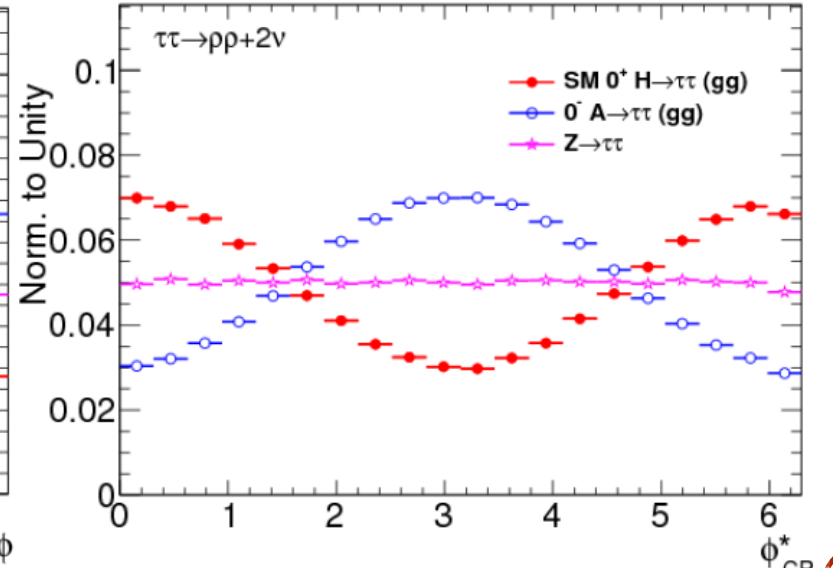
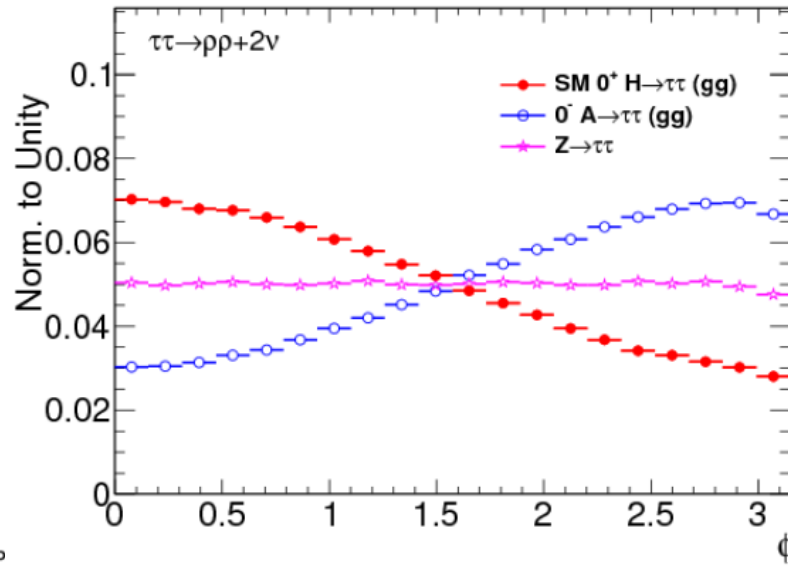
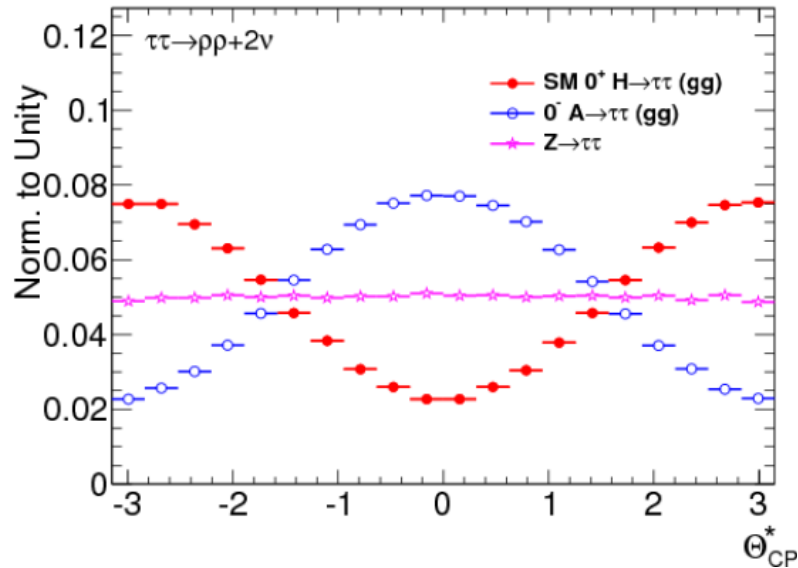
$$\mathcal{L}_Y = -g_\tau (\underbrace{\cos \varphi_\tau \bar{\tau}\tau}_{\text{СР-чётный (СМ)}} + \underbrace{\sin \varphi_\tau \bar{\tau}i\gamma_5\tau}_{\text{СР-нечётный}}) h$$

- Была впервые продемонстрирована чувствительность выбранных переменных Θ_{CP}^* , φ^* , и φ_{CP}^* к значению СР-чётности бозона Хиггса в каналах $\tau\tau \rightarrow \rho\rho\nu\nu$ и $\tau\tau \rightarrow \pi\pi\nu\nu$ с учётом адронизации конечного состояния и упрощённой симуляции детекторных эффектов.

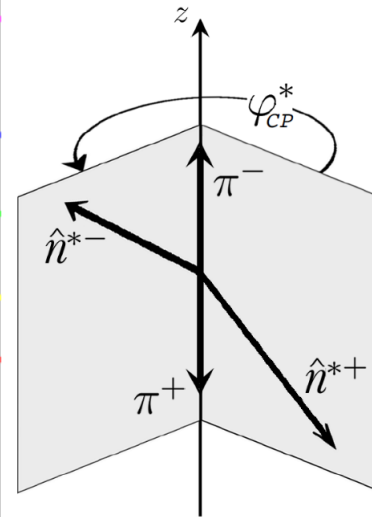
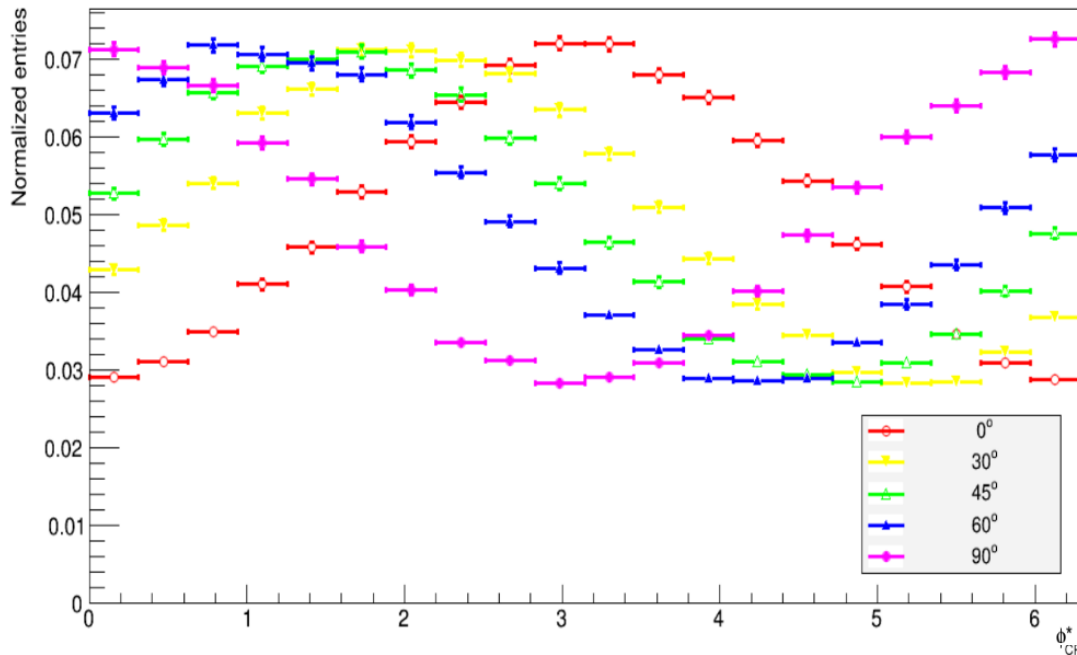
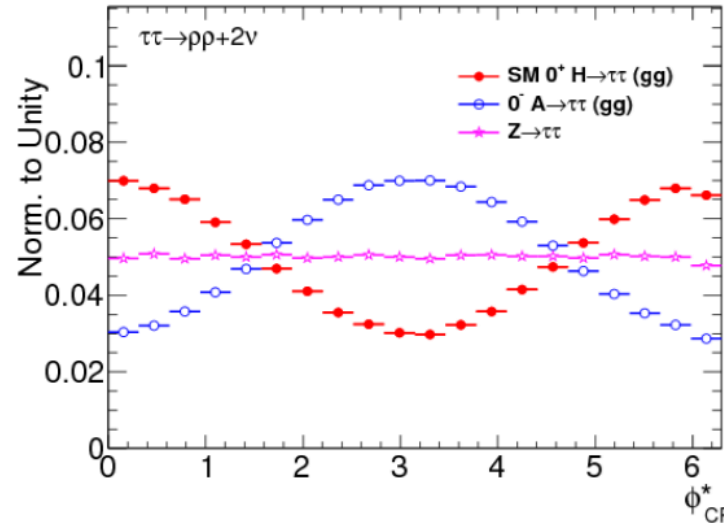
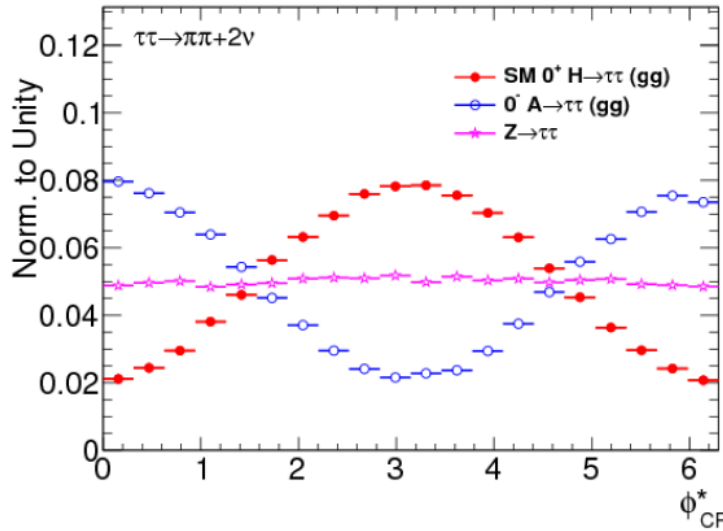
$$\Theta_{CP}^* = \hat{\mathbf{q}}_-^* \cdot (\hat{\mathbf{n}}_\perp^{*+} \times \hat{\mathbf{n}}_\perp^{*-})$$

$$\varphi^* = \arccos(\hat{\mathbf{n}}_\perp^{*+} \cdot \hat{\mathbf{n}}_\perp^{*-})$$

$$\varphi_{CP}^* = \begin{cases} \varphi^* & , \Theta_{CP}^* \geq 0 \\ 2\pi - \varphi^* & , \Theta_{CP}^* < 0 \end{cases}$$



ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТОВ СР-НАРУШЕНИЯ В РАСПАДЕ $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$



- Процессы: $pp \rightarrow H \rightarrow \tau^- \tau^+ \rightarrow a^- a'^+ \nu_\tau \tilde{\nu}_\tau$

$$a^- a'^+ \in \{\pi^\pm, \rho^\pm\}$$

- Наблюдаемые:

$$\varphi^* = \arccos(\hat{\mathbf{n}}_\perp^{*+} \cdot \hat{\mathbf{n}}_\perp^{*-})$$

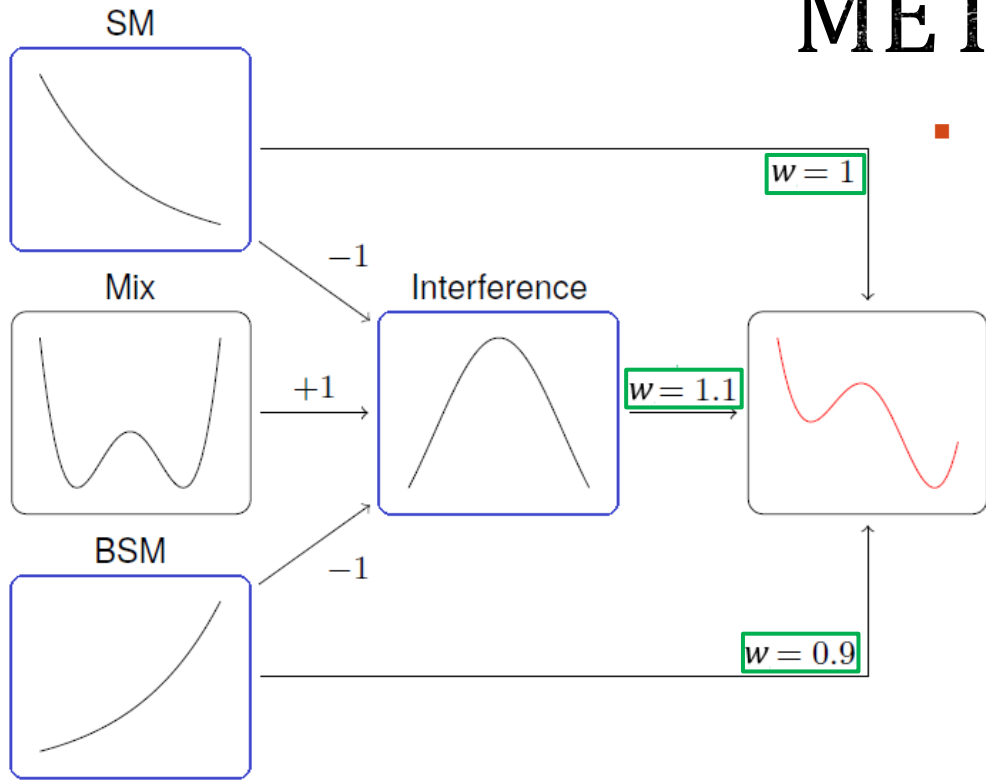
$$\Theta_{CP}^* = \hat{\mathbf{q}}_-^* \cdot (\hat{\mathbf{n}}_\perp^{*+} \times \hat{\mathbf{n}}_\perp^{*-})$$

$$\varphi_{CP}^* = \begin{cases} \varphi^* & , \Theta_{CP}^* \geq 0 \\ 2\pi - \varphi^* & , \Theta_{CP}^* < 0 \end{cases}$$

- $\hat{\mathbf{q}}_-^*$ - нормированный импульс частицы a^- в СЦМ $a^- a'^+$;

- $\hat{\mathbf{n}}_\perp^{*\pm}$ - перпендикулярные компоненты нормированных векторов прицельных параметров в СЦМ $a^- a'^+$.

МЕТОД МОРФИНГА



- Пусть матричный элемент процесса представим в следующем виде:

$$|\text{ME}(\vec{g})|^2 = \underbrace{\left(\sum_{x \in p, s} g_x \mathcal{O}(g_x) \right)^2}_{\text{production}} \cdot \underbrace{\left(\sum_{x \in d, s} g_x \mathcal{O}(g_x) \right)^2}_{\text{decay}},$$

- Тогда, осуществив разложение, получим полином четвёртой степени по константам связи:

$$|\text{ME}(\vec{g})|^2 = \sum_{i=1}^N X_i \cdot P_i(\vec{g}) = \sum_{i=1}^N X_i \cdot \sum_{a, b, c, d} g_a g_b g_c g_d,$$

- Подбирая набор из нескольких наборов данных, матричные элементы которых соответствуют фиксированными значениями констант связи $S(\vec{g}_i)$, получим:

$$S(\vec{g}) = \sum_{i=1}^N w_i(\vec{g}) S(\vec{g}_i) = \sum_{i=1}^N \left(\sum_{j=1}^N A_{ij} P_j(\vec{g}) \right) S(\vec{g}_i) = \vec{P}(\vec{g}) \cdot A \vec{S}$$

- Полученное выражение отражает суть процедуры морфинга.

- Необходимое количество наборов данных:

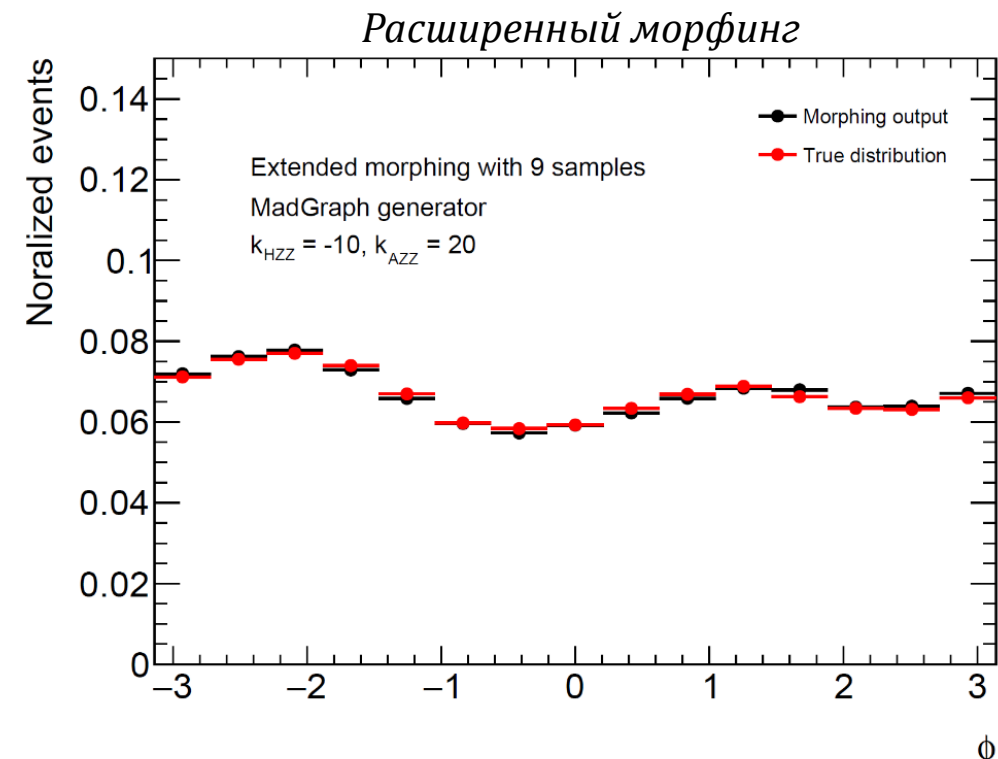
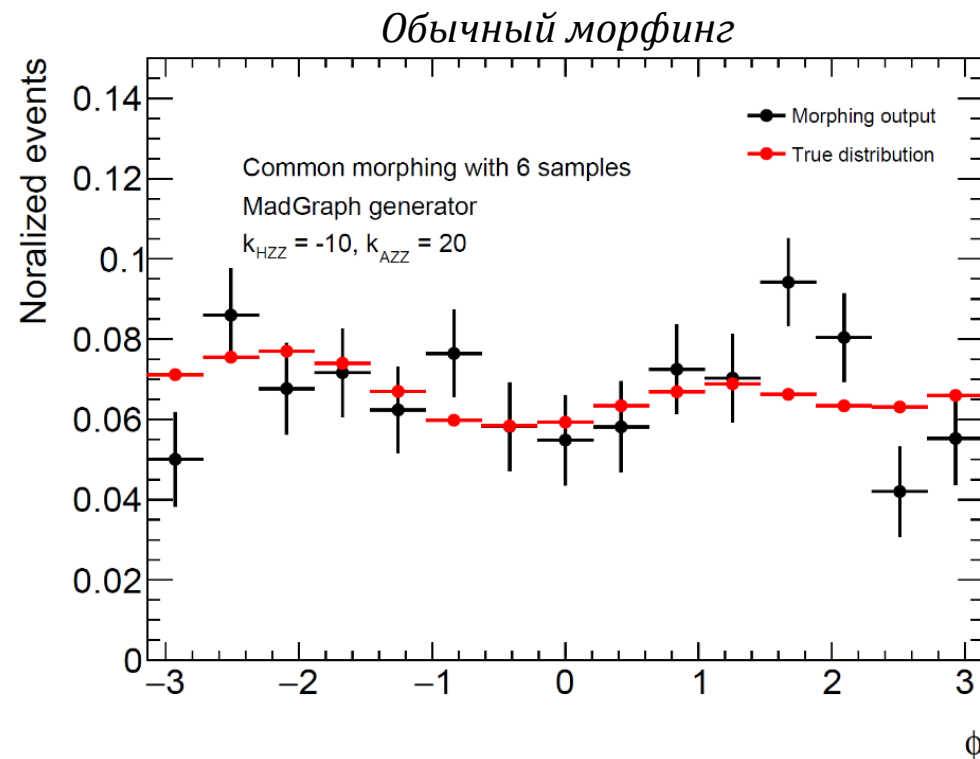
$$N = \frac{1}{24} n_s (n_s + 1) (n_s + 2) [(n_s + 3) + 4(n_p + n_d)] + \frac{1}{4} [n_s (n_s + 1) n_p (n_p + 1) + n_s (n_s + 1) n_d (n_d + 1) + n_p (n_p + 1) n_d (n_d + 1)] + \frac{1}{2} n_p n_d n_s (n_p + n_d + n_s + 3)$$

ИНСТРУМЕНТЫ: МЕТОД РАСШИРЕННОГО МОРФИНГА

- С целью улучшения точности моделирования распределений был разработан метод расширенного морфинга, который позволяет устранить недостатки обычного метода морфинга путём использования дополнительных наборов данных и дополнительной весовой функции W :

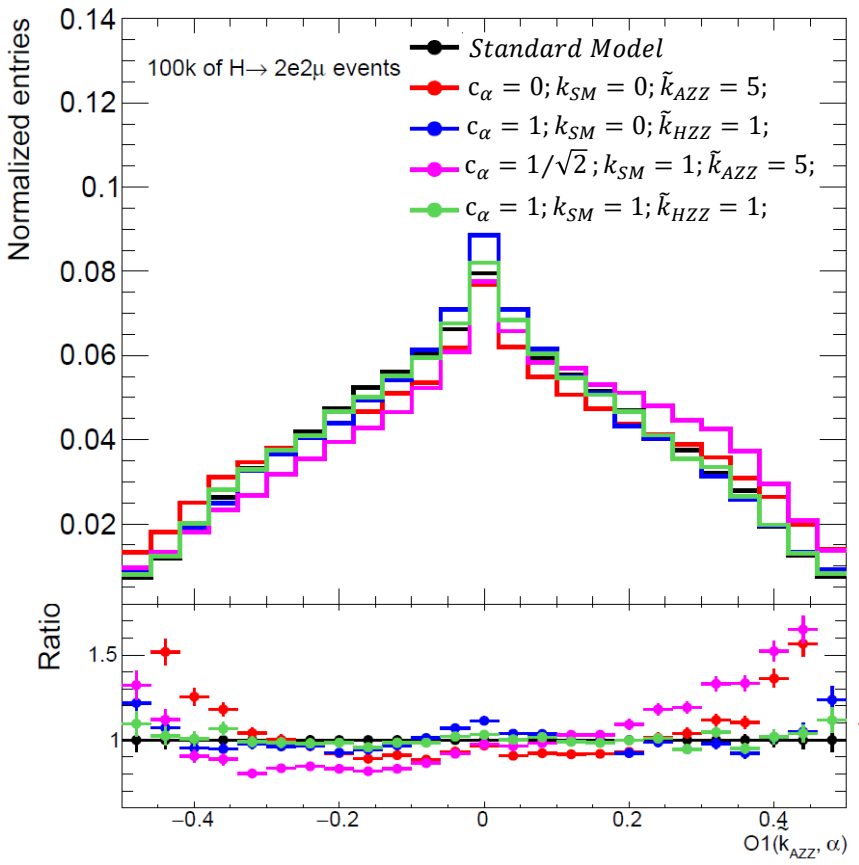
$$S(\vec{g}) = \sum_{i=1}^N w_i(\vec{g}) S(\vec{g}_i) \rightarrow \sum_{j=1}^{\binom{N_{all}}{N}} W(\vec{g}, \vec{g}_j) \sum_{i=1}^N w_{ij}(\vec{g}) S_{ij}(\vec{g}_{ij});$$

- Оба вышеизложенных метода были реализованы в рамках отдельных программных пакетов и в силу своей универсальности могут применяться не только в области физики бозона Хиггса, но и во многих других областях.



МЕТОДИКА ПОИСКА АНОМАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

- Одним из самых эффективных способов изучения параметров моделей является использование оптимальных наблюдаемых.
- Оптимальные наблюдаемые основаны на матричных элементах и содержат в себе исчерпывающую информацию о свойствах происходящих взаимодействий.



Беляев Н.Л.

- Определения оптимальных наблюдаемых O_1 и O_2 :

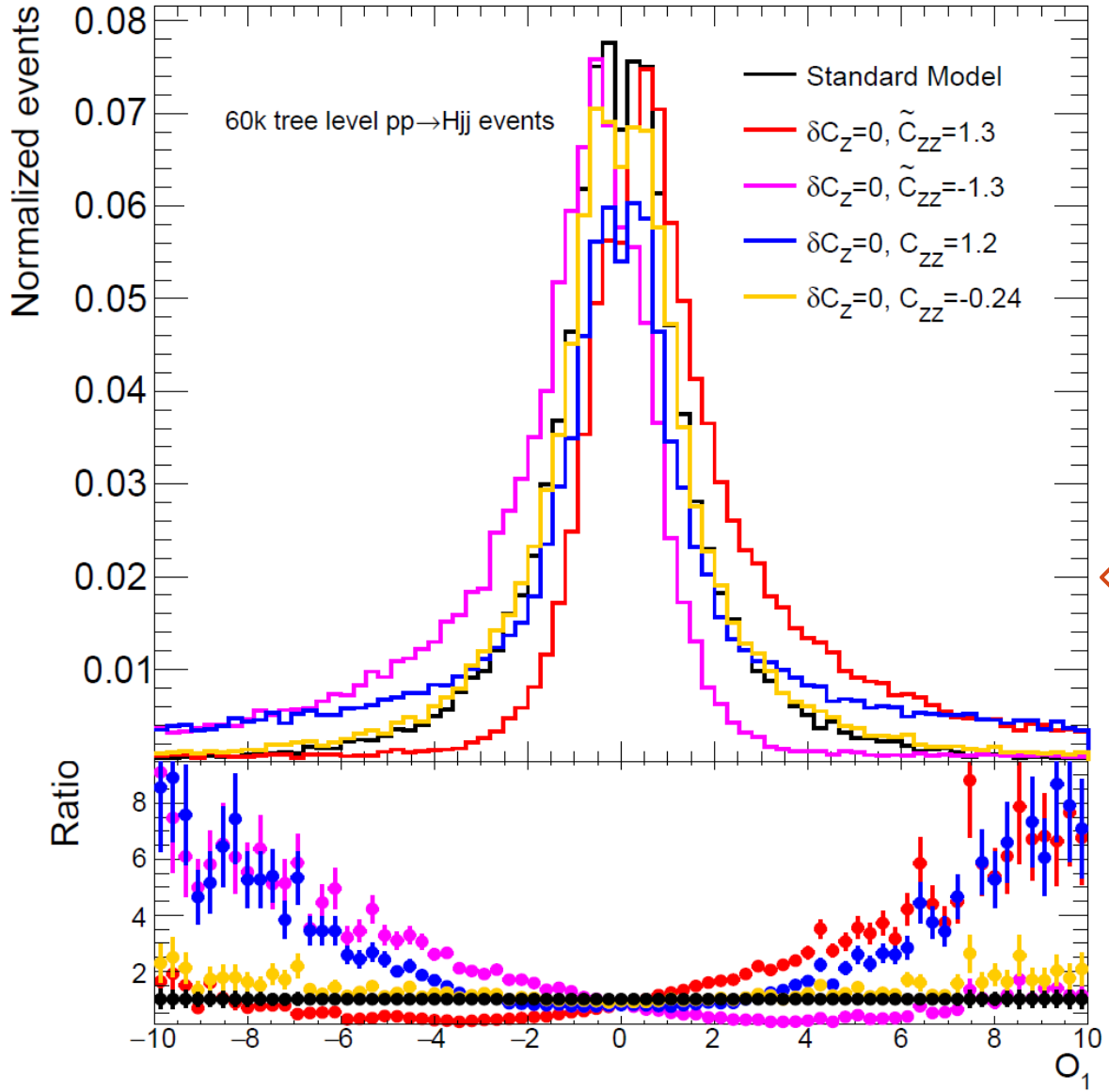
$$O_1 = \frac{2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_{SM}^* \mathcal{M}_{CP\text{-odd}})}{|\mathcal{M}_{SM}|^2} \quad O_2 = \frac{|\mathcal{M}_{CP\text{-odd}}|^2}{|\mathcal{M}_{SM}|^2}$$

- Часть Лагранжиана модели SMEFT (Хиггс базис), описывающая взаимодействие бозона Хиггса с двумя Z-бозонами:

$$\mathcal{L}_{hzz} = \frac{h}{v} \left[\underbrace{\left((1 + \delta c_z) \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4} Z_\mu Z_\mu \right)}_{\substack{\text{CP-чётный (CM)} \\ \delta c_z = 0}} + \underbrace{\left(c_{zz} \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_{\mu\nu} Z_{\mu\nu} \right)}_{\substack{\text{Аномальный} \\ \text{CP-чётный}}} + \underbrace{\left(\tilde{c}_{zz} \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}_{\mu\nu} \right)}_{\substack{\text{Аномальный} \\ \text{CP-нечётный}}} \right]$$

- В случае распада $H \rightarrow 4l$ оптимальные наблюдаемые демонстрируют ограниченную чувствительность, впервые проверенную на уровне современных экспериментальных ограничений.

МЕТОДИКА ПОИСКА АНОМАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ



Беляев Н.Л.

- Ввиду особенностей кинематики, чувствительность оптимальных наблюдаемых для процесса рождения бозона Хиггса по каналу VBF ожидалась выше, чем для процесса распада в четыре лептона.
- В случае канала VBF однозначно определить 4-импульсы и тип частиц начального состояния невозможно:

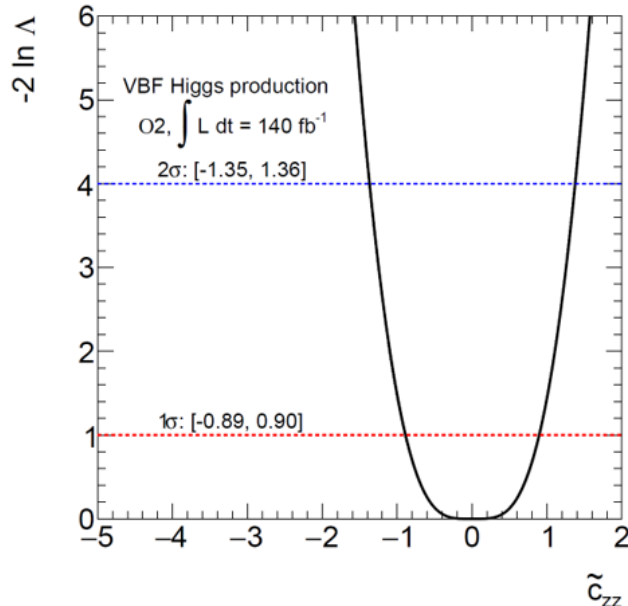
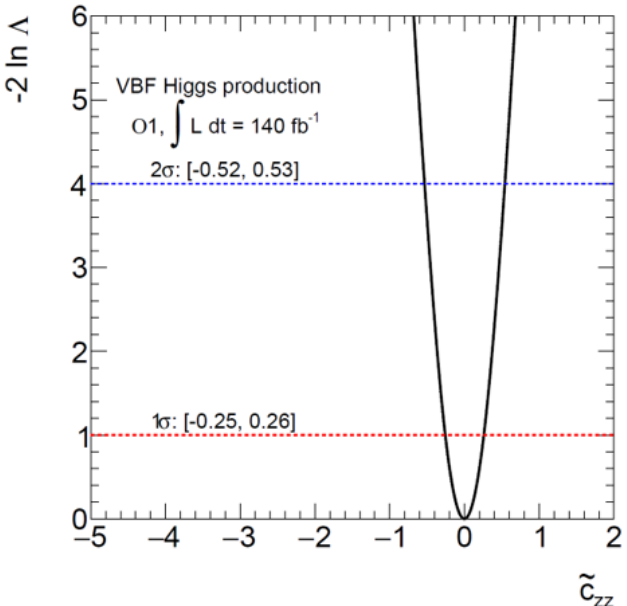
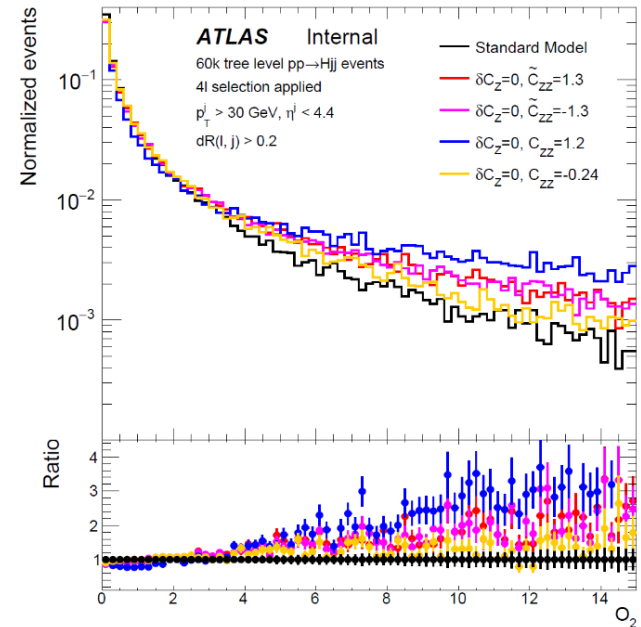
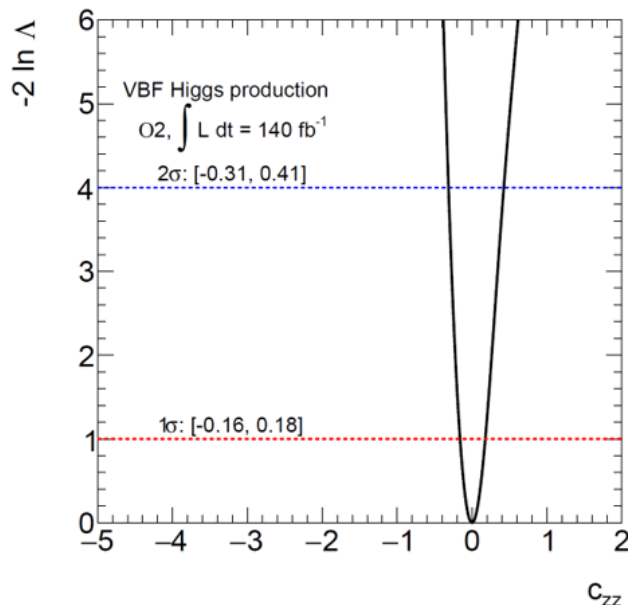
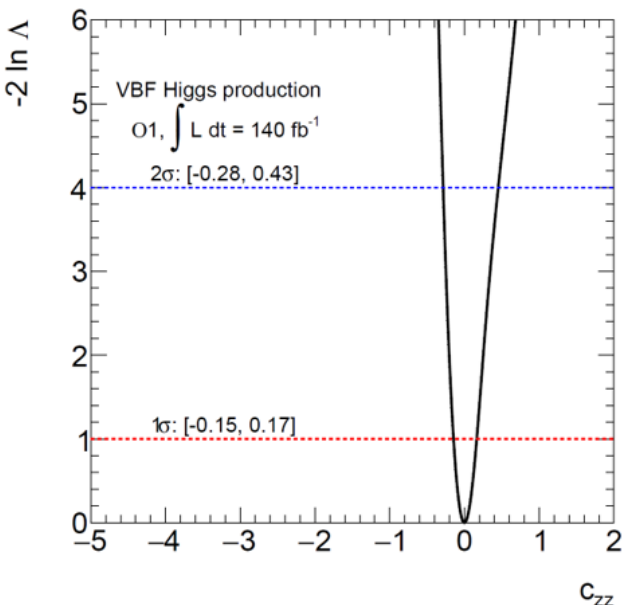
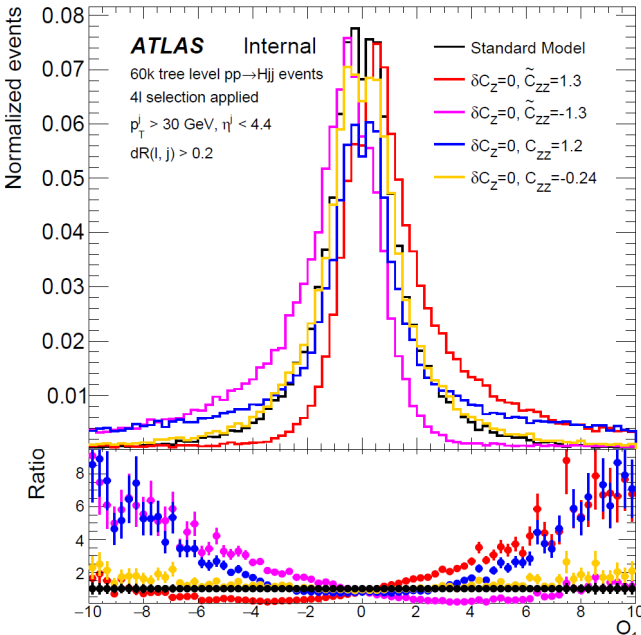
$$2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_{\text{SM}}^* \mathcal{M}_{\text{CP-odd}}) = \sum_{i,j,k,l} f_i(x_1) f_j(x_2) 2 \operatorname{Re}((\mathcal{M}_{\text{SM}}^{ij \rightarrow klH})^* \mathcal{M}_{\text{CP-odd}}^{ij \rightarrow klH})$$

$$|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2 = \sum_{i,j,k,l} f_i(x_1) f_j(x_2) |\mathcal{M}_{\text{SM}}^{ij \rightarrow klH}|^2$$

- Впервые были получены распределения по оптимальным наблюдаемым для рождения бозона Хиггса по каналу VBF, а также ожидаемые пределы для светимости в 140 fb^{-1} :

Наблюдаемая		c_{zz}	\tilde{c}_{zz}
O_1	1σ	$[-0.15; 0.17]$	$[-0.25; 0.26]$
	2σ	$[-0.28; 0.43]$	$[-0.52; 0.53]$
O_2	1σ	$[-0.16; 0.18]$	$[-0.89; 0.90]$
	2σ	$[-0.31; 0.41]$	$[-1.35; 1.36]$

МЕТОДИКА ПОИСКА АНОМАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ



ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ГИПОТЕТИЧЕСКОГО ТЯЖЁЛОГО БОЗОНА ХИГГСА

- Существование тяжёлого резонанса S_0 , распадающегося преимущественно в пару фотонов, предсказывается некоторыми теоретическими моделями (2HDM, Composite Higgs, Singlet Higgs и др.).
- Рассматривался процесс рождения S_0 с помощью механизма слияния векторных бозонов (VBF) с последующим распадом по каналам $\gamma\gamma$ и $Z\gamma$.

$$\mathcal{L}_0^V = \left\{ -\frac{1}{4} \left[\kappa_{S\gamma\gamma} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + \kappa_{P\gamma\gamma} A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right] - \frac{1}{2} \left[\kappa_{SZ\gamma} Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + \kappa_{PZ\gamma} Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right] - \frac{1}{\Lambda} \kappa_{S\partial\gamma} Z_\nu \partial_\mu A^{\mu\nu} \right\} S_0,$$

CP-нечётные члены

CP-чётные члены

- С помощью техники спиральных амплитуд была получена следующая зависимость:

$$d\hat{\sigma} \sim A + B \cos(2\Delta\Phi)$$

Параметр	Значение
Масса резонанса (ГэВ)	$m_{S_0} = 1000$
Поперечный импульс адронной струи (ГэВ)	$p_T^{\text{jet}} > 30$
Псевдобыстрота адронной струи	$ \eta < 4.0$

Взаимодействие	CP-чётность	Тензорная структура
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma$	even	$g^{\mu\nu}(q_1q_2) - q_1^\mu q_2^\nu$
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma$	odd	$\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_{1\alpha} q_{2\beta}$
$S_0\partial\gamma$	even	$g^{\mu\nu} q_1^2 - q_1^\mu q_1^\nu$
$HZZ SM$	even	$M_Z^2 g^{\mu\nu}$

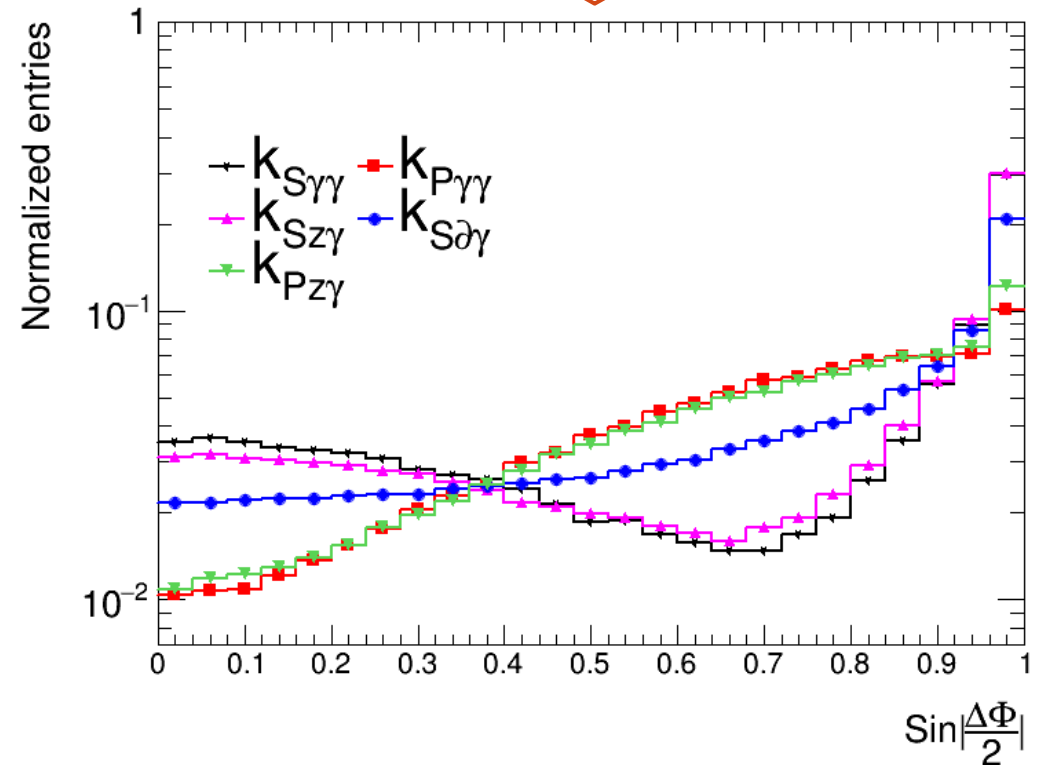
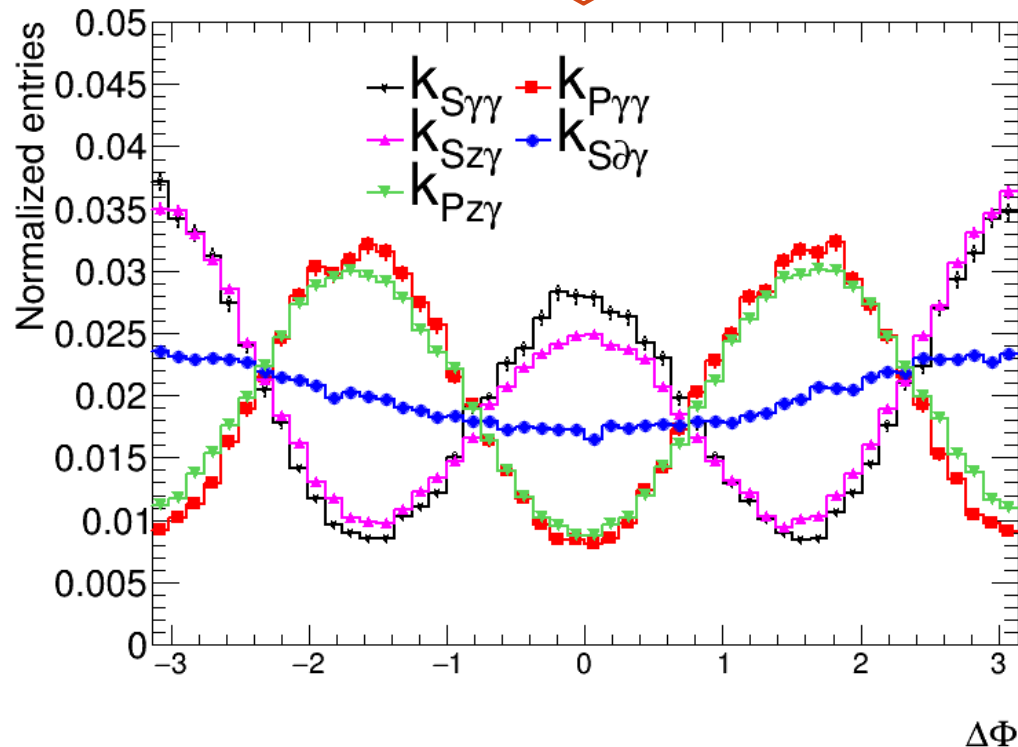
Коэффициенты	A	B
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma, \text{ even}$	$q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 (1 + c_1^2)(1 + c_2^2) c_1^{-2} c_2^{-2}$	$q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma, \text{ odd}$	$q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 (1 + c_1^2)(1 + c_2^2) c_1^{-2} c_2^{-2}$	$-q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$
$S_0\partial\gamma, \text{ even}$	$q_1^4 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$	~ 0
$HZZ SM, \text{ even}$	$M_Z^4 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$	~ 0

- С точки зрения формы кинематических распределения изучались следующие наблюдаемые:

$$m_{jj}, p_T^{S_0}, p_T^{\text{lead}}, p_T^{\text{sublead}}, \eta_{\text{lead}}, \eta_{\text{sublead}}, |\eta| = |\eta_1 - \eta_2|, \Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 \text{ и } Z_{\text{eff}} = \left| \eta_{S_0} - \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} \right|;$$

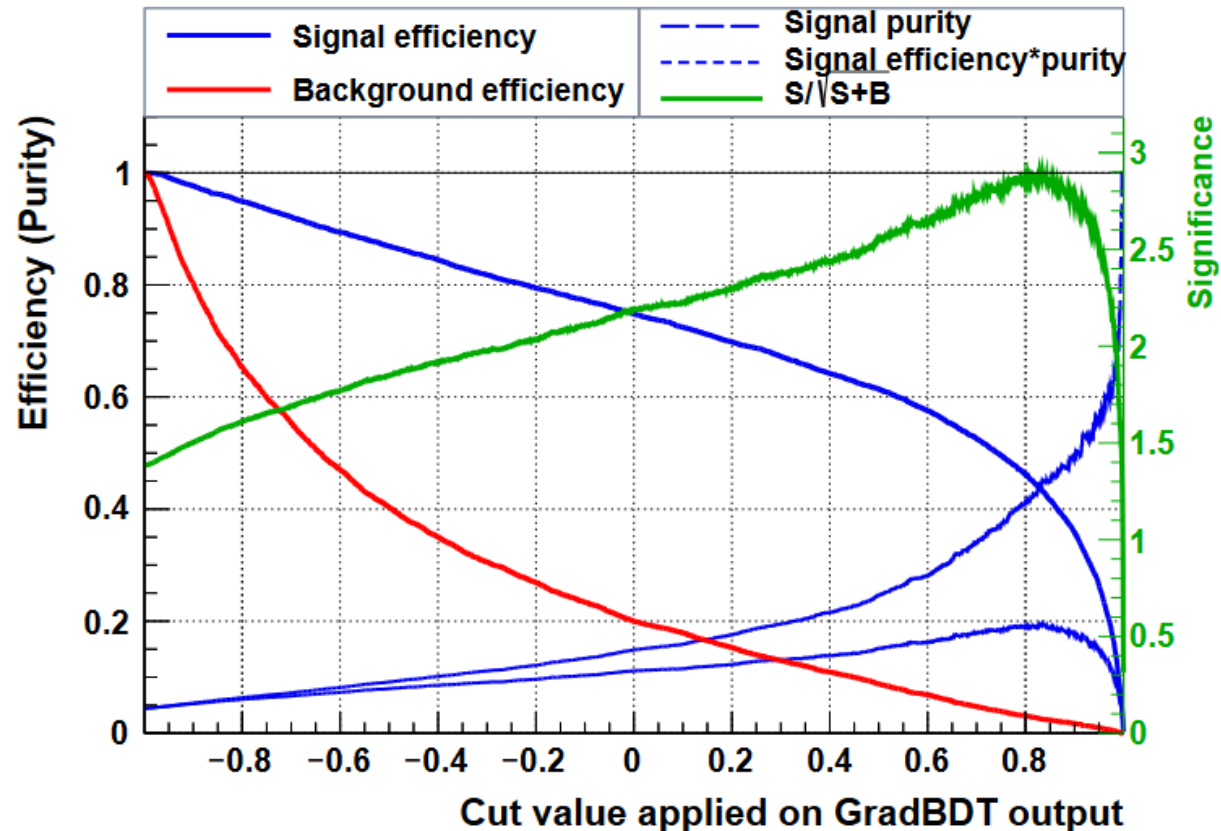
ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ГИПОТЕТИЧЕСКОГО ТЯЖЁЛОГО БОЗОНА ХИГГСА

- Результаты Монте-Карло моделирования находятся в согласии с полученными теоретическими выражениями в рамках модели **Higgs Characterisation**.
- Осуществить поиск подобного резонанса и определить его **CP**-природу в случае его обнаружения можно будет уже во время третьего этапа работы БАК в 2021 году.
- Впервые была продемонстрирована чувствительность выбранных наблюдаемых к **CP**-природе гипотетического тяжёлого бозона Хиггса.



ИНСТРУМЕНТЫ: КЛАССИФИКАТОР СОБЫТИЙ

- Эффективная классификация событий является неотъемлемой частью прецизионных измерений в рамках ускорительных экспериментов.
- Для успешного решения данной задачи был разработан программный пакет классификатора событий, основанный на использовании расширенных деревьев решений (BDT).



- Разработанный пакет **FSClassifier** позволяет проводить полную цепочку классификации событий, имеющих одинаковое конечное состояние, но различную топологию.
- Полный цикл классификации, начиная с автоматической генерации переменных и заканчивая построением кривых ошибок с вычислением эффективностей.
- Программный пакет классификатора находится по адресу:

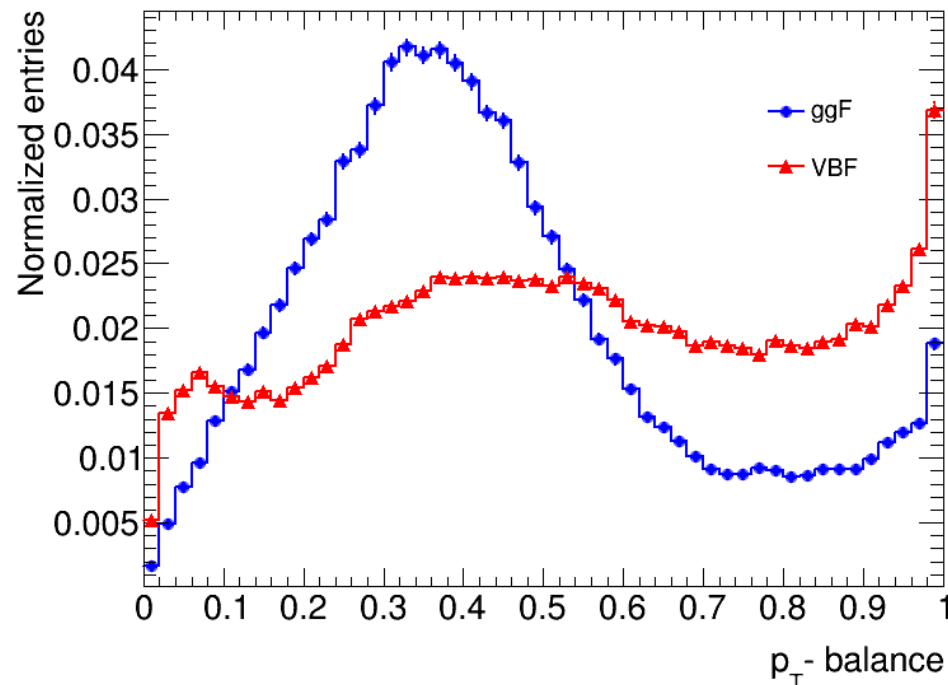
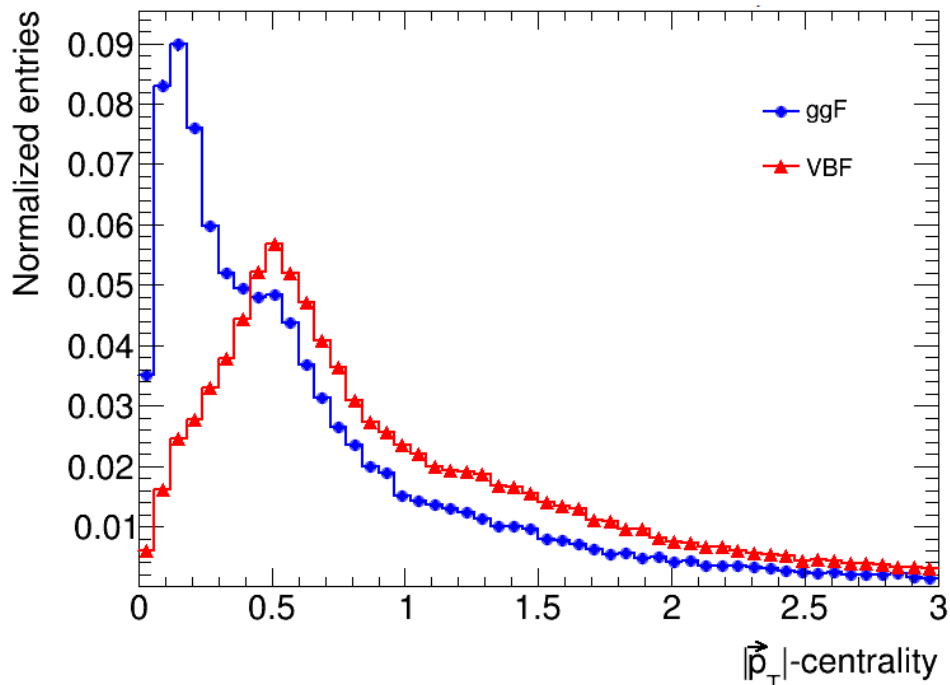
<https://fsclassifier.hepforge.org/>

РАЗДЕЛЕНИЕ КАНАЛОВ ggF И VBF

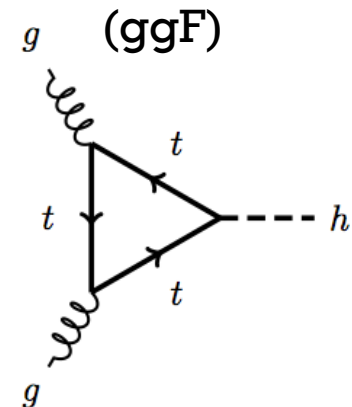
- Эффективное разделение каналов ggF и VBF становится тем более важным, чем большей точности измерений в процессах с участием бозона Хиггса планируется достичь.
- Критическая важность для анализов данных на будущем ускорителе HL-LHC.
- Впервые с использованием разработанного классификатора были изучены ранее не используемые в коллаборации ATLAS для разделения каналов переменные.

$$\vec{p}_T\text{-centrality} = \frac{|\vec{p}_{T,H} - \vec{p}_{T,jj}|}{|\Delta\vec{p}_{T,jj}|} = \frac{|\vec{p}_{T,H} - \frac{\vec{p}_{T,j1} + \vec{p}_{T,j2}}{2}|}{|\Delta\vec{p}_{T,jj}|};$$

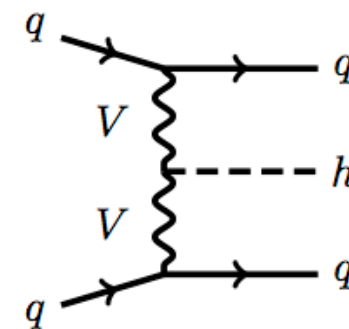
$$p_T\text{-balance} = \frac{|\vec{p}_{T,H} + \vec{p}_{T,j1} + \vec{p}_{T,j2}|}{|\vec{p}_{T,H}| + |\vec{p}_{T,j1}| + |\vec{p}_{T,j2}|};$$



Gluon-gluon fusion



Vector boson fusion (ggF)



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. **Впервые** были получены соотношения между параметрами теоретических моделей **Higgs Characterisation, SMEFT** и модели на основе эффективной амплитуды, широко используемых коллаборациями **ATLAS** и **CMS**.
 2. Были предложены **новые** методики поиска аномальных взаимодействий в хиггсовском секторе на основе использования кинематических и динамических свойств рассматриваемых процессов.
 3. **Впервые** были проведены апробации предложенных методик и получены **новые** результаты, в том числе ожидаемые пределы на параметры c_α и f_{g_4} на уровне светимостей в 300 fb^{-1} и 3000 fb^{-1} .
- Результаты работы были представлены на 11 международных конференциях и опубликованы в 12 печатных изданиях.
 - Также результаты, в получении которых автор принимал непосредственное участие, были представлены докладчиками от коллаборации **ATLAS** на крупных международных конференциях (**ICHEP 2014, ICHER 2016, EPS-HEP 2017, LHCP 2017, Moriond EW 2017** и других).
 - Цикл работ по результатам диссертационного исследования был отмечен премией Правительства Москвы молодым учёным в 2018 году.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СЛАЙДЫ

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- *Angular asymmetries as a probe for anomalous contributions to HZZ vertex at the LHC*
N. Belyaev, R. Konoplich, L. Egholm Pedersen and K. Prokofiev *Phys. Rev. D* **91** 11 (2015) 115014
- *Study of the CP-violating effects with $gg \rightarrow H \rightarrow \tau\tau$ process*
N. L. Belyaev and R. V. Konoplich *Phys. Atom. Nucl.* **78** 13 (2015) 1489-1492
- *CP Sensitive Observables of a Hypothetical Heavy Spin-0 Particle with the Dominant Photon–Photon Interaction*
N. Belyaev, R. Konoplich and K. Prokofiev *Phys. Atom. Nucl.* **81** 6 (2018) 671-678
- *Measurement of cross sections and couplings of the Higgs Boson in bosonic decay channels with the ATLAS detector*
N. Belyaev *EPJ Web Conf.* **182** (2018) 02013
- *Combined measurement of differential and total cross sections in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and the $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ decay channels at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*
M. Aaboud, N. Belyaev et al. [ATLAS Collaboration] *JHEP* **10** (2017) 132
- *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector*
N. Belyaev, V. Bortolotto et al. *Monography “CERN Yellow Report 4”*, DOI: [10.23731/CYRM-2017-002](https://doi.org/10.23731/CYRM-2017-002)
- *Measurement of the Higgs boson coupling properties in the $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ decay channel at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*
M. Aaboud, N. Belyaev et al. [ATLAS Collaboration] *JHEP* **1803** (2018) 095
- *CP-sensitive observables of a hypothetical heavy spin-0 particle with the dominant $\gamma\gamma$ and $Z\gamma$ -interaction*
N. Belyaev, R. Konoplich and K. Prokofiev *J. Phys. Conf. Ser.* **798** 1 (2017) 012094
- *Study of kinematic observables sensitive to the Higgs boson production channel in $pp \rightarrow Hjj$ process*
N. Belyaev, R. Konoplich and K. Prokofiev *J. Phys. Conf. Ser.* **934** 1 (2017) 012030
- *Limits on Higgs boson couplings in Effective field theory*
N. Belyaev and T. Reid *J. Phys. Conf. Ser.* **675** 2. (2016) 022023
- *Couplings and simplified cross section studies in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ channel*
S. H. Abidi, N. Belyaev et al. *ATLAS Internal Note* (2016) **ATL-COM-PHYS-2016-1604** URL: <https://cds.cern.ch/record/2231596>
- *Prospective results for vector-boson fusion-mediated Higgs-boson searches in the four lepton final state at the High Luminosity Large Hadron Collider*
N. Belyaev et al. *ATLAS Public Note* (2016) **ATL-PHYS-PUB-2016-008**, **ATL-COM-PHYS-2015-1507** URL: <https://cds.cern.ch/record/2145377>
- *A morphing technique for signal modelling in a multidimensional space of coupling parameters*
Kaluzna, A., Belyaev, N. et al. *ATLAS Public Note* (2015) **ATL-COM-PHYS-2015-457**, **ATL-PHYS-PUB-2015-047** URL: <https://cds.cern.ch/record/2018491>

АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ

1. Выступление с докладом "Изучение эффектов CP-нарушения в распаде $gg \rightarrow H \rightarrow \tau\tau$ " на научной конференции "Международная сессия - конференция Секции ядерной физики ОФН РАН "Физика фундаментальных взаимодействий". 17.11.2014 - 21.11.2014, Москва, Россия.
2. Выступление с докладом "Анализ асимметрий как способ обнаружения CP - нарушения в хиггсовском секторе" на научной конференции "Научная Сессия НИЯУ МИФИ – 2015". 16.02.2015 - 21.02.2015, Москва, Россия.
3. Выступление с докладом "Monte Carlo for the tensor structure analysis in the Higgs sector" на научной конференции "LHC Reweighting Workshop". 20.05.2015 - 20.05.2015, Женева, Швейцария.
4. Выступление с докладом "Further developments on Morphing" на научной конференции "ATLAS ZZ Workshop". 26.04.2016 - 29.04.2016, Мюнхен, Германия.
5. Выступление с докладом "Observables sensitive to tensor structure of di-photon interaction of a hypothetical heavy spin-0 boson" на научной конференции "II международная научная конференция НАУКА БУДУЩЕГО". 20.09.2016 - 23.09.2016, Казань, Россия.
6. Выступление с докладом "Limits on Higgs boson couplings in Effective field theory" на научной конференции "The International Conference on Particle Physics and Astrophysics – 2016". 10.10.2016 - 14.10.2016, Москва, Россия.
7. Выступление с докладом "Measurement of cross sections and couplings of the Higgs Boson in bosonic decay channels with the ATLAS detector" на научной конференции "The 6th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2017)". 17.08.2017 - 26.08.2017, Колимвари, Греция.
8. Выступление с докладом "High performance computing system in the framework of the Higgs boson studies" на научной конференции "The 26th Symposium on Nuclear Electronics and Computing (NEC2017)". 24.09.2017 - 29.09.2017, Будва, Черногория.
9. Выступление с докладом "Study of CP-sensitive kinematic observables in $pp \rightarrow Hjj$ process" на научной конференции "The International Conference on Particle Physics and Astrophysics – 2017". 02.10.2017 - 05.10.2017, Москва, Россия.
10. Выступление с докладом "The Framework of the Extended morphing method" на научной конференции "ATLAS H→ZZ Workshop". 10.04.2018 - 13.04.2018, Оксфорд, Великобритания.

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Цель работы:

Создание новых методов поиска взаимодействий вне рамок Стандартной модели элементарных частиц (СМ) в хиггсовском секторе и оценка их эффективности.

Задачи:

- Определить круг наиболее актуальных феноменологических моделей в рамках формализма Эффективной теории поля (ЭТП). Установить связи между данными моделями и определить допустимые области значений их параметров исходя из современных экспериментальных ограничений.
- Разработать методы поиска эффектов СР-нарушения и аномальных взаимодействий в хиггсовском секторе на основе кинематических особенностей и динамических свойств рассматриваемых процессов.
- Провести апробацию разработанных методик на основе данных, полученных как с помощью Монте-Карло моделирования, так и с помощью реальных протон-протонных столкновений в детекторе **ATLAS**.

АСИММЕТРИИ ПРОЦЕССА $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$

$$O_1 \equiv \frac{(\vec{p}_{2Z} - \vec{p}_{1Z}) \cdot (\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H})}{|\vec{p}_{2Z} - \vec{p}_{1Z}| |\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H}|} = \cos \theta_1;$$

$$O_2 \equiv \frac{(\vec{p}_{2Z} - \vec{p}_{1Z}) \cdot (\vec{p}_{4H} \times \vec{p}_{3H})}{|\vec{p}_{2Z} - \vec{p}_{1Z}| |\vec{p}_{4H} \times \vec{p}_{3H}|} = -\sin \phi \cos \theta_1;$$

$$O_{3a} \equiv \frac{(\vec{p}_{4Z} - \vec{p}_{3Z}) \cdot (\vec{p}_{1H} \times \vec{p}_{2H})}{|\vec{p}_{4Z} - \vec{p}_{3Z}| |\vec{p}_{1H} \times \vec{p}_{2H}|};$$

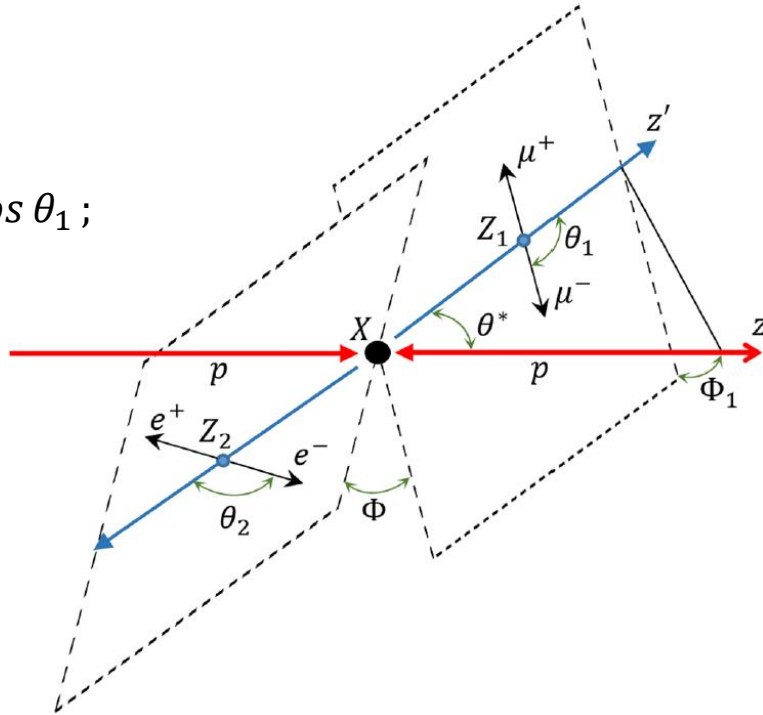
$$O_{3b} \equiv \frac{(\vec{p}_{3Z} - \vec{p}_{4Z}) \cdot (\vec{p}_{1H} + \vec{p}_{2H})}{|\vec{p}_{3Z} - \vec{p}_{4Z}| |\vec{p}_{1H} + \vec{p}_{2H}|};$$

$$O_3 \equiv O_1 O_{3a} O_{3b} = \cos \theta_1 \cos \theta_2 \sin \theta_2 \sin \phi;$$

$$O_4 \equiv \frac{[(\vec{p}_{3H} \times \vec{p}_{4H}) \cdot \vec{p}_{1H}][(\vec{p}_{3H} \times \vec{p}_{4H})(\vec{p}_{1H} \times \vec{p}_{2H})]}{|\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H}|^2 |\vec{p}_{1H} + \vec{p}_{2H}| |\vec{p}_{3Z} - \vec{p}_{4Z}|^2 |\vec{p}_{1Z} - \vec{p}_{2Z}|^2 / 16} = \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 \sin \phi \cos \phi;$$

$$O_5 \equiv \frac{[(\vec{p}_{4H} \times \vec{p}_{3H}) \cdot \vec{p}_{1H}][(\vec{p}_{1Z} - \vec{p}_{2Z}) \cdot \vec{p}_{3Z}]}{|\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H}| |\vec{p}_{3Z} - \vec{p}_{4Z}|^2 |\vec{p}_{1Z} - \vec{p}_{2Z}|^2 / 8} = \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \phi [\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi - \cos \theta_1 \cos \theta_2];$$

$$O_6 \equiv \frac{[(\vec{p}_{1Z} - \vec{p}_{2Z})(\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H})][(\vec{p}_{3H} \times \vec{p}_{4H}) \cdot \vec{p}_{1H}]}{|\vec{p}_{1Z} - \vec{p}_{2Z}|^2 |\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H}|^2 |\vec{p}_{3Z} - \vec{p}_{4Z}| / 4} = \sin \theta_1 \cos \theta_1 \sin \theta_2 \sin \phi;$$



- Общий вид вершины HVV:

$$V_{HZZ}^{\mu\nu} = \frac{igm_Z}{\cos \theta_W} \left[a g_{\mu\nu} + b \frac{p_\mu p_\nu}{m_Z^2} + c \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{p^\alpha k^\beta}{m_Z^2} \right]$$

- O_1 чувствительна к $a \operatorname{Im}(c)$;
- O_2 чувствительна к $a \operatorname{Re}(c)$ и $\operatorname{Re}(b^* c)$;
- O_3 чувствительна к $a \operatorname{Re}(c)$ и $\operatorname{Re}(b^* c)$;
- O_4 чувствительна к $a \operatorname{Re}(c)$;
- O_5 чувствительна к $a \operatorname{Re}(c)$ и $\operatorname{Re}(b^* c)$;
- O_6 чувствительна к $\operatorname{Im}(b)$;

СВЯЗЬ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ATLAS И CMS

- В ходе исследований коллаборации ATLAS одной из наиболее широко используемых моделей является модель **Higgs Characterisation (HC)**, основанная на эффективном Лагранжиане (1). Однако в коллаборации **CMS** более распространён подход, основанный на использовании эффективной амплитуды, который был реализован в рамках Монте-Карло генератора **JHU** (2).

$$\mathcal{L}_0^V = \left\{ c_\alpha \kappa_{SM} \left[\frac{1}{2} g_{HZZ} Z_\mu Z^\mu + g_{HWW} W_\mu^+ W^{-\mu} \right] - \frac{1}{4} [c_\alpha \kappa_{H\gamma\gamma} g_{H\gamma\gamma} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{A\gamma\gamma} g_{A\gamma\gamma} A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu}] \right. \quad (1) \quad (2) \quad A(X \rightarrow VV) = \frac{1}{v} (\bar{g}_1 m_V^2 \epsilon_1^* \epsilon_2^* + g_2 f_{\mu\nu}^{*(1)} f^{*(2)\mu\nu} + g_4 f_{\mu\nu}^{*(1)} \tilde{f}^{*(2)\mu\nu})$$

$$- \frac{1}{2} [c_\alpha \kappa_{HZ\gamma} g_{HZ\gamma} Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AZ\gamma} g_{AZ\gamma} Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu}] - \frac{1}{4} [c_\alpha \kappa_{Hgg} g_{Hgg} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{Agg} g_{Agg} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}]$$

$$- \frac{1}{4} \frac{1}{\Lambda_{HC}} [c_\alpha \kappa_{HZZ} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AZZ} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu}] - \frac{1}{2} \frac{1}{\Lambda_{HC}} [c_\alpha \kappa_{HWW} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AWW} W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}^{-\mu\nu}]$$

$$- \frac{1}{\Lambda_{HC}} c_\alpha [\kappa_{H\partial\gamma} Z_\nu \partial_\mu A^{\mu\nu} + \kappa_{H\partial Z} Z_\nu \partial_\mu Z^{\mu\nu} + (\kappa_{H\partial W} W_\nu^+ \partial_\mu W^{-\mu\nu} + \text{H.c.})] \left. \right\} X, \quad \bar{g}_1 = g_1 \frac{m_V^2}{m_X^2} + g_1'' \frac{2s}{m_X^2} + g_1''' \kappa \frac{s}{m_X^2}$$

$$s = q_1 q_2 = (m_X^2 - 2m_V^2)/2; \kappa = s/\Lambda^2$$

- Впервые были получены аналитические соотношения между параметрами двух этих моделей, использование которых позволило проводить прямые сравнения результатов различных научных групп внутри коллабораций:

Coupling	ZZ	WW	$\gamma\gamma$	$Z\gamma$	gg
$g_1/2ic_a$	k_{SM}	k_{SM}
$g_2/2ic_a$	\tilde{K}_{HZZ}	\tilde{K}_{HWW}	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{H\gamma\gamma}$	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{HZ\gamma}$	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{Hgg}$
$g_4/2is_a$	\tilde{K}_{AZZ}	\tilde{K}_{AWW}	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{A\gamma\gamma}$	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{AZ\gamma}$	$\Lambda_{HC} \tilde{K}_{Agg}$
$g_1'/2ic_a$	$\tilde{K}_{H\partial Z}$	$\text{Re}(\tilde{K}_{H\partial W})$
$g_1''/2ic_a$...	$i\text{Im}(\tilde{K}_{H\partial W})$

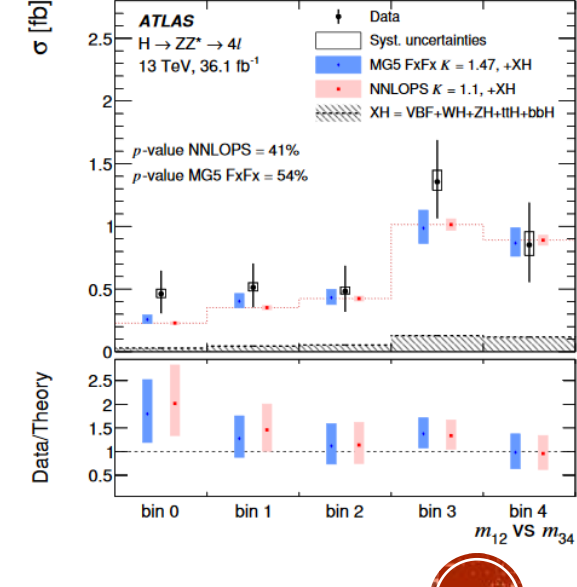
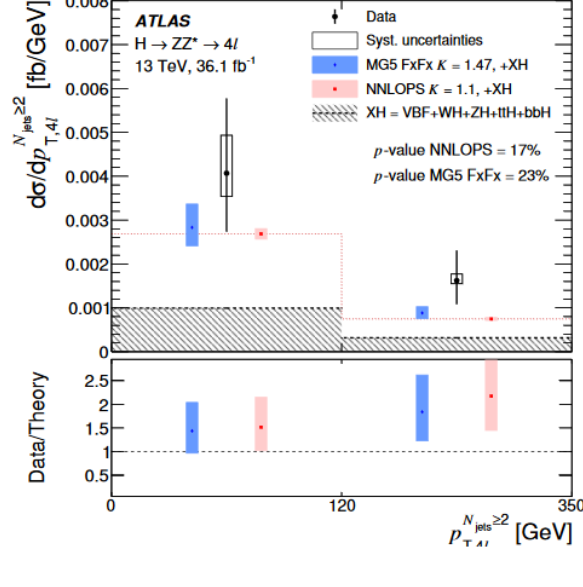
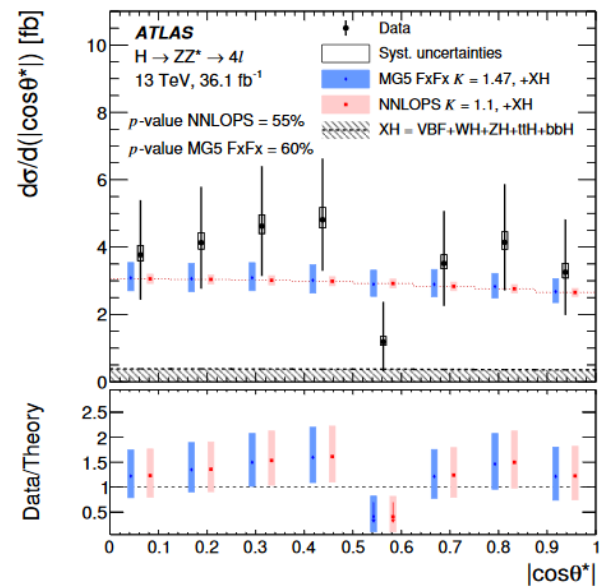
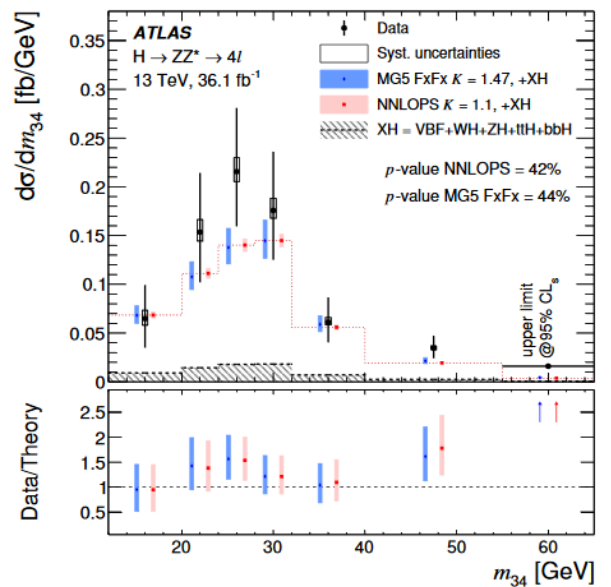
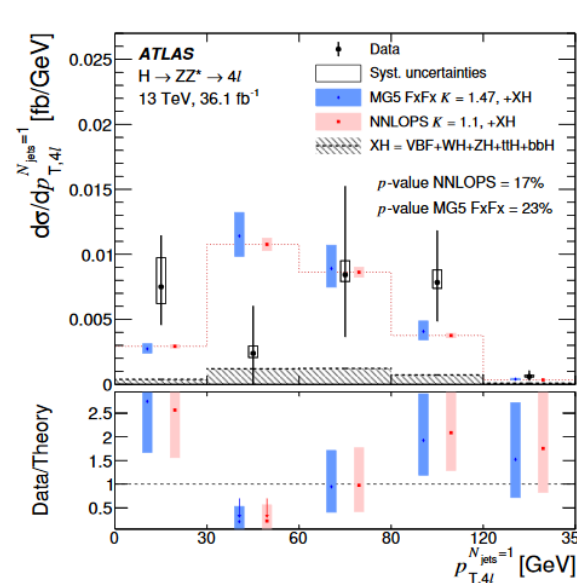
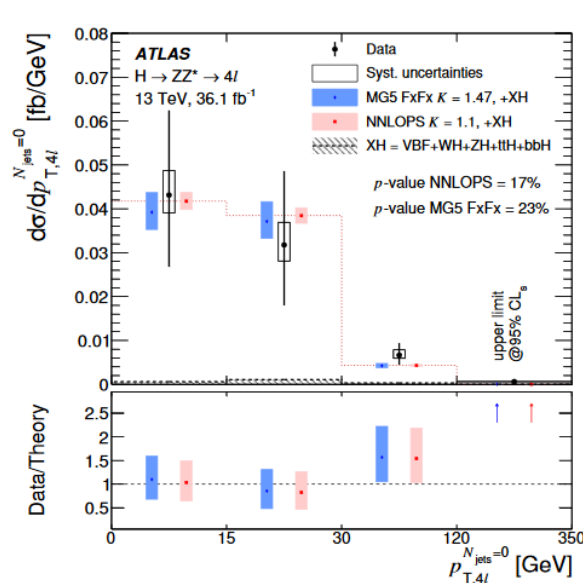
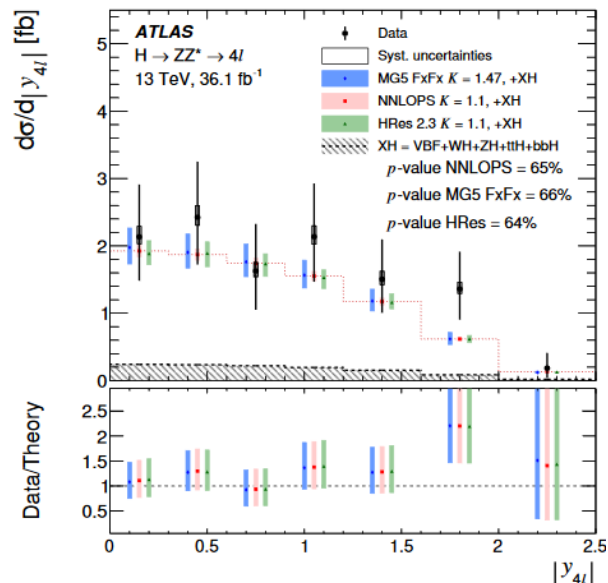
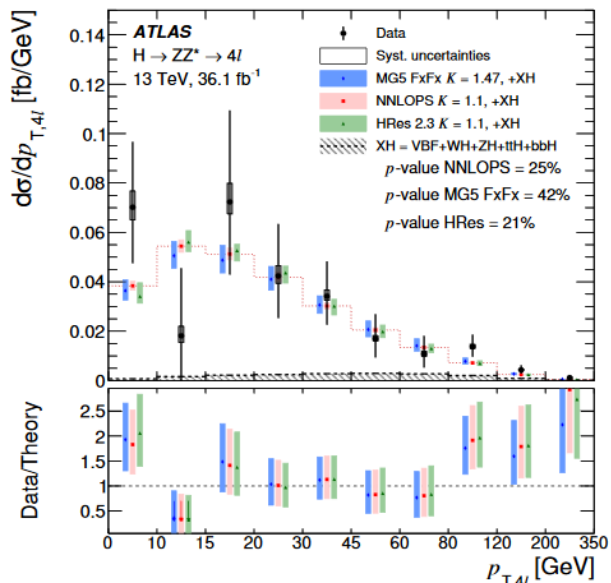
	ZZ/WW	$\gamma\gamma$	$Z\gamma$	gg	
$\tilde{K}_{XVV'} = \frac{1}{4} \frac{v}{\Lambda_{HC}} \tilde{g}_{XVV'} k_{XVV'}$					
$\tilde{K}_{H\partial V} = \frac{1}{2} \frac{v}{\Lambda_{HC}} \left(\frac{m_X^2}{m_V} \right)^2 k_{H\partial V}$	$v \cdot g_{HVV'}$	$2m_{Z/W}^2$	$\frac{47\alpha_{EM}}{18\pi}$	$C \frac{94 \cos^2 \theta_W - 13}{9\pi}$	$-\frac{\alpha_s}{3\pi}$
$c_\alpha = \cos \alpha, s_\alpha = \sin \alpha.$	$v \cdot g_{AVV'}$	0	$\frac{4\alpha_{EM}}{3\pi}$	$2C \frac{8 \cos^2 \theta_W - 5}{3\pi}$	$\frac{\alpha_s}{2\pi}$

СВЯЗИ МЕЖДУ МОДЕЛЯМИ

Первоначальный вид соотношений из статьи LHCXSWG-INT-2015-001 от 26 октября 2016 года:

$$\begin{aligned}
 c_{\alpha\kappa\text{SM}} &= 1 + \delta c_z \\
 \frac{v}{\Lambda} c_{\alpha\kappa\text{HZZ}} &= -c_{zz} \\
 \frac{v}{\Lambda} s_{\alpha\kappa\text{AZZ}} &= -\tilde{c}_{zz} \\
 \frac{v}{\Lambda} c_{\alpha\kappa\text{HWW}} &= -c_{zz} - 2s_{\theta}^2 c_{z\gamma} - s_{\theta}^4 c_{\gamma\gamma}, \\
 \frac{v}{\Lambda} s_{\alpha\kappa\text{AWW}} &= -\tilde{c}_{zz} - 2s_{\theta}^2 \tilde{c}_{z\gamma} - s_{\theta}^4 \tilde{c}_{\gamma\gamma}, \\
 \frac{v}{\Lambda} c_{\alpha\kappa\text{H}\partial Z} &= g^2 c_{z\Box}, \\
 \frac{v}{\Lambda} c_{\alpha\kappa\text{H}\partial\gamma} &= \frac{gg'}{g^2 - g'^2} [2g^2 c_{z\Box} + (g^2 + g'^2) c_{zz} - e^2 c_{\gamma\gamma} - (g^2 - g'^2) c_{z\gamma}], \\
 \frac{v}{\Lambda} c_{\alpha\kappa\text{H}\partial W} &= \frac{g^2}{g^2 - g'^2} [g^2 c_{z\Box} + g'^2 c_{zz} - e^2 s_{\theta}^2 c_{\gamma\gamma} - (g^2 - g'^2) s_{\theta}^2 c_{z\gamma}], \\
 \frac{(94c_{\theta}^2 - 13)}{144\pi^2} c_{\alpha\kappa\text{HZ}\gamma} &= -c_{z\gamma}, \\
 \frac{(8c_{\theta}^2 - 5)}{24\pi^2} s_{\alpha\kappa\text{AZ}\gamma} &= -\tilde{c}_{z\gamma}.
 \end{aligned}$$

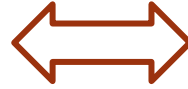
ВАЛИДАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ



МОДЕЛЬ SMEFT И ПРЕДЕЛЫ НА КОНСТАНТЫ СВЯЗИ

- Бозонная часть Лагранжиана модели SMEFT (Хиггс базис):

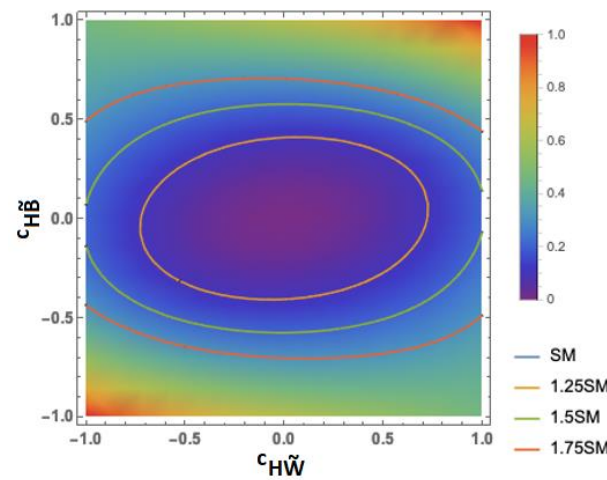
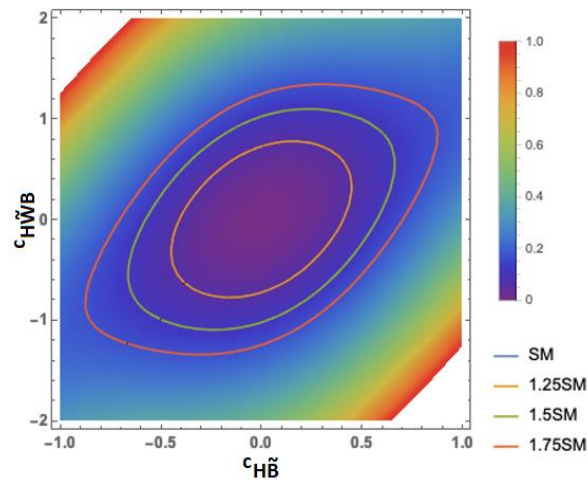
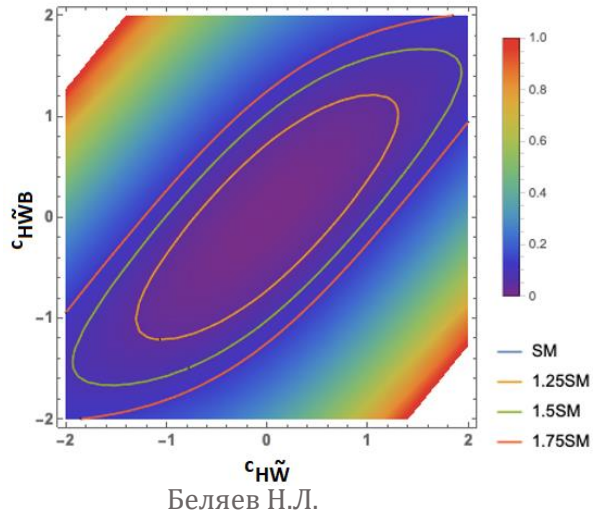
$$\mathcal{L}_{\text{hvv}} = \frac{h}{v} \left[(1 + \delta c_w) \frac{g^2 v^2}{2} W_\mu^+ W_\mu^- + (1 + \delta c_z) \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4} Z_\mu Z_\mu \right. \\ + c_{ww} \frac{g^2}{2} W_{\mu\nu}^+ W_{\mu\nu}^- + \tilde{c}_{ww} \frac{g^2}{2} W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}_{\mu\nu}^- + c_{w\Box} g^2 (W_\mu^- \partial_\nu W_{\mu\nu}^+ + \text{h.c.}) \\ + c_{gg} \frac{g_s^2}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + c_{\gamma\gamma} \frac{e^2}{4} A_{\mu\nu} A_{\mu\nu} + c_{z\gamma} \frac{e\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_{\mu\nu} A_{\mu\nu} + c_{zz} \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_{\mu\nu} Z_{\mu\nu} \\ + c_{z\Box} g^2 Z_\mu \partial_\nu Z_{\mu\nu} + c_{\gamma\Box} g g' Z_\mu \partial_\nu A_{\mu\nu} \\ \left. + \tilde{c}_{gg} \frac{g_s^2}{4} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a + \tilde{c}_{\gamma\gamma} \frac{e^2}{4} A_{\mu\nu} \tilde{A}_{\mu\nu} + \tilde{c}_{z\gamma} \frac{e\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_{\mu\nu} \tilde{A}_{\mu\nu} + \tilde{c}_{zz} \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}_{\mu\nu} \right]$$



- Бозонные части Лагранжиана модели SMEFT (Варшавский базис):

$$\mathcal{L}^{(6)} = C_{HG} H^\dagger H G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} + C_{HW} H^\dagger H W_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu} + C_{HB} H^\dagger H B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ + C_{HWB} H^\dagger \tau^I H W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu} + C_G f^{ABC} G_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\rho} G_\rho^{C\mu} + C_W \epsilon^{IJK} W_\mu^{I\nu} W_\nu^{J\rho} W_\rho^{K\mu} \\ \mathcal{L}_6^{\mathcal{CP}} = C_{H\tilde{G}} H^\dagger H \tilde{G}_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} + C_{H\tilde{W}} H^\dagger H \tilde{W}_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu} + C_{H\tilde{B}} H^\dagger H \tilde{B}_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ + C_{H\tilde{W}B} H^\dagger \tau^I H \tilde{W}_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu} + C_{\tilde{G}} f^{ABC} \tilde{G}_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\rho} G_\rho^{C\mu} + C_{\tilde{W}} \epsilon^{IJK} \tilde{W}_\mu^{I\nu} W_\nu^{J\rho} W_\rho^{K\mu}$$

- Пределы были получены для обоих базисов модели SMEFT (Хиггс и Варшавский), а также для модели HS .



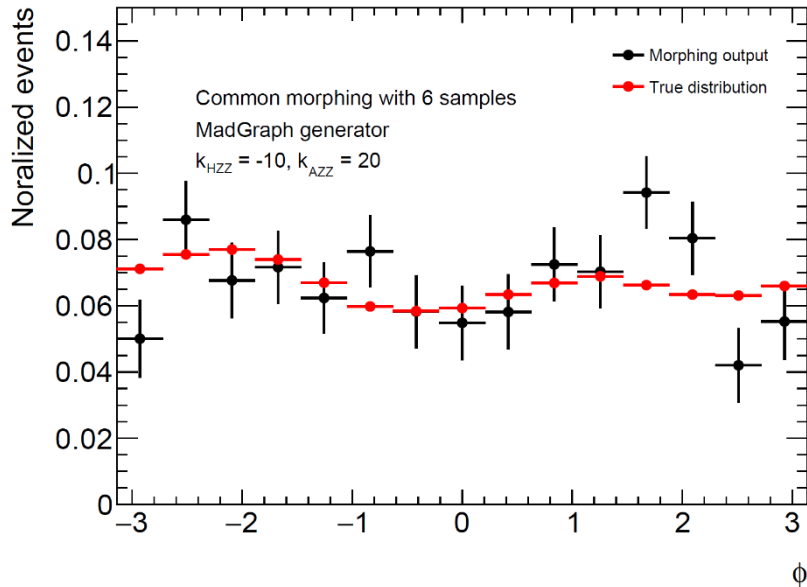
$$c_{H\tilde{B}} = 0: \\ -1.27 < c_{H\tilde{W}B} < 1.27 \\ -1.27 < c_{H\tilde{B}} < 1.27 \\ c_{H\tilde{W}} = 0: \\ -0.44 < c_{H\tilde{B}} < 0.44 \\ -0.78 < c_{H\tilde{W}B} < 0.78 \\ c_{H\tilde{W}B} = 0: \\ -0.74 < c_{H\tilde{W}} < 0.74 \\ -0.42 < c_{H\tilde{B}} < 0.42$$

МЕТОД РАСШИРЕННОГО МОРФИНГА

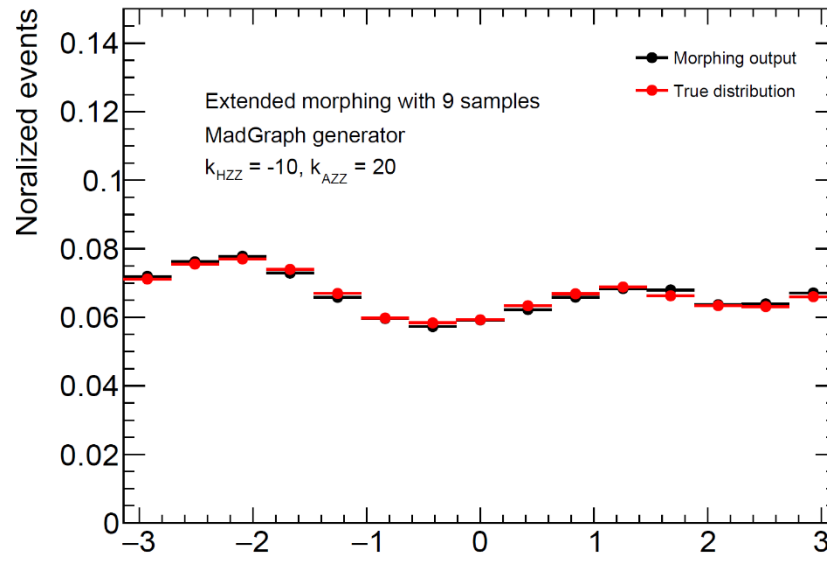
- С целью улучшения точности моделирования изучаемых процессов был разработан метод расширенного морфинга, который позволяет устранить недостатки обычного метода морфинга путём использования дополнительных наборов данных и дополнительной весовой функции:

$$S(\vec{g}) = \sum_{i=1}^N w_i(\vec{g}) S(\vec{g}_i) \rightarrow \sum_{j=1}^{\binom{N_{all}}{N}} W(\vec{g}, \vec{g}_j) \sum_{i=1}^N w_{ij}(\vec{g}) S_{ij}(\vec{g}_{ij}); \quad W(\vec{g}, \vec{g}_i) = \frac{1}{[(\vec{g} - \vec{g}_i)^2]^n} = \frac{1}{[(g_1 - g_{1i})^2 + (g_2 - g_{2i})^2 + \dots]^n};$$

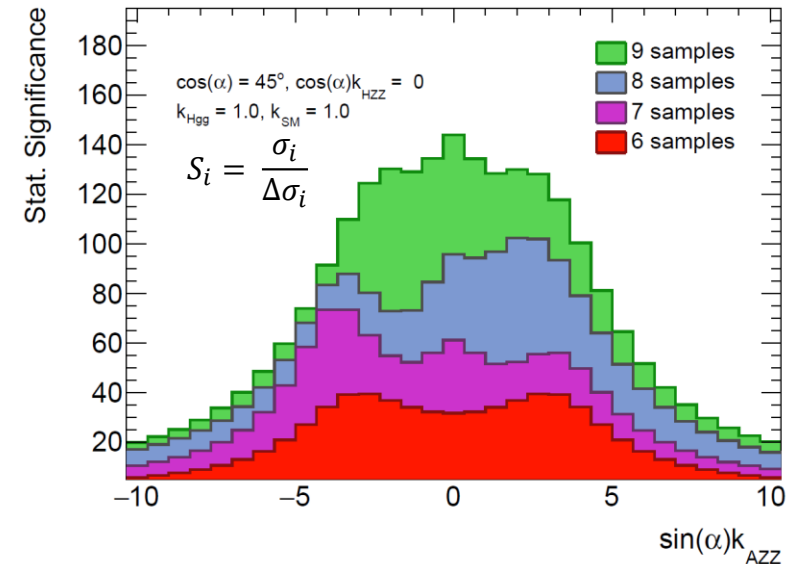
- Конкретный вид весовой функции $W(\vec{g}, \vec{g}_i)$ не фиксирован и может варьироваться в зависимости от условий конкретной задачи.
- Оба вышеизложенных метода были реализованы в рамках отдельных программных пакетов и в силу своей универсальности могут применяться не только в области физики бозона Хиггса, но и во многих других областях.



Беляев Н.Л.



N. Belyaev, V. Bortolotto et al. [10.23731/CYRM-2017-002](https://doi.org/10.23731/CYRM-2017-002)



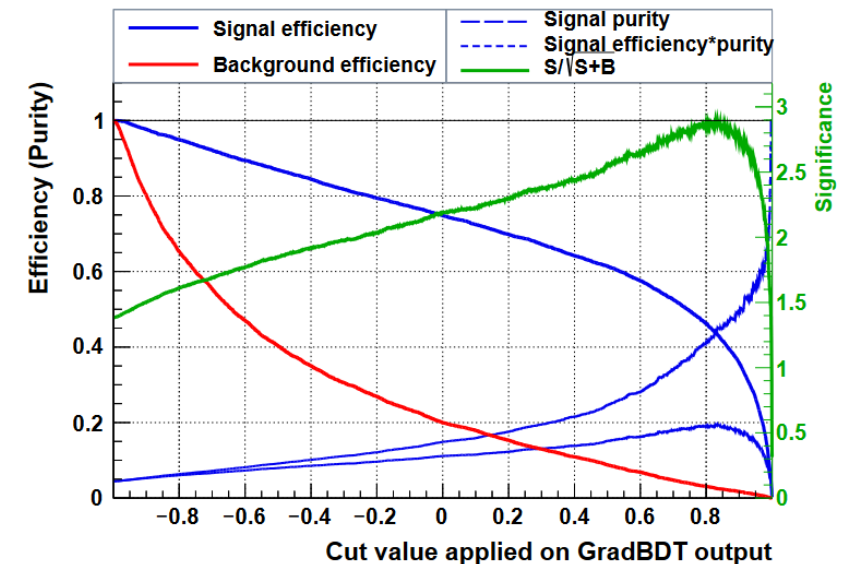
РАЗДЕЛЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ggF И VBF

- Разделение процессов рождения бозона Хиггса посредством механизмов глюонного слияния (ggF) и слияния векторных бозонов (VBF) представляет собой критически важную задачу с точки зрения анализа экспериментальных данных, полученных при протон-протонных столкновениях.
- На уровне точности NLO QCD было проведено изучение некоторых нестандартных для данных процессов наблюдаемых, составленных из кинематических переменных, в том числе:

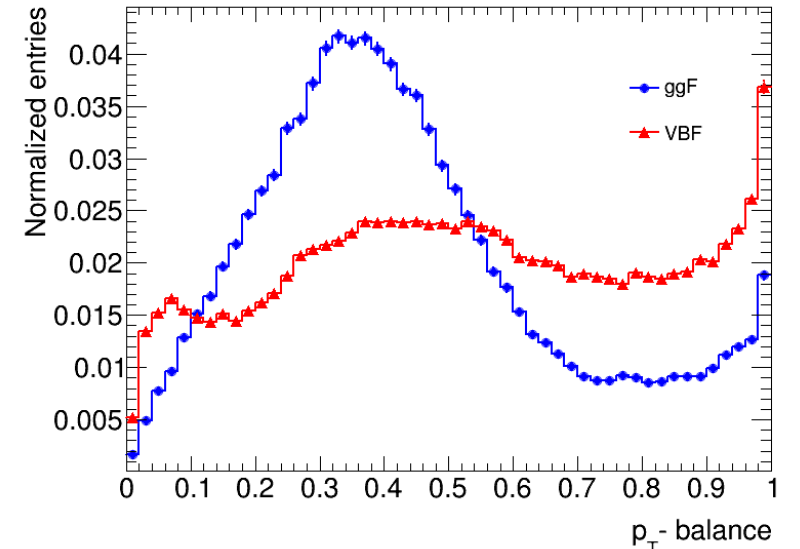
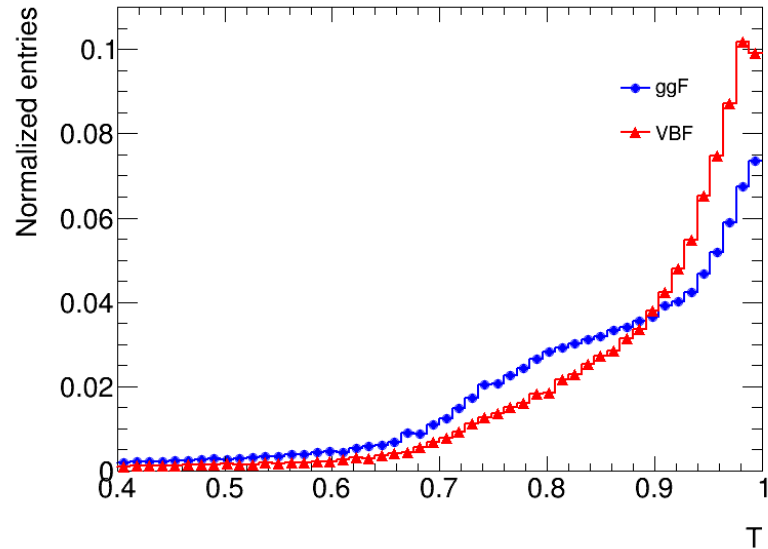
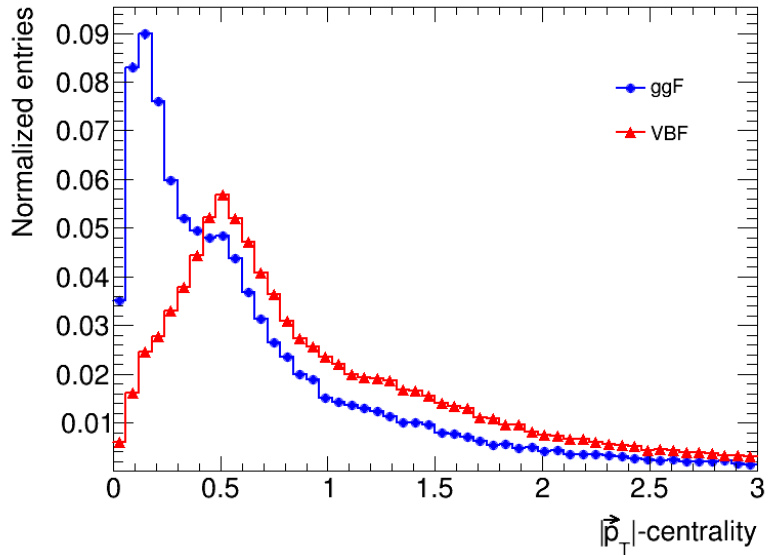
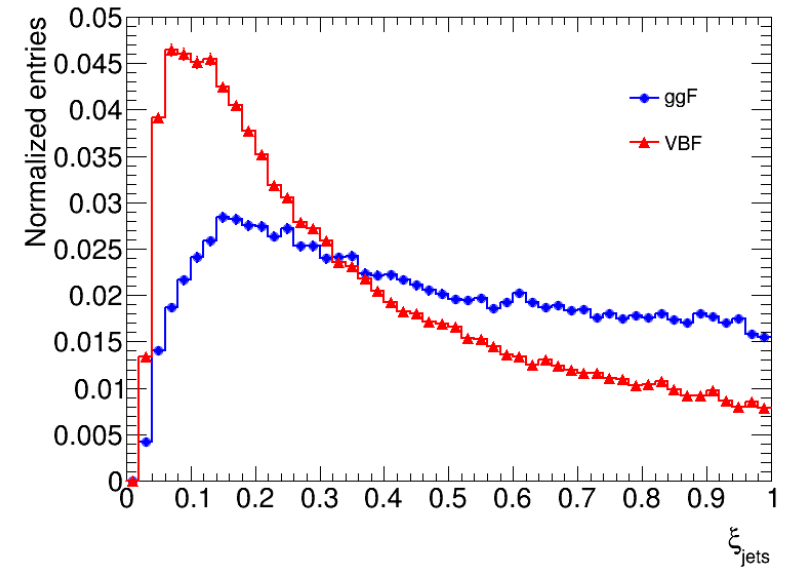
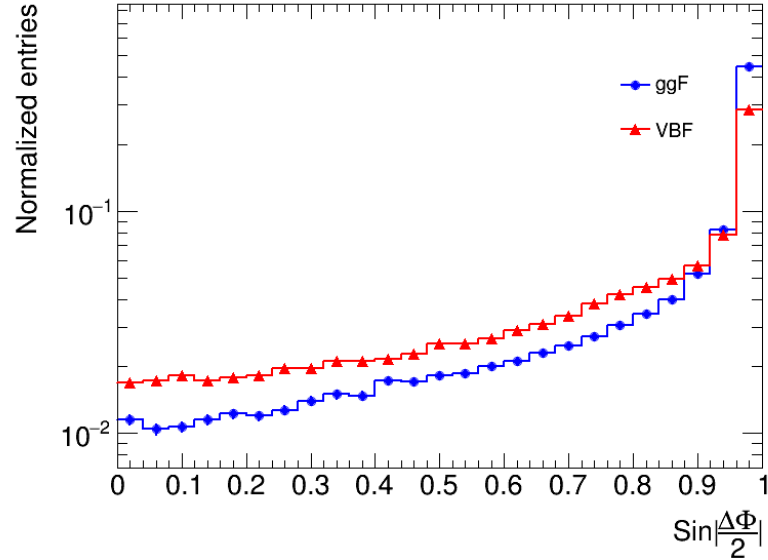
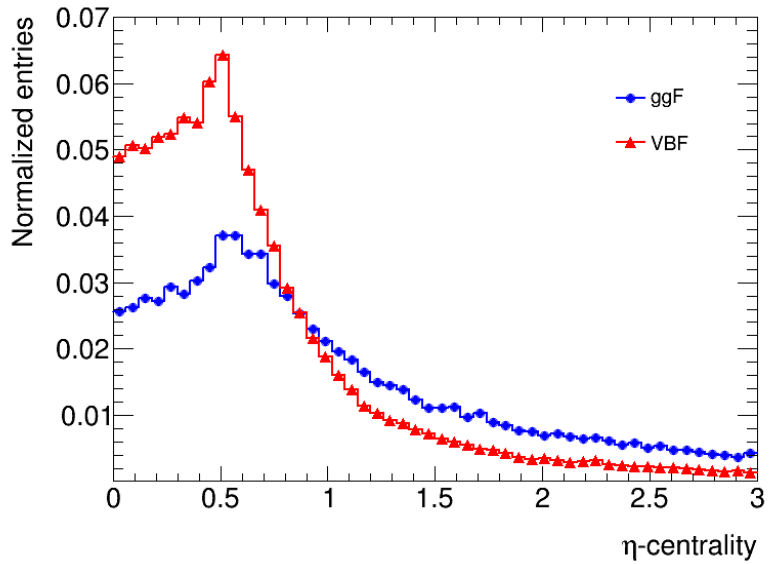
$$\vec{p}_T\text{-centrality} = \frac{|\vec{p}_{T,H} - \vec{p}_{T,jj}|}{|\Delta\vec{p}_{T,jj}|} = \frac{|\vec{p}_{T,H} - \frac{\vec{p}_{T,j1} + \vec{p}_{T,j2}}{2}|}{|\Delta\vec{p}_{T,jj}|}; \quad \eta\text{-centrality} = \left| \frac{\eta_H - \bar{\eta}_{jj}}{\Delta\eta_{jj}} \right| = \left| \frac{\eta_H - \frac{\eta_{j1} + \eta_{j2}}{2}}{\Delta\eta_{jj}} \right|; \quad p_T\text{-balance} = \frac{|\vec{p}_{T,H} + \vec{p}_{T,j1} + \vec{p}_{T,j2}|}{|\vec{p}_{T,H}| + |\vec{p}_{T,j1}| + |\vec{p}_{T,j2}|};$$

$$T = \max \left(\sum_{N_{jets}} \frac{|\hat{T} \cdot \vec{p}_{i,jet}|}{|\vec{p}_i|} \right); \quad \Delta R_{jj} = \sqrt{\Delta\eta_{jj}^2 + \Delta\phi_{jj}^2}; \quad \xi_{jets} = \frac{p_{T,j1} + p_{T,j2}}{E_{j1} + E_{j2}}.$$

- На основе полученных знаний был разработан программный пакет классификатора событий, основанный на использовании расширенных деревьев решений (BDT).
- Данный пакет позволяет проводить полную цепочку классификации событий, имеющих одинаковое конечное состояние, но различную топологию – начиная с возможности автоматической генерации переменных и заканчивая построением кривых ошибок с вычислением эффективностей.
- Разработанный программный пакет классификатора находится по адресу: <https://fsclassifier.hepforge.org/>
- Разделение каналов ggF и VBF особенно важно в контексте экспериментов на будущем ускорителе HL-LHC.



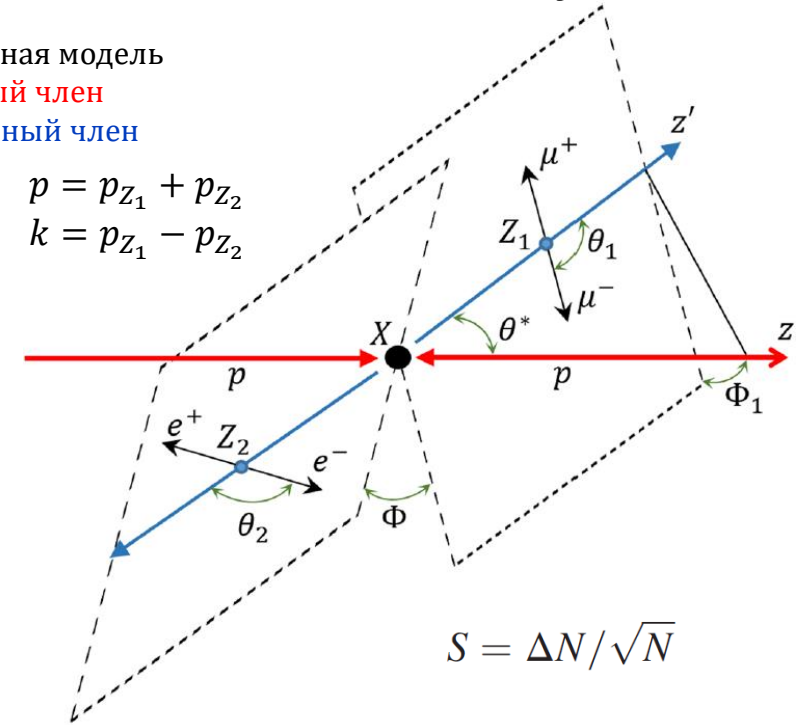
РАЗДЕЛЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ggF И VBF



АСИММЕТРИИ ПРОЦЕССА $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

- Общий вид вершины HVV : $V_{HZZ}^{\mu\nu} = \frac{igm_Z}{\cos\theta_W} \left[a g_{\mu\nu} + b \frac{p_\mu p_\nu}{m_Z^2} + c \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{p^\alpha k^\beta}{m_Z^2} \right]$
 - Стандартная модель
 - CP-чётный член
 - CP-нечётный член

Наблюдаемая	Способ вычисления	Чувствительность к
O_1	$\cos\theta_1$	$aIm(c)$
O_2	$-\sin\phi \cos\theta_1$	$aRe(c)$ и $Re(b^*c)$
O_3	$\cos\theta_1 \cos\theta_2 \sin\theta_2 \sin\phi$	$aRe(c)$ и $Re(b^*c)$
O_4	$\sin^2\theta_1 \sin^2\theta_2 \sin\phi \cos\phi$	$aRe(c)$
O_5	$\sin\theta_1 \sin\theta_2 \sin\phi [\sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\phi - \cos\theta_1 \cos\theta_2]$	$aRe(c)$ и $Re(b^*c)$
O_6	$\sin\theta_1 \cos\theta_1 \sin\theta_2 \sin\phi$	$Im(b)$

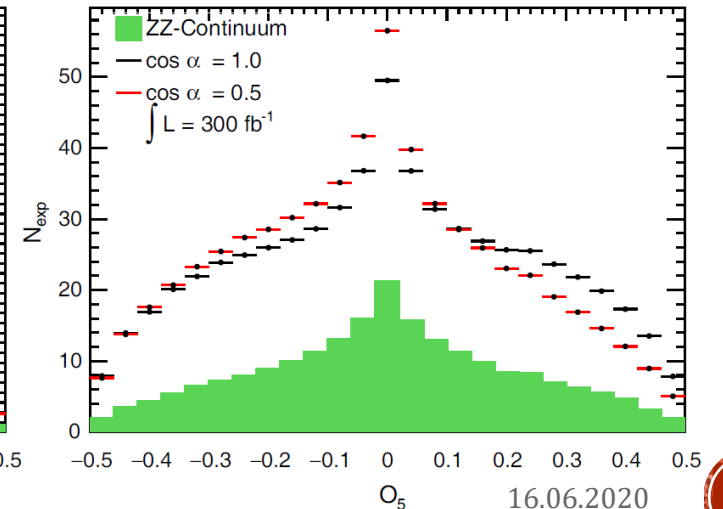
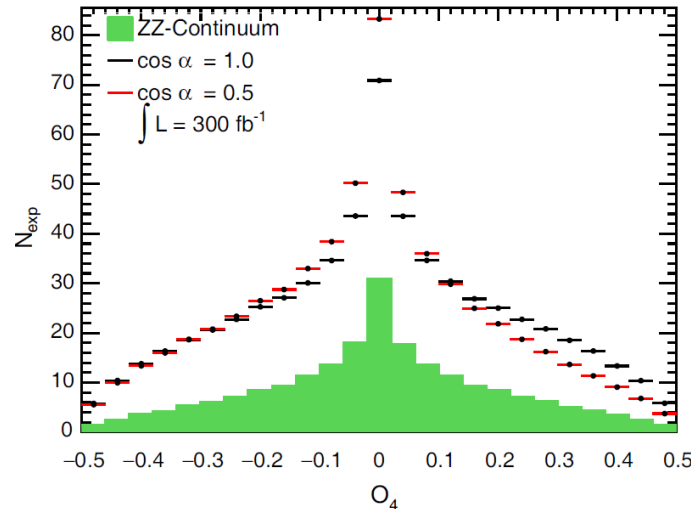


$$f_{g_4} = \frac{\sigma_4 |g_4|^2}{\sigma_1 |g_1|^2 + \sigma_4 |g_4|^2} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_4} \left(\frac{k_{SM}}{\tilde{K}_{AZZ}} \right)^2 \cot^2 \alpha}$$

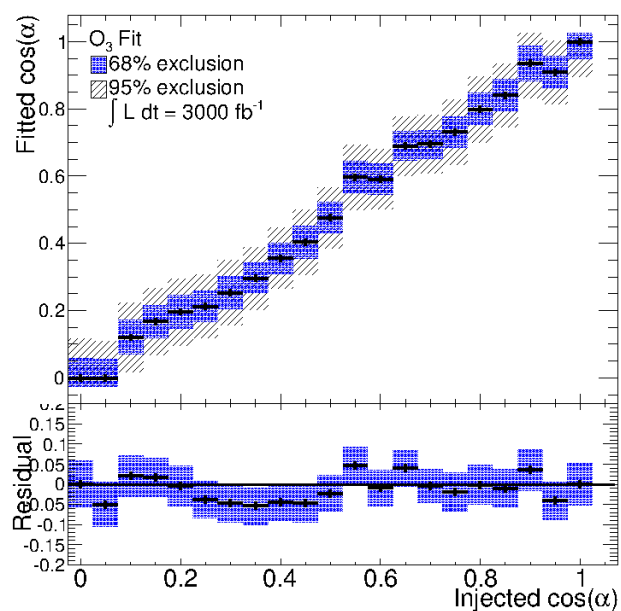
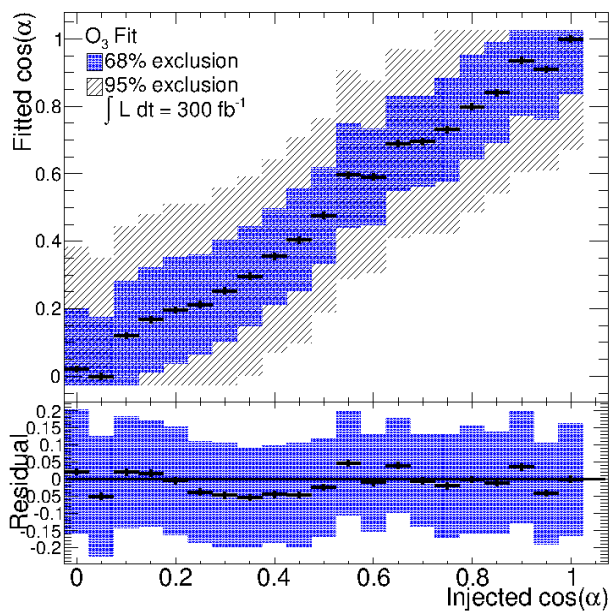
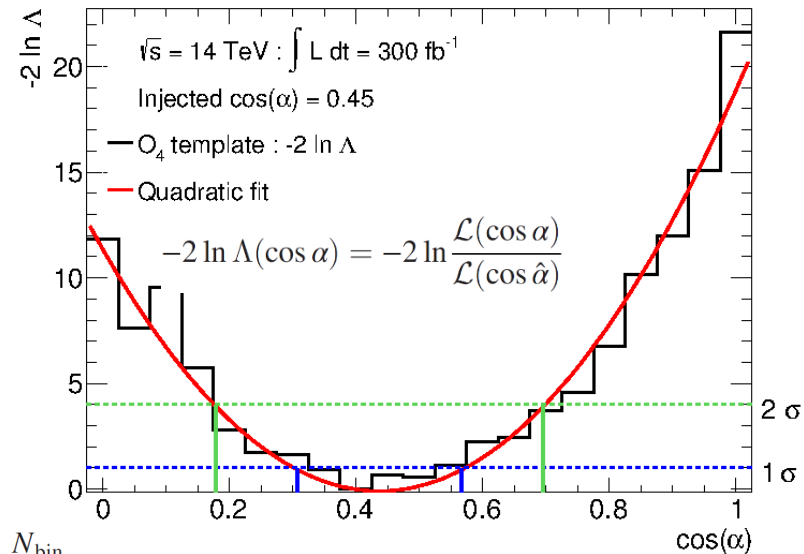
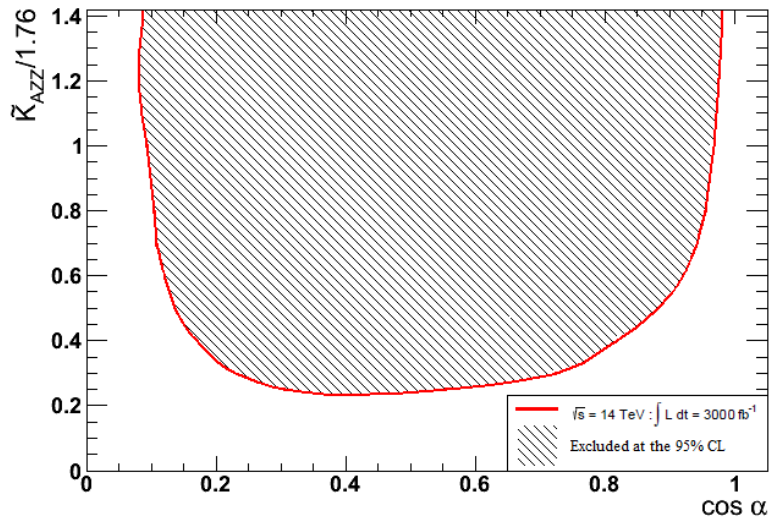
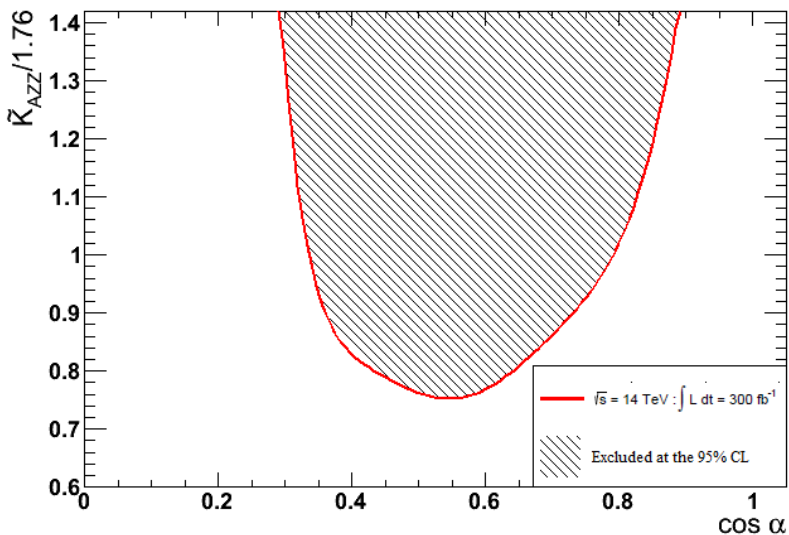
$$A_i = \frac{N(O_i > 0) - N(O_i < 0)}{N(O_i > 0) + N(O_i < 0)}$$

$$S = \Delta N / \sqrt{N}$$

L, fb^{-1}	300	3000		
$\tilde{K}_{AZZ}/1.76$	Δc_α	f_{g_4}	Δc_α	f_{g_4}
0.6	-	-	0.122-0.921	0.026
0.8	0.431-0.650	0.274	0.100-0.953	0.027
1.0	0.340-0.789	0.207	0.089-0.968	0.028
1.2	0.307-0.852	0.191	0.087-0.975	0.031
1.4	0.297-0.886	0.188	0.086-0.981	0.032



ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФУНКЦИИ ПРАВДОПОДОБИЯ



$$\mathcal{L}(\cos \alpha, \mu, \theta) = \prod_j^{N_{\text{chan}}} \prod_i^{N_{\text{bin}}} P(N_{i,j} | \mu_j \cdot S_{i,j}(\cos \alpha, \theta) + B_{i,j}(\theta))$$

L, fb^{-1}	300		3000	
Наблюдаемая	Δc_α	f_{g_4}	Δc_α	f_{g_4}
O_1	0 - 0.695	0.315	0 - 0.903	0.089
O_2	-	-	0 - 0.604	0.428
O_3	0 - 0.719	0.287	0 - 0.911	0.081
O_4	0 - 0.708	0.300	0 - 0.908	0.084
O_5	0 - 0.631	0.394	0 - 0.883	0.108
O_6	0 - 0.533	0.520	0 - 0.852	0.104

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТОВ СР-НАРУШЕНИЯ В РАСПАДЕ $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$

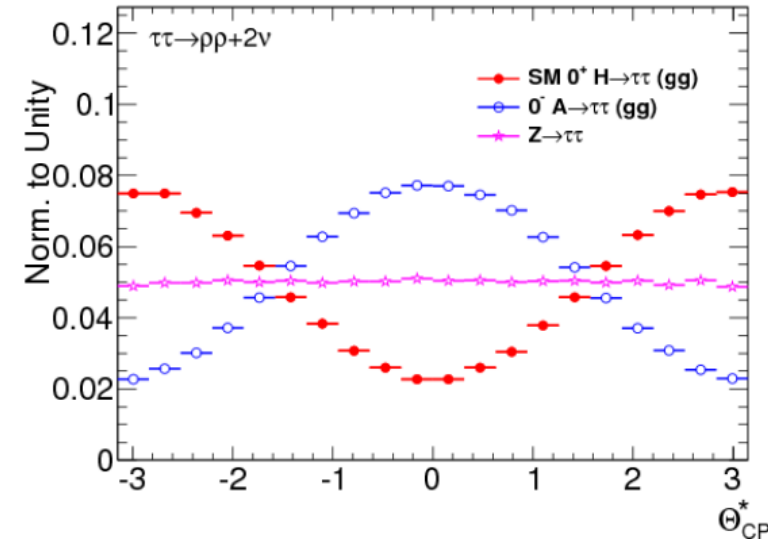
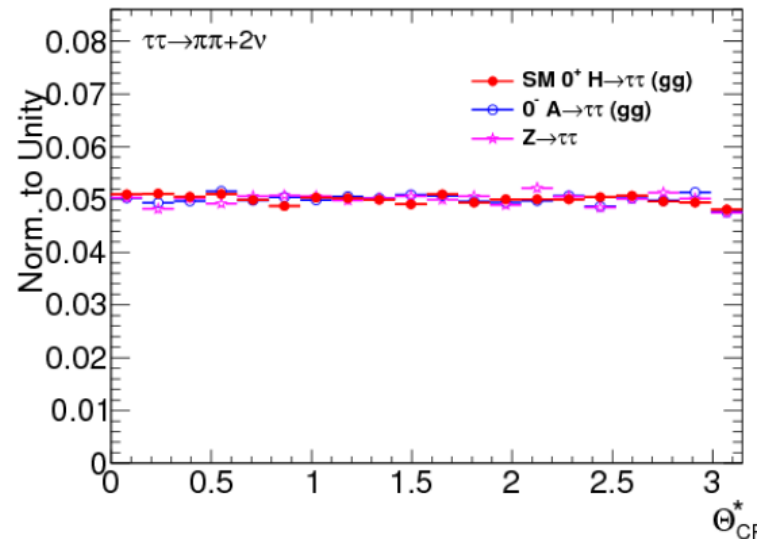
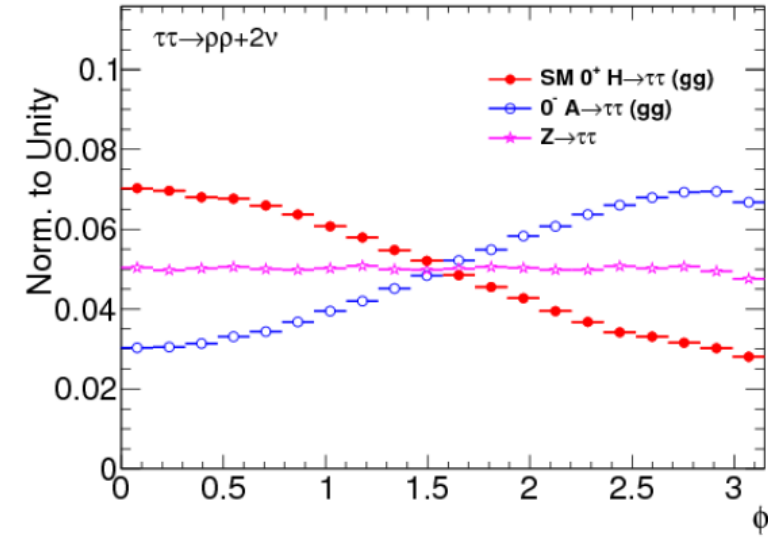
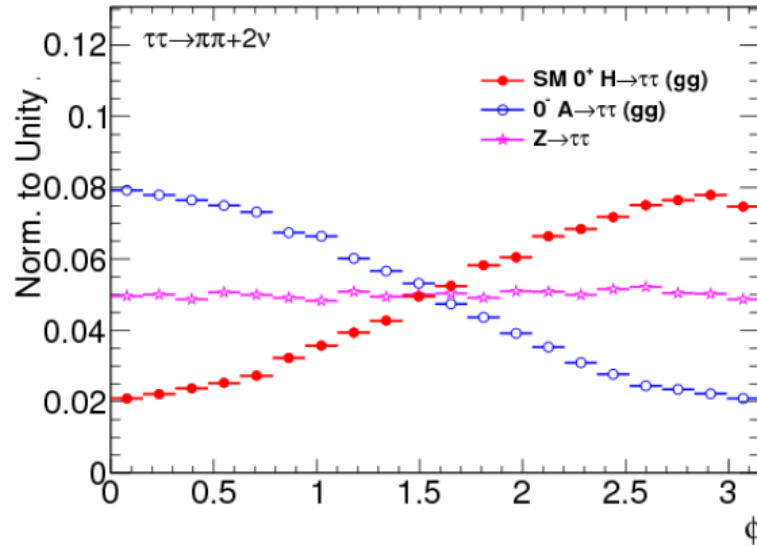
- Распад $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ представляет собой удобный инструмент для исследования эффектов возможного СР-нарушения в хиггсовском секторе.
- В данном случае СР-нарушающие слагаемые могут находиться непосредственно в вершине $H\tau\tau$ и проявляться на древесном уровне:

$$\mathcal{L}_Y = -g_\tau \left(\underbrace{\cos \varphi_\tau \bar{\tau} \tau}_{\text{СР-чётный (СМ)}} + \underbrace{\sin \varphi_\tau \bar{\tau} i \gamma_5 \tau}_{\text{СР-нечётный}} \right) h$$

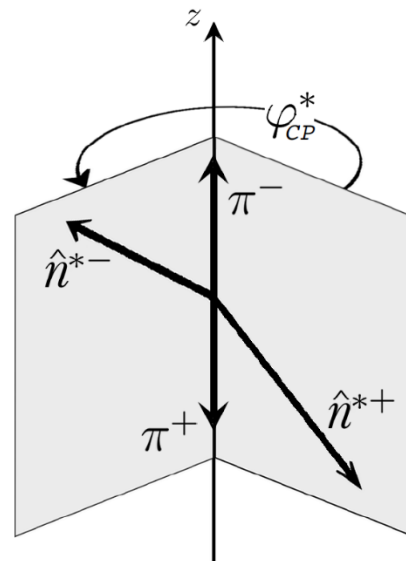
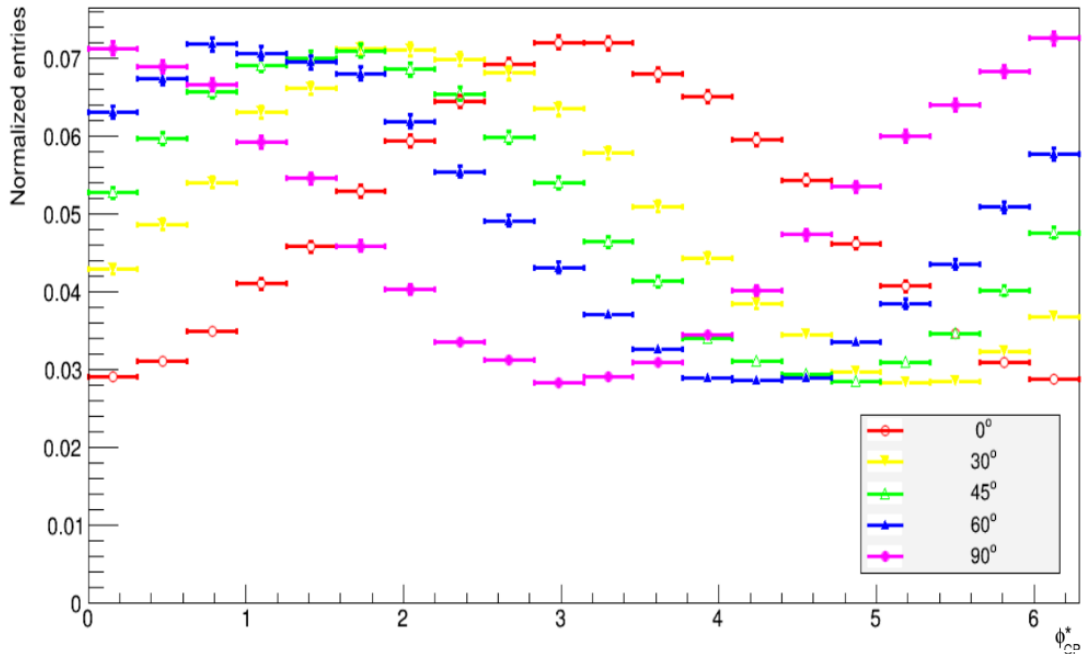
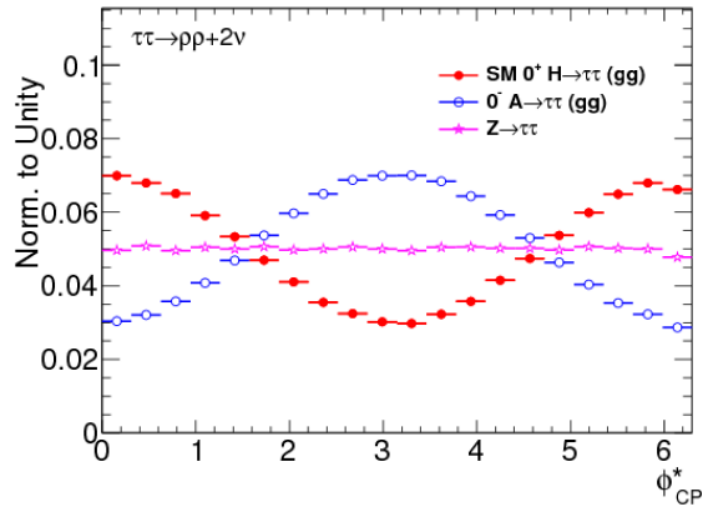
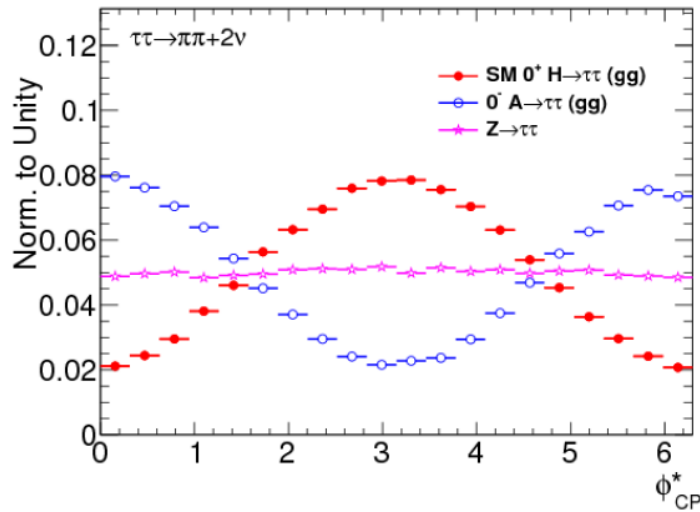
- Была продемонстрирована чувствительность выбранных переменных φ^* и Θ_{CP}^* к значению СР-чётности бозона Хиггса.

$$\varphi^* = \arccos(\hat{\mathbf{n}}_{\perp}^{*+} \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\perp}^{*-})$$

$$\Theta_{CP}^* = \hat{\mathbf{q}}_{\perp}^* \cdot (\hat{\mathbf{n}}_{\perp}^{*+} \times \hat{\mathbf{n}}_{\perp}^{*-})$$



ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТОВ СР-НАРУШЕНИЯ В РАСПАДЕ $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$



- Также проверялась чувствительность комбинированной переменной φ_{CP}^* , которая связана с переменными φ^* и Θ_{CP}^* следующим образом:

$$\varphi_{CP}^* = \begin{cases} \varphi^* & , \Theta_{CP}^* \geq 0 \\ 2\pi - \varphi^* & , \Theta_{CP}^* < 0 \end{cases}$$

- Кроме того, проводилось моделирование смешанных СР-состояний бозона Хиггса, в ходе которых на примере наблюдаемой φ_{CP}^* был установлен характер зависимости формы распределения от значения угла смешивания.
- Результаты были получены на уровне Монте-Карло наборов данных с учётом адронизации конечного состояния.

ОПТИМАЛЬНЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ: $H \rightarrow 4l$

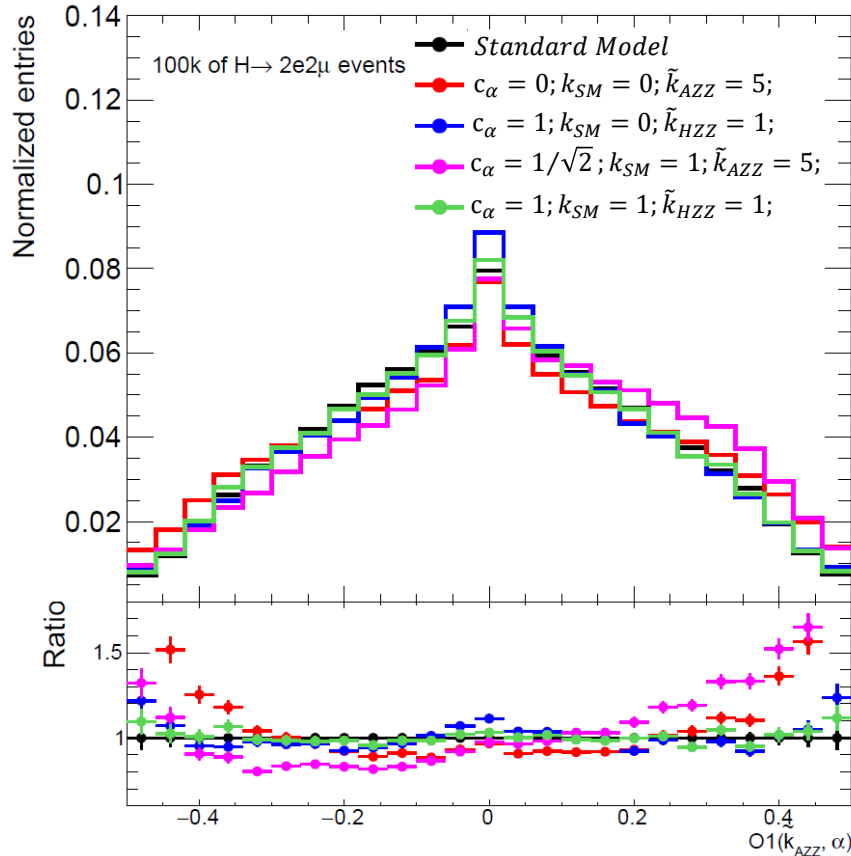
- Часть Лагранжиана модели SMEFT (Хиггс базис), описывающая взаимодействие HZZ :

$$\mathcal{L}_{hzz} = \frac{h}{v} \left[\underbrace{\left(1 + \delta c_z\right) \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4} Z_\mu Z_\mu}_{\text{CP-чётный (CM)}} + \underbrace{c_{zz} \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_{\mu\nu} Z_{\mu\nu}}_{\text{CP-чётный}} + \underbrace{\tilde{c}_{zz} \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}_{\mu\nu}}_{\text{CP-нечётный}} \right]$$

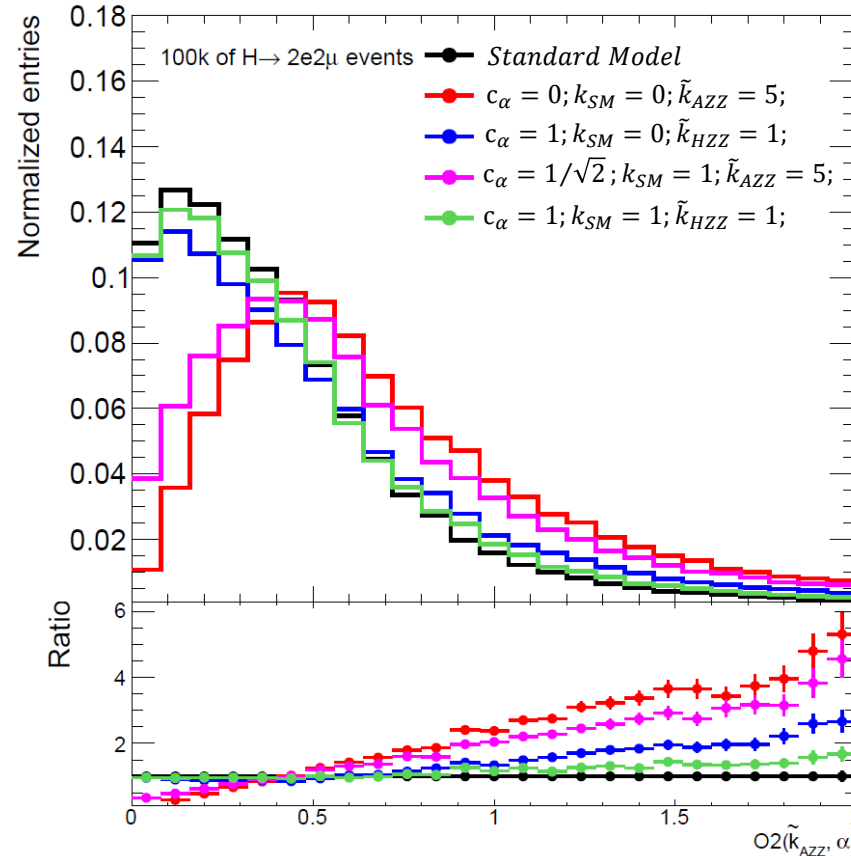
- Определения оптимальных наблюдаемых O_1 и O_2 для процесса распада бозона Хиггса на четыре лептона:

$$O_1 = \frac{2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_{\text{SM}}^* \mathcal{M}_{\text{CP-odd}})}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2}$$

$$O_2 = \frac{|\mathcal{M}_{\text{CP-odd}}|^2}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2}$$



Беляев Н.Л.



- Потенциал чувствительности оптимальных наблюдаемых в вершине HZZ изучался на уровне Монте-Карло генератора MadGraph5 с учётом упрощённого учёта адронизации конечного состояния и упрощённого моделирования детекторных эффектов.

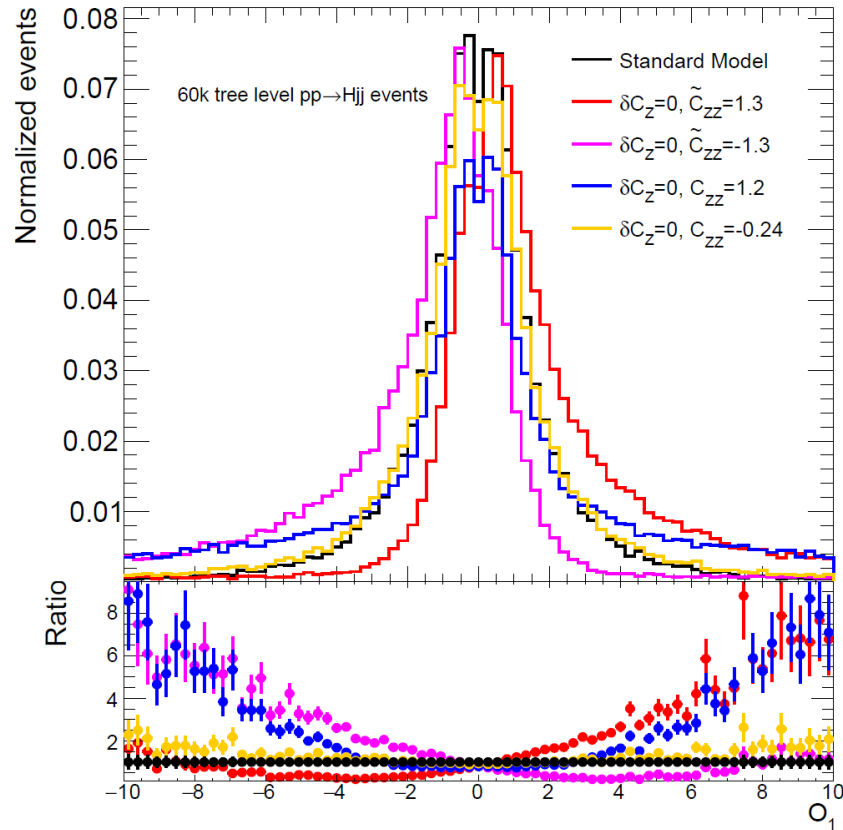
ОПТИМАЛЬНЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ: $pp \rightarrow Hjj$

- По сравнению с процессом распада, в случае рождения бозона Хиггса посредством механизма VBF, точно определить 4-импульсы всех начальных и конечных частиц не представляется возможным.

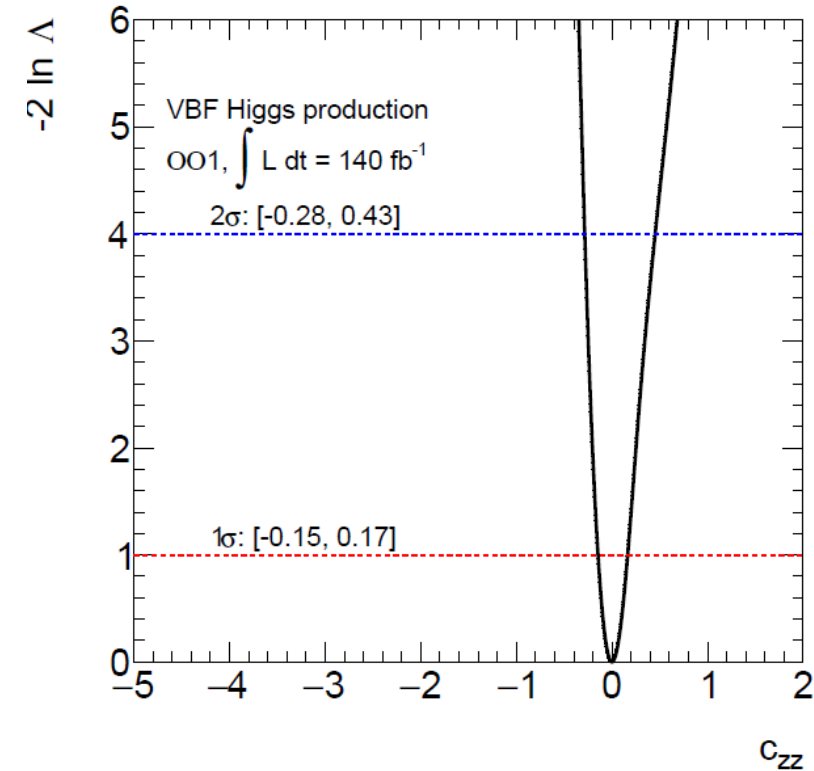
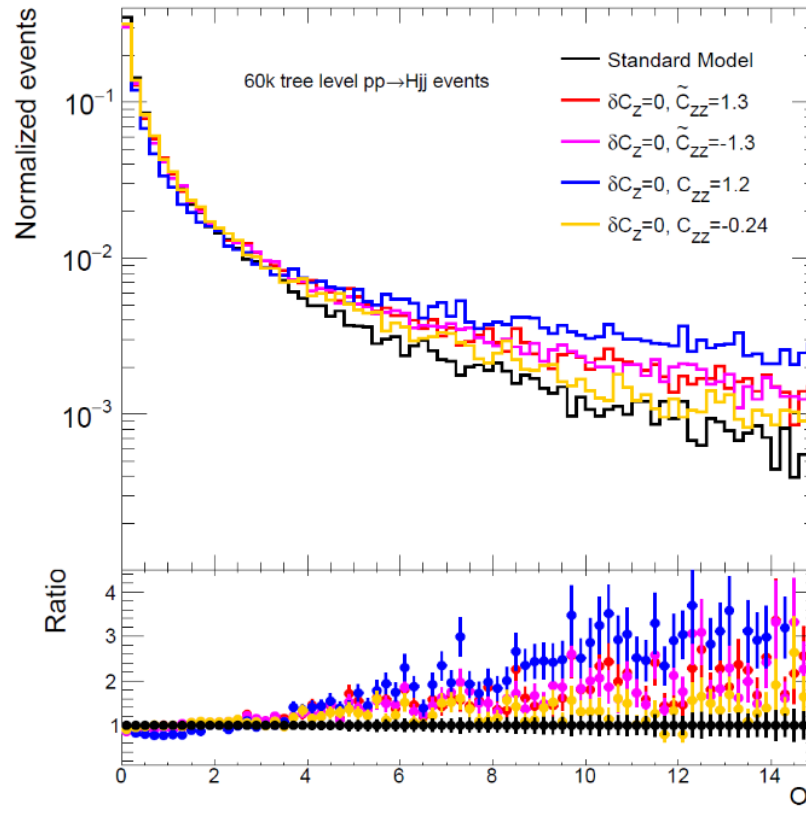
$$2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_{\text{SM}}^* \mathcal{M}_{\text{CP-odd}}) = \sum_{i,j,k,l} f_i(x_1) f_j(x_2) 2 \operatorname{Re}((\mathcal{M}_{\text{SM}}^{ij \rightarrow klH})^* \mathcal{M}_{\text{CP-odd}}^{ij \rightarrow klH})$$

$$|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2 = \sum_{i,j,k,l} f_i(x_1) f_j(x_2) |\mathcal{M}_{\text{SM}}^{ij \rightarrow klH}|^2.$$

- Пределы на константы связи c_{ZZ} и \tilde{c}_{ZZ} модели SMEFT (Хиггс базис) были оценены путём фитирования функции правдоподобия с использованием метода морфинга.



Беляев Н.Л.



16.06.2020

ГИПОТЕТИЧЕСКИЙ ТЯЖЁЛЫЙ БОЗОН ХИГГСА

- Существование тяжёлого резонанса S_0 , распадающегося преимущественно в пару фотонов, предсказывается некоторыми теоретическими моделями (2HDM, Composite Higgs, Singlet Higgs и др.).
- Рассматривался процесс рождения S_0 с помощью механизма слияния векторных бозонов (VBF) с последующим распадом по каналам $\gamma\gamma$ и $Z\gamma$.

$$\mathcal{L}_0^V = \left\{ -\frac{1}{4} \left[\kappa_{S\gamma\gamma} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + \kappa_{P\gamma\gamma} A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right] - \frac{1}{2} \left[\kappa_{SZ\gamma} Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + \kappa_{PZ\gamma} Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right] - \frac{1}{\Lambda} \kappa_{S\partial\gamma} Z_\nu \partial_\mu A^{\mu\nu} \right\} S_0,$$

CP-нечётные
CP-чётные

- С помощью техники спиральных амплитуд была получена следующая зависимость:

$$d\hat{\sigma} \sim A + B \cos(2\Delta\Phi)$$

Параметр	Значение
Масса резонанса (ГэВ)	$m_{S_0} = 1000$
Поперечный импульс адронной струи (ГэВ)	$p_T^{\text{jet}} > 30$
Псевдобыстрота адронной струи	$ \eta < 4.0$

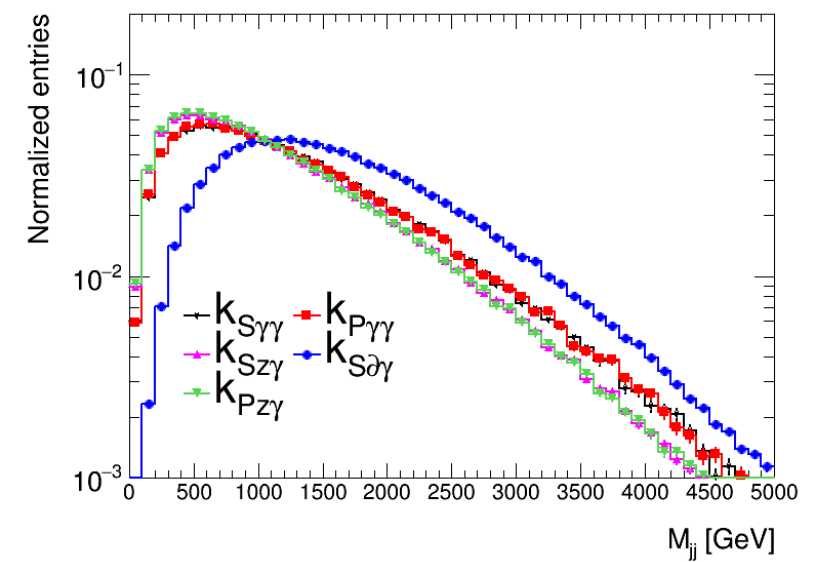
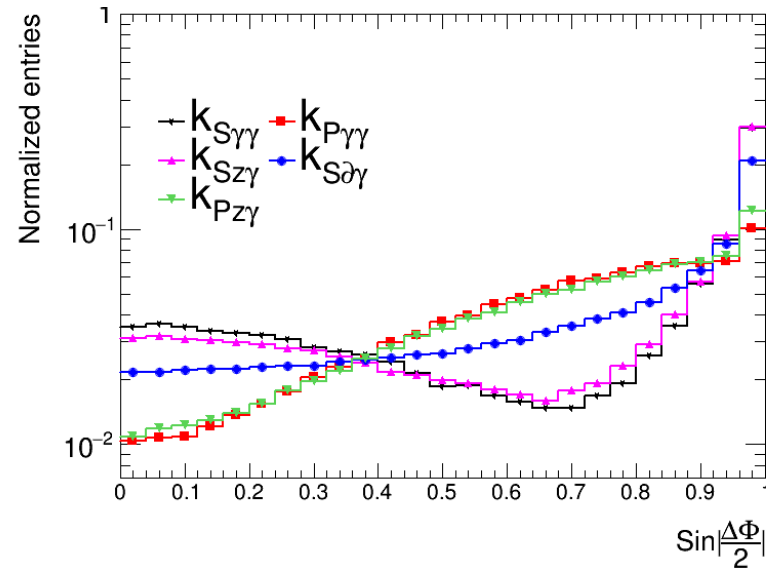
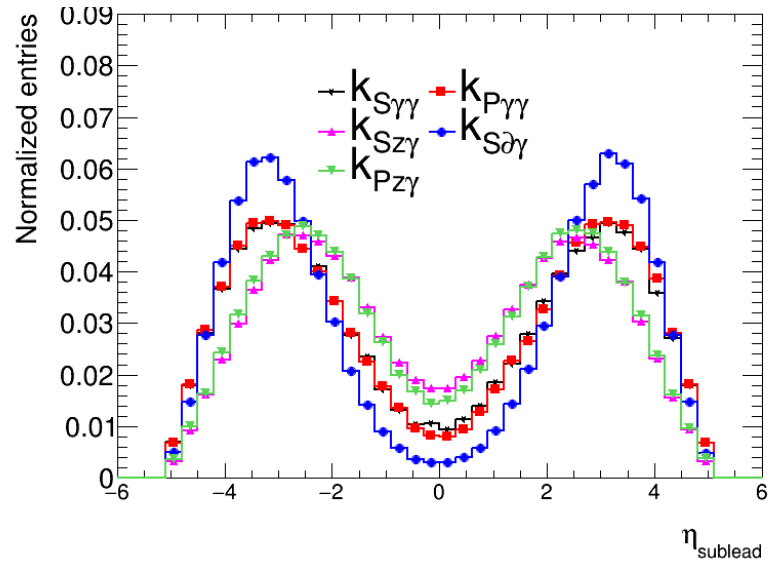
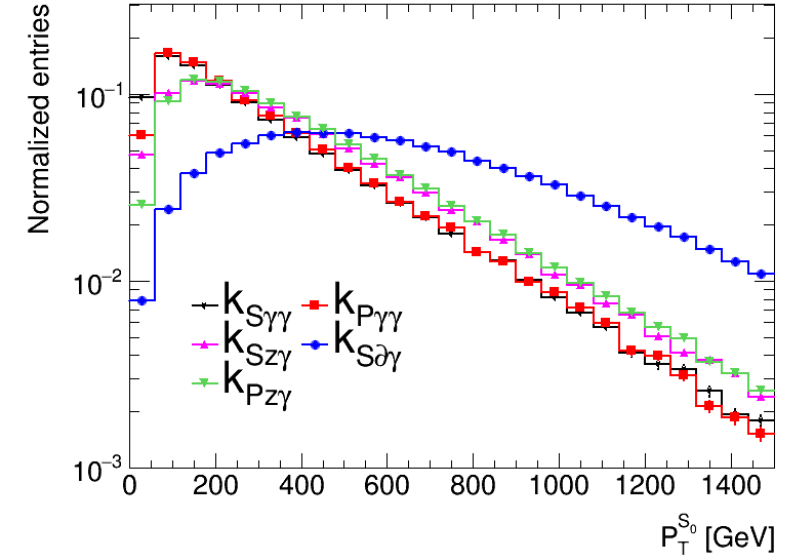
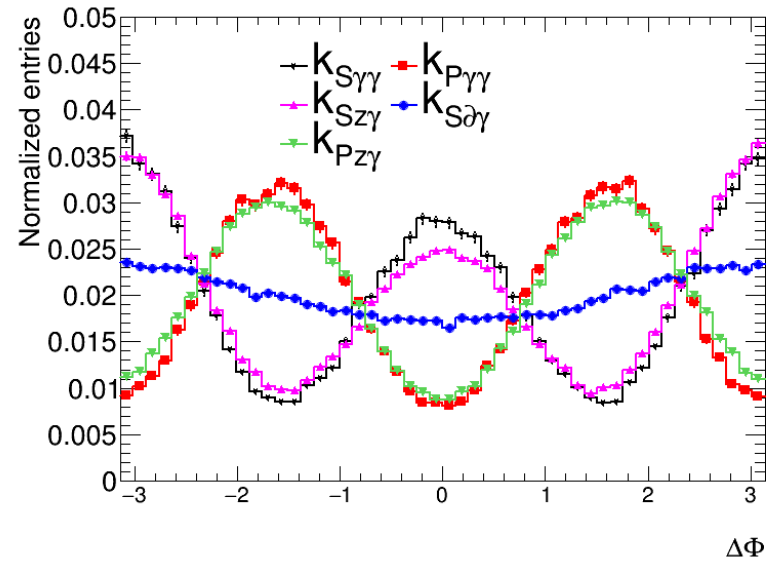
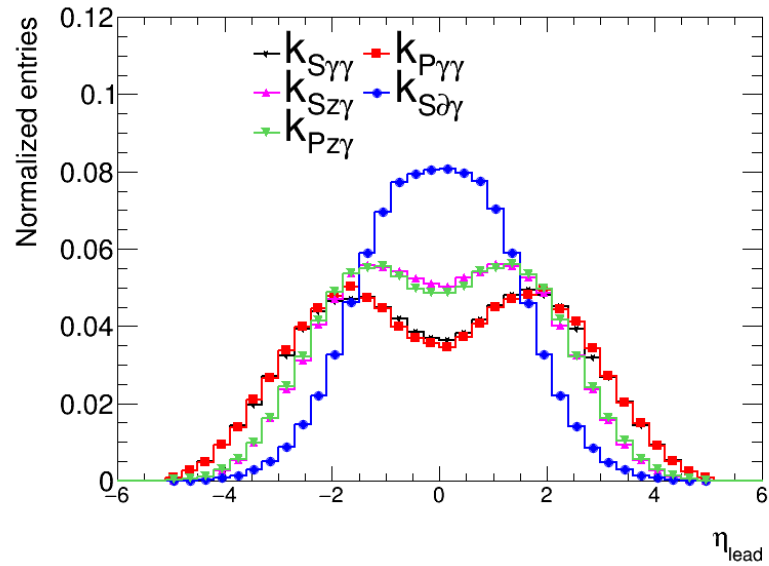
Взаимодействие	CP-чётность	Тензорная структура
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma$	even	$g^{\mu\nu}(q_1q_2) - q_1^\mu q_2^\nu$
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma$	odd	$\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_{1\alpha} q_{2\beta}$
$S_0\partial\gamma$	even	$g^{\mu\nu} q_1^2 - q_1^\mu q_1^\nu$
$HZZ SM$	even	$M_Z^2 g^{\mu\nu}$

Коэффициенты	A	B
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma, \text{ even}$	$q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 (1 + c_1^2)(1 + c_2^2) c_1^{-2} c_2^{-2}$	$q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma, \text{ odd}$	$q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 (1 + c_1^2)(1 + c_2^2) c_1^{-2} c_2^{-2}$	$-q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$
$S_0\partial\gamma, \text{ even}$	$q_1^4 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$	~ 0
$HZZ SM, \text{ even}$	$M_Z^4 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$	~ 0

- С точки зрения формы кинематических распределения изучались следующие наблюдаемые:

$$m_{jj}, p_T^{S_0}, p_T^{\text{lead}}, p_T^{\text{sublead}}, \eta_{\text{lead}}, \eta_{\text{sublead}}, |\eta| = |\eta_1 - \eta_2|, \Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 \text{ и } Z_{\text{eff}} = \left| \eta_{S_0} - \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} \right|;$$

ГИПОТЕТИЧЕСКИЙ ТЯЖЁЛЫЙ БОЗОН ХИГГСА



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. **Впервые** были получены соотношения между параметрами эффективного Лагранжиана модели Higgs Characterisation и эффективной амплитуды Монте-Карло генератора JHU, для процессов взаимодействия бозона Хиггса с калибровочными бозонами SM.
2. **Впервые** были получены ожидаемые пределы на величину угла смешивания CP-чётных и CP-нечётных физических состояний бозона Хиггса для процесса $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ для светимостей в 300 и 3000 фб⁻¹ с использованием метода асимметрий.
3. **Впервые** было показано, что методика, основанная на использовании специальных угловых наблюдаемых, может быть успешно использована в эксперименте ATLAS для поиска возможных эффектов CP-нарушения при распаде бозона Хиггса в пару тау-лептонов.
4. **Впервые** в рамках коллаборации ATLAS была реализована методика поиска возможных эффектов CP-нарушения в хиггсовском секторе с использованием оптимальных наблюдаемых для процесса рождения бозона Хиггса посредством механизма VBF.
5. Была разработана **новая** методика определения CP-природы гипотетического тяжёлого резонанса, распадающегося преимущественно в пару фотонов.
6. **Впервые** в коллаборации ATLAS был разработан и применён метод морфинга и предложен **новый** метод расширенного морфинга.
 - Результаты работы были представлены на 10 международных конференциях и изложены в 12 печатных изданиях, 5 из которых изданы в периодических международных журналах, рекомендованных ВАК, 4 - в неперiodических международных журналах, рекомендованных ВАК (тезисы докладов), 2 - в технических статьях коллаборации ATLAS, 1 - в монографиях. Также результаты, в получении которых автор принимал непосредственное участие, были представлены докладчиками от коллаборации ATLAS на крупных международных конференциях (ICHEP 2014, ICHCP 2016, EPS-HEP 2017, LHCP 2017, Moriond EW 2017 и других).
 - Цикл работ по результатам диссертационного исследования был отмечен премией Правительства Москвы молодым учёным в 2018 году.

ВОПРОСЫ ОППОНЕНТОВ