

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.12

На правах рукописи

ДАДАШОВА АЛИНА ЭМИЛЬЕВНА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА БАК
К НАБЛЮДЕНИЮ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ БОЗОНА ХИГГСА В
КАНАЛЕ $pp \rightarrow tH$**

Направления подготовки:

09.04.04 «Программная инженерия»,

14.04.02 «Ядерная физика и технологии»

Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,

к.ф.-м.н.

_____ Е. Ю. Солдатов

Научный консультант 1,

к.ф.-м.н.

_____ Н. А. Гусейнов

Научный консультант 2,

к.ф.-м.н.

_____ И. Р. Бойко

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА БАК
К НАБЛЮДЕНИЮ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ БОЗОНА ХИГГСА В
КАНАЛЕ $pp \rightarrow tH$**

Студент	_____ А. Э. Дадашова
Научный руководитель, к.ф.-м.н.	_____ Е. Ю. Солдатов
Научный консультант 1, к.ф.-м.н.	_____ Н. А. Гусейнов
Научный консультант 2, к.ф.-м.н.	_____ И. Р. Бойко
Рецензент 1, к.ф.-м.н.	_____ В. В. Любушкин
Рецензент 2, д.ф.-м.н., доц.	_____ Ю. Л. Калиновский
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ Е. Ю. Солдатов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., к.ф.-м.н.	_____ Е. Ю. Солдатов

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
1 Теоретические сведения	6
1.1 Бозон Хиггса в Стандартной модели	6
1.2 Канал $pp \rightarrow tH$ за рамками СМ	14
2 Моделирование и реконструкция событий	17
2.1 Реконструкция нейтрино	18
2.2 Струи от b -кварков	20
2.3 Реконструкция масс топ-кварка и бозона Хиггса	23
2.4 Передняя струя	30
2.5 Сгенерированная база данных	32
2.6 Сравнение LO и NLO	48
2.7 Моделирование событий в рамках ИВТ модели	52
2.8 Валидация	53
3 Оценка чувствительности	55
Заключение	59
Список литературы	60
Приложение А	64
Приложение Б	78

ВВЕДЕНИЕ

Построение Стандартной модели (СМ) [1] завершилось открытием бозона Хиггса в экспериментах ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid) на Большом Адронном коллайдере (БАК) [2; 3], поэтому в настоящее время эксперименты в области физики элементарных частиц направлены преимущественно на прецизионное измерение параметров СМ и поиск «новой физики» – явлений, не описываемых СМ и выходящих за рамки ее теоретических предсказаний.

Две самые тяжелые частицы Стандартной модели, бозон Хиггса (масса 125 ГэВ) и топ-кварк (масса 172.5 ГэВ), изучены с относительно невысокой точностью, поэтому исследование взаимодействия между ними представляет особый интерес, так как позволит лучше понять природу бозона Хиггса и, возможно, откроет дверь в «новую физику».

Сила взаимодействия между бозоном Хиггса и топ-кварком определяется константой Юкавы y_t . Если ее абсолютная величина была измерена в процессе $pp \rightarrow ttH$ [4; 5], то комплексная фаза до сих пор неизвестна и может быть получена путем анализа процесса $pp \rightarrow tH$.

Данный канал еще не наблюдался в экспериментах из-за недостаточности статистики, набранной в ходе сеанса Run2 БАК при энергии сталкивающихся пучков протонов 13 ТэВ ($\sqrt{s} = 13$ ТэВ) [6]. В июле этого года заканчивается сеанс Run3 ($\sqrt{s} = 13.6$ ТэВ) и БАК приостанавливает свою деятельность для модернизации и подготовки к периоду высокой светимости (High-Luminosity Run, HL-LHC). Ожидаемый прирост статистики, возможно, позволит выделить сигнальный процесс в экспериментальных данных в будущем.

С развитием и усложнением экспериментальных установок усложняется и физический анализ, так как становится необходимо учитывать не только распределения измеряемых физических величин, но и корреляции между ними. Одним из способов улучшения эффективности анализа экспериментальных данных является применение методов машинного обучения.

Целью данной работы является моделирование и исследование процессов рождения бозона Хиггса в ассоциации с одиночным топ-кварком ($tHbq$) и основных фоновых процессов с использованием методов Монте-Карло (МК), а также оценка чувствительности экспериментов на БАК к сигнальному процессу как в рамках СМ, так и за ее пределами. Полученные смоделированные данные имеют ключевое значение для текущего анализа, включая обучение нейронной сети, направленное на оптимизацию критериев отбора сигнального процесса в экспериментах на БАК.

В рамках поставленной цели были выполнены следующие **задачи**:

- Изучение Монте-Карло генераторов: MadGraph5_aMC@NLO, POWHEG, Pythia8, Herwig7;
- Реализация алгоритма реконструкции событий с использованием программного пакета FastJet;
- Построение сгенерированной базы данных событий для обучения нейронной сети;
- Сравнение кинематических переменных между событиями, смоделированными в ведущем порядке теории возмущений и в следующем после ведущего порядке теории возмущений;
- Сравнение сигнального процесса в рамках СМ и в рамках модели Инвертированного взаимодействия топ-кварка (ИВТ);
- Оценка чувствительности экспериментов на БАК к сигнальному процессу в рамках СМ и ИВТ.

1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

1.1 БОЗОН ХИГГСА В СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Стандартная модель – современная теория, описывающая сильные и электрослабые взаимодействия между элементарными частицами. Является инвариантной по отношению к калибровочным преобразованиям группы $SU(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. Группа $SU(3)$ описывает сильные взаимодействия, переносчиками которого являются глюоны – безмассовые частицы со спином $J = 1$, которые несут в себе цвет и антицвет, тем самым взаимодействуя не только с кварками, но и друг с другом. Константа сильного взаимодействия α_s при высоких энергиях ($E > 100$ ГэВ) мала, что делает квантовую хромодинамику (КХД) на данных масштабах энергии пертурбативной теорией, что, в свою очередь, позволяет достоверно вычислять сечения жестких процессов. Фундаментальные фермионы СМ – кварки и лептоны. Их левоспиральные состояния являются дублетами относительно группы $SU_L(2)$, а правоспиральные состояния – синглетами.

В результате механизма спонтанного нарушения симметрии калибровочная группа $SU(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ сводится к группе $SU(3) \times U_{\text{em}}(1)$ посредством взаимодействия со скалярным полем, в результате чего у переносчиков слабого взаимодействия – векторных бозонов $W^\pm$ и Z – возникает масса. После спонтанного нарушения симметрии у скалярного поля остается одна физическая степень свободы – нейтральный скалярный бозон (бозон Хиггса).

Принцип механизма спонтанного нарушения симметрии удобно рассмотреть на примере $U(1)$ калибровочной симметрии. Пусть есть спинорное поле ψ и скалярное поле ϕ , которые преобразуются под действием группы $U(1)$ следующим образом:

$$\begin{aligned}\psi_L &\rightarrow e^{2i\theta}\psi_L \\ \psi_R &\rightarrow e^{i\theta}\psi_R \\ \phi &\rightarrow e^{i\theta}\phi\end{aligned}$$

Тогда часть лагранжиана для спинорных полей можно расписать следующим образом:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_L \not{D}\psi_L + i\bar{\psi}_R \not{D}\psi_R + m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L), \quad (1.1)$$

где $\not{D} = \gamma_\mu D^\mu$, $D_\mu = \partial_\mu + iYgA_\mu$, A_μ – калибровочное поле, Y – гиперзаряд, g – константа связи гиперзарядового взаимодействия.

Как известно, первые два слагаемых ответственны за свободное распространение поля ψ и за взаимодействие поля ψ с калибровочным полем A_μ , а последнее слагаемое должно соответствовать массовому члену лагранжиана, однако оно нарушает симметрию, поэтому его наличие запрещено в рамках рассматриваемой теории.

Теперь внесем скалярное поле ϕ с потенциалом $V(\phi)$:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_L \not{D}\psi_L + i\bar{\psi}_R \not{D}\psi_R + \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^*(D^\mu\phi) + V(\phi) + f(\phi\bar{\psi}_L\psi_R + \phi^*\bar{\psi}_R\psi_L) \quad (1.2)$$

Последнее слагаемое в формуле 1.2, являющееся кандидатом на массовый член лагранжиана, теперь удовлетворяет требованиям симметрии. Потенциал $V(\phi)$ должен быть инвариантен относительно преобразований группы $U(1)$, а его минимум не должен приходиться на нулевое значение поля ϕ , то есть $\phi_{\text{vac}} \neq 0$. Данным требованиям соответствует следующая форма потенциала $V(\phi)$ (рис.1.1):

$$V(\phi) = \lambda(\phi^*\phi - v^2)^2 \quad (1.3)$$

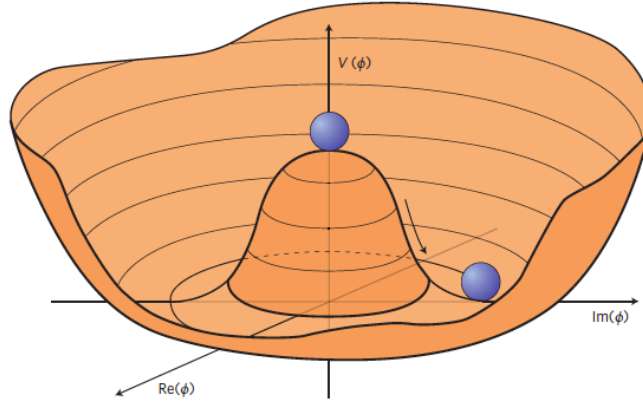


Рисунок 1.1 — Потенциал $V(\phi)$ (потенциал поля Хиггса)

Поле ϕ вблизи минимума потенциала можно разложить в виде:

$$\phi = \phi_{\text{vac}} + \delta\phi, \quad (1.4)$$

где $\delta\phi$ — бесконечно малое возмущение над вакуумом. Так как потенциал $V(\phi)$ не меняется при повороте поля ϕ на произвольный угол в комплексной плоскости, то значение ϕ_{vac} можно выбрать любым на окружности $|\phi| = v$, поэтому удобно в качестве ϕ_{vac} рассматривать действительное число v .

В окрестности точки минимума потенциал $V(\phi)$ можно разложить в ряд Тейлора по $\delta\phi$ следующим образом:

$$V(\phi) = V(\phi_{\text{vac}}) + V'(\phi_{\text{vac}})\delta\phi + \frac{V''(\phi_{\text{vac}})}{2}\delta\phi^2. \quad (1.5)$$

Из формулы 1.5 можно исключить константу $V(\phi_{\text{vac}})$, так как при минимизации действия такие члены все равно исчезают. Помимо этого в минимуме потенциала $V'(\phi_{\text{vac}}) = 0$, поэтому в более простой форме разложение потенциала будет выглядеть как:

$$V(\phi) = \frac{V''(\phi_{\text{vac}})}{2}\delta\phi^2. \quad (1.6)$$

Подставляя формулы 1.4 и 1.6 вместо поля ϕ и потенциала $V(\phi)$ соответственно, рассматриваемый лагранжиан приобретает вид:

$$\mathcal{L} = \dots + fv(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\delta\phi)^*(\partial^\mu\delta\phi) + \frac{1}{2}g^2v^2A_\mu A^\mu + \frac{1}{2}m_{\delta\phi}\delta\phi^2. \quad (1.7)$$

Теперь в лагранжиане 1.7 появился массовый член $fv(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$ с $m_\psi =$

fv , где f – константа связи Юкавы. Спонтанное нарушение симметрии проявляется в том, что хоть сам потенциал $V(\phi)$ инвариантен относительно преобразований группы $U(1)$, выбранное вакуумное среднее $v \neq 0$ нарушает эту симметрию (оно выделяет конкретное направление на окружности минимумов $|\phi| = v$).

В СМ спонтанное нарушение симметрии группы $SU(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow SU(3) \times U_{\text{em}}(1)$ осуществляется посредством ненулевого вакуумного среднего изодублета Хиггса. Иными словами, поле Хиггса приобретает в вакууме значение $\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$, которое не инвариантно относительно преобразований $SU_L(2)$ и гиперзаряда $U(1)$, но сохраняется относительно электрического заряда $Q = T_3 + Y$. В результате исходная электрослабая симметрия $SU_L(2) \times U_Y(1)$ нарушается до электромагнитной $U_{\text{em}}(1)$.

В унитарной калибровке изодуплет скалярных полей Хиггса выглядит следующим образом:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

где $v = 246$ ГэВ – вакуумное среднее значение поля Хиггса, $h(x)$ – возмущение над вакуумным состоянием, то есть наблюдаемый бозон Хиггса.

Часть лагранжиана СМ, ответственная за самодействие поля Хиггса и его взаимодействие с $SU_L(2) \times U_Y(1)$ калибровочными полями имеет вид:

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}(D_\mu \phi)^+(D^\mu \phi) - \frac{\lambda}{4}(\phi^+ \phi - v^2)^2, \quad (1.9)$$

где λ – константа самодействия полей Хиггса. Здесь ковариантная производная равна:

$$D_\mu = i\frac{g'}{2}Y_H B_\mu + i\hat{\sigma}_i g W_\mu^i + \partial_\mu, \quad (1.10)$$

где g и g' – константы связи слабого и гиперзарядового взаимодействий соответственно, $\hat{\sigma}_i$ – генераторы группы $SU_L(2)$ (матрицы Паули), $Y_H = 1$ – гиперзаряд бозона Хиггса, B_μ и W_μ^i – $SU_L(2) \times U_Y(1)$ калибровочные поля.

Подстановка 1.10 в 1.9 с учетом того, что $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$, дает выражение вида:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_H = & \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & (v+h) \end{pmatrix} \left(-\frac{ig'}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} B_\mu - \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} W_\mu^3 - \right. \\
& - \frac{ig}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & 0 \end{pmatrix} \left. \right) \left(\frac{ig'}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} B_\mu + \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} W_\mu^3 + \right. \\
& + \frac{ig}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & 0 \end{pmatrix} \left. \right) \begin{pmatrix} 0 \\ (v+h) \end{pmatrix} - \frac{\lambda}{4} ((v+h)^2 - v^2)^2 = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \\
& + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & (v+h) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\frac{ig'}{2} B_\mu - \frac{ig}{2} W_\mu^3 & -\frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ -\frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- & -\frac{ig'}{2} B_\mu + \frac{ig}{2} W_\mu^3 \end{pmatrix} \cdot \\
& \cdot \begin{pmatrix} \frac{ig'}{2} B_\mu + \frac{ig}{2} W_\mu^3 & \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- & \frac{ig'}{2} B_\mu - \frac{ig}{2} W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ (v+h) \end{pmatrix} - \frac{\lambda}{4} h^2 (2v+h)^2. \quad (1.11)
\end{aligned}$$

Замена вида:

$$\frac{i}{2} (gW_\mu^3 - g'B_\mu) = -\frac{i}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} Z_\mu, \quad (1.12)$$

$$\frac{i}{2} (gW_\mu^3 + g'B_\mu) = \frac{i}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} A_\mu, \quad (1.13)$$

где Z_μ и A_μ – поля нейтральных электрослабых бозонов и фотонов соответственно, приводит лагранжиан 1.11 к следующей форме:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_H = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{1}{4} g^2 (v+h)^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \\
& + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) (v+h)^2 Z_\mu Z^\mu - \frac{\lambda}{4} h^2 (2v+h)^2. \quad (1.14)
\end{aligned}$$

В лагранжиане 1.14 слагаемые $\frac{v^2 g^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu}$ и $\frac{v^2}{8} (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu$ ответственны за появление массы у электрослабых калибровочных полей:

$$m_W = \frac{vg}{2}, \quad (1.15)$$

$$m_Z = \frac{v \sqrt{g^2 + g'^2}}{2}. \quad (1.16)$$

Из формулы 1.14 также видно, что на древесном уровне масса бозона Хиггса

определяется выражением:

$$m_H = \sqrt{\lambda}v \quad (1.17)$$

Аналогичным образом взаимодействие фермионов с изодуплетом полей Хиггса приводит к возникновению у них массы, а часть лагранжиана СМ, ответственная за генерацию масс фермионов (лагранжиан юкавского взаимодействия), может быть представлена в форме:

$$\mathcal{L}_{Yu} = - \sum_i m_{\psi_i} \left(1 + \frac{h}{v}\right) \bar{\psi}_i \psi_i, \quad (1.18)$$

где ψ_i – фермионные поля, $m_{\psi_i} = y_{\psi_i}v$, y_{ψ_i} – константа взаимодействия Юкавы.

Из лагранжиана 1.18 можно получить ширину распада бозона Хиггса в фермион-антифермионную пару [7]:

$$\Gamma(H \rightarrow \psi\bar{\psi}) = \frac{G_F m_\psi^2 m_H N_c}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_\psi^2}{m_H^2}\right)^{3/2}, \quad (1.19)$$

где G_F – константа слабого взаимодействия (константа Ферми), N_c – число цветовых состояний фермиона.

Связь вакуумного среднего Хиггса с константой Ферми выглядит следующим образом:

$$G_F = \frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{g^2}{8\frac{v^2 g^2}{4}} = \frac{1}{2v^2}. \quad (1.20)$$

Из формулы 1.19 видно, что бозон Хиггса распадается преимущественно на тяжелые фермион-антифермионные пары. Самым тяжелым фермионом СМ является топ-кварк, однако распад бозона Хиггса на два топ-кварка невозможен из-за закона сохранения энергии ($m_H = 125 \text{ ГэВ} < 2m_t = 345 \text{ ГэВ}$), поэтому в основном бозон Хиггса распадается на два b -кварка (рис. 1.2).

Основными каналами рождения бозона Хиггса в протон-протонных столкновениях, наблюдаемыми на БАК, являются (рис. 1.3):

- $gg \rightarrow H$ (глюонное слияние);
- $VV \rightarrow H$ (слияние векторных бозонов, далее $V = W$ или Z бозоны);
- $pp \rightarrow VH$ (совместное рождение с векторным бозоном);
- $pp \rightarrow ttH$ (совместное рождение с парой топ-кварков).

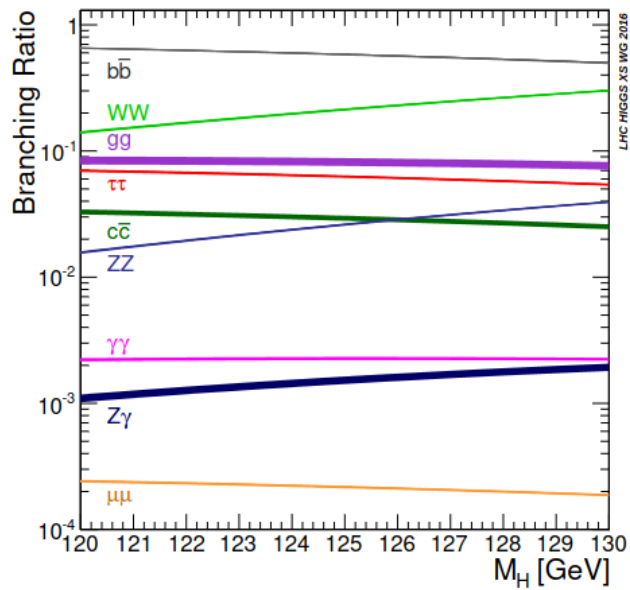


Рисунок 1.2 — Вероятности распада бозона Хиггса и их неопределённости для диапазона масс вблизи 125 ГэВ [8]

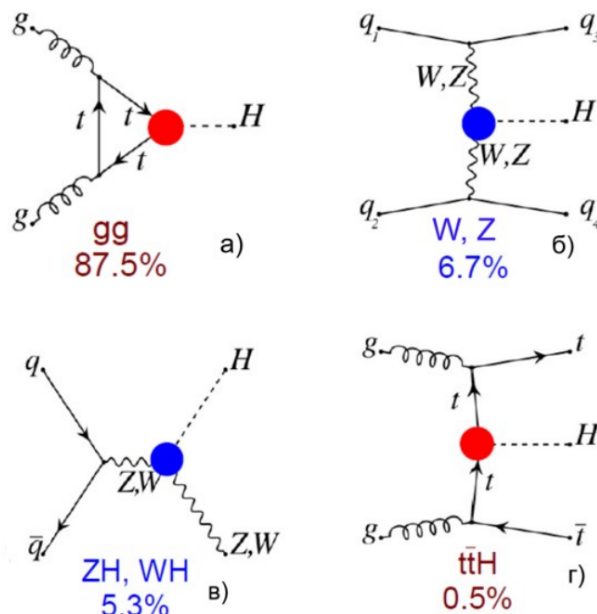


Рисунок 1.3 — Диаграммы в низшем порядке теории возмущения, дающие основной вклад в процессы рождения бозона Хиггса с указанием брэнчинга

Следующий по величине сечения канал рождения бозона Хиггса – рождение совместно с одиночным топ-кварком, в настоящее время все еще не обнаружен на БАК.

Как уже было упомянуто ранее, константа Юкавы y_t определяет силу взаимодействия между бозоном Хиггса и топ-кварком и ее фаза может быть вычислена в ходе исследования $pp \rightarrow tH$, диаграмма которого приведена на рисун-

ке 1.4 и представляет собой в рамках первого порядка теории возмущения сумму двух диаграмм, соответствующих рождению бозона Хиггса в вершинах ttH и WWH . В СМ эти диаграммы деструктивно интерферируют из-за того, что их комплексные фазы противоположны [9]. Однако существует модель ИВТ, в которой комплексная фаза y_t изменена на 180° , что приводит к конструктивной интерференции диаграмм и, как следствие, увеличению сечения реакции более чем на порядок (рис.1.5)[8]. Поэтому исследуемый процесс рождения бозона Хиггса с одиночным топ-кварком чувствителен к знаку константы взаимодействия Юкавы, что позволяет проверить предсказания СМ и ИВТ.

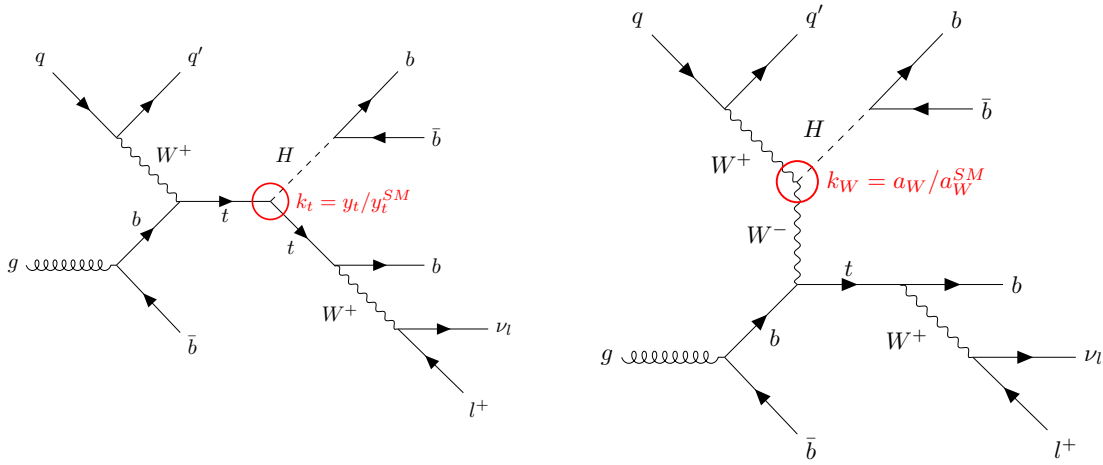


Рисунок 1.4 — Диаграммы $pp \rightarrow tH$ в первом порядке теории возмущений

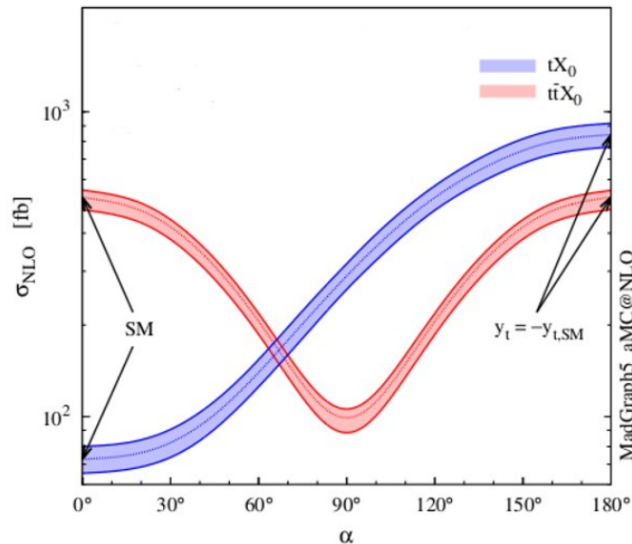


Рисунок 1.5 — Зависимость сечений процессов $pp \rightarrow tH$ и $pp \rightarrow ttH$ от комплексной фазы константы Юкавы

Основной проблемой анализа редких процессов является высокий уровень фона на БАК. Например, инклюзивное сечение рождения b -кварков на БАК на

восемь порядков превосходит сигнальный процесс tH , для которого также характерно наличие b -кварков в конечном состоянии [10; 11]. Поэтому наиболее оптимальным каналом исследования для данной реакции является мода, в которой топ-кварк распадается по полулептонному каналу ($t \rightarrow l\nu b$), а бозон Хиггса - по своему основному каналу ($H \rightarrow bb$), на который приходится 58% всех распадов. Такие события характеризуются наличием заряженного лептона с большим поперечным импульсом и значительной недостающей поперечной энергией, уносимой нейтрино [12].

1.2 КАНАЛ $pp \rightarrow tH$ ЗА РАМКАМИ СМ

Согласие экспериментальных данных с предсказаниями СМ и отсутствие прямых указаний на существование новых состояний на энергетическом масштабе ~ 1 ТэВ [13—15], а также уже проведенные измерения констант связи бозона Хиггса с фермионами и векторными бозонами [16] мотивируют на всестороннее изучение лоренцевой структуры соответствующих вершин взаимодействия и поиск возможной относительной фазы между ними. Для этих целей необходимо рассматривать полную и непротиворечивую теоретическую основу, которая способна охватывать взаимодействия, выходящие за рамки СМ, и систематически включать поправки высших порядков КХД и электрослабых взаимодействий. Такая теоретическая основа осуществляется путем расширения лагранжиана СМ до более высоких размерностей через добавление в него соответствующих операторов, не нарушая при этом симметрию калибровочной группы $SU(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, то есть необходимо рассматривать СМ как эффективную полевую теорию, справедливую вплоть до некоторого энергетического масштаба Λ [17].

Оператор размерности 6 (размерность лагранжиана СМ – 4), который модифицирует юкавское взаимодействие топ-кварка с бозоном Хиггса, выглядит следующим образом [18]:

$$\mathcal{L} = \frac{c_t}{\Lambda^2} (\phi^+ \phi) Q_L \tilde{\phi} t_R + h.c., \quad (1.21)$$

где c_t – безразмерный комплексный коэффициент, Q_L и t_R – левый дублет и правый синглет группы $SU_L(2)$ кварков третьего поколения соответственно, $\tilde{\phi} = \sigma_1 \phi^*$ – сопряженный дуплет Хиггса.

Источником CP -нарушения в 1.21 является ненулевая мнимая часть коэффициента c_t . Данный подход отличается от типичной реализации CP -нарушения в 2HDM (Two-Higgs-Doublet Model), в которой источник находится в скалярном потенциале модели [19]. Этот потенциал содержит комплексные параметры, которые в результате спонтанного нарушения симметрии приводят к перемешиванию CP -четных и CP -нечетных нейтральных состояний [20]. Массовые собственные состояния при этом перестают обладать определенной CP -четностью, что, в частности, ведет к подавлению связи бозона Хиггса с векторными бозонами.

На масштабах энергии ниже масштаба электрослабого нарушения симметрии оператор 1.21 сводится к эффективному взаимодействию вида:

$$\mathcal{L}_0^t = -\bar{\psi}_t(c_\alpha \kappa_{Htt} g_{Htt} + i s_\alpha \kappa_{Att} g_{Att} \gamma_5) \psi_t X_0, \quad (1.22)$$

реализованному в модели HC_NLO_X0 [21], где X_0 – универсальная частица со спином 0 с нарушающими CP -симметрию связями, $c_\alpha \equiv \cos \alpha$, $s_\alpha \equiv \sin \alpha$, α – CP -нарушающая фаза, $\kappa_{Htt,Att}$ – безразмерные действительные масштабирующие параметры, $g_{Htt} = g_{Att} = m_t/v = y_t/\sqrt{2}$.

Данная параметризация воспроизводит CP -четное состояние при $c_\alpha = 1$ и $s_\alpha = 0$, CP -нечетное при $c_\alpha = 0$ и $s_\alpha = 1$. СМ легко восстанавливается, если установить $c_\alpha = 1$, $\kappa_{Htt} = 1$ [22].

Как отмечалось ранее, доминирующим процессом рождения бозона Хиггса на БАК является процесс слияния двух глюонов $gg \rightarrow H$ (рис. 1.2). Модификация вершины ttH (1.22) неизбежно приводит к изменению вершины Hgg , а значит, и к изменению сечения глюонного слияния, которое в СМ измерено с хорошей точностью [16].

Эффективный лагранжиан взаимодействия бозона Хиггса с глюонами в рассматриваемой феноменологической модели имеет вид:

$$\mathcal{L}_0^g = -\frac{1}{4}(c_\alpha \kappa_{Hgg} g_{Hgg} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{Agg} g_{Agg} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}) X_0, \quad (1.23)$$

где $g_{Hgg} = -\alpha_s/(3\pi v)$, $g_{Agg} = \alpha_s/(2\pi v)$, $G_{\mu\nu}^a$ – тензор напряженности глюонного поля.

Принимая, что при энергиях БАК топ-кварк доминирует в петлях глюонного слияния, и в отсутствие других тяжелых состояний, можно сделать замену

$\kappa_{Hgg} \rightarrow \kappa_{Htt}, \kappa_{Agg} \rightarrow \kappa_{Att}$. Тогда отношение сечения процесса $gg \rightarrow X_0$ к сечению в рамках СМ процесса $gg \rightarrow H$ можно представить как:

$$\frac{\sigma_{\text{NLO}}^{gg \rightarrow X_0}}{\sigma_{\text{NLO, SM}}^{gg \rightarrow H}} = c_\alpha^2 \kappa_{Htt}^2 + s_\alpha^2 \left(\kappa_{Att} \frac{g_{Agg}}{g_{Hgg}} \right)^2. \quad (1.24)$$

Если масштабирующие параметры установить равными: $\kappa_{Htt} = 1$, $\kappa_{Att} = |g_{Hgg}/g_{Agg}|=2/3$, сечение СМ глюонного слияния воспроизводится для любого значения CP -нарушающей фазы α [17].

В процессах ассоциативного рождения бозона Хиггса с топ-кварком интерференция между диаграммами, содержащими ttH -вершину, и диаграммами с обменом W -бозоном приводит к более сложной зависимости сечения от параметра α . В рамках модели НС_NLO_X0 сечение процесса $pp \rightarrow tX_0bq$ может быть параметризовано следующим образом:

$$\sigma_{\text{NLO}}^{pp \rightarrow tX_0bq} = Ak_t^2 c_\alpha^2 + Bk_t^2 s_\alpha^2 + Ck_t c_\alpha + Dk_t s_\alpha + Ek_t^2 s_\alpha c_\alpha + F, \quad (1.25)$$

где k_t – масштабирующий множитель юкавской связи топ-кварка с бозоном Хиггса. Коэффициенты A, B, C, D, E, F зависят от кинематических отборов конкретного физического анализа и извлекаются из фитирования смоделированных событий. Согласно результатам коллаборации ATLAS, интерференционный член $Ek_t^2 s_\alpha c_\alpha$ оказывается пренебрежимо малым, а линейные члены $Ck_t c_\alpha$ и $Dk_t s_\alpha$ обусловлены интерференцией между двумя вкладками, показанными на рис. 1.4. При $k_t = 1$ и $\alpha = 0$ восстанавливается предсказание СМ [23].

Рассмотренная в этом разделе феноменологическая модель НС_NLO_X0 была использована в данной работе для моделирования сигнального процесса $pp \rightarrow tH$ в рамках ИВТ. Значения сечений в рамках СМ и ИВТ с учетом брэнчингов распадов $H \rightarrow bb$ и $t \rightarrow bl\nu$ равны 13.3 фб и 157.2 фб соответственно. Увеличение сечения в рамках ИВТ на порядок в сравнении с СМ обусловлено конструктивной интерференцией вкладов диаграмм на рис. 1.4.

2 МОДЕЛИРОВАНИЕ И РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ

В данной работе события сигнального процесса и большая часть фоновых процессов моделировались с помощью Монте-Карло (МК) генераторов MadGraph5_aMC@NLO [24]+Pythia8 [25]. Для моделирования основного фонового процесса $pp \rightarrow tt$ использовались МК-генераторы POWHEG [26]+Herwig7 [27]. Распределение партонов в сталкивающихся пучках описывалось библиотекой CT10 и NNPDF23_nlo_as_0118 из LHAPDF [28]. Для кластеризации струй использовался пакет FastJet [29].

Для получения событий в формате, максимально близком к экспериментальным данным (без прямого моделирования экспериментальной установки), был разработан собственный алгоритм реконструкции. Объекты, с которыми проводилась работа и о которых записывалась информация – это заряженные лептоны, нейтрино и струи.

Естественным требованием на запись события является наличие трех или четырех b -струй. Три высокоэнергичные b -струи порождаются b -кварками от распадов бозона Хиггса и топ-кварка; четвертая b -струя может порождаться относительно мягким кварком-спектатором (b -кварки в нижней части диаграмм на рис.1.4). Дополнительные условия, которым должно удовлетворять смоделированное событие, чтобы быть записанным в сгенерированную базу данных:

- $p_T^{lead} > 27$ ГэВ, где p_T^{lead} – поперечный импульс лидирующего лептона (заряженный лептон с наибольшим поперечным импульсом); данное ограничение соответствует одному из триггеров на запись события с заряженным лептоном в эксперименте ATLAS.
- $|\eta^{lead}| < 2.7$, где η^{lead} – псевдобыстрота лидирующего лептона; учет геометрии детектора ATLAS.
- $p_T^{\nu, reco} \geq 10$ ГэВ, где $p_T^{\nu, reco}$ – поперечный импульс реконструированного нейтрино; недостающий поперечный импульс восстанавливается в экспе-

рименте ATLAS с разрешением порядка 10 ГэВ.

- $|\eta^{b-jet}| < 2.4$, где η^{b-jet} – псевдобыстрота b-струй; ограничение примерно соответствующее аксептансу трековых систем ATLAS и CMS.

В таблице 2.1 предоставлена информация о количестве смоделированных и отобранных для записи в базу данных событий для сигнального и фоновых процессов.

Таблица 2.1 — Количество смоделированных и отобранных для записи в базу данных событий для сигнального и фоновых процессов; N^{events} – число сгенерированных событий; σ – сечение процесса; N^{sel} – число сгенерированных событий, прошедших описанный выше отбор; $N^{weighted}$ – число взвешенных событий, процедура взвешивания событий описана ниже

Процесс	N^{events}	σ (фб)	N^{sel}	$N^{weighted}$
$tHbq$	8 782 291	13.41	1 077 004	822.03
tt	30 000 000	177501.94	174 976	526296.71
$ttbb$	65 979 470	4807.00	4 069 410	148296.95
ttZ	22 000 000	34.10	3 809 967	2953.06
ttH	2 750 000	128.85	559 133	13098.96
$tZbq$	22 000 000	31.37	2 313 062	1648.49
ttW	22 000 000	212.20	164 175	791.77

2.1 РЕКОНСТРУКЦИЯ НЕЙТРИНО

Поперечный импульс нейтрино реконструировался как вектор, противоположный суммарному поперечному импульсу всех струй и заряженных лептонов.

$$E_T^{miss,x} = - \sum p_{charged\ lepton}^x - \sum p_{jet}^x \quad (2.1)$$

$$E_T^{miss,y} = - \sum p_{charged\ lepton}^y - \sum p_{jet}^y \quad (2.2)$$

$$E_T^{miss} = p_T^\nu = \sqrt{(E_T^{miss,x})^2 + (E_T^{miss,y})^2} \quad (2.3)$$

Для определения продольной компоненты импульса нейтрино инвариантная масса лидирующего лептона и нейтрино приравнивалась к номинальной массе W -бозона ($m_W = 80.35$ ГэВ).

$$(p_{lead} + p_{\nu, reco})^2 = m_W^2, \quad (2.4)$$

где $p_{lead}, p_{\nu, reco}$ – четыре-импульсы лидирующего лептона и нейтрино соответственно.

Уравнение 2.4 имеет два решения:

$$p_{\nu, reco}^{z, \pm} = \frac{1}{(p_T^{lead})^2} \left(\mu p_{lead}^z \pm E_{lead} \sqrt{\mu^2 - (p_T^{lead} E_T^{miss})^2} \right), \quad (2.5)$$

где $\mu = \frac{m_W^2}{2} + p_{lead}^x E_T^{miss, x} + p_{lead}^y E_T^{miss, y}$

Информация о том, какое из двух имеющихся решений выбиралось для дальнейшей работы с смоделированными данными, будет представлена ниже.

На рисунке 2.1(а) приведено двумерное распределение по продольной компоненте импульса смоделированного и реконструированного нейтрино. Каждое событие представлено двумя точками для правильного (точки по диагонали) и неправильного (точки, образующие «крест») решения. На рисунке 2.1(б) представлено двумерное распределение по поперечной компоненте импульса смоделированного и реконструированного нейтрино. Ориентация точек в основном вблизи диагонали на распределении 2.1(б) указывает на то, что реконструкция нейтрино осуществляется корректно.

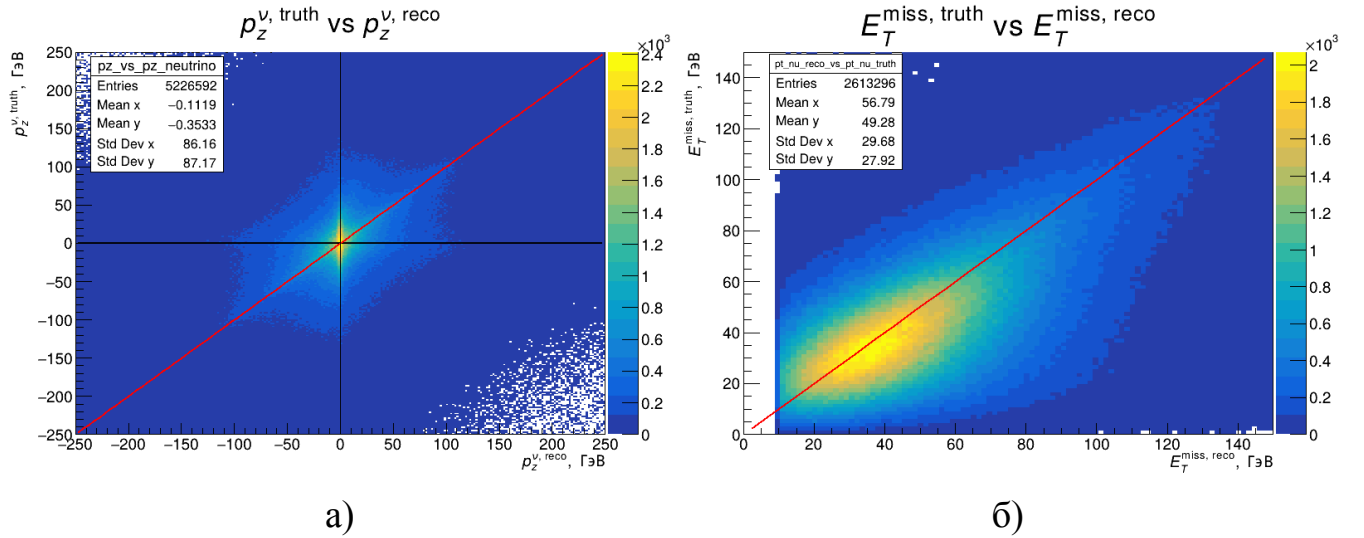


Рисунок 2.1 — Двумерное распределение распределение а) по продольной компоненте, б) по поперечной компоненте импульса смоделированного и реконструированного нейтрино

2.2 СТРУИ ОТ b -КВАРКОВ

Как было упомянуто выше, кластеризация и реконструкция струй из смоделированных фотонов и долгоживущих адронов была осуществлена с помощью пакета FastJet.

«Объединение» частиц в струю осуществляется следующим образом: четыре-импульс струи определяется как сумма четыре-импульсов всех частиц, ассоциированных с данной струей, и в настоящее время именно эта схема слияния частиц в струю (Е-схема) используется во всех экспериментах на БАК.

Кластеризация струй проводилась при помощи алгоритма anti-КТ [30] со следующими параметрами: минимальный поперечный импульс струи $p_T^{min} = 20$ ГэВ, характерная ширина струи $R = 0.5$, диапазон псевдобыстрот всех струй $|\eta| < 5.0$. Мера расстояния в этом алгоритме между i -ой и j -ой частицами определяется по формуле:

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (2.6)$$

где $\Delta R = \sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta \phi)^2}$.

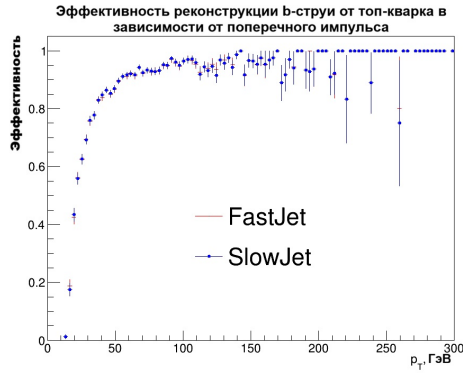
Если d_{ij} оказывается меньше, чем $d_{iB} = 1/p_{T,i}^2$, то частицы i и j объединяются в новый кластер, в обратном случае – частица i объявляется центром финальной струи и не рассматривается более алгоритмом кластеризации. Благодаря зависимости $d_{ij} \sim 1/p_T^2$ более высокоэнергетичные частицы оказывают минимальное влияние на процесс объединения, в результате чего струи, образованные данным алгоритмом, имеют почти идеальную круглую форму в (y, ϕ) пространстве.

Метка « b -струя» приписывалась струе только в том случае, если расстояние между импульсом b -кварка и импульсом струи $\Delta R < 0.1$ и отношение энергии струи к энергии b -кварка лежит в диапазоне $0.5 \leq \frac{E_j}{E_b} \leq 1.5$.

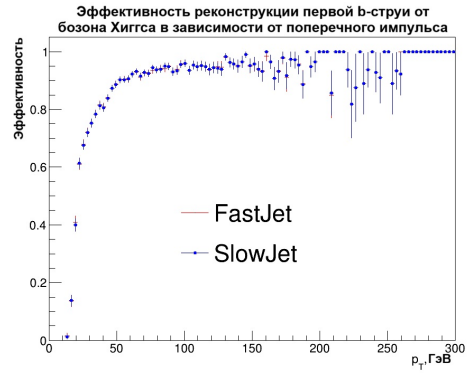
Основным фоновым процессом исследуемого канала рождения бозона Хиггса является $pp \rightarrow tt$, с учетом требования одного заряженного лептона канал распада имеет вид $pp \rightarrow tt \rightarrow (bl\nu)(bqq')$ и в первом приближении фоновый процесс может быть подавлен условием на наличие как минимум трех b -струй в событии. Однако в реальности из-за ограниченной точности экспериментальных установок

струя от с-кварка с вероятностью 12% может быть идентифицирована как b-струя, а струи от легких кварков (u,d,s) ошибочно идентифицируются как b-струи с вероятностью 0.3% в экспериментах ATLAS [31] и CMS [32]. Этот эффект был учтен при моделировании процесса $pp \rightarrow tt$.

В используемом для адронизации MC Pythia существует свой встроенный класс для кластеризации и реконструкции струй – SlowJet, основной недостаток которого отражен в его названии – он очень медленный. В данной работе было проведено сравнение эффективности реконструкции b-струй от топ-кварка, бозона Хиггса и глюона в зависимости от поперечного импульса и псевдобыстроты b-кварков между FastJet и SlowJet. Из рисунка 2.2 видно, что оба класса по эффективности реконструкции мало чем отличаются друг от друга, однако FastJet затрачивает меньше временных ресурсов и предоставляет больше инструментов для работы со струями, чем SlowJet, поэтому в данной работе используется именно этот пакет.



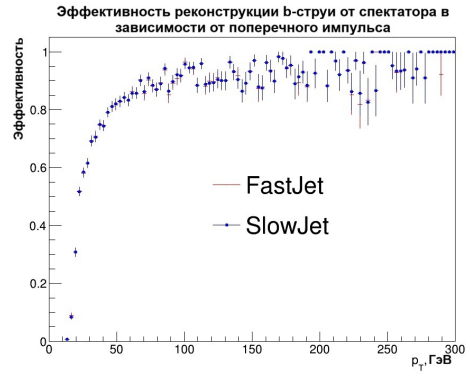
(а)



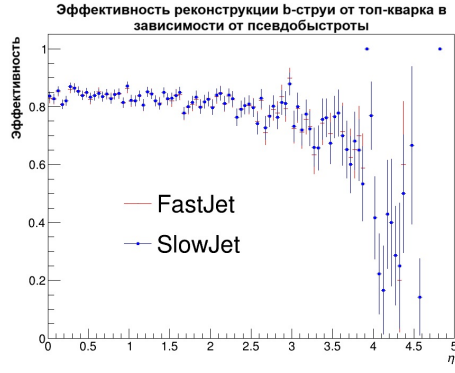
(б)



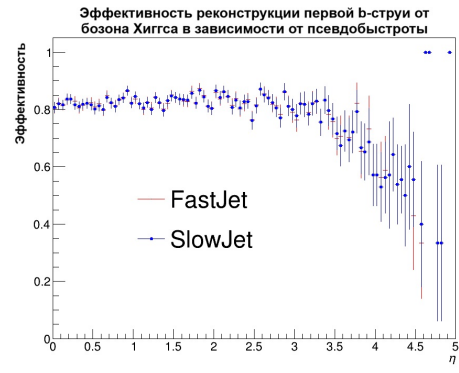
(в)



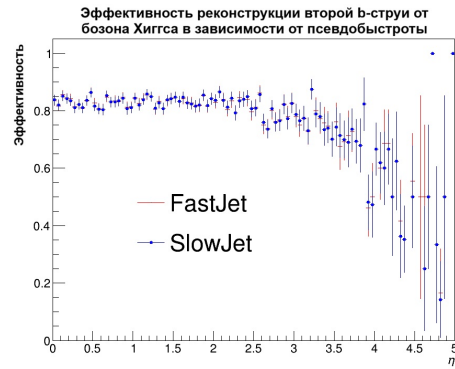
(г)



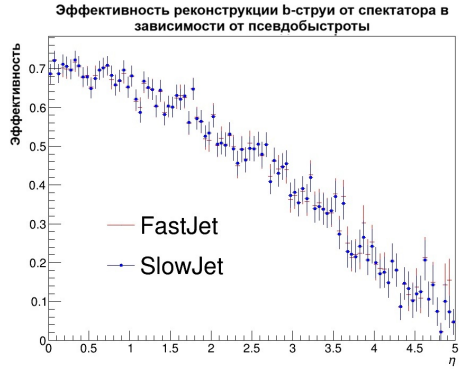
(д)



(е)



(ж)



(з)

Рисунок 2.2 — Эффективность реконструкции b-струй в зависимости от поперечного импульса (а,б,в,г) и от псевдобыстроты (д,е,ж,з) b-кварка от топ-кварка, бозона Хиггса и спектатора соответственно

2.3 РЕКОНСТРУКЦИЯ МАСС ТОП-КВАРКА И БОЗОНА ХИГГСА

Исследуемый процесс: $pp \rightarrow tHbq \rightarrow (bl\nu)(bb)bq$ характеризуется наличием трех или четырех b -струй. Для реконструкции события необходимо определить какие струи происходят от распада топ-кварка, и какие – от бозона Хиггса. Это осуществляется выбором комбинации, дающей наилучшее приближение реконструированных масс топ-кварка и бозона Хиггса к их номинальным значениям. Масса топ-кварка реконструируется из лидирующего лептона, нейтрино и b -струи, масса бозона Хиггса восстанавливается из оставшихся двух b -струй. Если число b -струй в событии равно четырем, то исходя из распределения по поперечному импульсу b -струй (рис. 2.3), отбор трех из них с наибольшим p_T должен отбросить b -струю от спектатора, потому что преимущественно она имеет наименьший поперечный импульс.



Рисунок 2.3 — Распределение по поперечному импульсу b -туй для процесса $pp \rightarrow tHbq$

Из трех b -струй и двух решений для импульса нейтрино можно составить шесть комбинаций для реконструкции масс топ-кварка и бозона Хиггса (рис. 2.4), для каждой из которой рассчитывалась величина χ^2 по формуле:

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{bb} - m_H}{\sigma_H} \right)^2 + \left(\frac{m_{bl\nu} - m_t}{\sigma_t} \right)^2, \quad (2.7)$$

где параметры $m_H, m_t, \sigma_H, \sigma_t$ определялись путем фитирования распределений для реконструированных масс, соответствующих заведомо правильной комбинации (рис. 2.5).

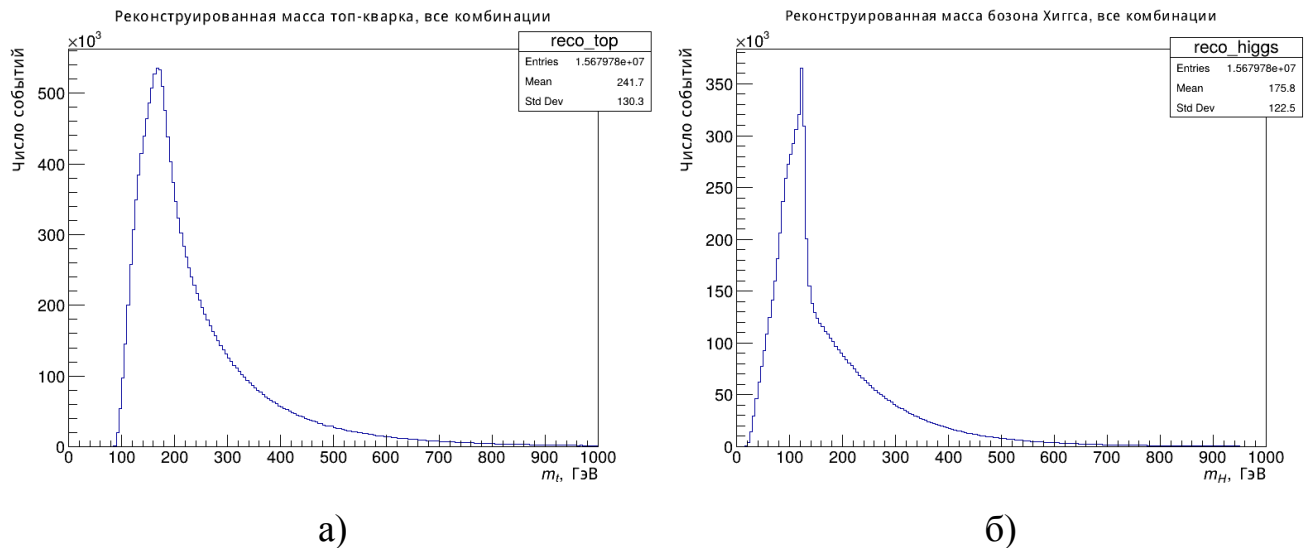


Рисунок 2.4 — Распределения реконструированной массы а)топ-кварка, б)бозона Хиггса для всех комбинаций для процесса $pp \rightarrow tHbq$

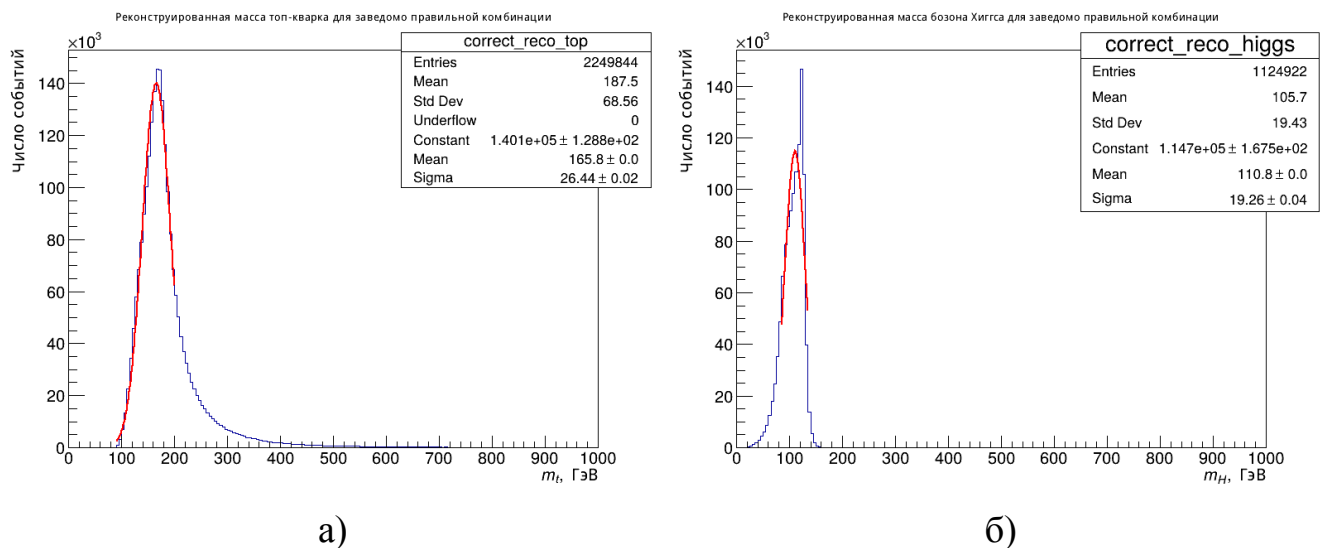


Рисунок 2.5 — Распределения реконструированной массы а)топ-кварка, б)бозона Хиггса для заведомо правильной комбинации для процесса $pp \rightarrow tHbq$

Реконструированные массы определялись из комбинации, соответствующей наименьшему χ^2 , их распределения показаны на рис. 2.6. Хвосты в этих распределениях объясняются тем, что из отобранных для записи событий примерно в половине случаев в набор трех b -струй, из которых реконструируются массы топ-кварка и бозона Хиггса, входит b -струя от спектатора. Наглядно это можно увидеть по распределениям на рис. 2.7, где рассматривались только те события, для которых набор b -струй не содержит b -струю от спектатора. В этих случаях хвосты отсутствуют.

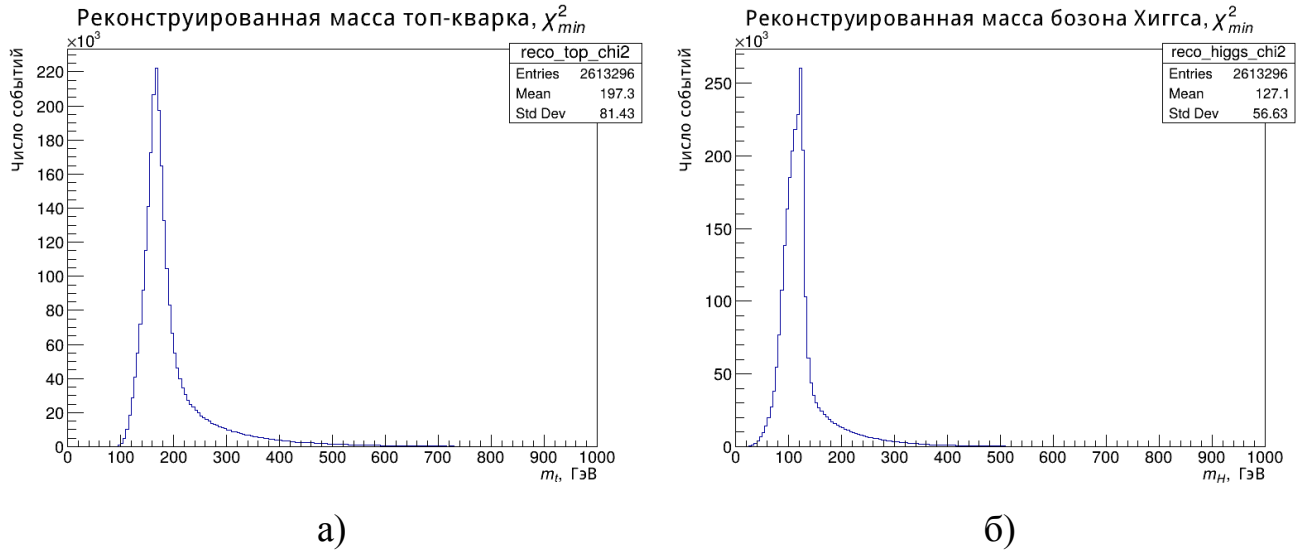


Рисунок 2.6 — Распределения реконструированной массы а) топ-кварка, б) бозона Хиггса для комбинации с наименьшим χ^2 , для процесса $pp \rightarrow tHbq$

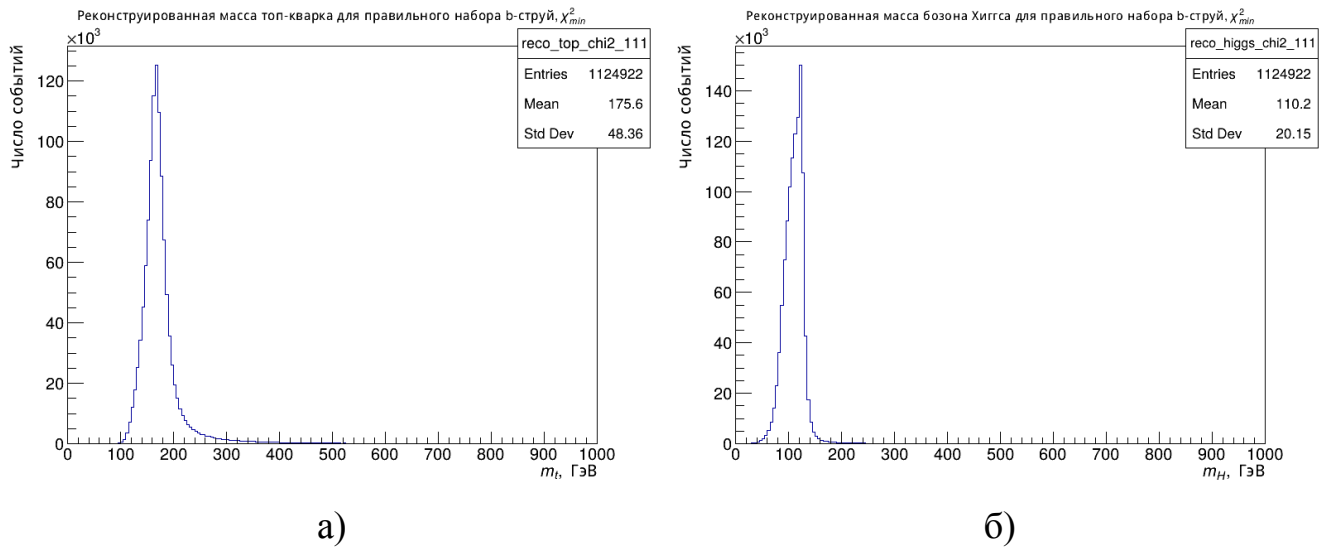


Рисунок 2.7 — Распределения реконструированной массы а) топ-кварка, б) бозона Хиггса для комбинации с правильным набором b -струй, соответствующей наименьшему χ^2 , для процесса $pp \rightarrow tHbq$

Сравнения сигнального и фоновых процессов по распределениям реконструированных масс топ-кварка и бозона Хиггса для комбинации с наименьшим χ^2 представлены на рис.2.8 (топ-кварк) и рис.2.9 (бозон Хиггса).

Распределения с наложением друг на друга всех моделируемых процессов, показанные на рис.2.8 и рис.2.9, были построены с предварительным взвешиванием гистограмм: вклад каждого процесса соответствовал собственному сечению рождения, после чего проводилась нормировка на гистограмму процесса $pp \rightarrow tt$.

Вес событий рассчитывался по формуле:

$$\omega = \frac{\sigma \cdot L}{N^{events}}, \quad (2.8)$$

где σ – сечение, рассчитанное МК (табл. 2.1). Количество взвешенных событий $N^{weighted} = \omega \cdot N^{events}$ отражает статистику, ожидаемую на коллайдере при интегральной светимости $L = 500 \text{ фб}^{-1}$ (сеанс Run3 БАК). Формула 2.8 для тех процессов, которые моделировались в рамках NLO (Next-to-Leading Order), умножается на дополнительный коэффициент $N^{sel}/(N^+ - N^-)$, где N^+ и N^- – число событий с положительными и отрицательными весами от МК-генератора (подробнее это будет рассмотрено ниже).

Из распределений сигнального процесса и просуммированных фоновых процессов по какой-либо переменной можно вычислить разделительную способность (SP – Separation Power) данной переменной по формуле:

$$SP = \frac{1}{2} \sum_i \frac{(s_i - b_i)^2}{(s_i + b_i)}, \quad (2.9)$$

где s_i и b_i – число событий в i -том бине для сигнального и фоновых процессов соответственно. Распределения сигнального и фоновых процессов должны быть нормированы на единичную площадь. Приблизительный физический смысл данной величины – это доля статистики, которая позволила бы при полном отсутствии фона измерить сигнал с той же точностью, с которой сигнал фактически измеряется при наличии фона[33].

Вся изложенная выше логика построения гистрограмм будет распространяться на все подобные распределения в этой работе.

Практически полное отсутствие хвостов в распределениях на рисунках 2.8 и 2.9 для процесса $pp \rightarrow tt$ объясняется отсутствием четвертой b -струи, а близкое к сигнальному процессу значение реконструированной массы бозона Хиггса объясняется тем, что в основном фоновом процессе бозон Хиггса восстанавливается путем отбрасывания одной из трех струй, на которые распался топ-кварк. Эта струя несет кинетическую энергию, равную примерно половине массы W -бозона ($\sim 40 \text{ ГэВ}$). Если эту энергию вычесть из массы топ-кварка, то получается масса бозона Хиггса, что видно на распределении по инвариантной массе b и c кварков из распада адронного топ-кварка (рис.2.10). Это совпадение не позволяет отде-

лять сигнальный процесс от $t\bar{t}$ по значению реконструированной массы бозона Хиггса.

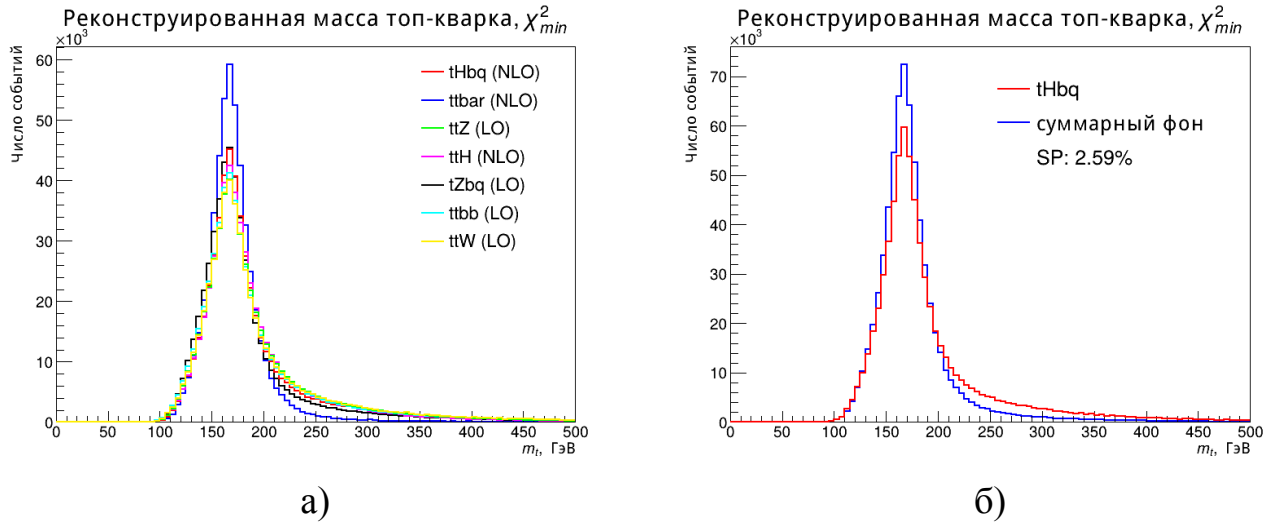


Рисунок 2.8 — Распределения реконструированной массы топ-кварка а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов для комбинации с наименьшим χ^2

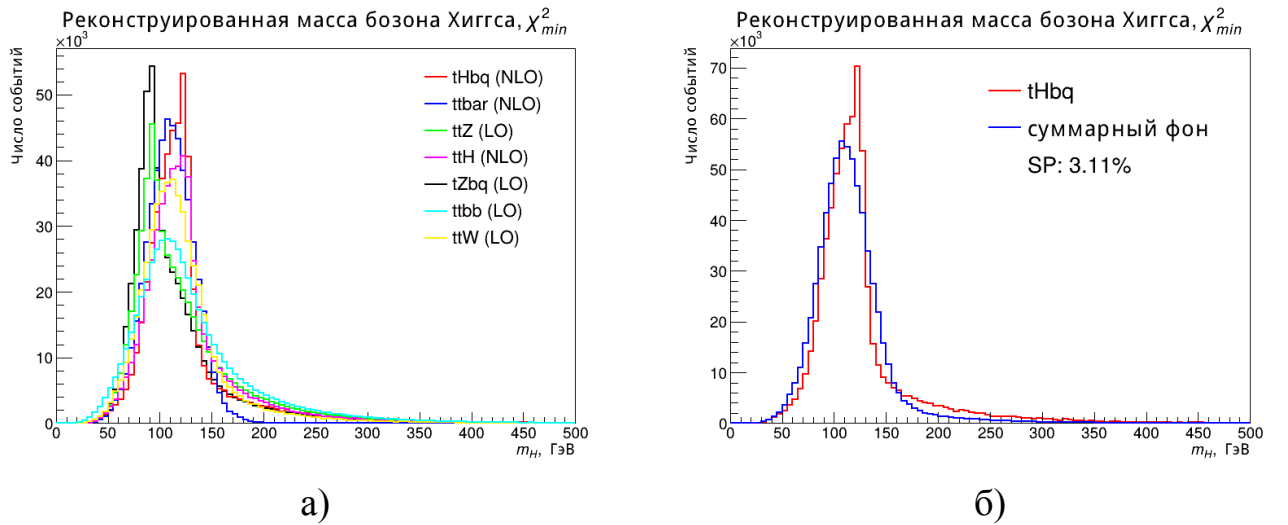


Рисунок 2.9 — Распределения реконструированной массы бозона Хиггса а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов для комбинации с наименьшим χ^2

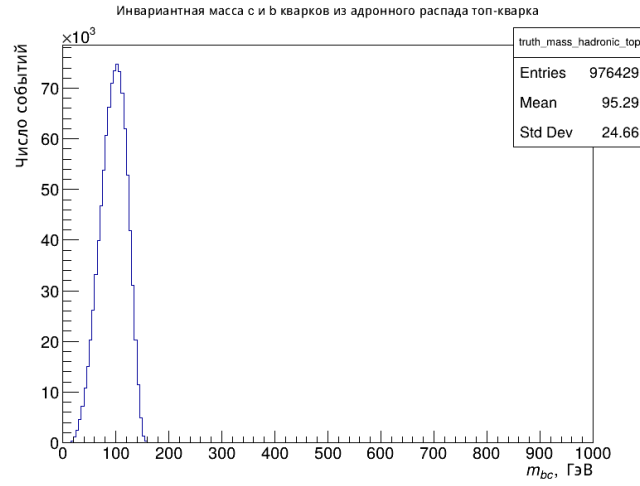


Рисунок 2.10 — Распределение по инвариантной массе b и c кварков из адронного распада топ-кварка

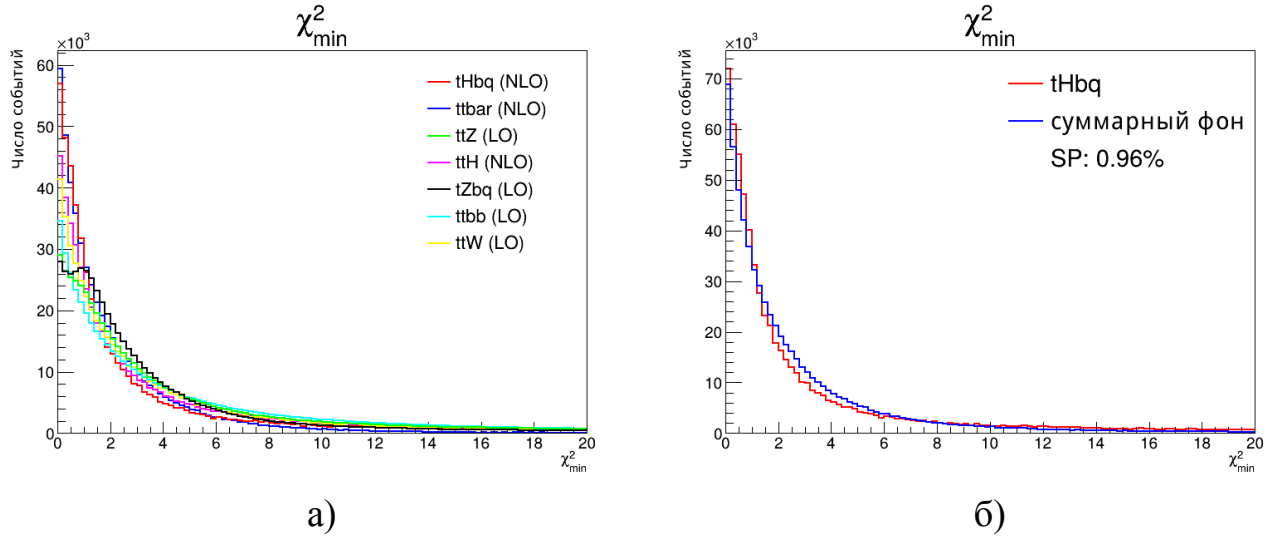


Рисунок 2.11 — Распределения по наименьшему χ^2 а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

Распределения наилучшего значения χ^2 для сигнального и фоновых процессов показаны на рис. 2.11. Двумерные распределения реконструированных масс топ-кварка и бозона Хиггса для каждого из смоделированных процессов показаны на рис. 2.12, пики в области правильных масс указывают на корректную реконструкцию масс для всех рассматриваемых в данной работе процессов.

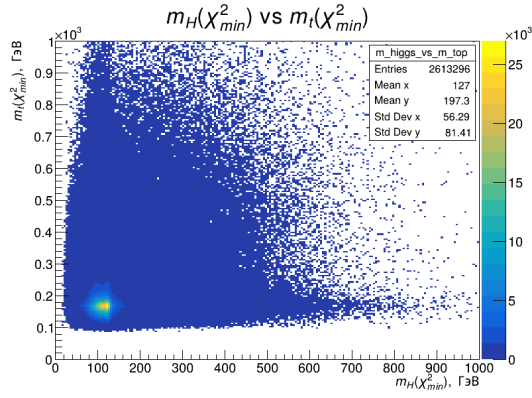
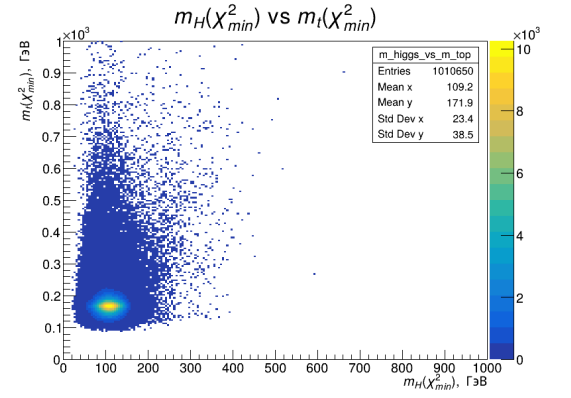
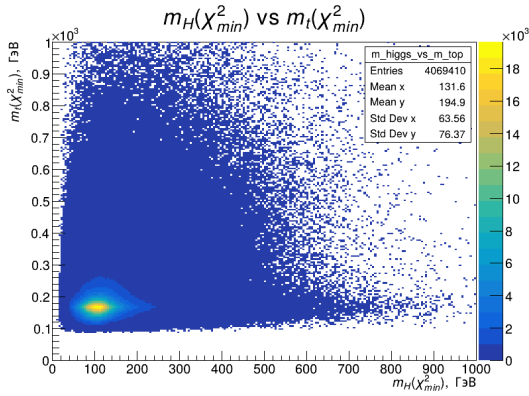
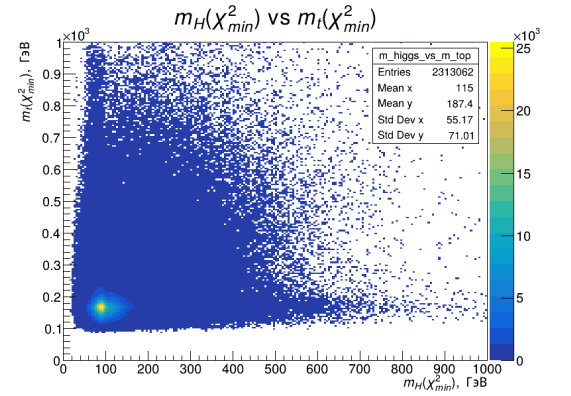
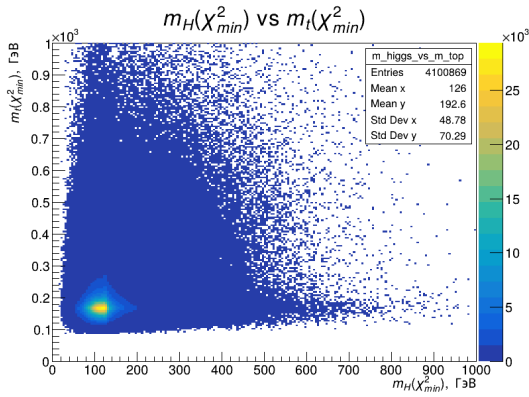
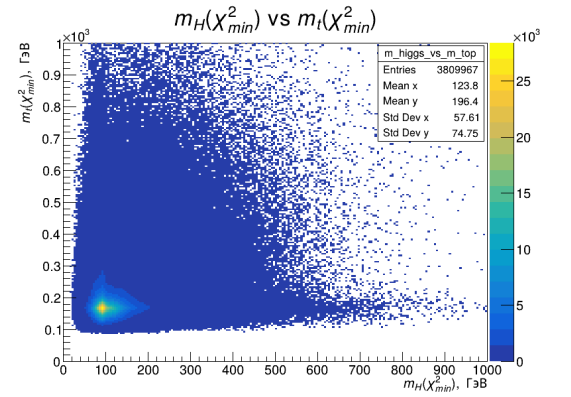
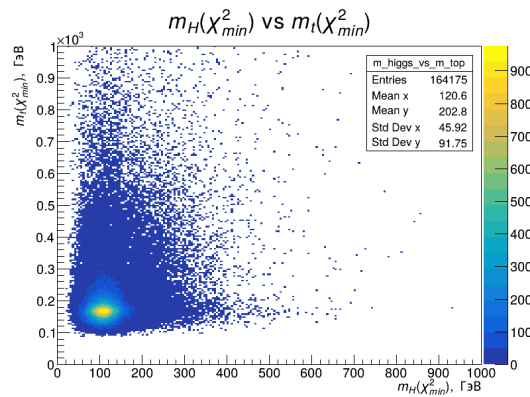
(a) $tHbq$ (б) tt (в) $ttbb$ (г) $tZbq$ (д) ttH (е) ttZ (ж) ttW

Рисунок 2.12 — Двумерные распределения реконструированных масс топ-кварка и бозона Хиггса, соответствующих наименьшему χ^2 , для всех смоделированных процессов

2.4 ПЕРЕДНЯЯ СТРУЯ

В процессе $pp \rightarrow tH$ рождается «кварк-наблюдатель» (рис. 1.4), импульс которого в основном направлен в сторону больших абсолютных значений псевдобыстрот ($|\eta| > 2.0$). Струя, порожденная этим кварком, может быть использована для выделения сигнального процесса tH [12].

В основном фоновом процессе $pp \rightarrow tt$ такая струя отсутствует, так как все струи в этой реакции возникают из распадов топ-кварков ($t \rightarrow qq', t \rightarrow b\ell\nu$), однако есть большая вероятность того, что классическим алгоритмом поиска «передней» струи ($p_T^{FW} > 30$ ГэВ, $|\eta| > 1.74$) будет выделена струя не от «кварк-наблюдателя», а от топ-кварка из фонового процесса tt , то есть будет отобрано не сигнальное событие. Однако есть альтернативный метод поиска «передней» струи: из не b-струй (из легких струй) выбирается та, которая дает наибольшую инвариантную массу с b-струей из лептонного распада топ-кварка, впредь такая струя будет называться «тагирующей» [34]. Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте «передней» струи, отобранной двумя алгоритмами, представлены на рисунке 2.13. Использование альтернативного метода позволяет улучшить разделительную способность, что наглядно будет продемонстрировано в следующем разделе.

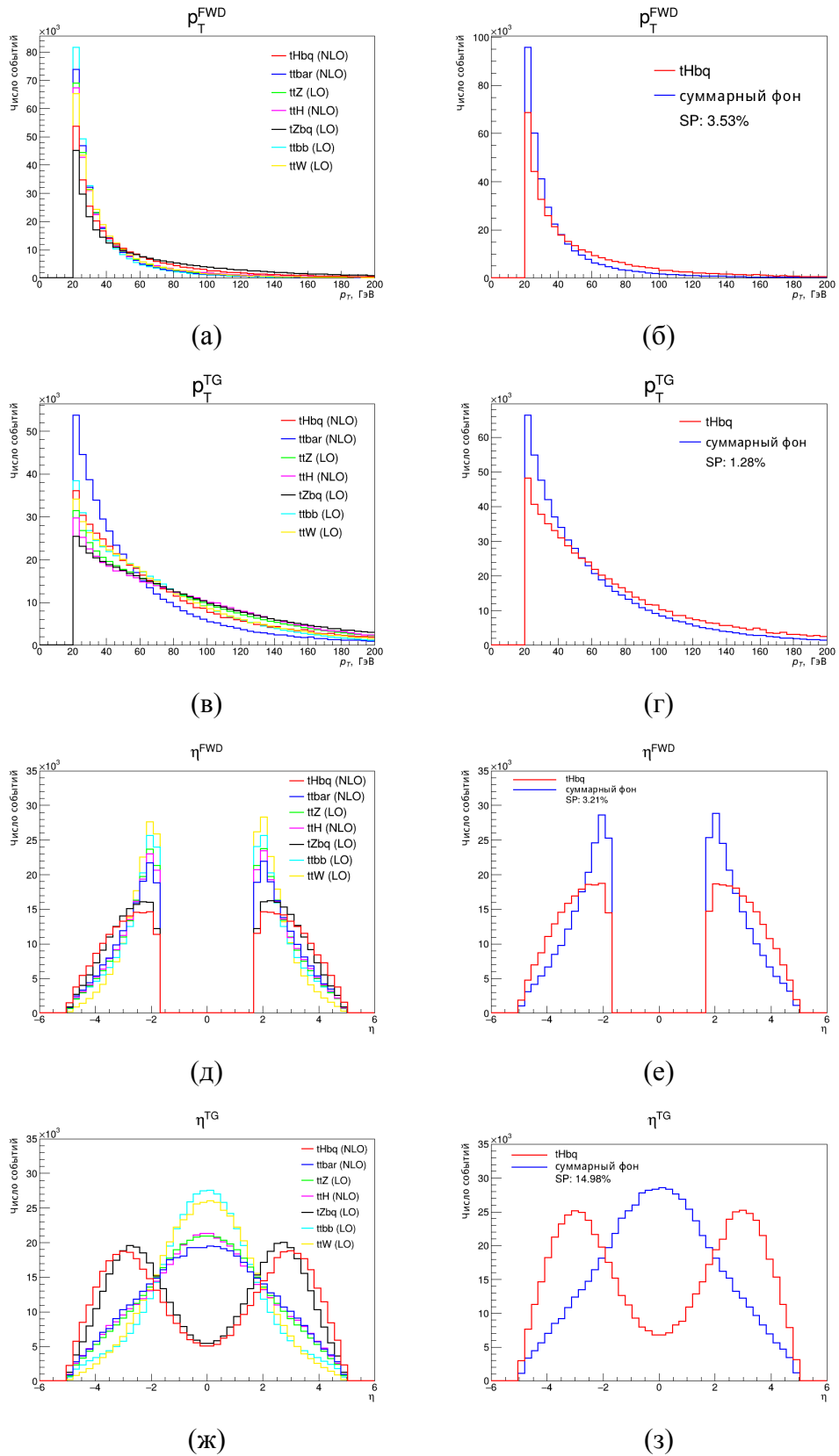


Рисунок 2.13 — Распределения по поперечному импульсу (а-г) и псевдобыстроте (д-з) передней (а,б,д,е) и тагирующей (в,г,ж,з) струй с отображением всех процессов (а,в,д,ж) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е,з)

2.5 СГЕНЕРИРОВАННАЯ БАЗА ДАННЫХ

Ниже представлены распределения переменных, наиболее чувствительных к отбору событий сигнального процесса $pp \rightarrow tH$, которые вошли в сгенерированную базу данных для обучения нейронной сети.

На рисунке 2.14 представлены распределения по апланарности (aplanarity) и сферичности (sphericity) всех струй и объектов. Sphericity является мерой равномерности распределения струй (объектов) в пространстве, aplanarity – мера отклонения струй(объектов) от одной общей плоскости. Обе этих переменных строятся на полном тензоре импульса:

$$M_{xyz} = \sum_i \begin{pmatrix} p_{xi}^2 & p_{xi}p_{yi} & p_{xi}p_{zi} \\ p_{yi}p_{xi} & p_{yi}^2 & p_{yi}p_{zi} \\ p_{zi}p_{xi} & p_{zi}p_{yi} & p_{zi}^2 \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

где сумма рассчитывается по всем струям(объектам). Далее вычисляются собственные значения матрицы 2.10, нормализуются и упорядочиваются таким образом, что $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ и $\sum_i \lambda_i = 1$. Через собственные значения aplanarity и sphericity выражаются как [35]:

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3), \quad (2.11)$$

$$A = \frac{3}{2}\lambda_3 \quad (2.12)$$

На рисунках 2.15-2.16 представлены распределения первого и второго моментов Фокса-Вольфрама. Моменты Фокса-Вольфрама количественно оценивают геометрическую форму распределения струй в пространстве в системе центра инерции и рассчитываются в данной работе по формуле:

$$H_l = \frac{\sum_{ij} p_T^i p_T^j P_l(\cos \theta_{ij})}{(\sum_i p_T^i)^2}, \quad (2.13)$$

где P_l – полином Лежандра порядка l .

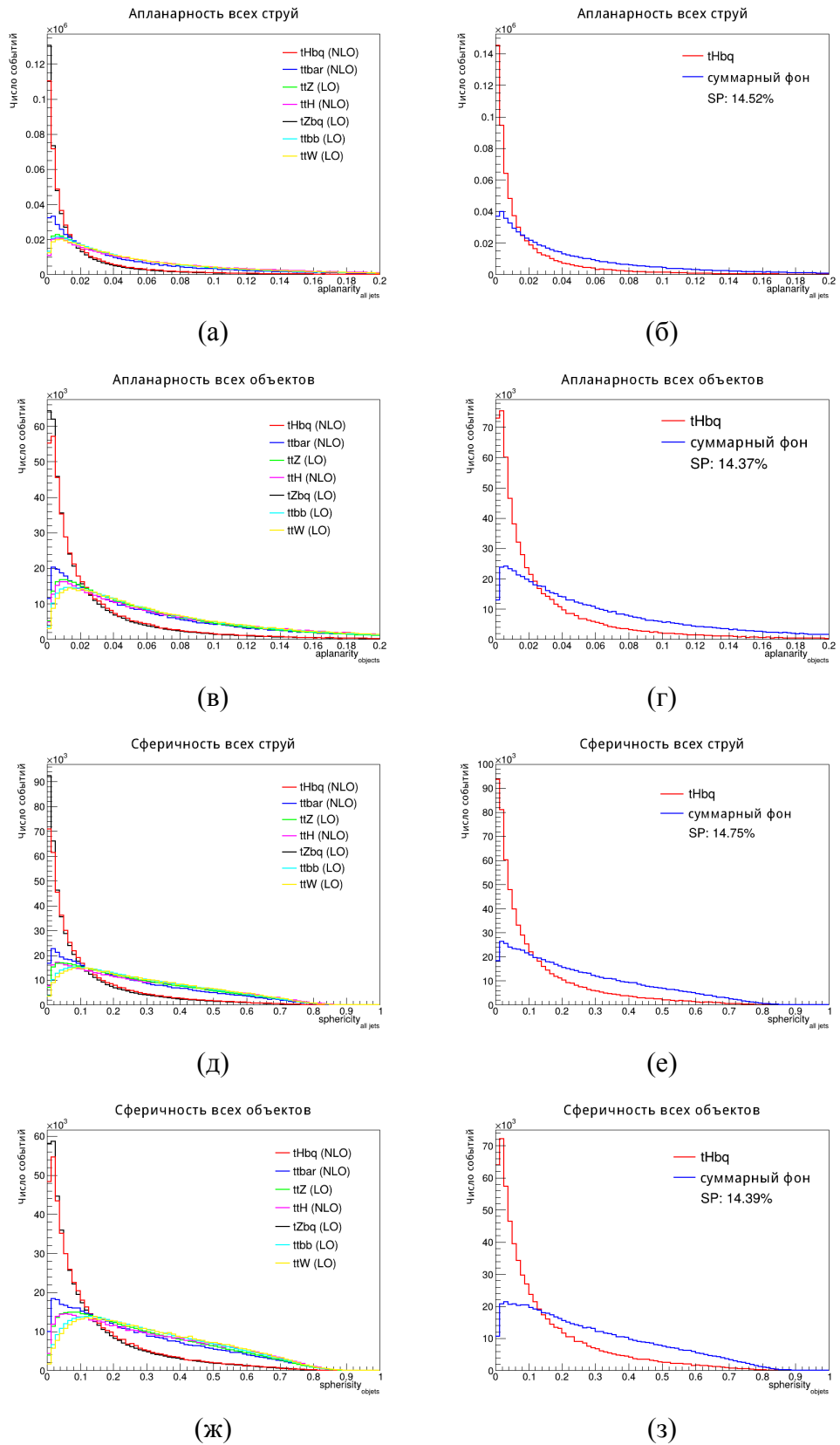


Рисунок 2.14 — Распределения по апланарности (а-г) и сферичности (д-з) струй (а,б,д,е) и объектов (в,г,ж,з) с отображением всех процессов (а,в,д,ж) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е,з)

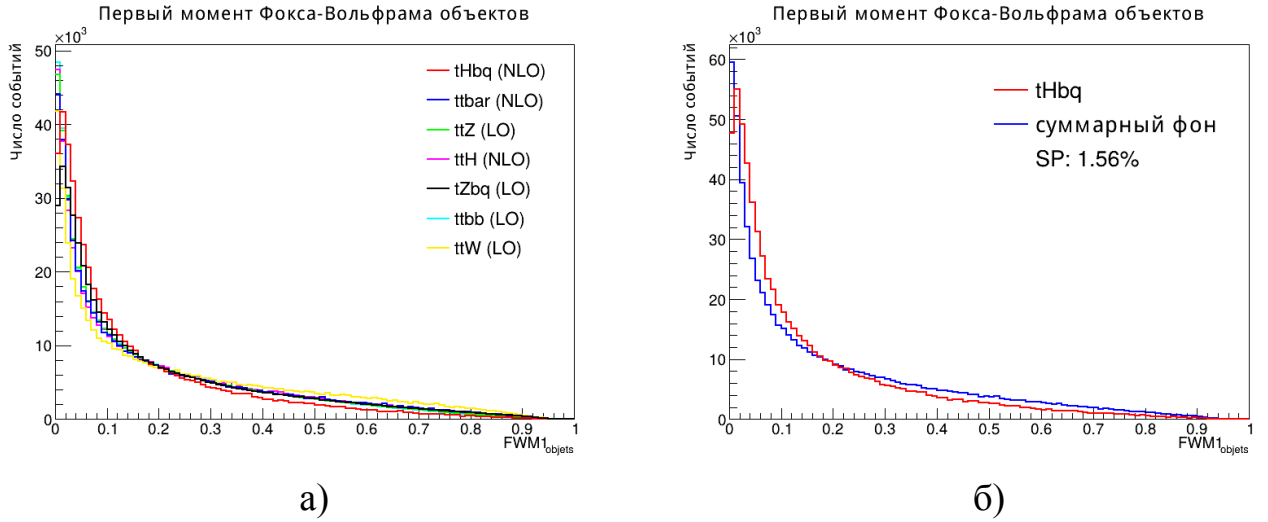


Рисунок 2.15 — Распределения по первому моменту Фокса-Вольфрама а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

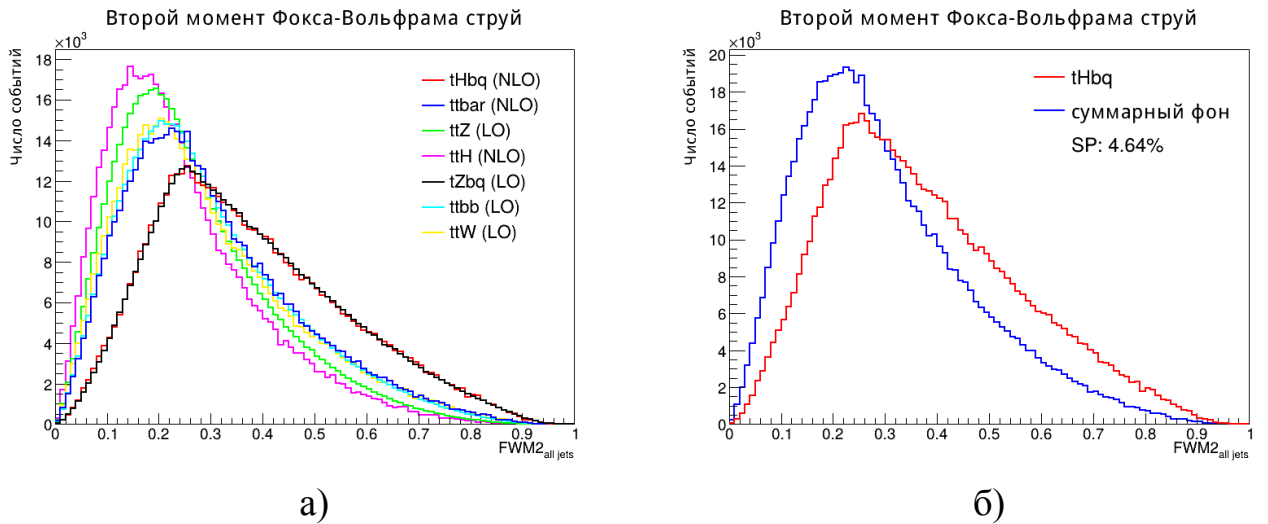


Рисунок 2.16 — Распределения по второму моменту Фокса-Вольфрама а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунке 2.17 представлены распределения по алгебраической сумме поперечных импульсов и суммарной поперечной массе всех струй. Распределение по поперечной массе для сигнального процесса более вытянуто в сравнении с основным фоновым процессом, так как для tH характерно большее количество жестких струй, в отличие от tt , для которого наблюдается более узкий пик в области меньших значений m_T . Такие же рассуждения распространяются на распределение по инвариантной массе трех струй с наибольшим p_T на рисунке 2.17(д,е).

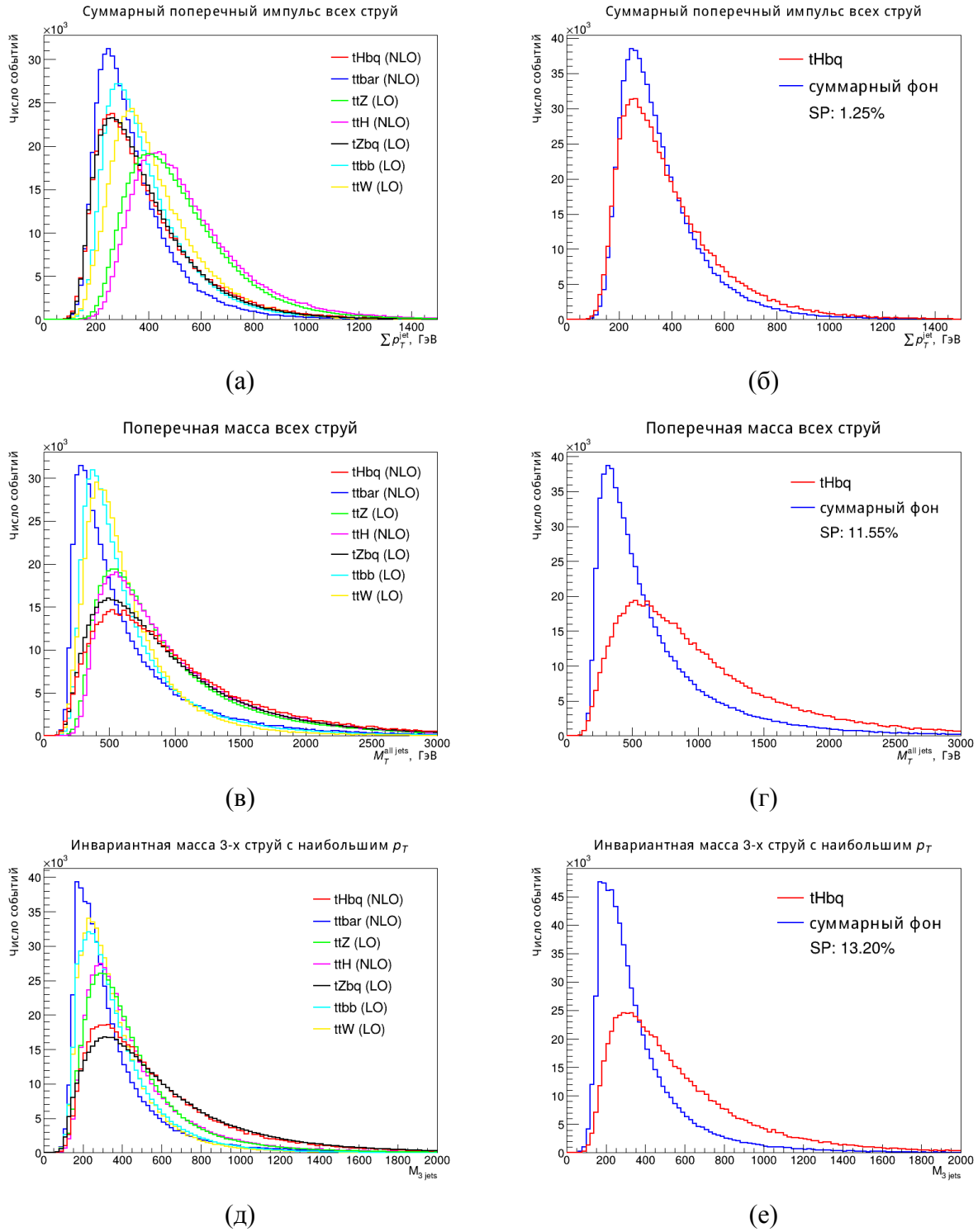


Рисунок 2.17 — Распределения по алгебраической сумме поперечных импульсов всех струй (а,б), по поперечной массе всех струй (в,г), по инвариантной массе трех струй с наибольшим p_T (д,е) с отображением всех процессов (а,в,д) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е)

На рисунке 2.18 представлено распределение по числу центральных струй, которые в данной работе определяются как: $\eta^{central-jet} \leq 1.74$. Выраженный пик в области массы топ-кварка на распределении по инвариантной массе реконстру-

ированного бозона Хиггса и центральной струи (рис. 2.19) объясняется тем, что топ-кварк, распадающийся полулептонно, практически не порождает легких струй, поэтому наиболее вероятно, что центральная струя будет происходить от распада адронного топ-кварка, от которого также реконструируется бозон Хиггса, поэтому инвариантная масса системы higgs+central-jet преимущественно будет давать массу топ-кварка.

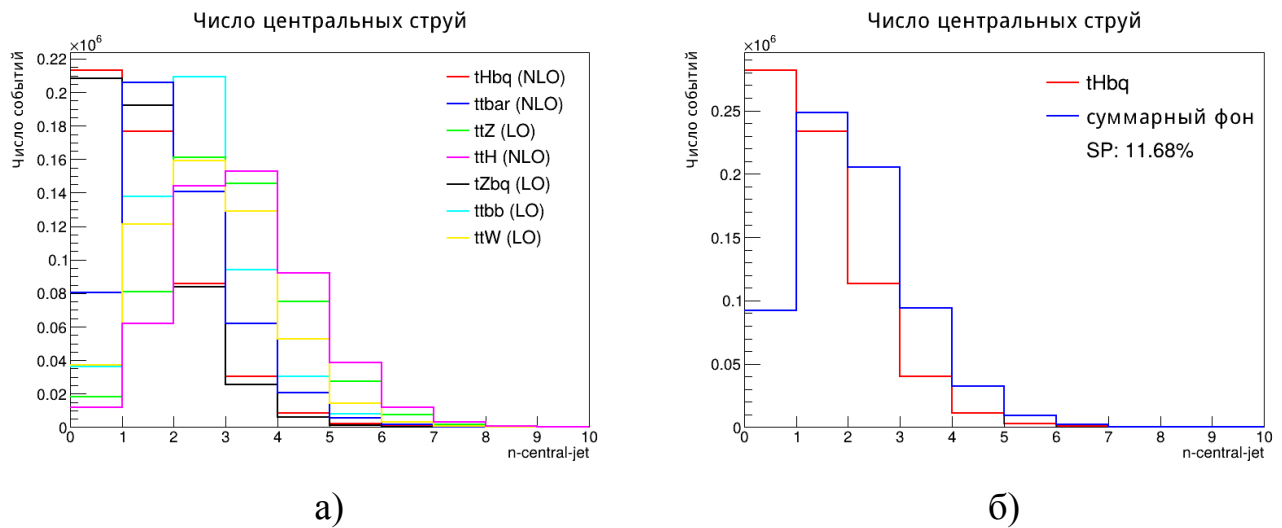


Рисунок 2.18 — Распределения по числу центральных струй а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

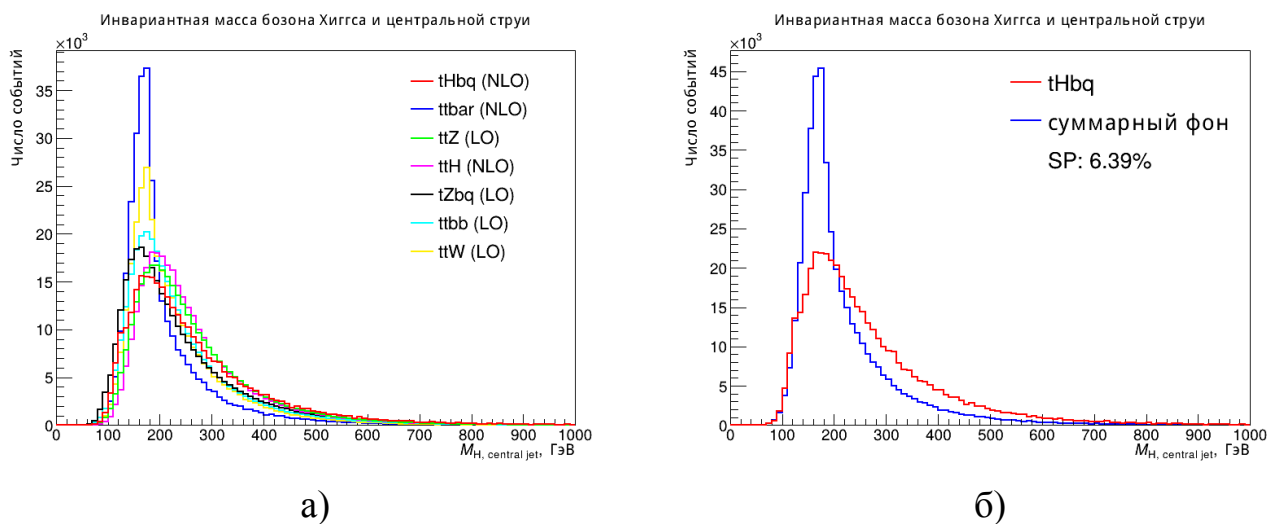


Рисунок 2.19 — Распределения по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса и центральной струи с наибольшим p_T а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

На рисунках 2.20-2.22 представлены распределения переменных, связанных с передними и тагирующими струями, по которым прослеживается тенденция наличия более высокой разделительной способности для переменных с тагирующей струей. Оба набора переменных были включены в базу данных; по результатам тренировки нейронной сети выяснилось, что наилучший результат дает использование переменных, связанных с тагирующей струей.

Чем больше инвариантная масса системы, тем больше угол разлета между продуктами в двухчастичном распаде, так как в системе центра инерции дочерние частицы вылетают под углом 180° по отношению друг к другу, а при переходе в лабораторную систему отсчета лоренцевский буст будет менее выражен для более массивных распадающихся частиц. Способ установления тагирующей струи основан на поиске легкой струи, дающей наибольшую инвариантную массу с b -струей от полулептонного топ-кварка, что приблизительно соответствует поиску самой удаленной от нее струи. Поэтому само определение тагирующей струи подразумевает наличие выделенного направления для сигнального процесса. Конфигурация tt не предусматривает присутствие такой струи, поэтому для основного фонового процесса вылет тагирующей струи относительно топ-кварка носит произвольный характер. Описанные закономерности прослеживаются на распределениях модуля разности псевдобыстрот между тагирующей струей и реконструированным топ-кварком на рисунке 2.20(а,б). Распределение для передней струи (рис. 2.20(в,г)) дает меньшую разделительную способность для этой же переменной из-за того, что она определена как струя с наибольшим p_T в диапазоне псевдобыстрот $|\eta^{forward-jet}| > 1.74$, а не как самая дальняя от топ-кварка легкая струя. Эти же рассуждения объясняют поведение распределений по модулю разности псевдобыстрот между реконструированным бозоном Хиггса и тагирующей (передней) струей на рисунке 2.20(д,е(ж,з)), а также распределений по инвариантной массе реконструированного топ-кварка и тагирующей (передней) струей и по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса и тагирующей (передней) струей на рисунке 2.21.

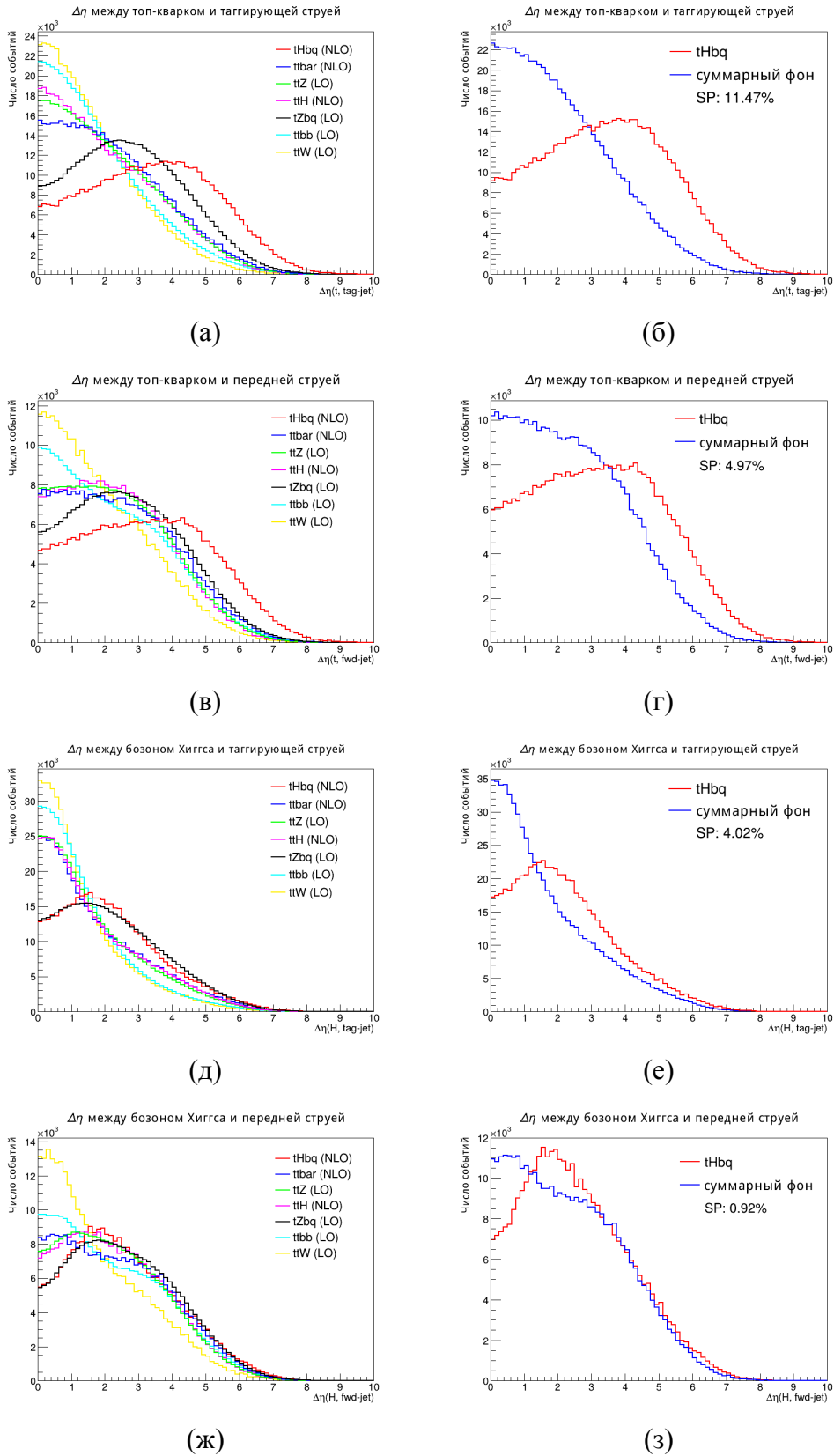


Рисунок 2.20 — Распределение по модулю разности псевдобыстрот между реконструированным топ-кварком и тагирующей (передней) струей (а,б (в,г)), реконструированным бозоном Хиггса и тагирующей (передней) струей (д,е (ж,з)) с отображением всех процессов (а,в,д,ж) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е,з)

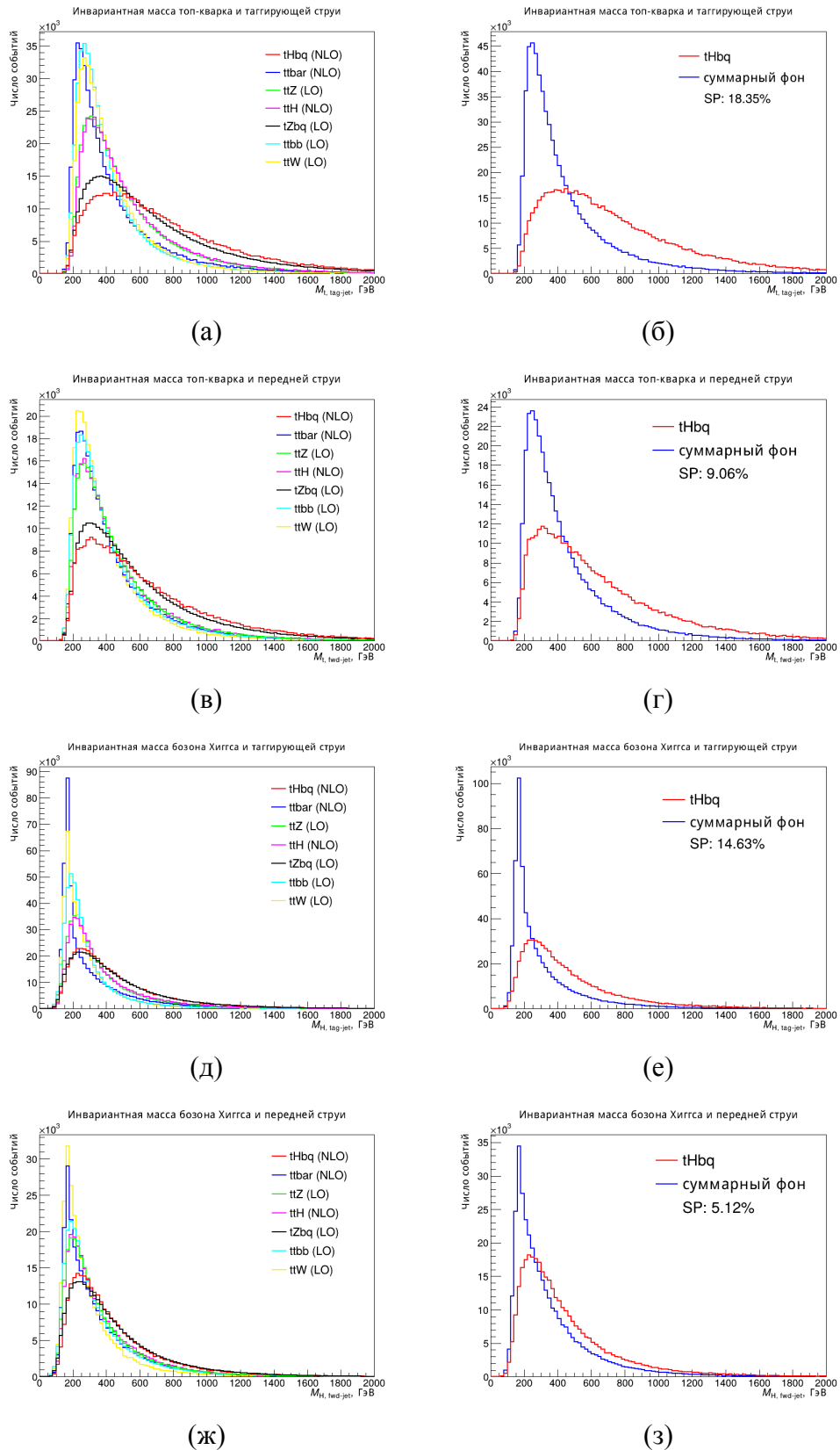


Рисунок 2.21 — Распределение по инвариантной массе реконструированного топ-кварка и тагирующей (передней) струей (а,б (в,г)), реконструированного бозона Хиггса и тагирующей (передней) струей (д,е (ж,з)) с отображением всех процессов (а,в,д,ж) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е,з)

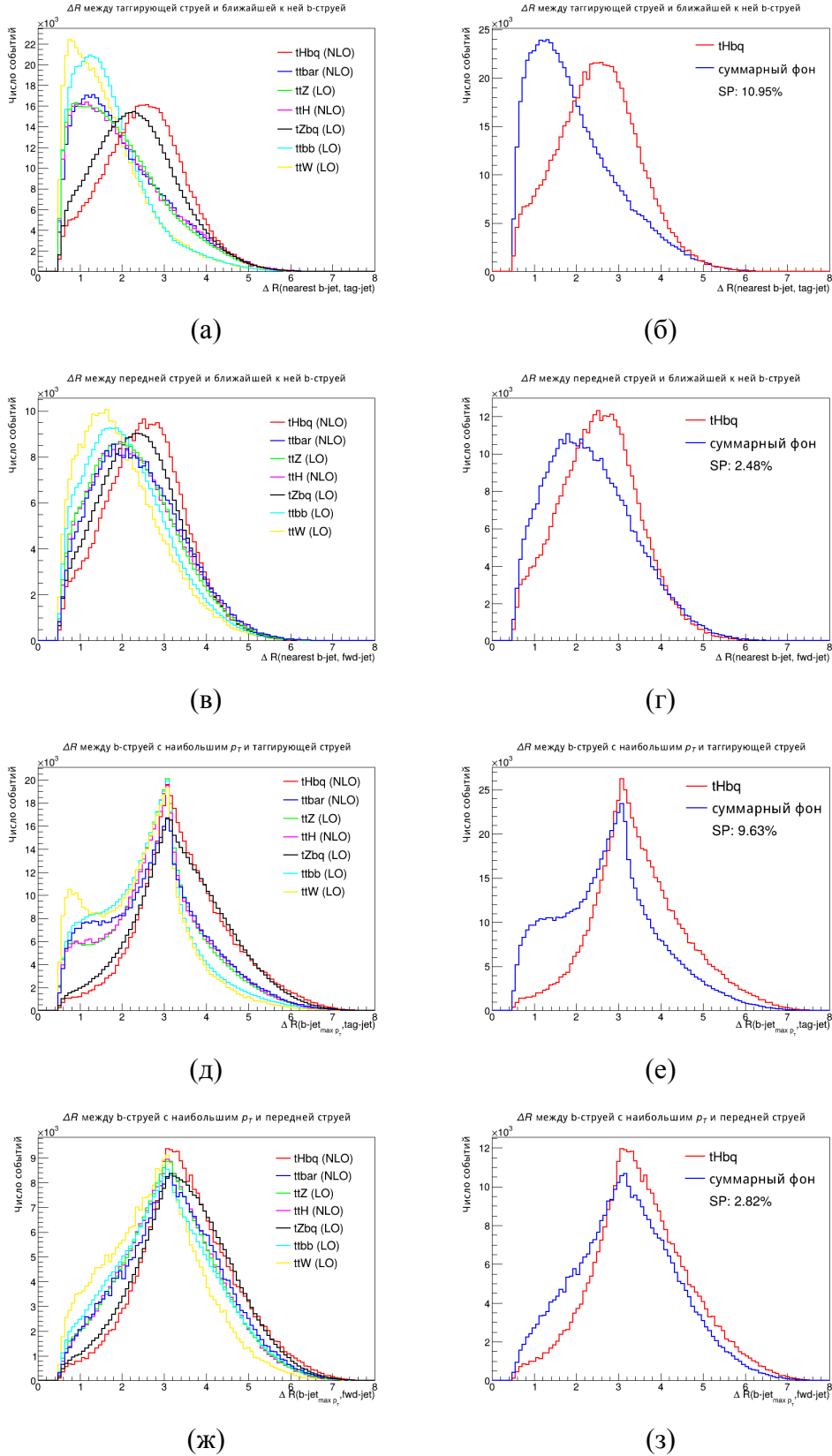


Рисунок 2.22 — Распределение по ΔR между ближайшей к тагирующей (передней) b -струей и тагирующей (передней) струей (а,б (в,г)), ΔR между b -струей с наибольшим p_T и тагирующей (передней) струей (д,е (ж,з)) с отображением всех процессов (а,в,д,ж) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е,з)

В $pp \rightarrow tt$ W-бозон от адронного топ-кварка порождает две легкие струи. В данной работе для всех фоновых процессов производится реконструкция сигнального процесса. Построение переменной по ΔR между двумя легкими струями является обратной задачей – попытаться реконструировать основной фоновый процесс в сигнальном процессе. К нахождению этой переменной можно подойти двумя способами: 1) найти две легких струи с наибольшим p_T (рис. 2.23); 2) найти две легких струи, инвариантная масса которых наиболее близка к массе W-бозона (рис. 2.24). Не выраженный пик в области малых значений ΔR на распределениях 2.23-2.24 может быть связан с ошибкой реконструкции одной струи как двух, если между двумя объектами, по которым происходит кластеризация, $\Delta R \geq 0.5$, что примерно соответствует области этого пика.

На рисунке 2.25(а,б) приведено распределение по инвариантной массе системы реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка. Распределение для основного фонового процесса имеет более вытянутый пик левее сигнального процесса, потому что представляет собой не полную реконструкцию системы tt , которая в виду одинаковых масштабов энергии имела бы схожую с сигнальным процессом форму. На рисунках 2.25(в-е) представлены распределения по модулю разности псевдобыстрот и модулю разности азимутальных углов соответственно между реконструированными топ-кварком и бозоном Хиггса. Выраженный пик в районе 3.14 на распределении 2.25(д,е) для основного фонового процесса отвечает событиям, в которых число не b-струй равно нулю, так как в этом случае алгоритмы реконструкции бозона Хиггса и топ-кварка в данной работе приведут к точному равенству $p_{T,H} = -p_{T,top}$, откуда следует, что $|\Delta\phi(top, H)| = \pi$.

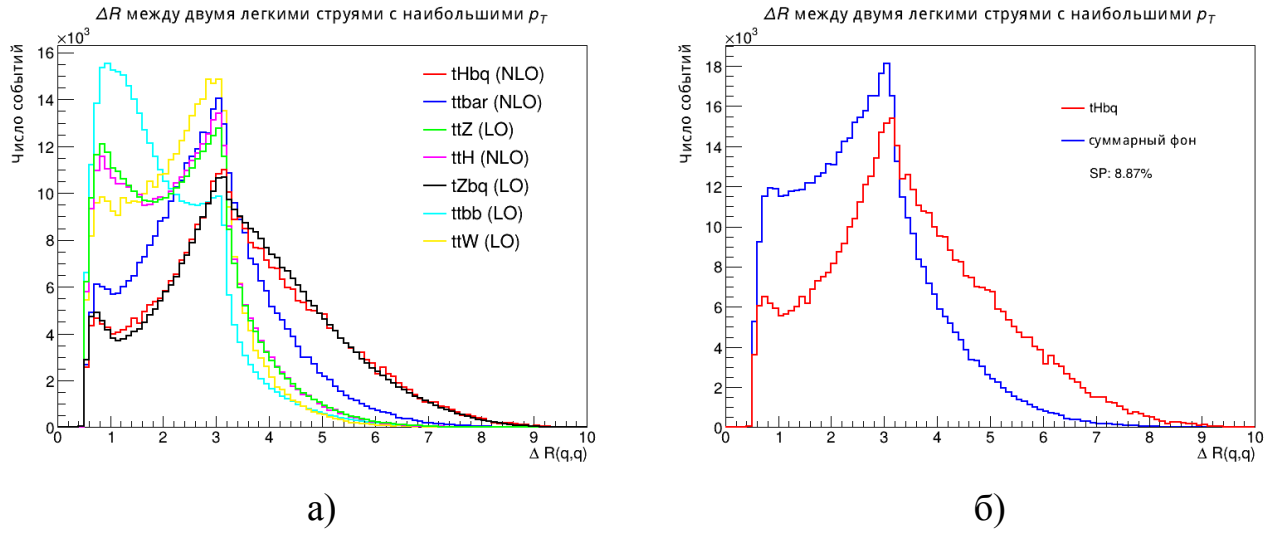


Рисунок 2.23 — Распределения по ΔR между двумя легкими струями с наибольшим p_T а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

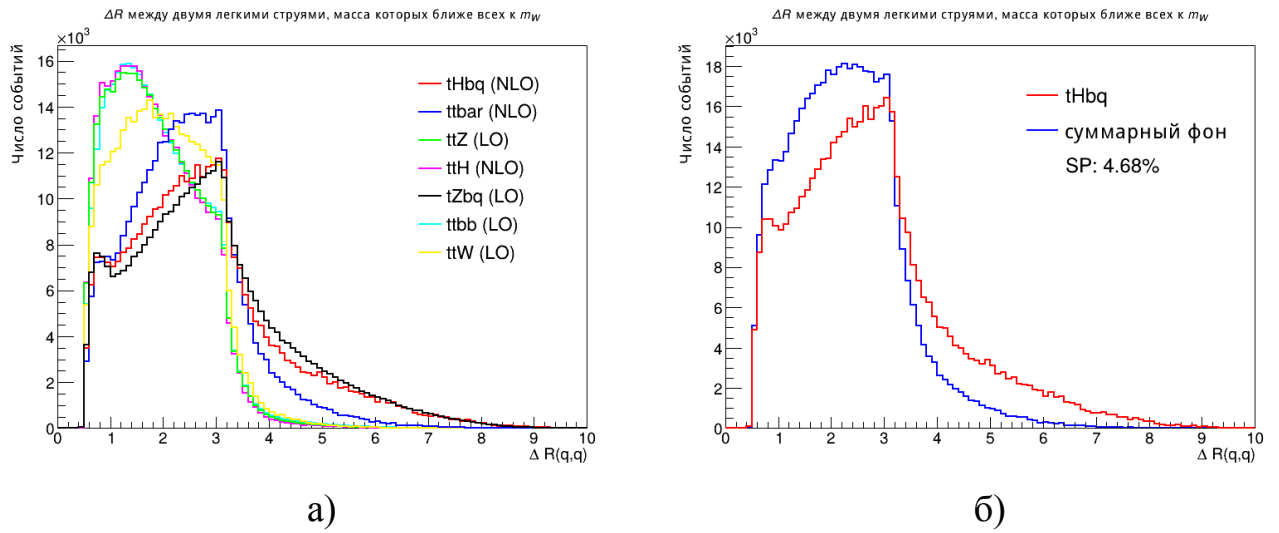
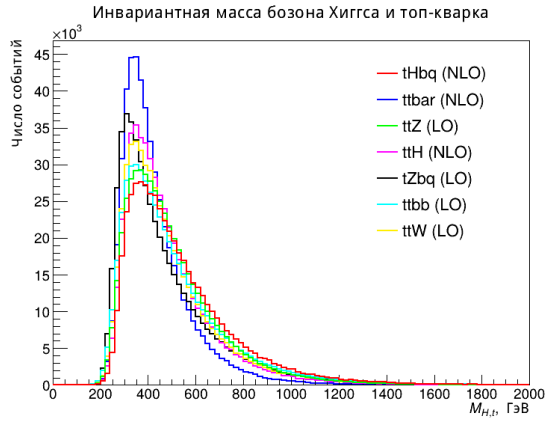
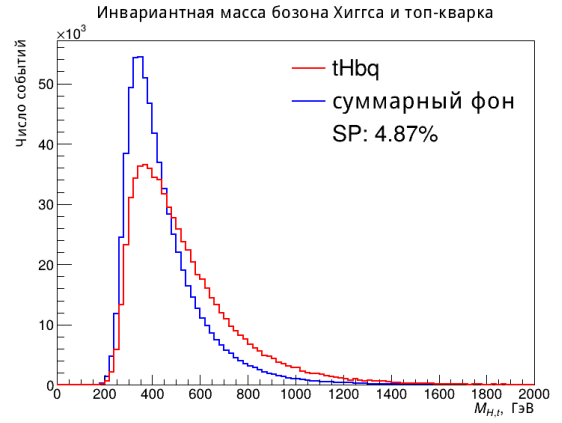


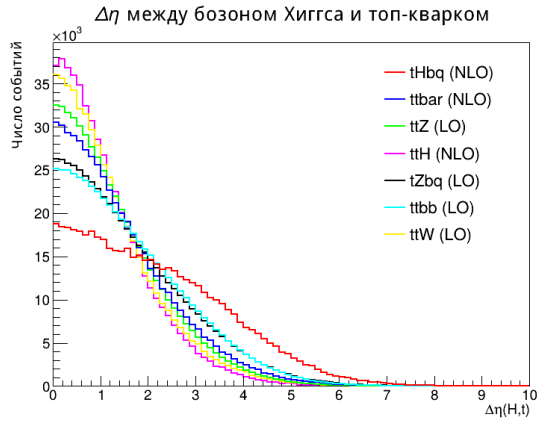
Рисунок 2.24 — Распределения по ΔR между легкими струями, инвариантная масса которых наиболее близка к массе W-бозона, а) с отображением всех процессов, б) с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов



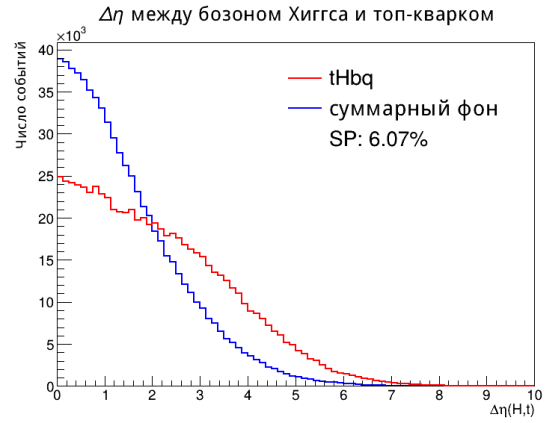
(а)



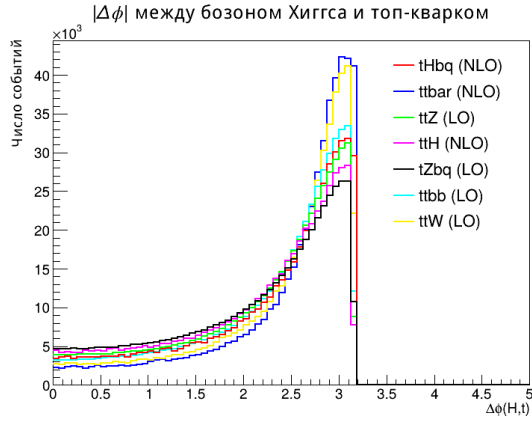
(б)



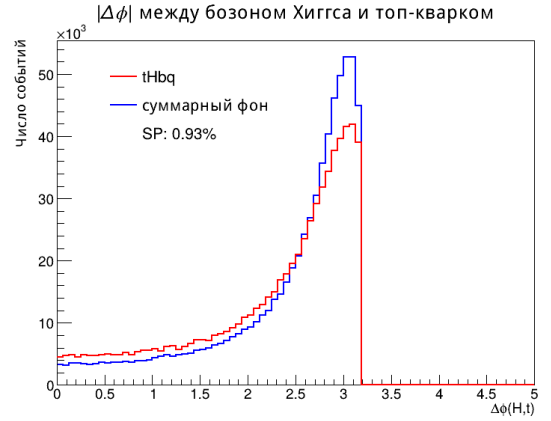
(в)



(г)



(д)



(е)

Рисунок 2.25 — Распределения по инвариантной массе (а,б), по разности по модулю псевдобыстрот (в,г), по разности по модулю азимутальных углов (д,е) реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка с отображением всех процессов (а,в,д) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е)

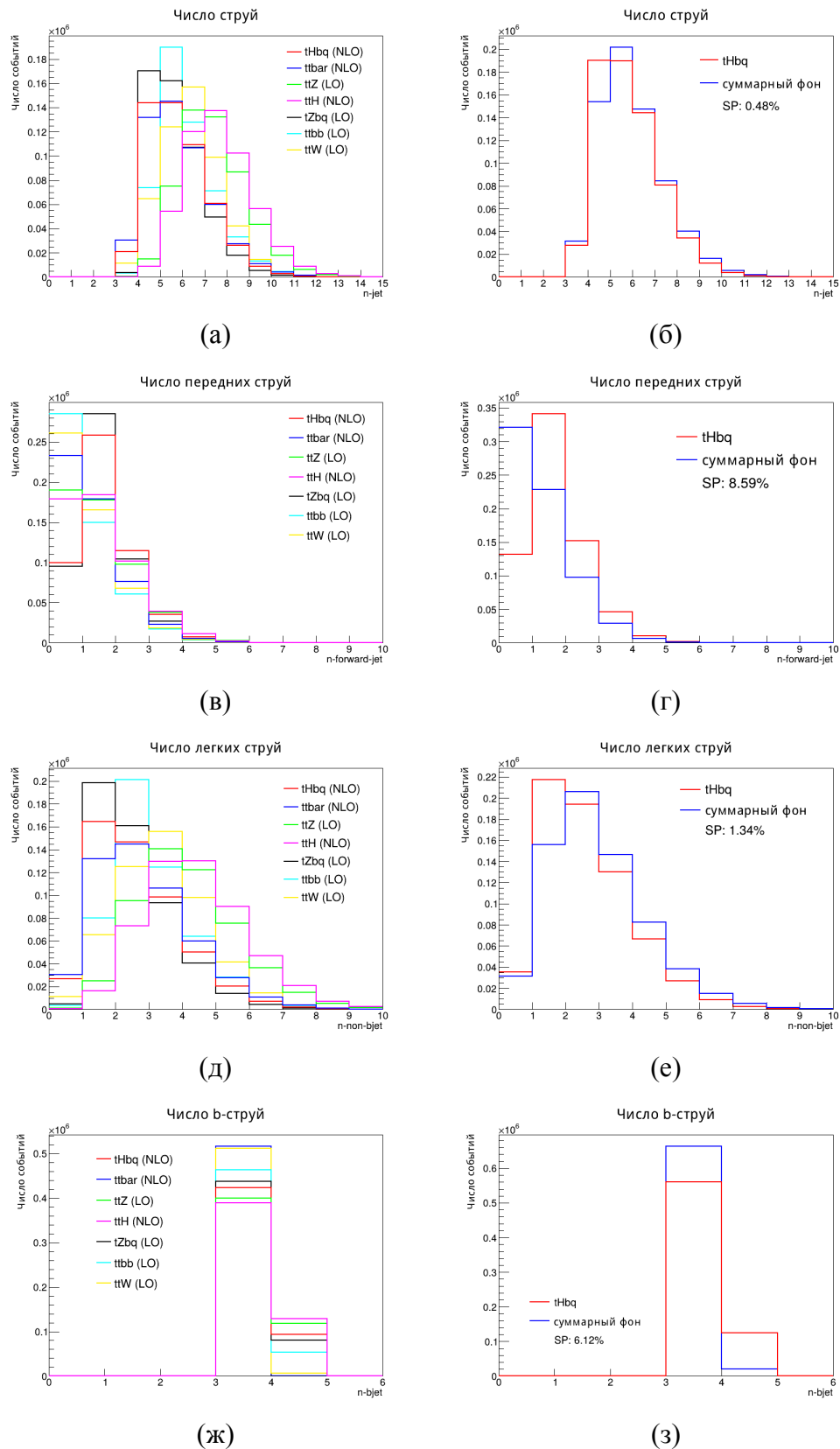


Рисунок 2.26 — Распределение по числу струй (а,б), числу передних струй (в,г), числу не b -струй (д,е), числу b -струй (ж,з) с отображением всех процессов (а,в,д,ж) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е,з)

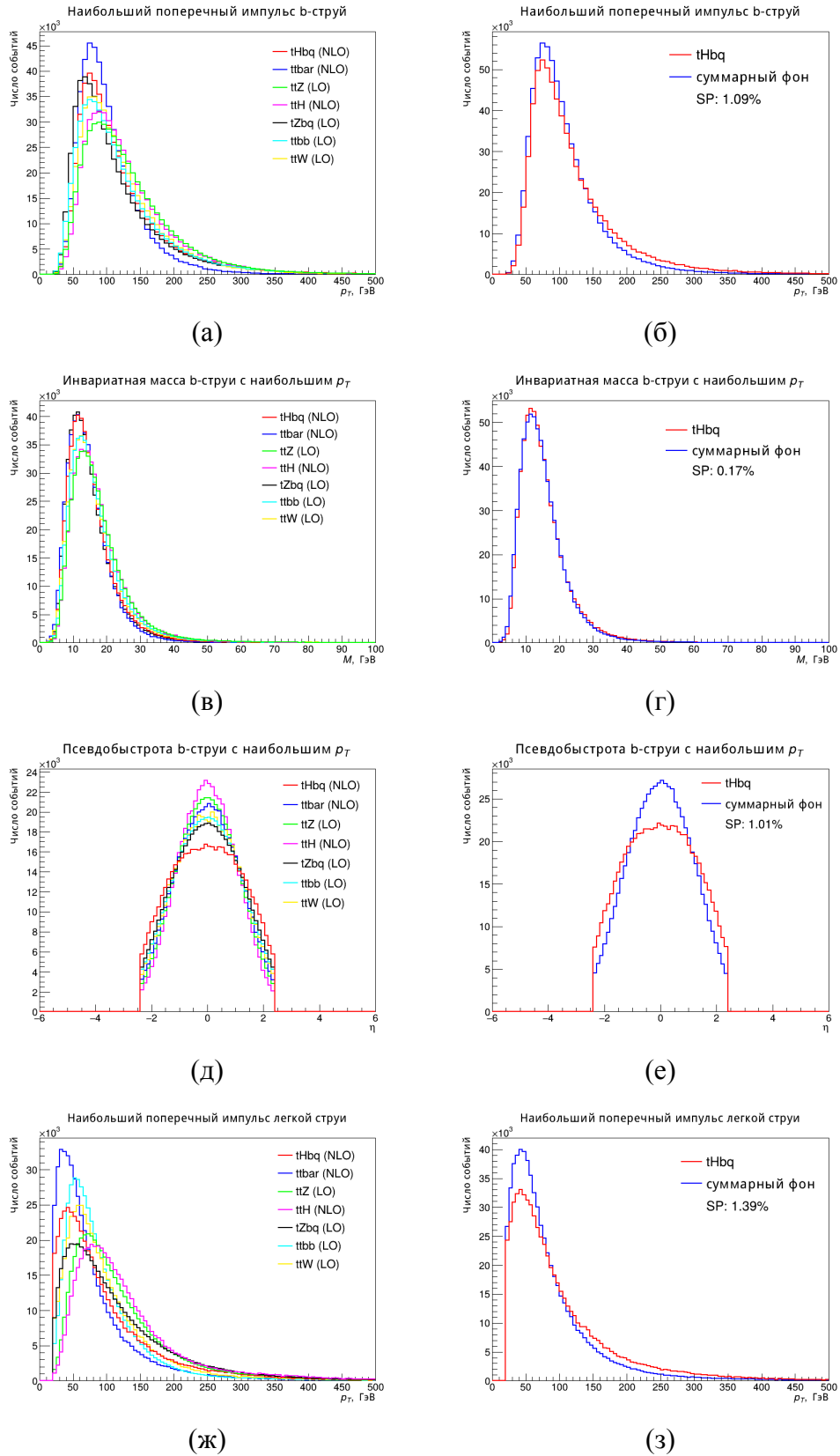
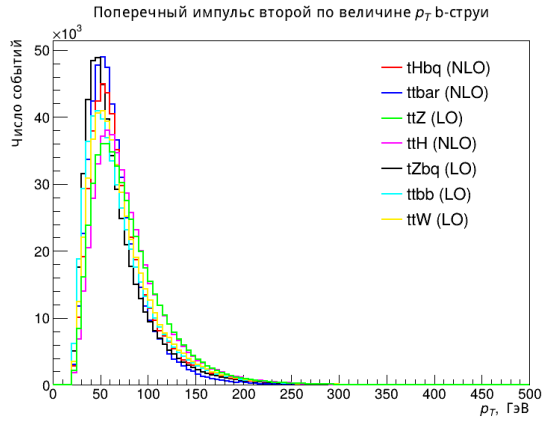
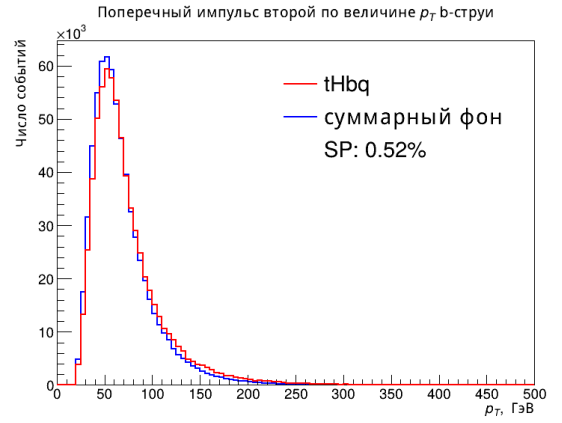


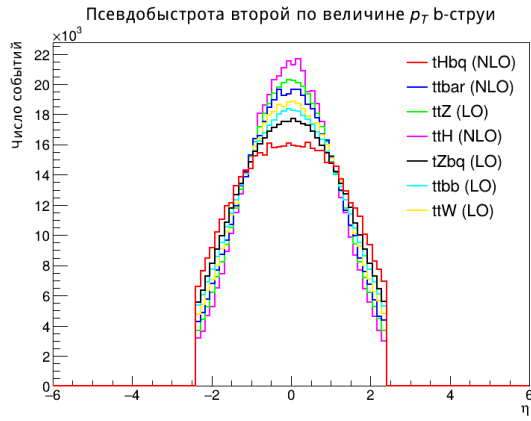
Рисунок 2.27 — Распределение по поперечному импульсу b -струи с наибольшим p_T (а,б), по инвариантной b -струи с наибольшим p_T (в,г), псевдобыстроте b -струи с наибольшим p_T (д,е), по поперечному импульсу b -струи с наибольшим p_T (ж,з) с отображением всех процессов (а,в,д,ж) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е,з)



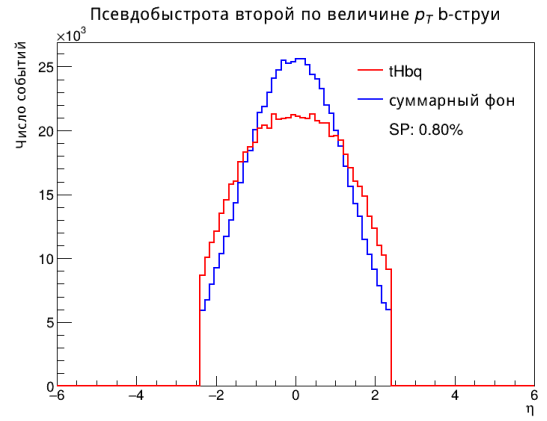
(а)



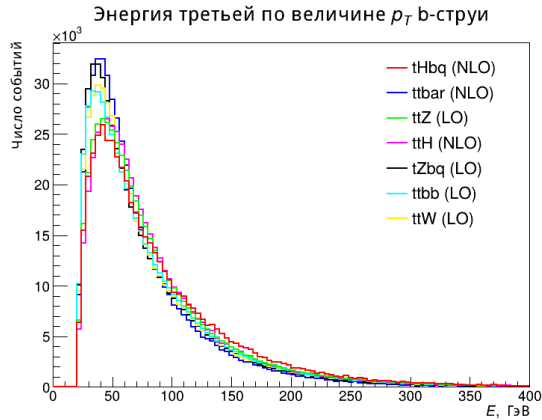
(б)



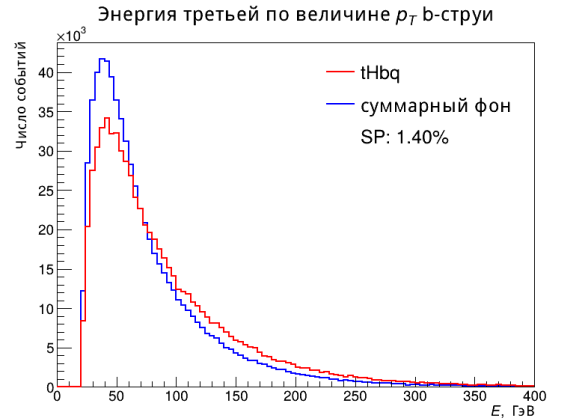
(в)



(г)

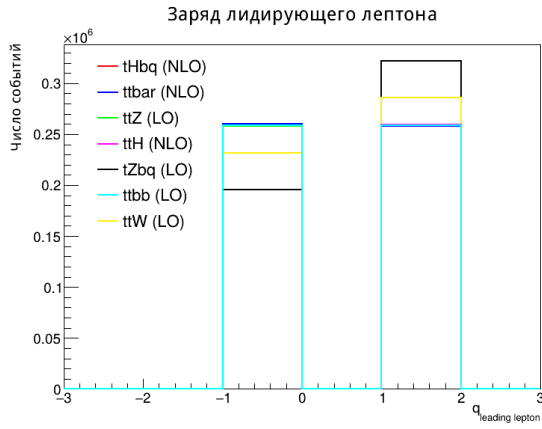


(д)

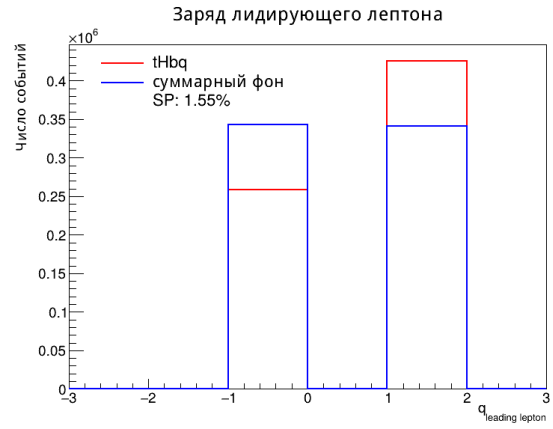


(е)

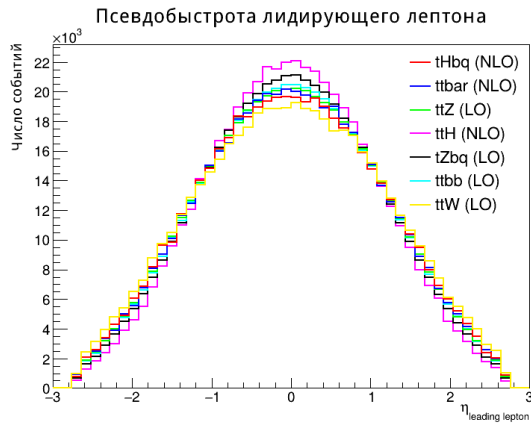
Рисунок 2.28 — Распределения по поперечному импульсу b -струи со вторым по величине p_T (а,б), по псевдобыстроте b -струи со вторым по величине p_T (в,г), по энергии b -струи с третьим по величине p_T (д,е) с отображением всех процессов (а,в,д) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е)



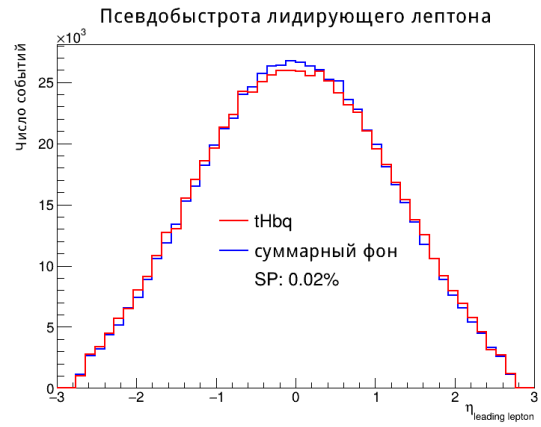
(а)



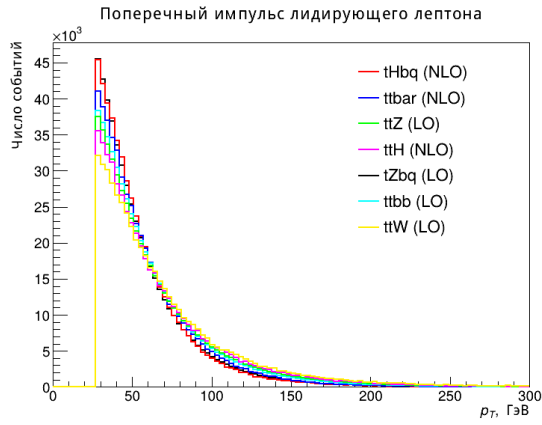
(б)



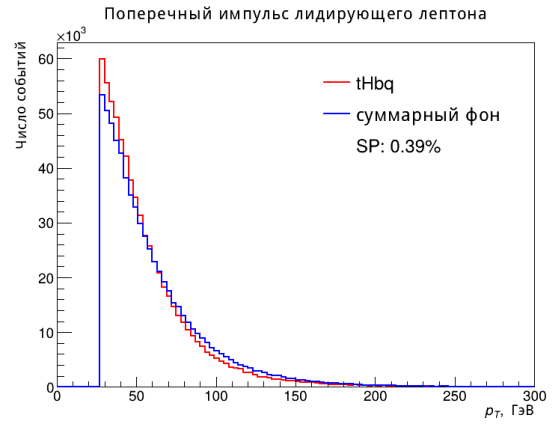
(в)



(г)



(д)



(е)

Рисунок 2.29 — Распределения по заряду (а,б), по псевдобыстроте (в,г), по поперечному импульсу (д,е) лидирующего лептона с отображением всех процессов (а,в,д) и с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов (б,г,е)

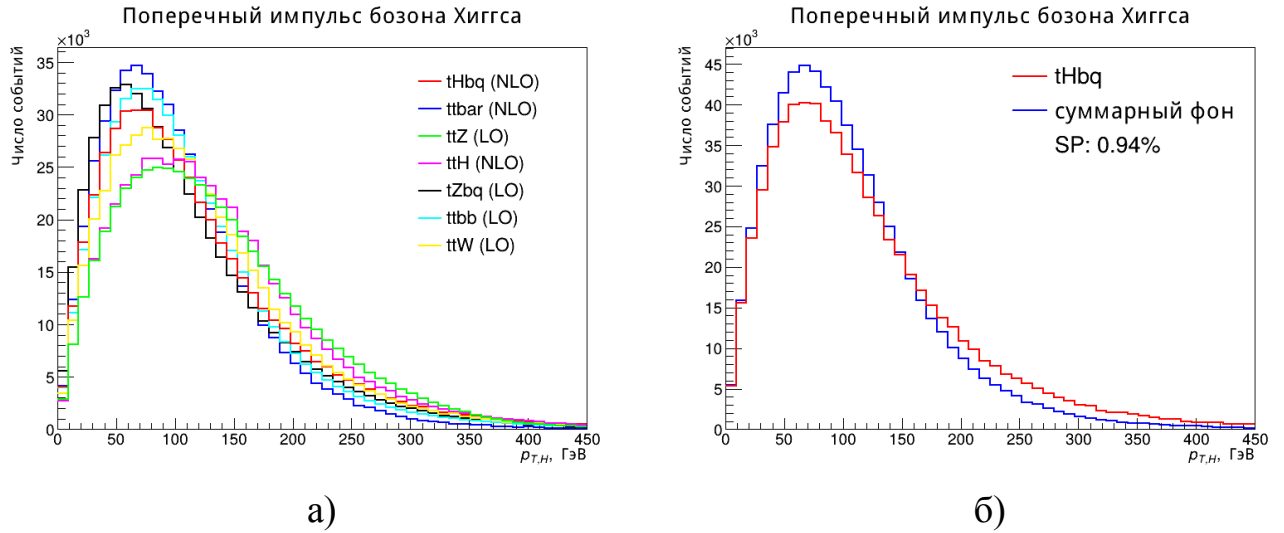


Рисунок 2.30 — Распределения по поперечному импульсу реконструированного бозона Хиггса а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

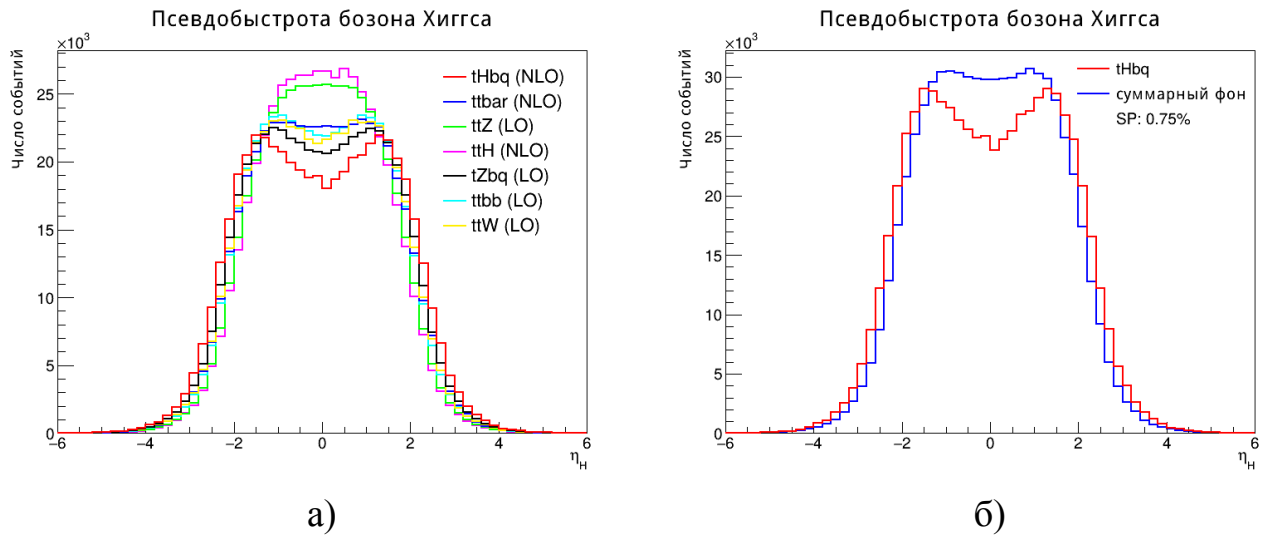


Рисунок 2.31 — Распределения по псевдобыстроте реконструированного бозона Хиггса а)с отображением всех процессов, б)с отображением сигнального процесса и суммарного вклада фоновых процессов

2.6 СРАВНЕНИЕ LO И NLO

Для увеличения точности предсказаний и снижения теоретической неопределенности, критически важной при сравнении с экспериментальными данными, было выполнено моделирование сигнального процесса $pp \rightarrow tHbq$ и фоновых процессов с наибольшими сечениям ($t\bar{t}$, ttH , см. таблицу 2.1) в приближении следующего после ведущего порядка теории возмущений (NLO).

Хотя NLO-расчёты обеспечивают более точное предсказание сечений и кинематических распределений, их практическая реализация в автоматизированных МК-генераторах, таких как MadGraph5_aMC@NLO, сталкивается с определенными проблемами, а именно:

- В отличие от расчётов в ведущем порядке (Leading Order, LO), которые ограничиваются древовидными диаграммами, моделирование в следующем ведущем порядке (NLO) требует учёта двух новых классов диаграмм: петлевых диаграмм (учет виртуальных поправок) и диаграмм с реальным излучением дополнительной частицы (Real Emission). Расчёт виртуальных поправок сводится к численному интегрированию многомерных петель от сложных сингулярных функций, в то время как для поправок реального излучения необходимо проводить регуляризации инфракрасных и коллинеарных расходимостей с последующим согласованием с виртуальным вкладом. Совокупность этих факторов приводит к увеличению вычислительной сложности, что напрямую выражается в росте затрат CPU (Central Processing Unit).
- При совмещении вкладов от виртуальных поправок и реального излучения для устранения инфракрасных расходимостей используется процедура вычитания (Subtraction Method), следствием которой является наличие отрицательных весов у смоделированных событий, что, в свою очередь, приводит к увеличению флуктуаций и снижению эффективной статистики.
- При совмещении NLO-расчетов матричных элементов с процессом развития партонного ливня возникает риск учета одной и той же кинематической конфигурации дважды (Double Counting).

Первая проблема в данной работе была решена с помощью выполнения генерации событий на распределённой вычислительной системе (Grid-вычисления). Вторая проблема – это фундаментальная особенность NLO-расчетов, не имеющая универсального метода полного устранения. Общепринятая практика заключается в корректном учёте знака веса при построении итоговых распределений. Третья проблема для сигнального процесса устраняется путем исключения диаграмм с прямым рождением W -бозонов.

Для оценки влияния поправок более высокого порядка было проведено сравнение распределений кинематических переменных, включённых в сгенерированную базу данных, полученных в рамках LO и NLO моделирования.

Распределения в приложении А демонстрируют хорошее согласие между LO и NLO приближениями. Незначительные различия прослеживаются в некоторых угловых переменных (например рис.2.32). Заметные различия наблюдаются в распределениях переменных, связанных с числом струй (рис.2.33): в NLO увеличивается доля событий с большим числом струй. Это ожидаемый эффект, связанный с появлением в NLO-расчётах дополнительных, преимущественно мягких, струй от реального излучения. Поскольку такие струи вносят малый вклад в жёсткую кинематику, распределения для жестких частиц практически не меняются. Важно отметить, что взаимодействие адронов, включая мягкое и коллинеарное излучение, моделируется партонным ливнем, параметры которого калибруются по экспериментальным данным независимо от порядка расчёта матричного элемента. Это также вносит вклад в наблюдаемое согласие между LO и NLO результатами.

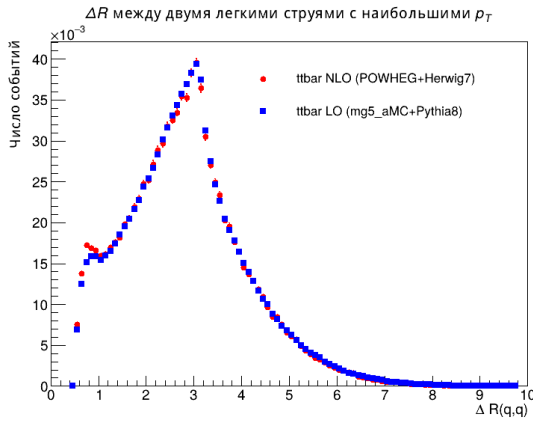
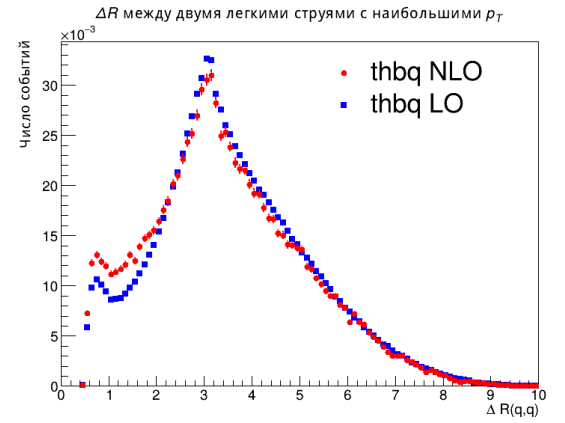
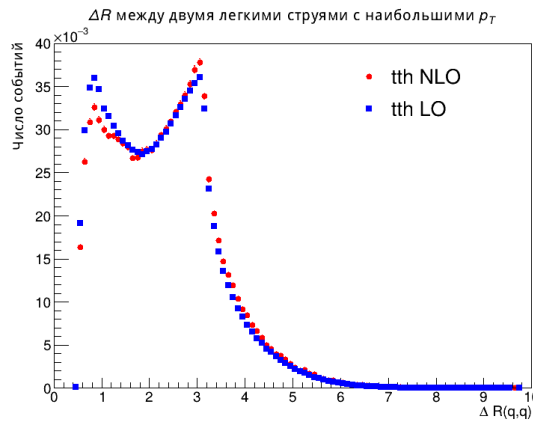
(a) $t\bar{t}$ (б) $tHbq$ (в) $t\bar{t}H$

Рисунок 2.32 — Распределения по ΔR между двумя легкими струями с наибольшим p_T , синие точки – LO, красные – NLO

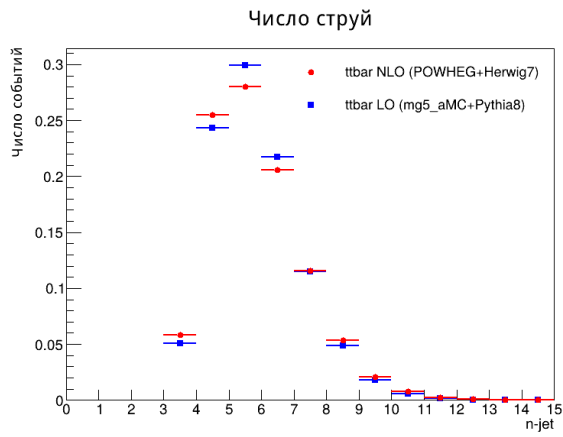
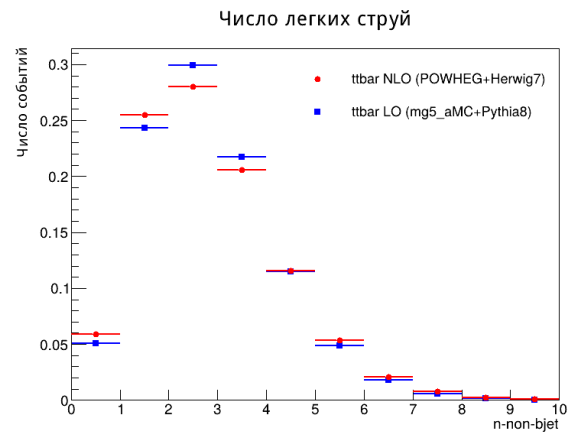
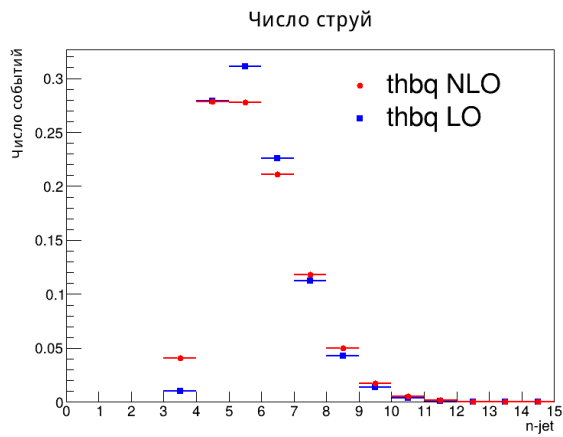
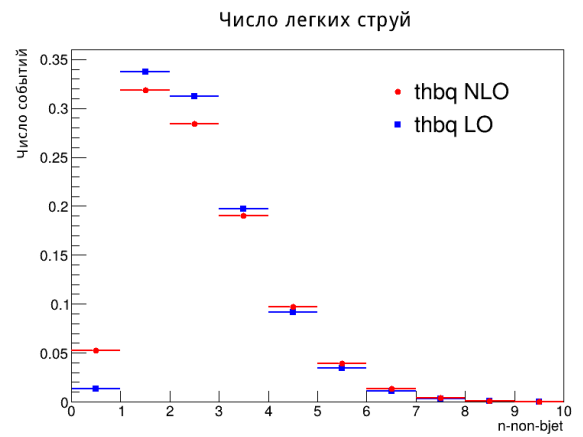
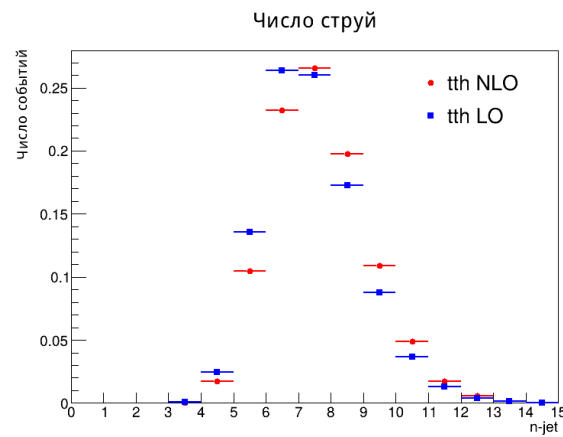
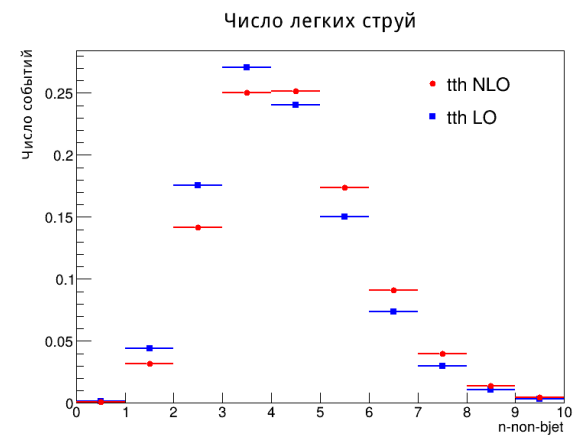
(а) $t\bar{t}$ (б) $t\bar{t}$ (в) $tHbq$ (г) $tHbq$ (д) $t\bar{t}H$ (е) $t\bar{t}H$

Рисунок 2.33 — Распределения по числу струй (а,в,д) и по числу не b -струй (б,г,е), синие точки – LO, красные – NLO

2.7 МОДЕЛИРОВАНИЕ СОБЫТИЙ В РАМКАХ ИВТ

МОДЕЛИ

Как отмечалось во введении, анализ сигнального процесса $pp \rightarrow tHbq$ предоставляет возможность проверки предсказаний СМ и моделей, выходящих за её рамки, в частности, модели ИВТ (ITC, Inverted Top Coupling). В данной работе в рамках ИТС-модели были воспроизведены кинематические переменные, рассмотренные ранее в этой главе. События сигнального процесса моделировались с использованием встроенной в MadGraph5_aMC@NLO модели HC_NLO_X0 (см. раздел 1.2) в формате UFO (Universal FeynRules Output) для двух фаз: $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 180^\circ$ (табл. 2.2). Ниже представлены распределения кинематических переменных (рис. 2.34-2.36), которые демонстрируют наиболее значимые различия между двумя моделями, что позволяет выделить ключевые наблюдаемые для поиска CP -нарушающих эффектов.

Таблица 2.2 — Количество смоделированных и отобранных для записи в базу данных событий для сигнального процесса в рамках СМ и ИВТ

Процесс	N_{events}	σ (фб)	N_{sel}	$N_{weighted}$
$tHbq$ (СМ)	5 497 800	13.29	700 892	842.96
$tHbq$ (ИВТ)	5 497 800	157.20	910 801	13021.37

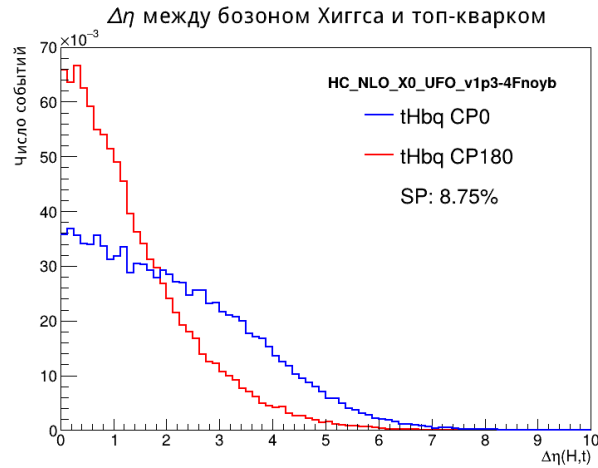


Рисунок 2.34 — Модуль разности псевдобыстрот между реконструированными бозоном Хиггса и топ-кварком в рамках СМ (красный) и ИВТ (синий) моделей для процесса $pp \rightarrow tHbq$

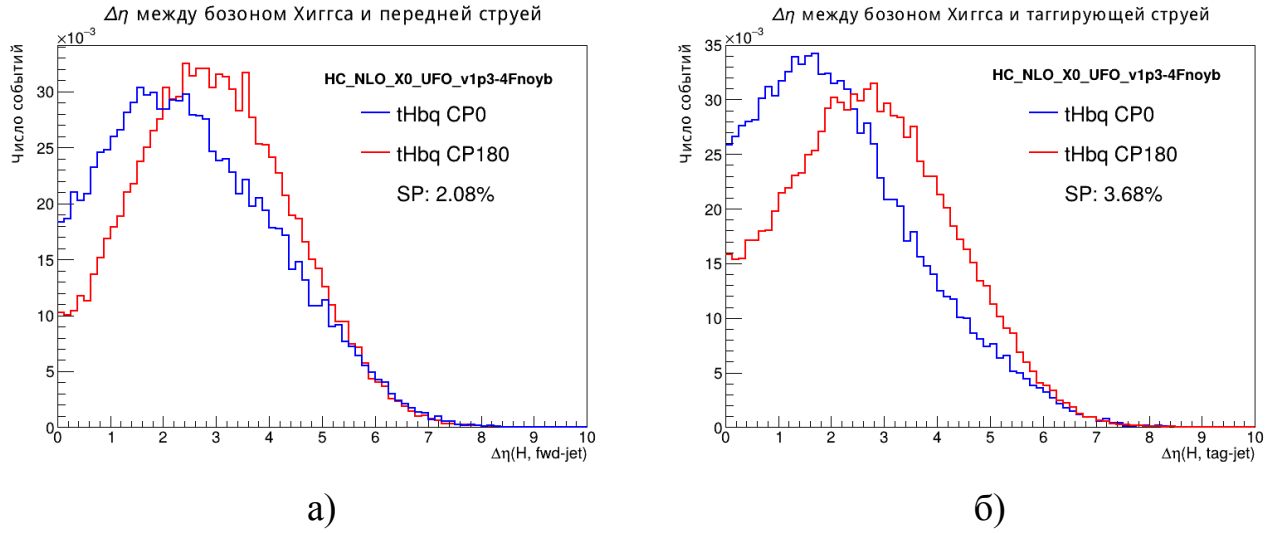


Рисунок 2.35 — Модуль разности псевдобыстрот между реконструированными бозоном Хиггса и а) передней, б) тагирующей струей в рамках СМ (красный) и ИВТ (синий) моделей для процесса $pp \rightarrow tHbq$

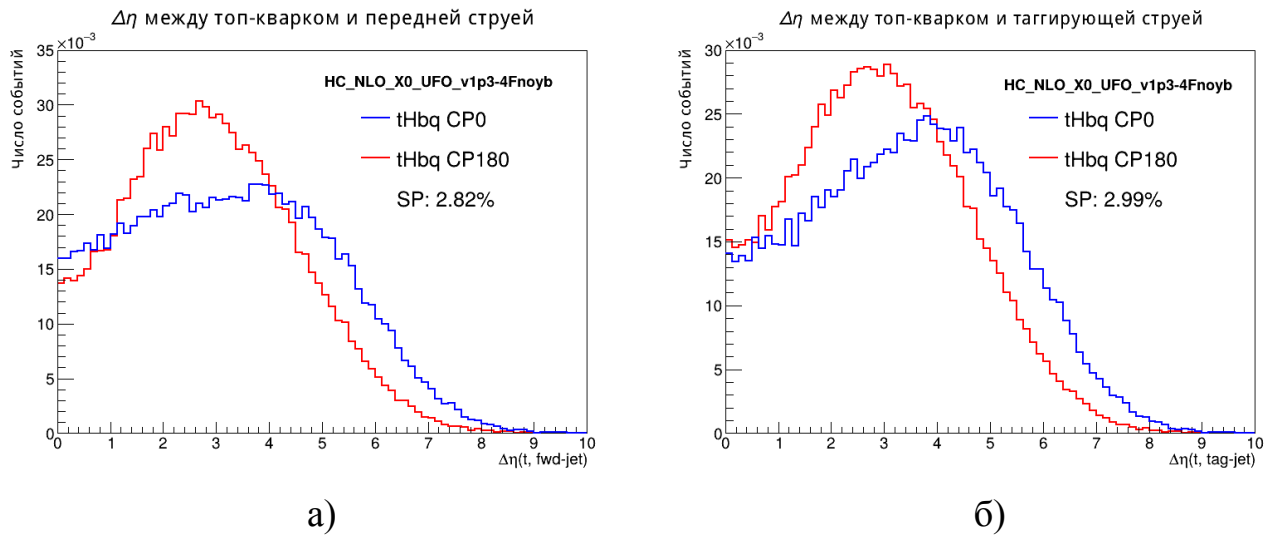


Рисунок 2.36 — Модуль разности псевдобыстрот между реконструированными топ-кварком и а) передней, б) тагирующей струей в рамках СМ (красный) и ИВТ(синий) моделей для процесса $pp \rightarrow tHbq$

2.8 ВАЛИДАЦИЯ

Так как в данной работе используется упрощённое моделирование событий и альтернативный алгоритм реконструкции, отличный от полной процедуры симуляции и реконструкции, принятой в эксперименте ATLAS, необходимо обосновать корректность использования сгенерированной базы данных для обучения нейронной сети. С этой целью была проведена валидация смоделированных в ра-

боте событий с официальными Монте-Карло данными коллаборации ATLAS для энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Распределения на рисунках демонстрируют хорошее согласие между данными, что подтверждает валидность предложенного подхода к моделированию событий и доказывает возможность использования сгенерированных данных для обучения нейронной сети.

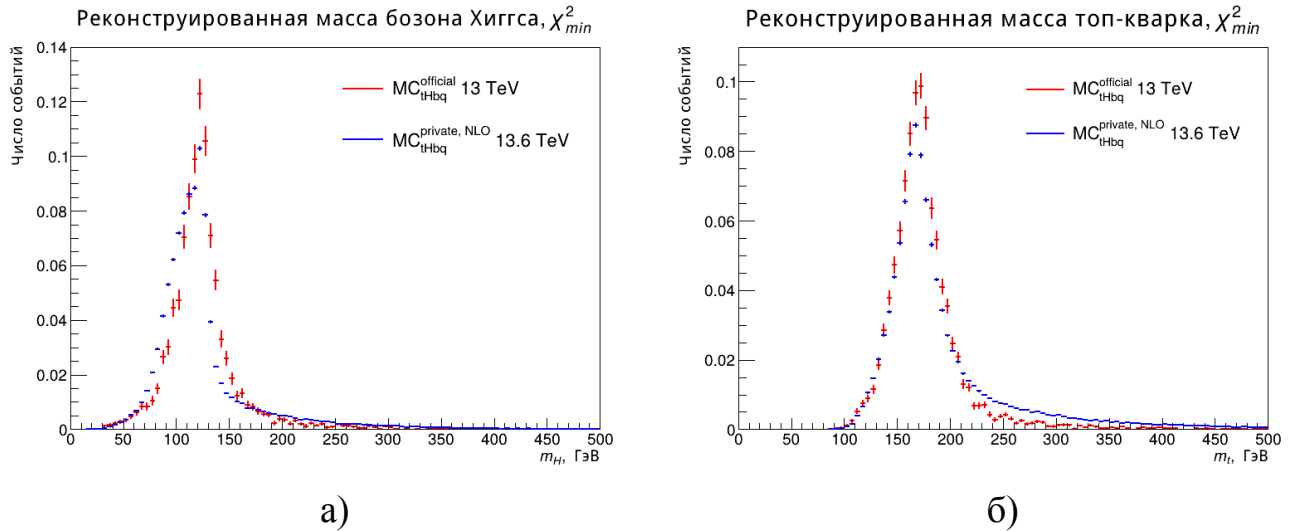


Рисунок 2.37 — Распределения по инвариантной массе реконструированных бозона Хиггса (а) и топ-кварка (б), синие точки – приватные данные, красные точки – официальные МК-данные ATLAS

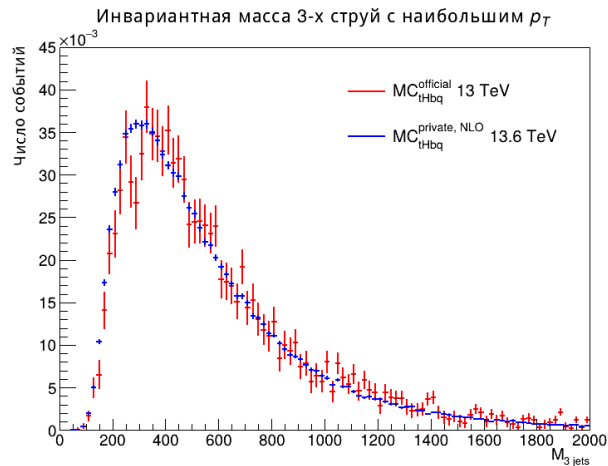


Рисунок 2.38 — Распределение по инвариантной массе трех струй с наибольшим p_T , синие точки – приватные данные, красные точки – официальные МК-данные ATLAS

3 ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Сложность выделения сигнального процесса $pp \rightarrow tHbq$ на фоне основных фоновых процессов иллюстрирует, например, распределение по инвариантной массе бозона Хиггса (рис.2.9б). Отсутствие явной области, где один процесс доминирует, исключает возможность эффективного разделения сигнала от фона с помощью простых прямоугольных отборов (Cut&Count analysis).

Для достижения необходимой точности в разделении сигнального и фоновых процессов требуется подход, учитывающий совместное распределение множества кинематических переменных. Эта задача оптимально решается с помощью методов машинного обучения, в том числе с использованием нейронных сетей.

Для оценки чувствительности экспериментов на БАК к сигнальному процессу в рамках СМ и ИВТ смоделированные данные были обработаны с помощью нейронной сети. Архитектуры используемых сетей приведены в таблицах 3.1 и 3.2.

Таблица 3.1 — Архитектура и параметры обучения для нейронной сети, разделяющей сигнал СМ от суммарного фона, где N_n — число нейронов в слое

Архитектура					
Слой		N_n	Функция активации		Нормализация
Входной слой		48	-		-
1-ый скрытый слой		160	swish		BatchNormalization, Dropout(0.5)
2-ый скрытый слой		160	tanh		BatchNormalization, Dropout(0.5)
3-ый скрытый слой		96	swish		BatchNormalization, Dropout(0.3)
Выходной слой		1	Sigmoid		-
Параметры обучения					
Параметр	Оптимизатор	Скорость обучения	Размер батча	Функция потерь	Число эпох
Значение	Adam	0.0004	512	Binary Crossentropy	5000

Таблица 3.2 — Архитектура и параметры обучения для нейронной сети, разделяющей сигнал ИВТ от суммарного фона, где N_n — число нейронов в слое

Архитектура					
Слой		N_n	Функция активации	Нормализация	
Входной слой		47	-	-	
1-ый скрытый слой		160	swish	BatchNormalization, Dropout(0.5)	
2-ый скрытый слой		160	tanh	BatchNormalization, Dropout(0.5)	
3-ый скрытый слой		96	swish	BatchNormalization, Dropout(0.3)	
Выходной слой		1	Sigmoid	-	
Параметры обучения					
Параметр	Оптимизатор	Скорость обучения	Размер батча	Функция потерь	Число эпох
Значение	Adam	0.0004	512	Binary Crossentropy	5000

На рисунках 3.1-3.3 представлены ROC-кривые (Receiver Operating Characteristic), зависимости значимости сигнала от порога классификации и распределения значений выходного нейрона нейронных сетей, которые в совокупности демонстрируют хорошую способность для выбранных архитектур разделять сигнальный процесс от фоновых. Об этом свидетельствуют полученные значения для AUC (Area Under Curve): случайно выбранное сигнальное событие в рамках СМ и ИВТ с вероятностью 88-89% будет иметь более высокий выход сети, чем случайно выбранное фоновое событие.

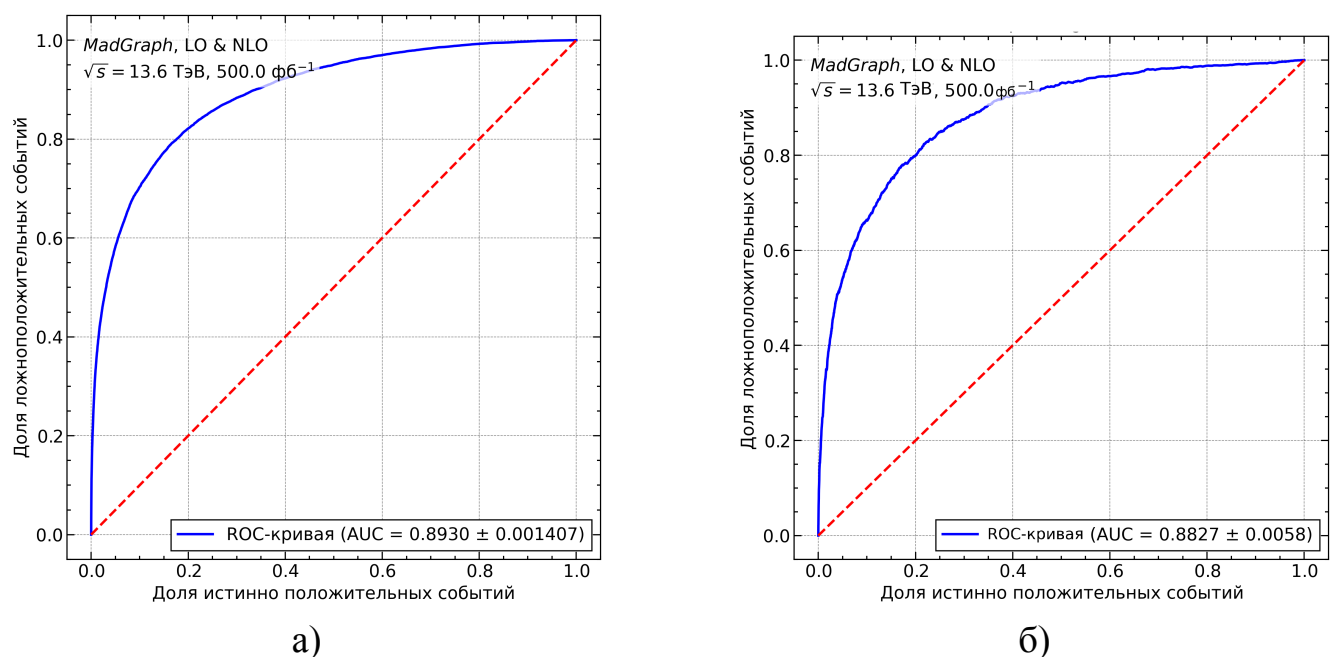
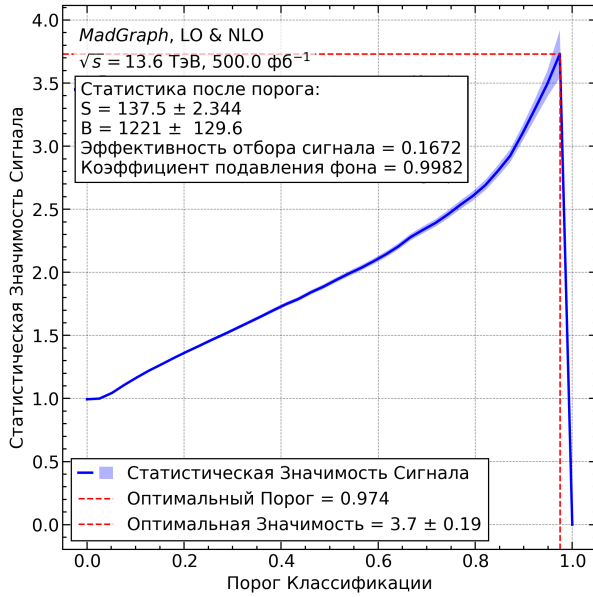
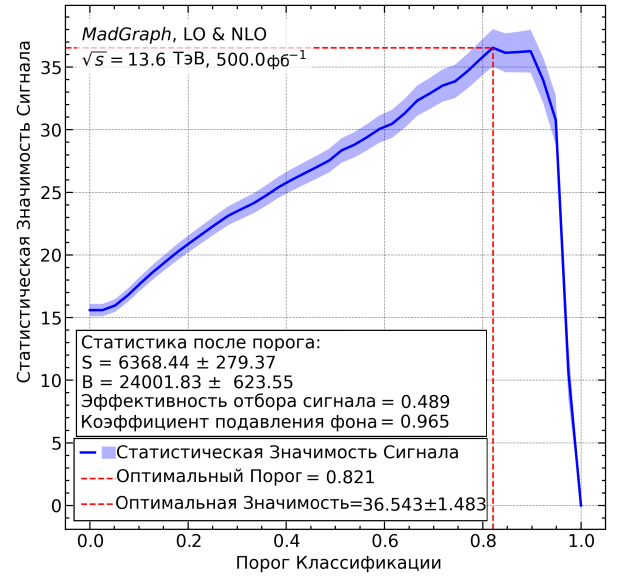


Рисунок 3.1 — ROC-кривая нейронной сети, разделяющей сигнал СМ от фона (а) и сигнал ИВТ от фона (б)

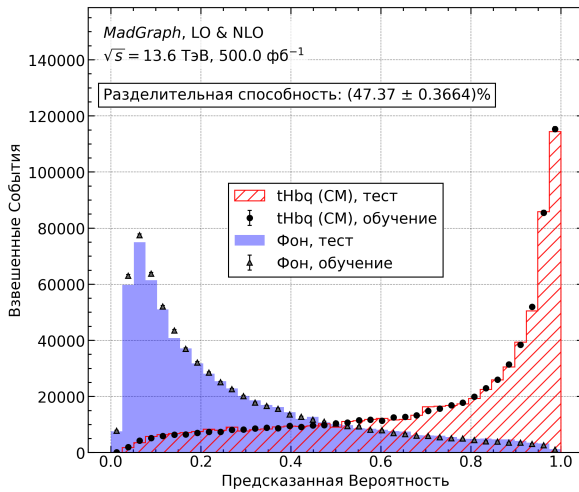


а)

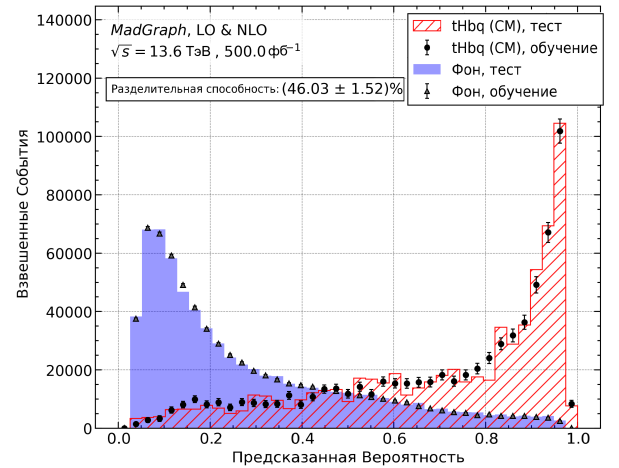


б)

Рисунок 3.2 — Зависимость значимости сигнала от порога классификации для нейронной сети, разделяющей сигнал СМ от фона (а) и сигнал ИВТ от фона (б)



а)



б)

Рисунок 3.3 — Распределение выходных данных нейронной сети, разделяющей сигнал СМ от фона (а) и сигнал ИВТ от фона (б)

Значимость сигнального процесса (рис.3.2) рассчитывается по формуле:

$$Z = \frac{S}{\sqrt{S+B}},$$

где S - ожидаемое число сигнальных событий после всех отборов, B - ожидаемое число фоновых событий после всех отборов.

Используя тот факт, что статистическая значимость растёт пропорционально корню из интегральной светимости ($Z \propto \sqrt{\mathcal{L}}$), и имея оценку максимальной значимости для светимости $\mathcal{L} = 500 \text{ фб}^{-1}$ (рис.3.2), полученную с помощью обученной нейронной сети, можно экстраполировать ожидаемую значимость для будущих наборов данных. Для планируемой светимости этапа High-Luminosity LHC (Run2+Run3+Run4, $\mathcal{L} \approx 3000 \text{ фб}^{-1}$) ожидаемые значения значимости составляют $(9.06 \pm 0.47)\sigma$ и $(89.4 \pm 3.7)\sigma$ для сигнала СМ и ИВТ соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы был смоделирован сигнальный процесс в рамках СМ и ИВТ ассоциативного рождения бозона Хиггса совместно с одиночным топ-кварком и соответствующих фоновых процессов в приближениях LO и NLO для энергии столкновений 13.6 ТэВ в системе центра масс. Были реконструированы и проанализированы наиболее чувствительные к отбору сигнального процесса переменные, проведено сравнение этих переменных между NLO и LO приближениями.

Была проведена оценка чувствительности экспериментов на БАК к сигнальному процессу СМ и ИВТ для сеансов Run3 ($\mathcal{L} = 500 \text{ фб}^{-1}$) и HL-Run LHC ($\mathcal{L} = 3000 \text{ фб}^{-1}$) с помощью нейронной сети, обученной на смоделированных данных. Полученные величины значимости сигнального процесса равны:

- Run3: $(3.70 \pm 0.19)\sigma$ (СМ) и $(36.5 \pm 1.5)\sigma$ (ИВТ);
- HL-Run LHC: $(9.06 \pm 0.47)\sigma$ (СМ) и $(89.4 \pm 3.7)\sigma$ (ИВТ).

Полученные результаты указывают на то, что сигнальный процесс tH в рамках СМ может быть обнаружен только на High-Luminosity Run, при этом с высокой вероятностью сигнальный процесс tH в рамках ИВТ модели, если он существует, может быть обнаружен на скомбинированных данных Run2+Run3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Okun L. B.* Leptons and Quarks : Special Edition Commemorating the Discovery of the Higgs Boson. — Amsterdam, Netherlands : North-Holland, 1982. — ISBN 9789814603140, 9789814603003, 9780444869241.
2. *ATLAS Collaboration.* Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Vol. 716, no. 1. — P. 1.
3. *CMS Collaboration.* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Vol. 716, no. 1. — P. 30.
4. *ATLAS Collaboration.* Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector // Physics Letters B. — 2018. — Vol. 784. — P. 173.
5. *CMS Collaboration.* Observation of $t\bar{t}H$ production // Physical Review Letters. — 2018. — Vol. 120, no. 23.
6. *ATLAS Collaboration.* CP Properties of Higgs Boson Interactions with Top Quarks in the $t\bar{t}H$ and tH Processes Using $H \rightarrow \gamma\gamma$ with the ATLAS Detector // Physical Review Letters. — 2020. — T. 125, № 6.
7. *Krasnikov N. V., Matveev V. A.* The search for new physics at the Large Hadron Collider // Phys. Usp. — 2004. — T. 47, № 7. — С. 643—670.
8. *CERN.* CERN Yellow Reports: Monographs, Vol 2 (2017): Handbook of LHC Higgs cross sections: 4. Deciphering the nature of the Higgs sector. — 2017.
9. *Biswas S., Gabrielli E., Mele B.* Single top and Higgs associated production as a probe of the $Ht\bar{t}$ coupling sign at the LHC // Journal of High Energy Physics. — 2013. — Vol. 2013, no. 1.

10. *CMS Collaboration*. Inclusive b-hadron production cross section with muons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Journal of High Energy Physics. — 2011. — Vol. 2011, no. 3.
11. *ATLAS Collaboration*. Measurement of the inclusive and dijet cross-sections of b-jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // The European Physical Journal C. — 2011. — Vol. 71, no. 12.
12. *И.Р. Бойко, Н.А. Гусейнов, О.А. Коваль*. Исследование рождения бозона Хиггса совместно с одиночным топ-кварком методом Монте-Карло // Ядерная физика. — 2022. — Т. 85, № 2. — С. 120.
13. *ATLAS Collaboration*. Search for squarks and gluinos in final states with jets and missing transverse momentum using 139 fb⁻¹ of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collision data with the ATLAS detector // Journal of High Energy Physics. — 2021. — Т. 2021, № 2.
14. *CMS Collaboration*. Search for resonant and nonresonant new phenomena in high-mass dilepton final states at $\sqrt{s} = 13$ TeV // Journal of High Energy Physics. — 2021. — Т. 2021, № 7.
15. *ATLAS Collaboration*. Search for electroweak production of vector-like leptons in τ -lepton and b-jet final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. — 2025. — arXiv: [2503.22581 \[hep-ex\]](#).
16. *ATLAS Collaboration*. A detailed map of Higgs boson interactions by the ATLAS experiment ten years after the discovery // Nature. — 2022. — Т. 607, № 7917. — С. 52—59.
17. Dimension-six terms in the Standard Model Lagrangian / B. Grzadkowski [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2010. — Т. 2010, № 10.
18. Higgs production in association with a single top quark at the LHC / F. Demartin [и др.]. — 2015. — arXiv: [1504.00611 \[hep-ph\]](#).
19. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models / G. Branco [и др.] // Physics Reports. — 2012. — Т. 516, № 1/2. — С. 1—102.
20. *Inoue S., Ramsey-Musolf M. J., Zhang Y.* CP-violating phenomenology of flavor conserving Two Higgs Doublet Models // Physical Review D. — 2014. — Т. 89, № 11.

21. HiggsCharacterisation. — 2024. — Дата последнего обращения: 02.06.2026. <https://feynrules.irmp.ucl.ac.be/wiki/HiggsCharacterisation/>.
22. A framework for Higgs characterisation / P. Artoisenet [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2013. — Т. 2013, № 11.
23. *ATLAS Collaboration*. Probing the CP nature of the top–Higgs Yukawa coupling in $t\bar{t}H$ and tH events with $H \rightarrow b\bar{b}$ decays using the ATLAS detector at the LHC // Physics Letters B. — 2024. — Т. 849. — С. 138469.
24. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations / J. Alwall [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2014. — Vol. 2014, no. 7.
25. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3 / C. Bierlich [et al.]. — 2022. — arXiv: [2203.11601](https://arxiv.org/abs/2203.11601) [hep-ph].
26. A POWHEG generator for deep inelastic scattering / A. Banfi [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2024. — Т. 2024, № 2.
27. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note / J. Bellm [и др.] // The European Physical Journal C. — 2016. — Т. 76, № 4.
28. CT10 parton distributions and other developments in the global QCD analysis / M. Guzzi [et al.]. — 2011. — arXiv: [1101.0561](https://arxiv.org/abs/1101.0561) [hep-ph].
29. *Cacciari M., Salam G. P., Soyez G.* FastJet user manual // The European Physical Journal C. — 2012. — Vol. 72, no. 3.
30. *Cacciari M., Salam G. P., Soyez G.* The anti- k_t jet clustering algorithm // Journal of High Energy Physics. — 2008. — Vol. 2008, no. 04.
31. *ATLAS Collaboration*. Performance of b-Jet Identification in the ATLAS Experiment // Journal of Instrumentation. — 2016. — Vol. 11, no. 04.
32. *CMS Collaboration*. Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV // Journal of Instrumentation. — 2018. — Vol. 13, no. 05.
33. *И.Р. Бойко, Н.А. Гусейнов, И.В. Елецких, А.Р. Диденко, О.А. Доловова, А.Д. Тропина.* Применение искусственных нейронных сетей для поиска рождения бозона Хиггса совместно с одиночным топ-кварком // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2024. — Т. 21, № 3. — С. 592.

34. *ATLAS Collaboration*. Search for the production of a Higgs boson in association with a single top quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector // Journal of High Energy Physics. — 2025. — T. 2025, № 10.
35. *ATLAS Collaboration*. Measurement of event shapes at large momentum transfer with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // The European Physical Journal C. — 2012. — T. 72, № 11.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

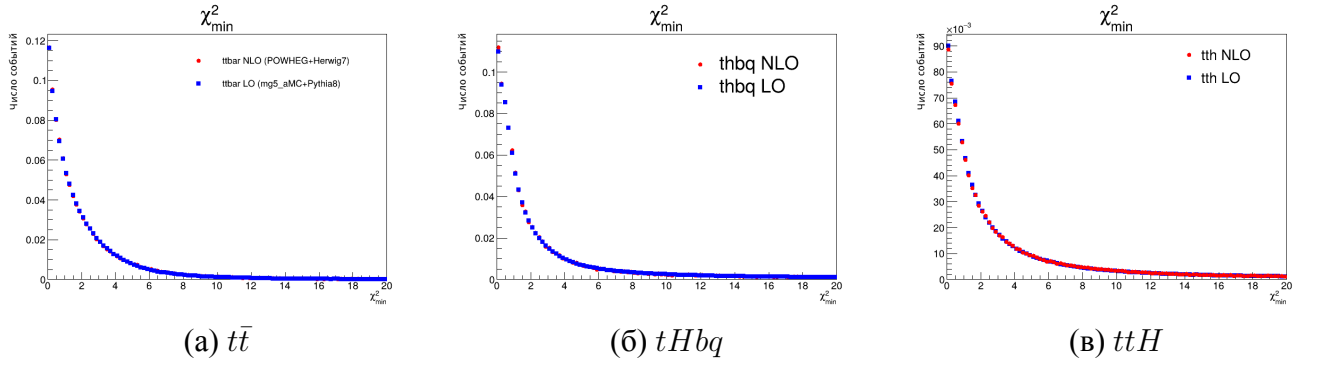


Рисунок 1 — Распределения по наименьшему χ^2 , синие точки – LO, красные – NLO

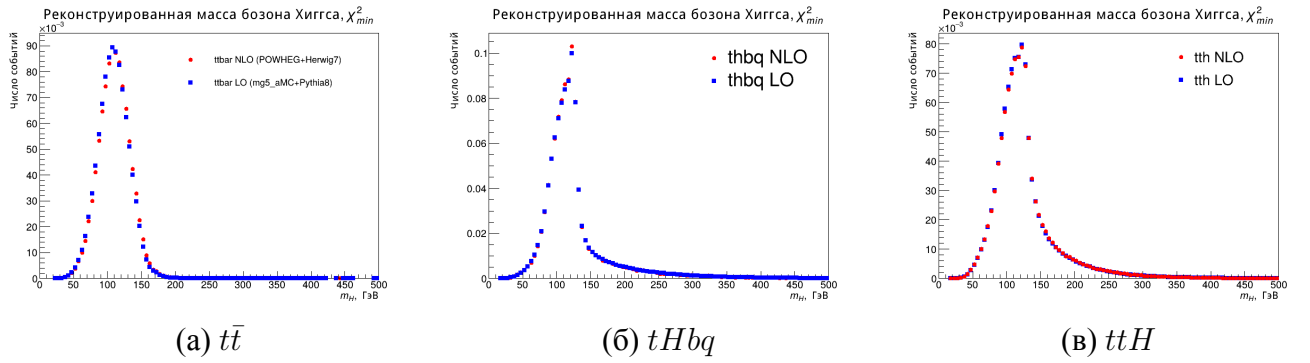


Рисунок 2 — Распределения реконструированной массы бозона Хиггса для комбинации с наименьшим χ^2 , синие точки – LO, красные – NLO

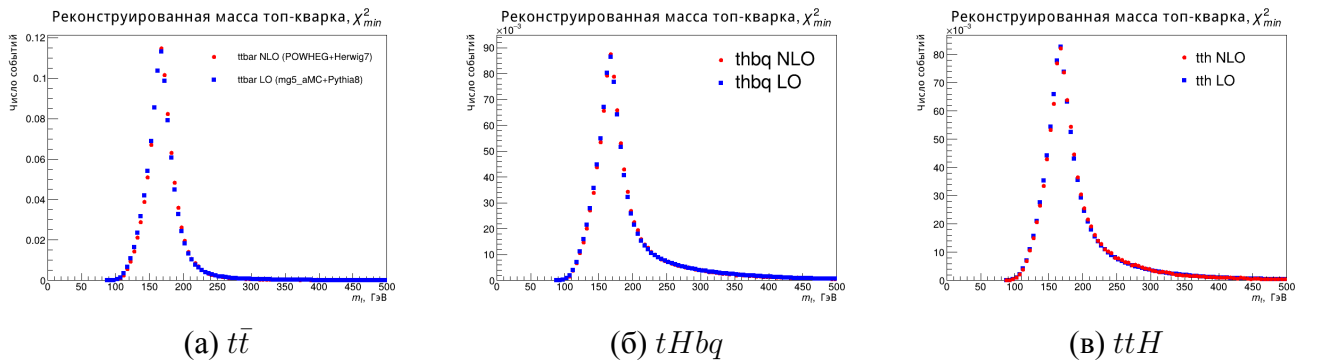


Рисунок 3 — Распределения реконструированной массы топ-кварка для комбинации с наименьшим χ^2 , синие точки – LO, красные – NLO

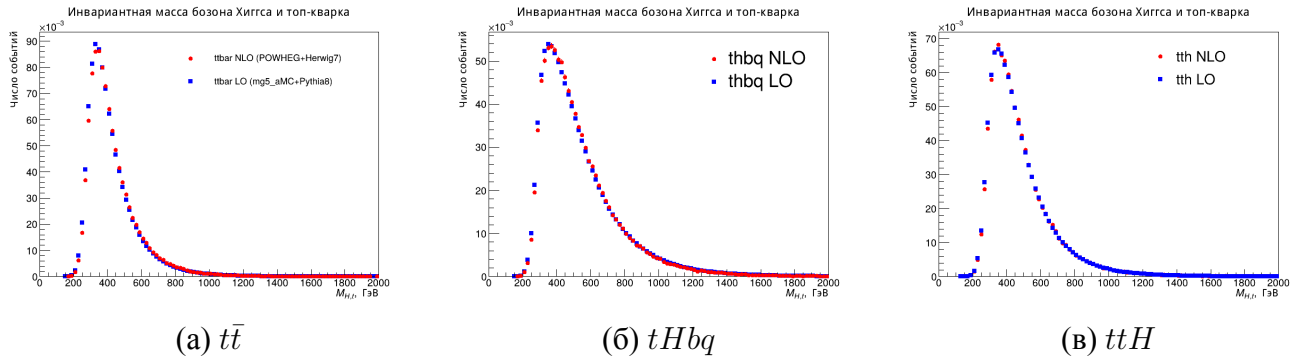


Рисунок 4 — Распределения по инвариантной массе реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка, синие точки – LO, красные – NLO

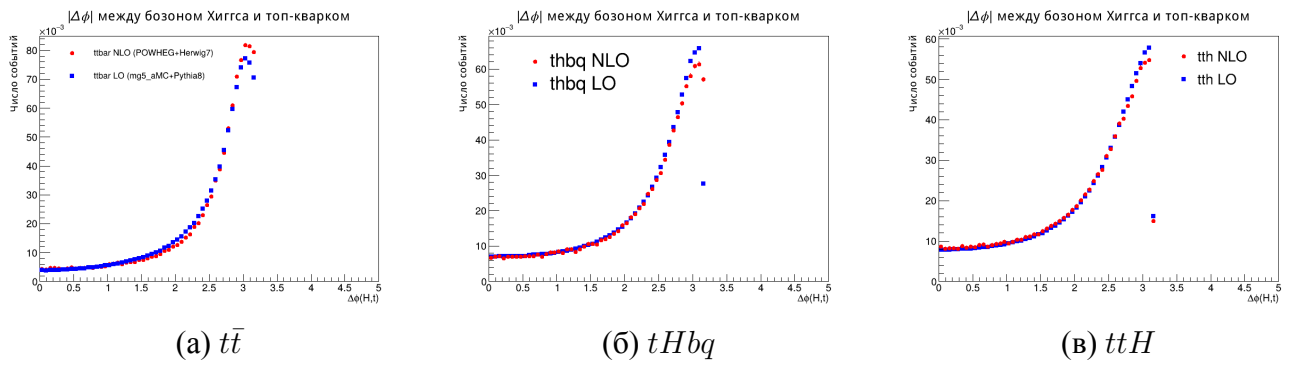


Рисунок 5 — Распределения по разности по модулю азимутальных углов реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка, синие точки – LO, красные – NLO

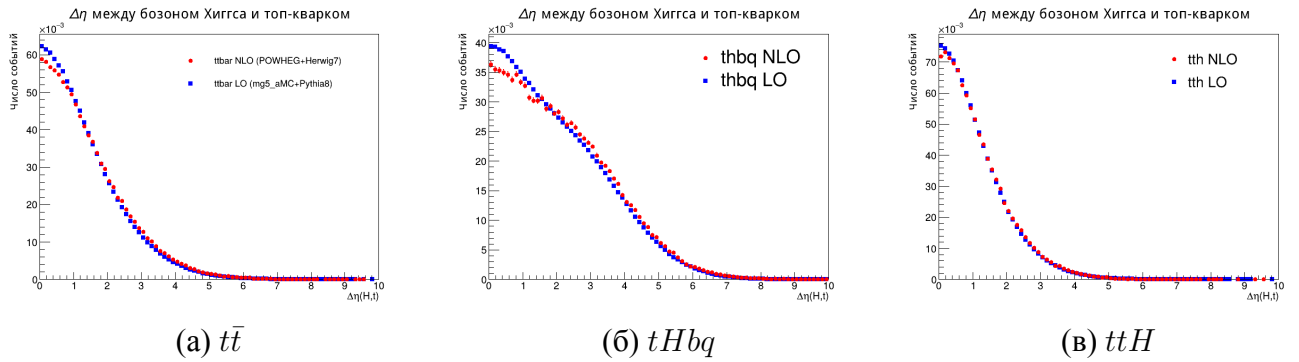


Рисунок 6 — Распределения по разности по модулю псевдобыстрот реконструированных бозона Хиггса и топ-кварка, синие точки – LO, красные – NLO

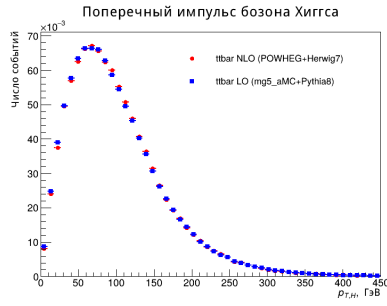
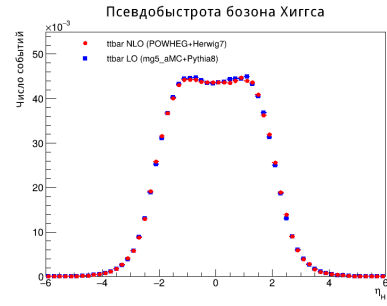
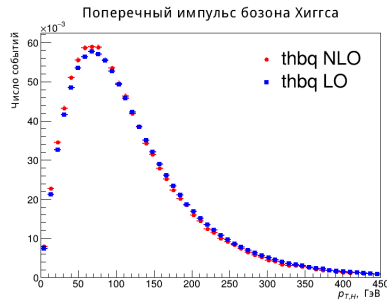
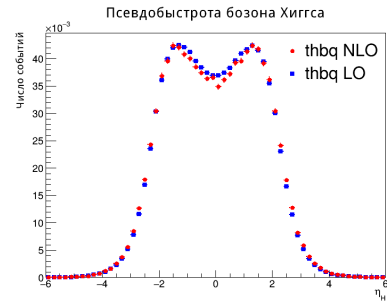
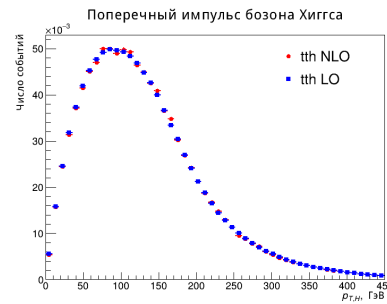
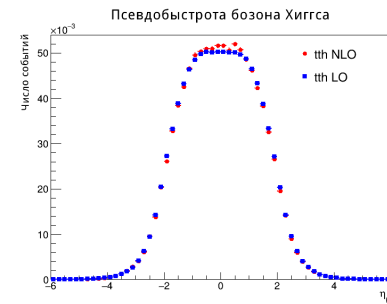
(a) $t\bar{t}$ (б) $t\bar{t}$ (в) $tHbq$ (г) $tHbq$ (д) $t\bar{t}H$ (е) $t\bar{t}H$

Рисунок 7 — Распределения по поперечному импульсу (а,в,д) и псевдобыстроте (б,г,е) реконструированного бозона Хиггса, синие точки – LO, красные – NLO

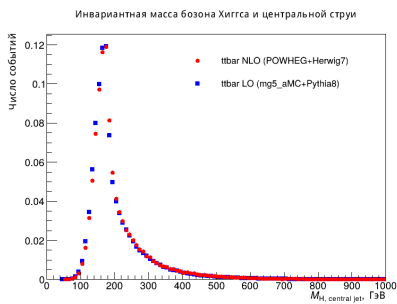
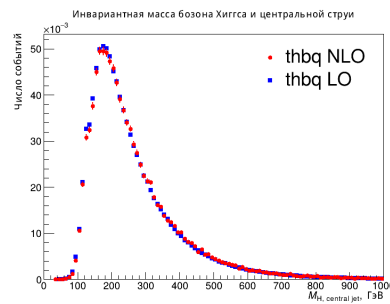
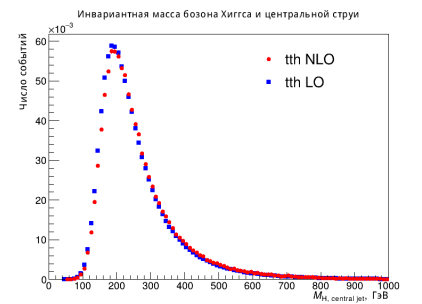
(a) $t\bar{t}$ (б) $tHbq$ (в) $t\bar{t}H$

Рисунок 8 — Распределения по инвариантной массе реконструированного бозона Хиггса и центральной струи с наибольшей p_T , синие точки – LO, красные – NLO

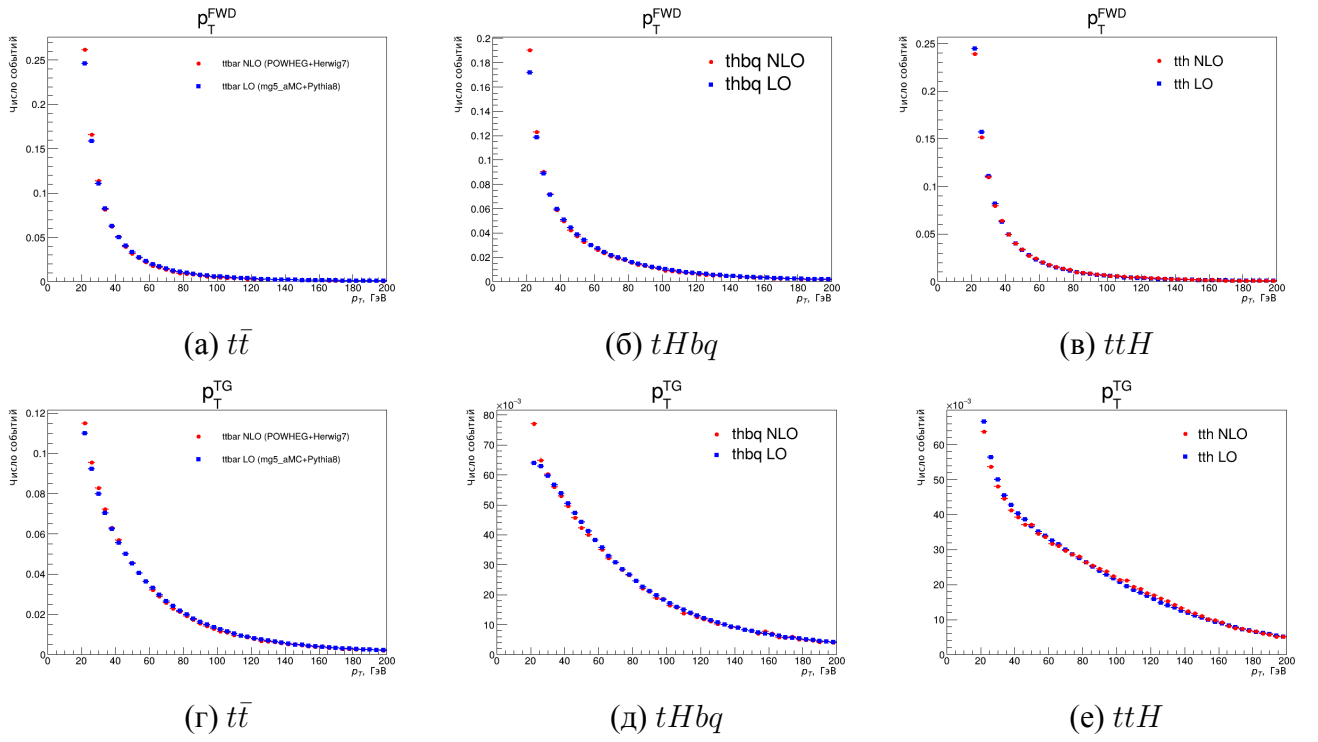


Рисунок 9 — Распределения по поперечному импульсу передней (а-в) и тагирующей (г-е) струи, синие точки – LO, красные – NLO

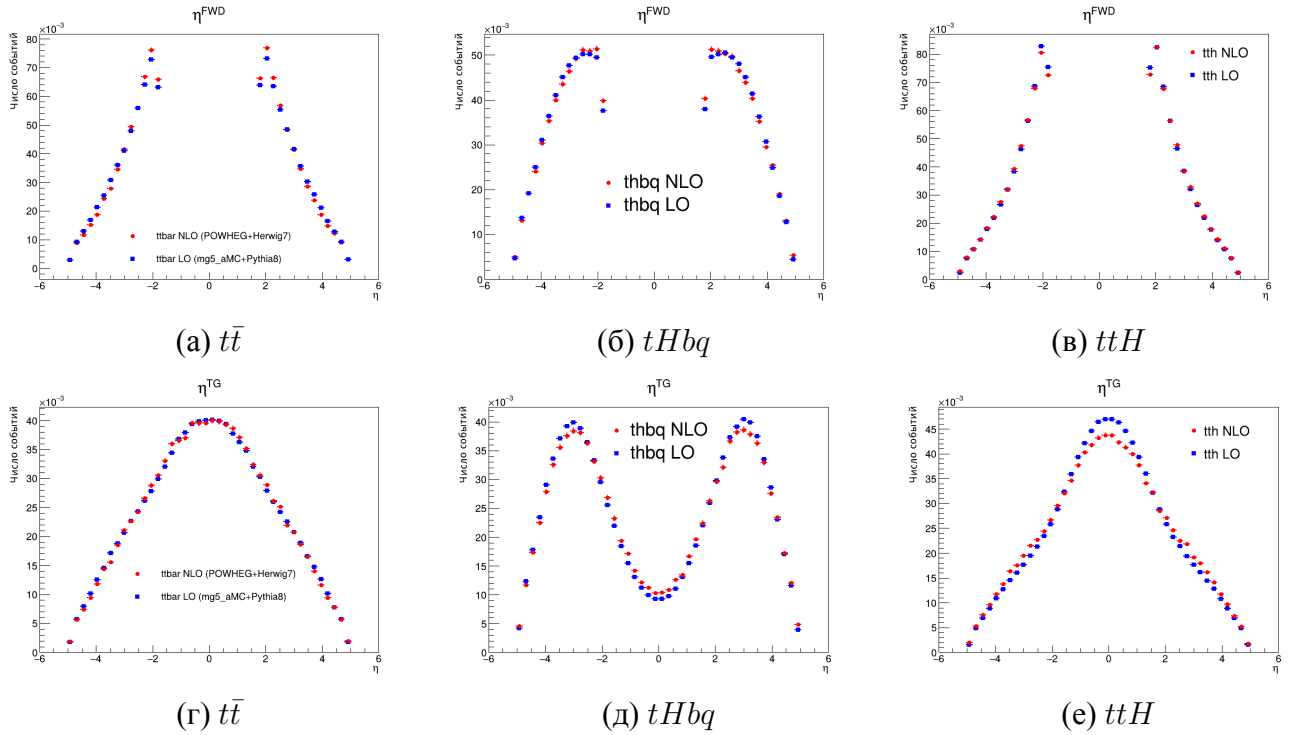


Рисунок 10 — Распределения по псевдобыстроте импульсу передней (а-в) и тагирующей (г-е) струи, синие точки – LO, красные – NLO

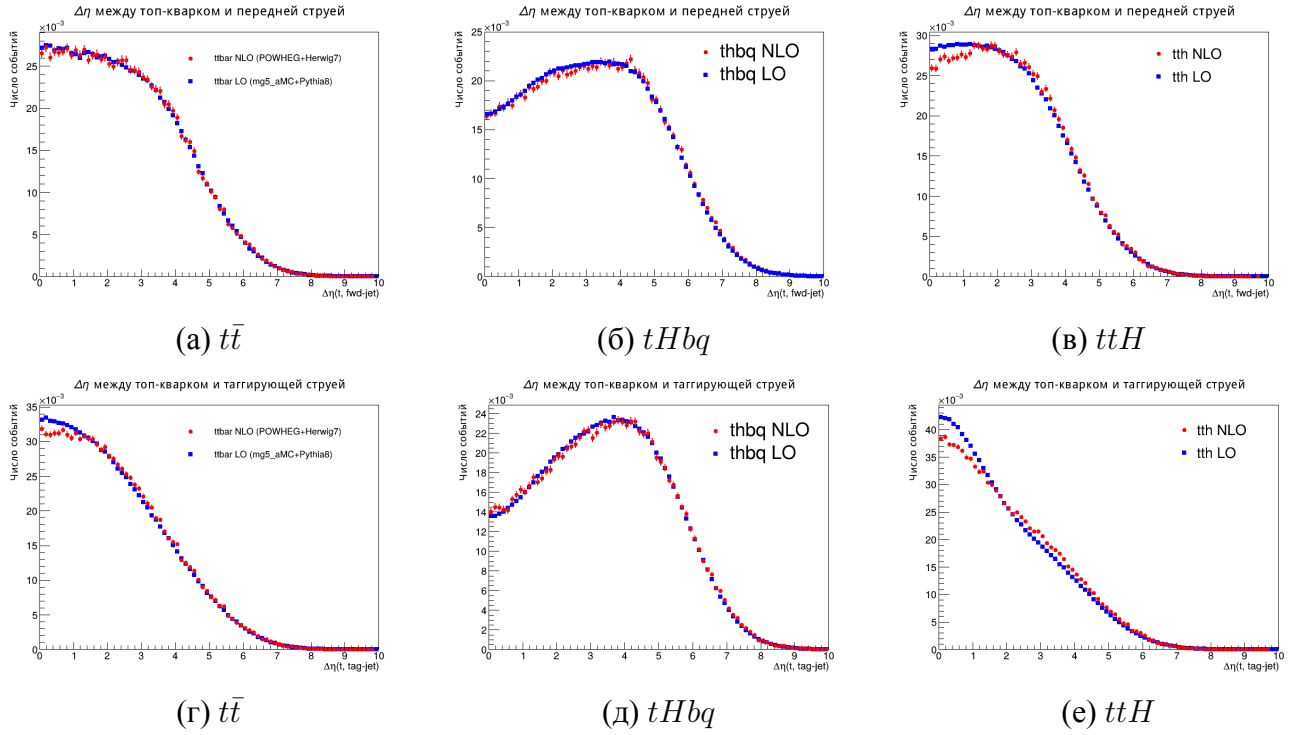


Рисунок 11 — Распределения по модулю разности псевдобыстрот между топ-кварком и передней струей (а-в), между топ-кварком и тагирующей струей (г-е), синие точки – LO, красные – NLO

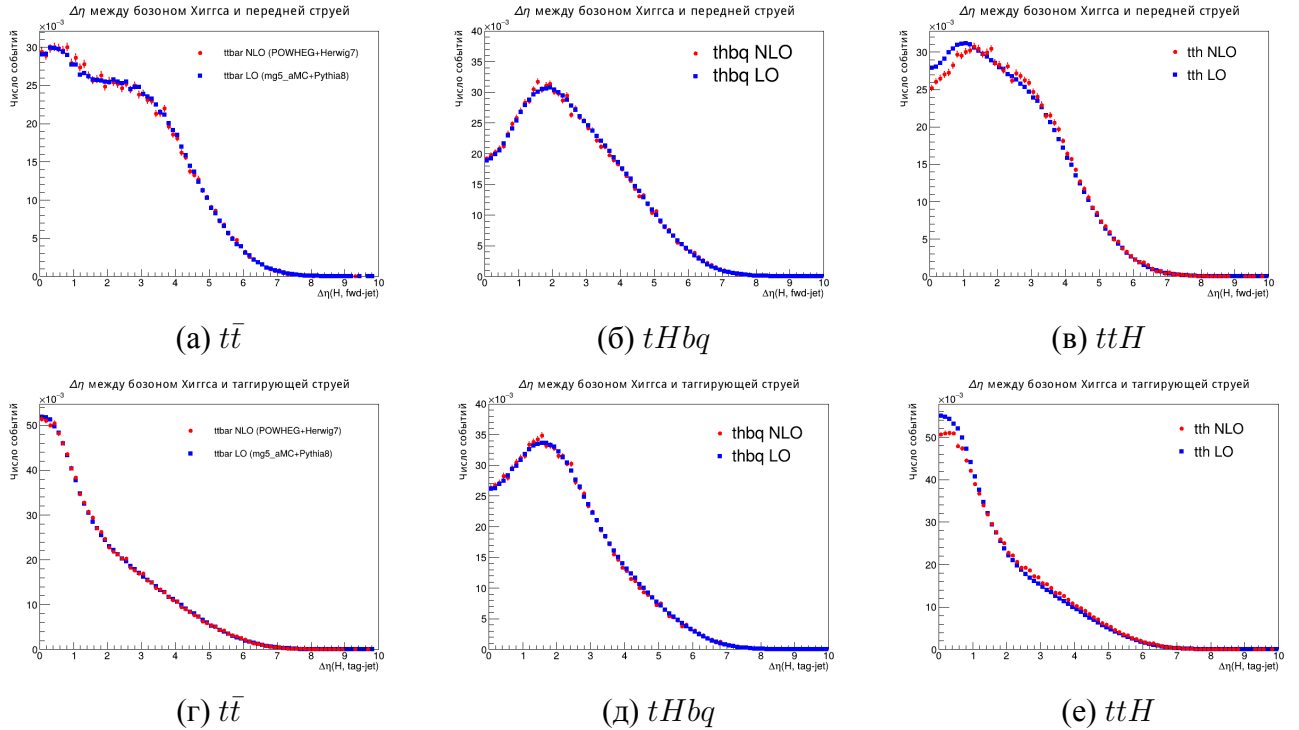


Рисунок 12 — Распределения по модулю разности псевдобыстрот между бозоном Хиггса и передней струей (а-в), между бозоном Хиггса и тагирующей струей (г-е), синие точки – LO, красные – NLO

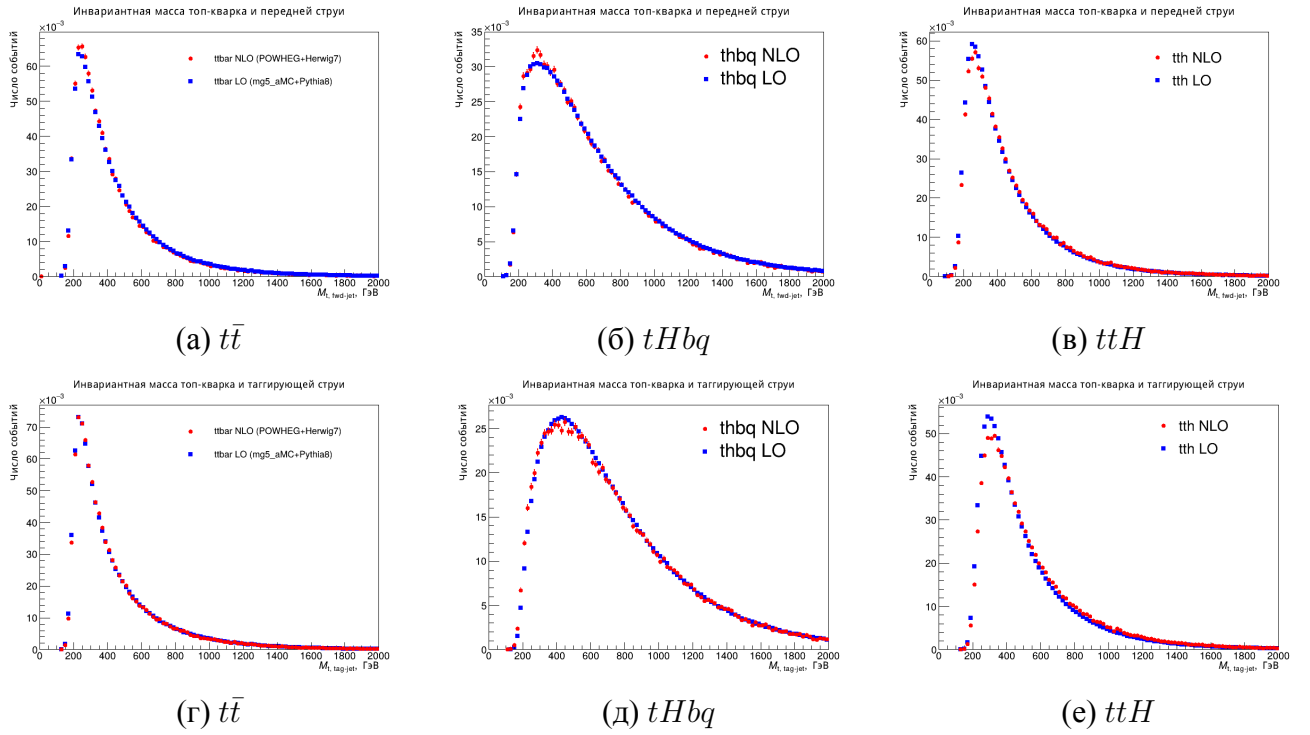


Рисунок 13 — Распределения по инвариантной массе топ-кварка и передней струи (а-в), топ-кварка и таггирующей струи (г-е), синие точки – LO, красные – NLO

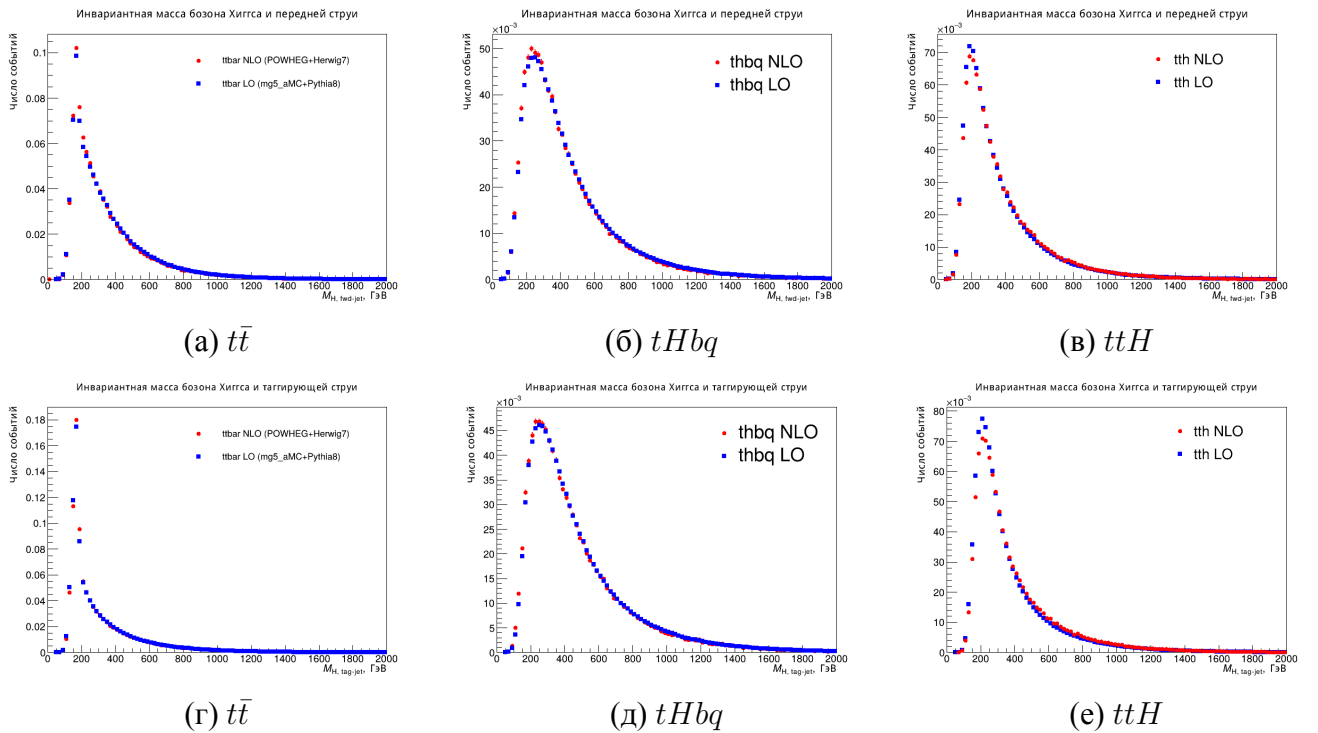


Рисунок 14 — Распределения по инвариантной массе бозона Хиггса и передней струи (а-в), бозона Хиггса и таггирующей струи (г-е), синие точки – LO, красные – NLO

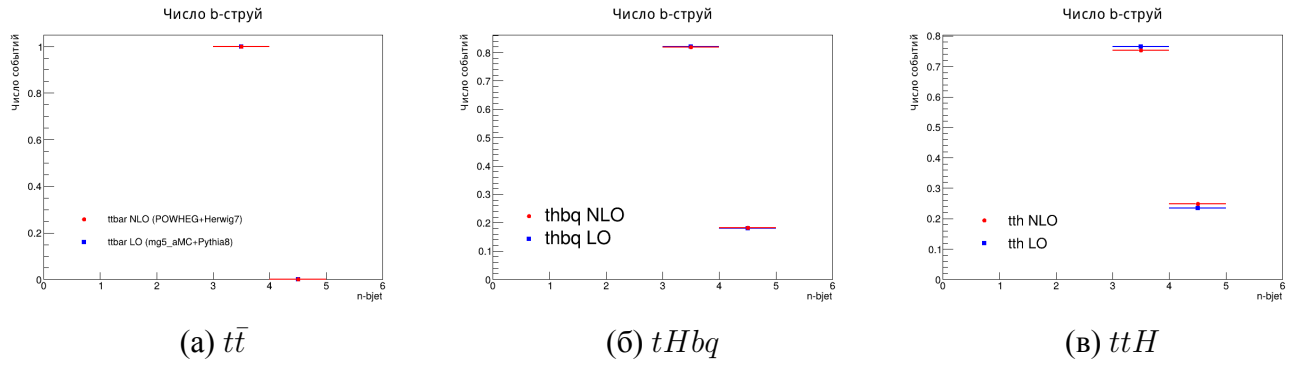


Рисунок 15 — Распределения по числу b-струй, синие точки – LO, красные – NLO

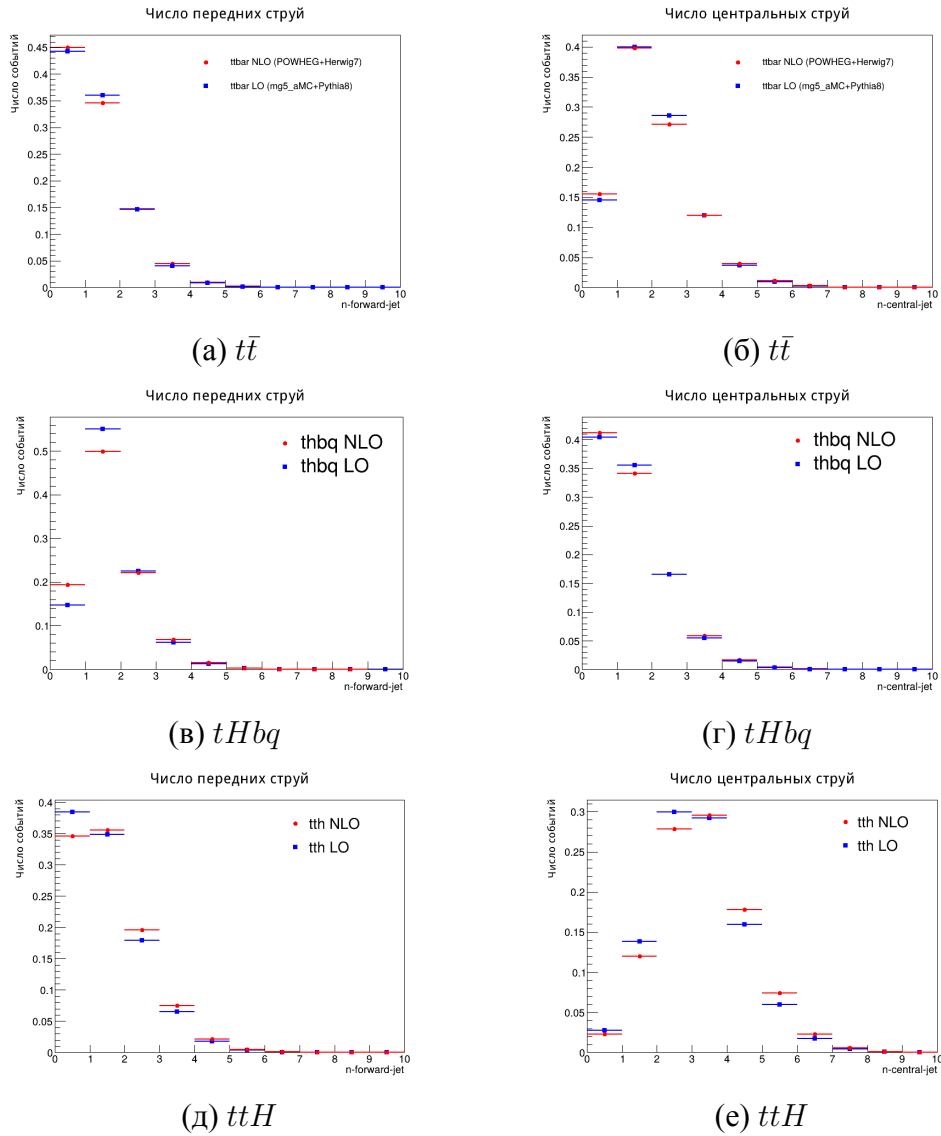


Рисунок 16 — Распределения по числу передних струй (а,в,д) и по числу центральных струй (б,г,е), синие точки – LO, красные – NLO

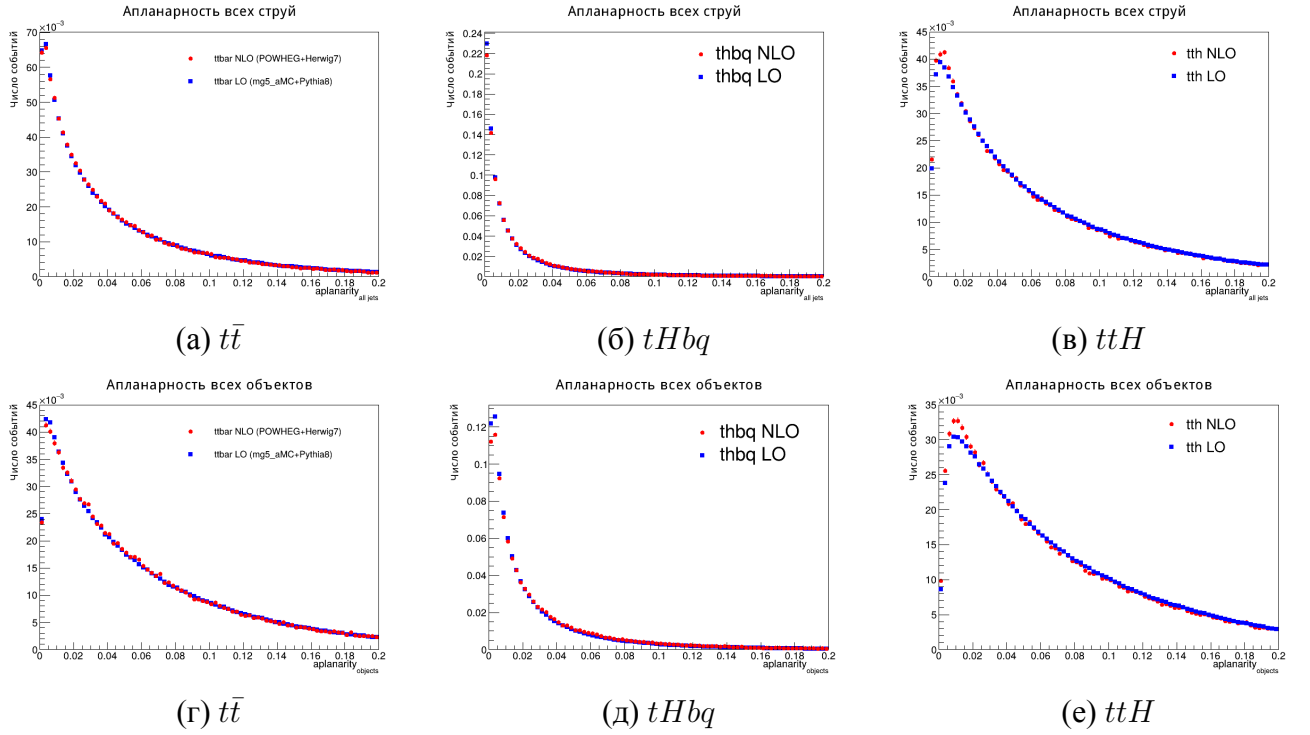


Рисунок 17 — Распределения по апланарности струй (а-в), по апланарности объектов (г-е), синие точки – LO, красные – NLO

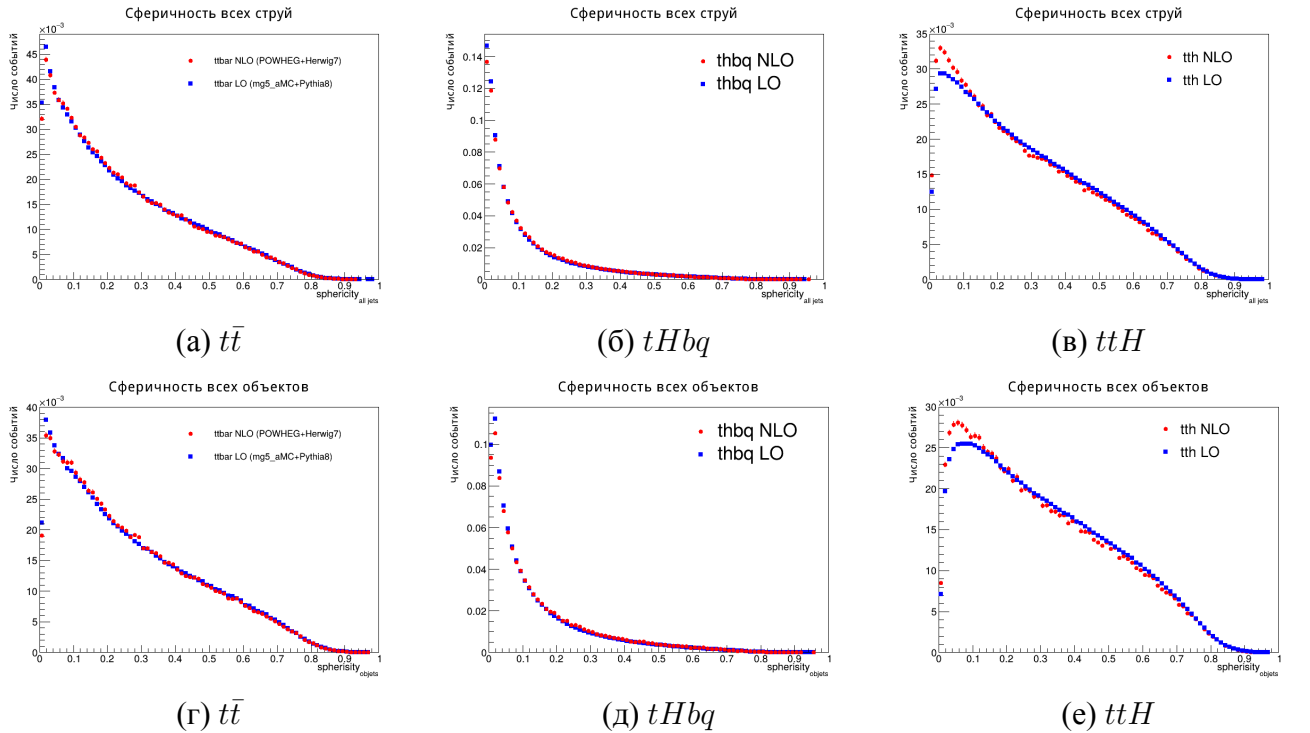


Рисунок 18 — Распределения по сферичности струй (а-в), по сферичности объектов (г-е), синие точки – LO, красные – NLO

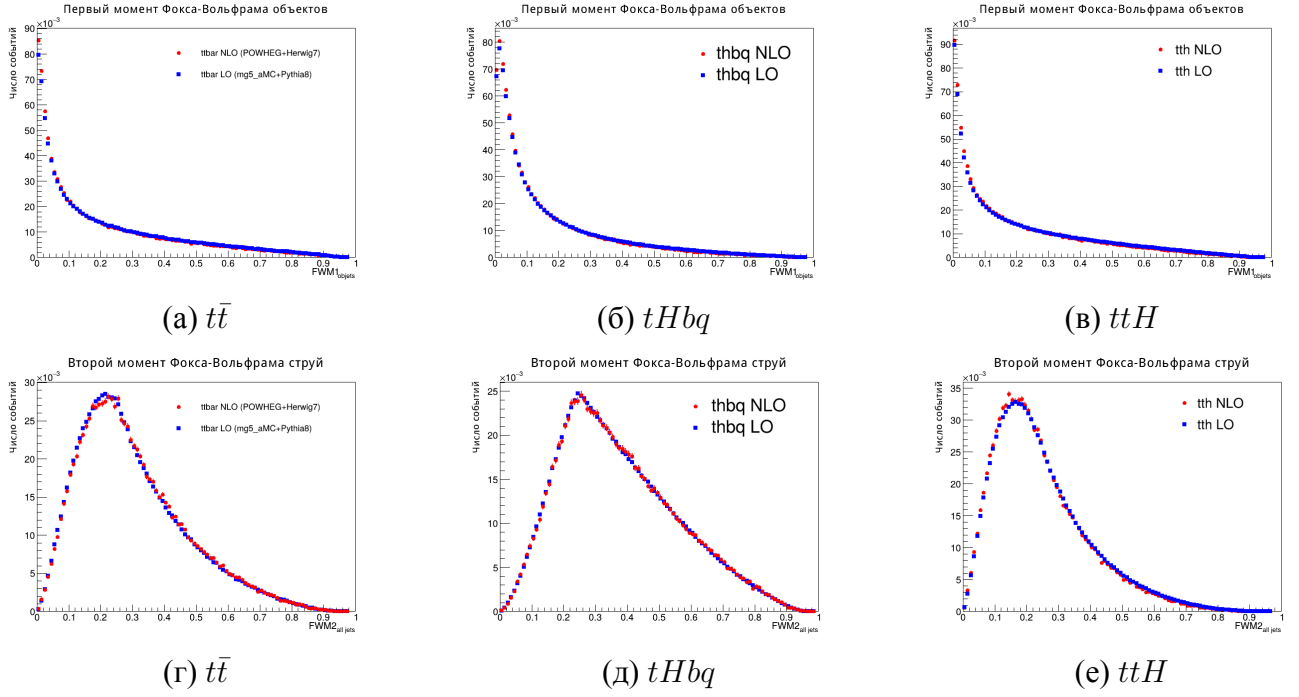


Рисунок 19 — Распределения по первому (а-в) и второму моментам Фокса-Вольфрама (г-е), синие точки – LO, красные – NLO

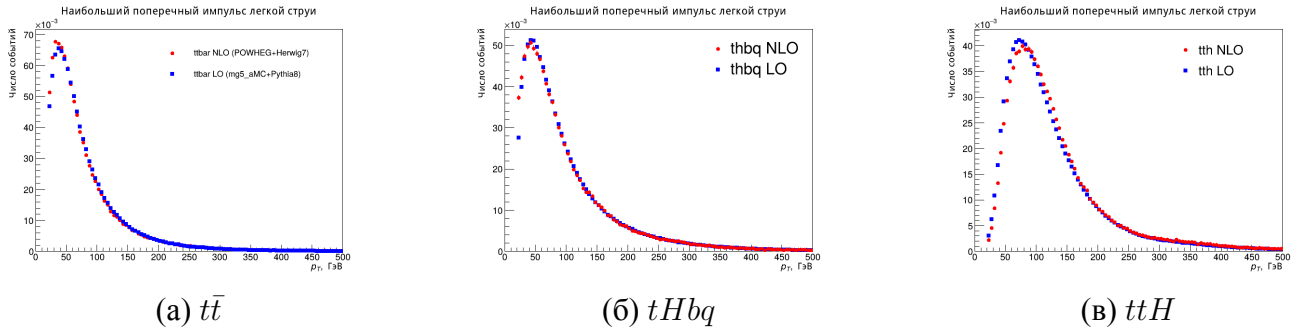


Рисунок 20 — Распределения по поперечному импульсу не b -струи с наибольшим p_T , синие точки – LO, красные – NLO

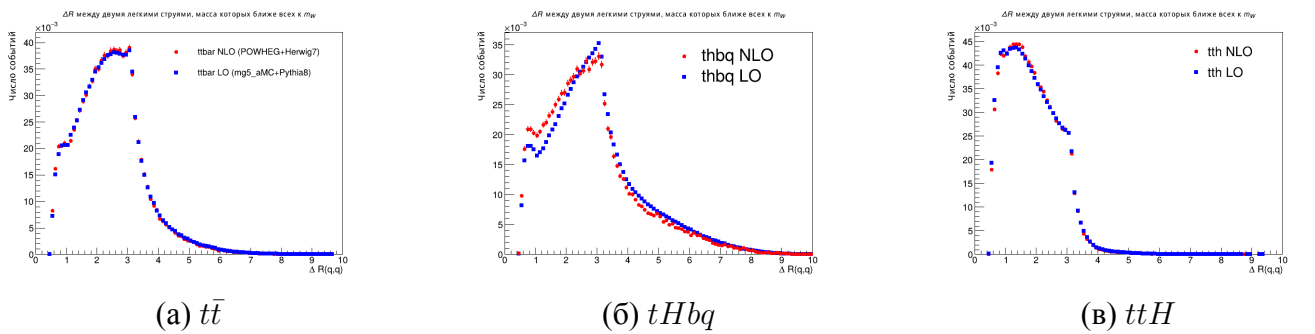


Рисунок 21 — Распределения по ΔR между легкими струями, масса которых наиболее близка к массе W -бозона, синие точки – LO, красные – NLO

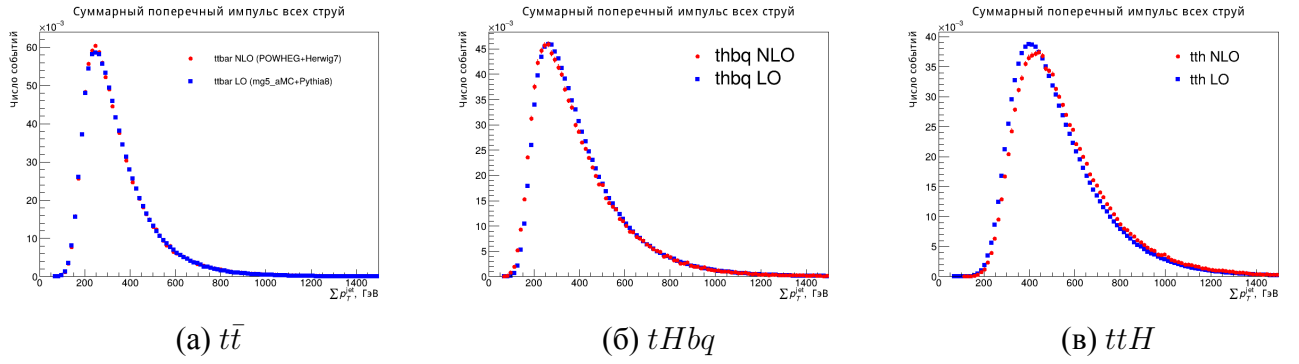


Рисунок 22 — Распределения по алгебраической сумме поперечных импульсов всех струй, синие точки – LO, красные – NLO

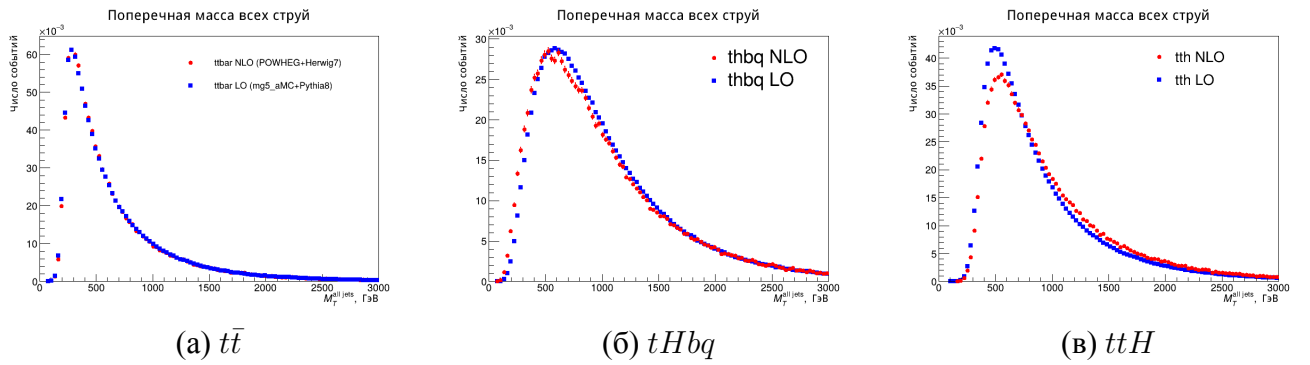


Рисунок 23 — Распределения по поперечной массе всех струй, синие точки – LO, красные – NLO

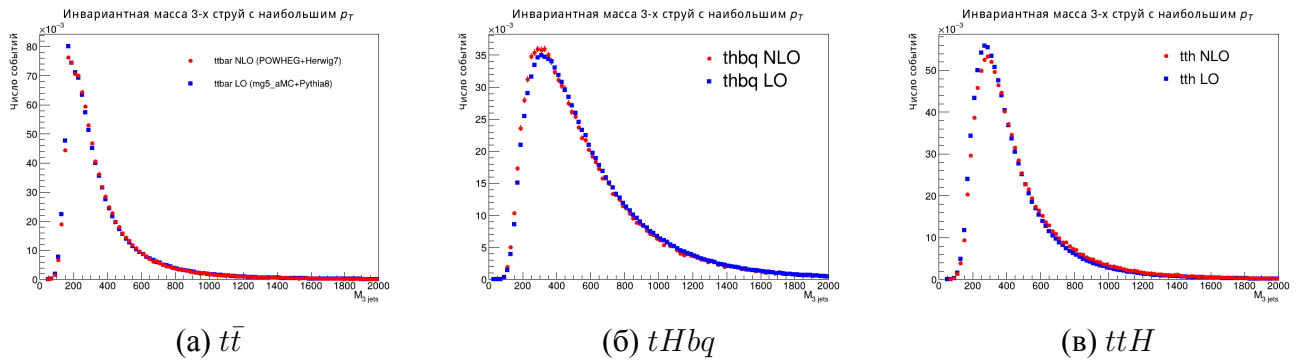


Рисунок 24 — Распределения по инвариантной массе трех струй с наибольшим p_T , синие точки – LO, красные – NLO

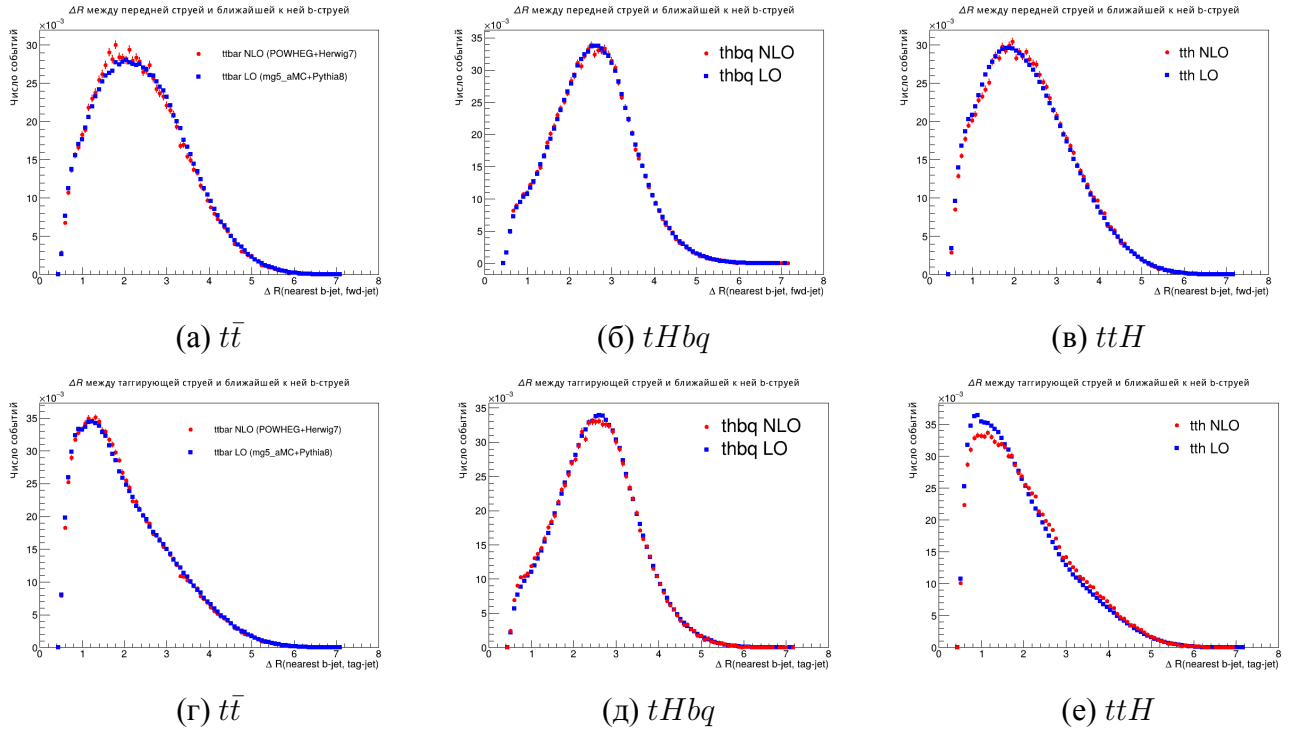


Рисунок 25 — Распределения по ΔR между ближайшей к передней струе b -струей и передней струей (а-в), ближайшей к тагирующей струе b -струей и тагирующей струей (г-е), синие точки – LO, красные – NLO

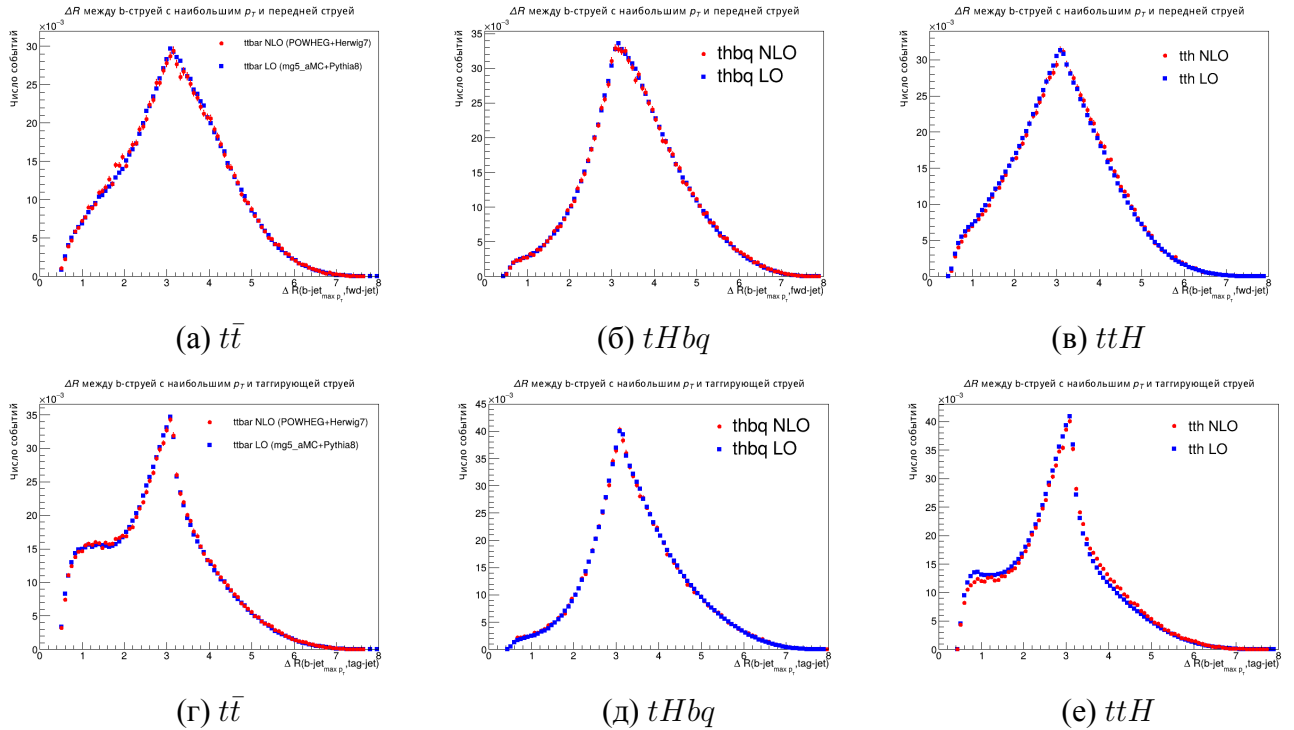


Рисунок 26 — Распределения по ΔR между b -струей с наибольшим p_T и передней струей (а-в), b -струей с наибольшим p_T и тагирующей струей (г-е), синие точки – LO, красные – NLO

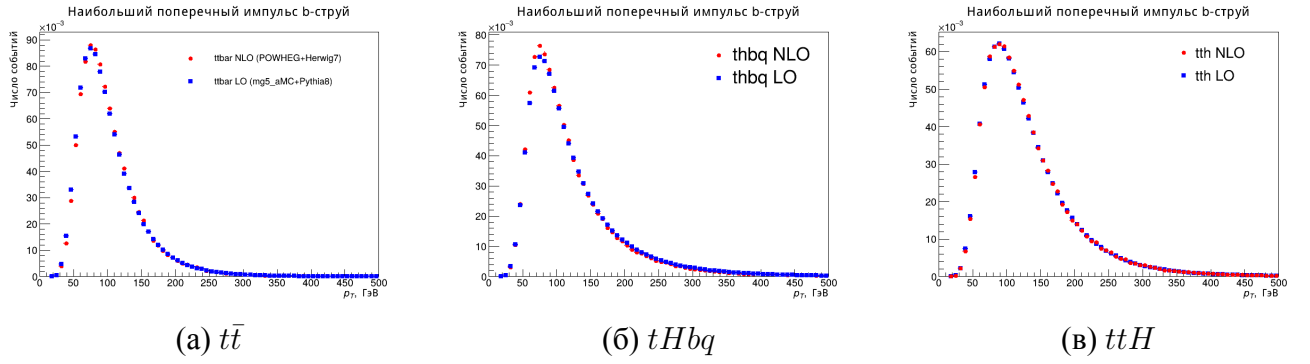


Рисунок 27 — Распределения по поперечному импульсу b -струи с наибольшим p_T , синие точки – LO, красные – NLO

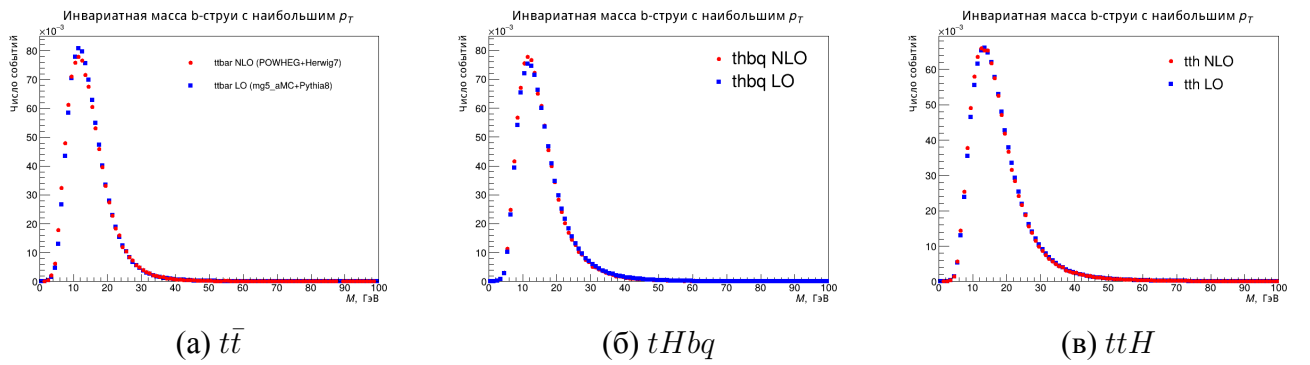


Рисунок 28 — Распределения по инвариантной массе b -струи с наибольшим p_T , синие точки – LO, красные – NLO

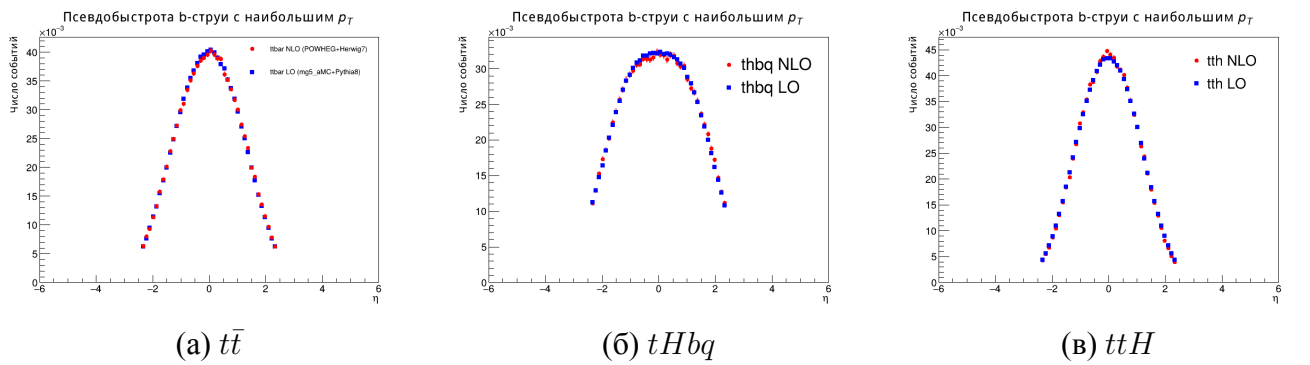


Рисунок 29 — Распределения по псевдобыстроте b -струи с наибольшим p_T , синие точки – LO, красные – NLO

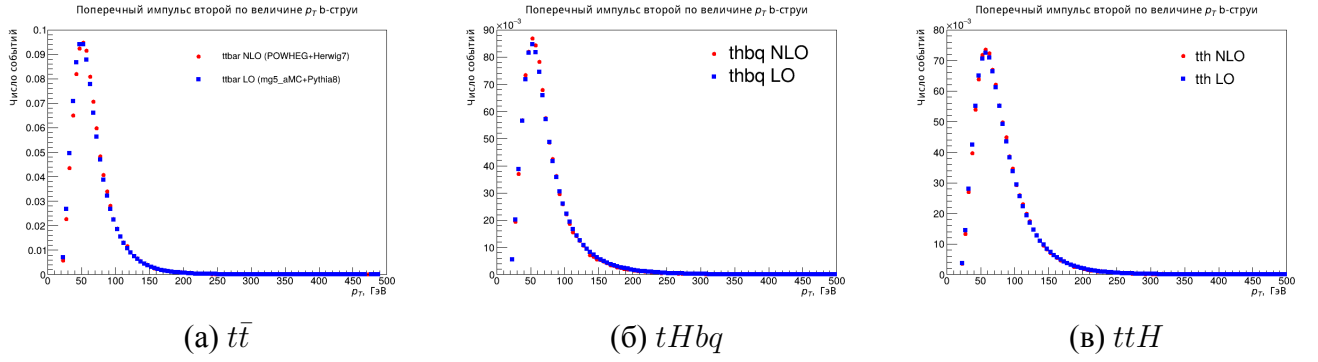


Рисунок 30 — Распределения по поперечному импульсу b -струи со вторым по величине p_T , синие точки – LO, красные – NLO

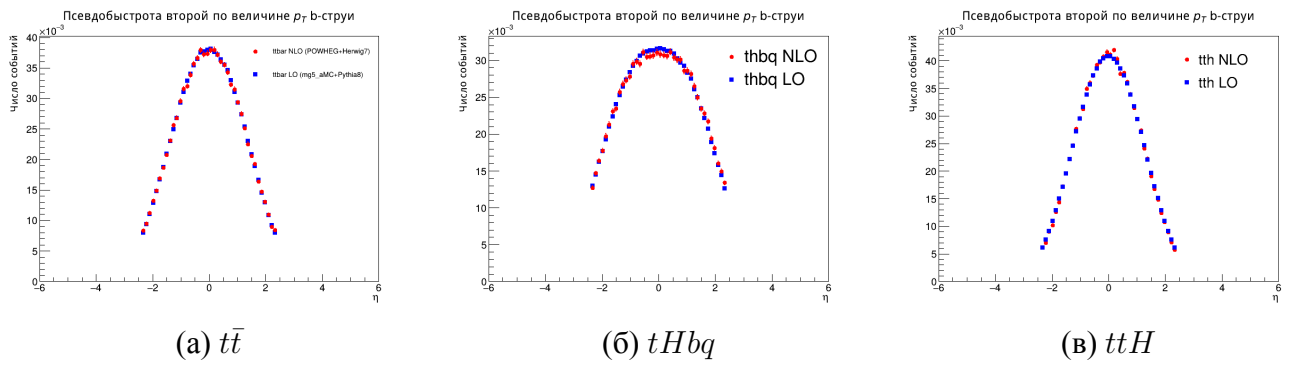


Рисунок 31 — Распределения по псевдобыстроте b -струи со вторым по величине p_T , синие точки – LO, красные – NLO

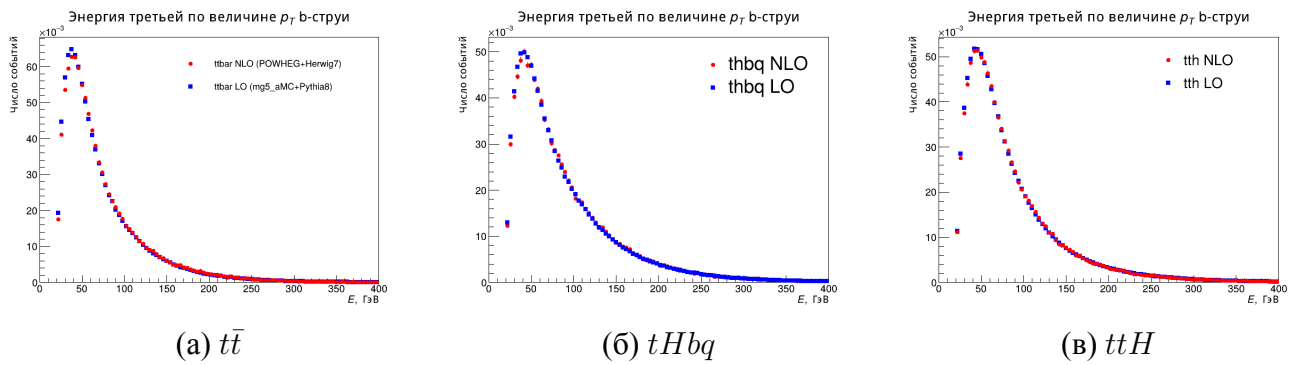


Рисунок 32 — Распределения по энергии b -струи с третьим по величине p_T , синие точки – LO, красные – NLO

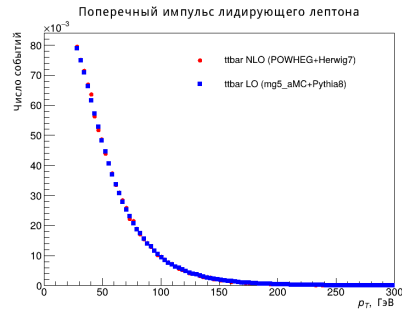
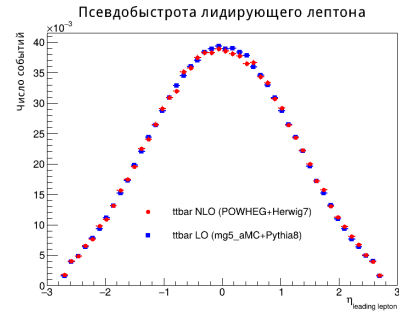
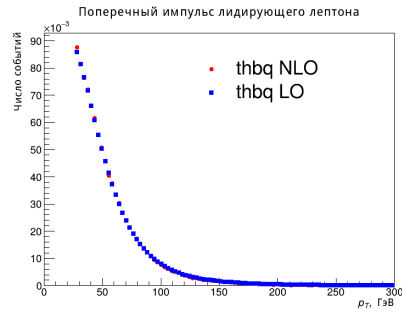
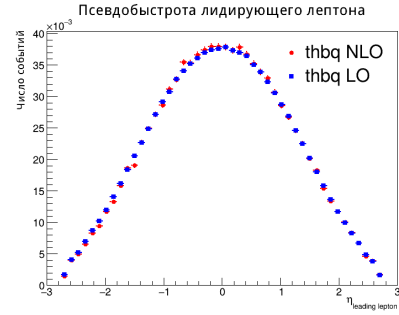
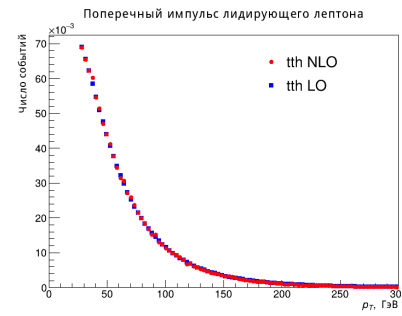
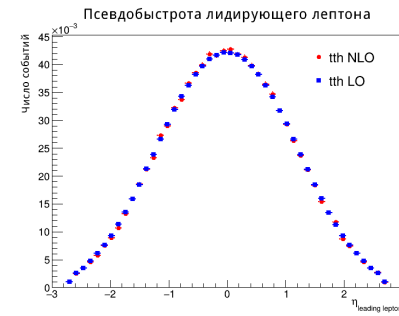
(a) $t\bar{t}$ (б) $t\bar{t}$ (в) $tHbq$ (г) $tHbq$ (д) $t\bar{t}H$ (е) $t\bar{t}H$

Рисунок 33 — Распределения по поперечному импульсу (а,в,д) и псевдобыстроте (б,г,е) лидирующего лептона, синие точки – LO, красные – NLO

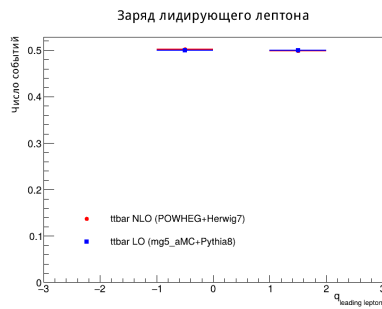
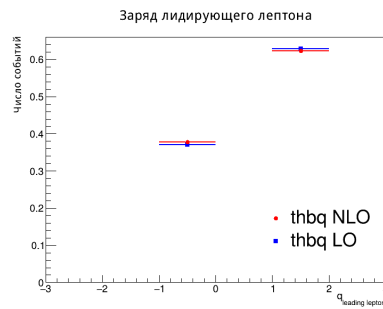
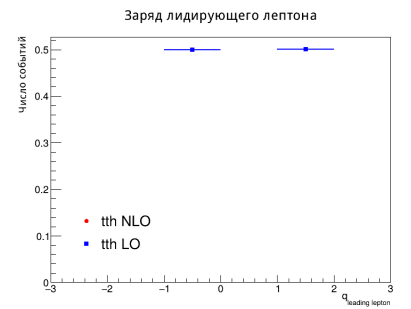
(a) $t\bar{t}$ (б) $tHbq$ (в) $t\bar{t}H$

Рисунок 34 — Распределения по заряду лидирующего лептона, синие точки – LO, красные – NLO

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

```

1 #ifndef RivetTopHiggs_H
2 #define RivetTopHiggs_H
3
4 #include <string>
5 #include <vector>
6 #include <memory>
7 #include <utility>
8
9 #include "TTree.h"
10 #include "TRandom3.h"
11
12 #include "Rivet/Analysis.hh"
13 #include "Rivet/AnalysisHandler.hh"
14 #include "Rivet/Event.hh"
15 #include "Rivet/Particle.hh"
16 #include "Rivet/Projections/FinalState.hh"
17 #include "Rivet/Projections/UnstableParticles.hh"
18 #include "Rivet/Projections/FastJets.hh"
19 #include "Rivet/Projections/HeavyHadrons.hh"
20 #include "Rivet/Tools/Cuts.hh"
21 #include "Rivet/Tools/ParticleIdUtils.hh"
22 #include "Rivet/Math/MathUtils.hh"
23
24 namespace Rivet {
25
26 class RivetTopHiggs : public Analysis {
27 public:
28     RivetTopHiggs(const std::string& process_name, UInt_t seed = 0, TTree* tree = nullptr)
29         : Analysis("RivetTopHiggs"),
30           _randomGen(std::make_unique<TRandom3>(seed)),
31           _process_name(process_name),
32           _tree(tree) {}
33
34     void init() override;
35     void analyze(const Event& event) override;
36
37 private:
38     void resetEvent();
39
40     void findTruthParticles(const Particles& allParticles, std::vector<std::pair<Particle, int>>&
        bquarks);
41     void processTop(int topPdg, const Particle& particle, std::vector<std::pair<Particle, int>>&
        bquarks);
42     void processHiggs(const Particle& higgs, std::vector<std::pair<Particle, int>>& bquarks);
43     void processVertexParticles(HepMC3::ConstGenVertexPtr vertex, std::vector<std::pair<Particle, int>
        >>& bquarks);
44     void processAdditionalWBoson(const Particle& wBoson, std::vector<std::pair<Particle, int>>& bquarks
        );
45
46     /* VARIABLES */

```

```

47 double _m_top=0., _pt_top = 0., _eta_top = 0., _phi_top = 0.;
48 double _m_topbar=0., _pt_topbar = 0., _eta_topbar = 0., _phi_topbar = 0.;
49 double _m_higgs = 0., _pt_higgs = 0., _eta_higgs = 0., _phi_higgs = 0.;
50 double _pt_lead = 0., _eta_lead = 0., _phi_lead = 0., _e_lead = 0., _q_lead = 0.;
51 double _pz_nu_truth = 0., _pt_nu_truth = 0.;
52 double _truth_mass_bc_from_top_had = 0.;
53 double _mass_3jet = 0.;
54 double _truth_top = 0., _truth_higgs = 0.;
55
56 std::vector<double> _weight;
57
58 std::vector<double> _pt_leptons, _eta_leptons, _phi_leptons, _e_leptons;
59 std::vector<double> _pt_jets, _eta_jets, _phi_jets, _m_jets; int _n_jet = 0;
60 std::vector<double> _pt_bjets, _eta_bjets, _phi_bjets, _m_bjets; int _n_bjet = 0;
61 std::vector<double> _pt_nonbjets, _eta_nonbjets, _phi_nonbjets, _m_nonbjets; int _n_nonbjet = 0;
62
63 std::vector<double> _reco_higgs, _reco_higgs_eta, _reco_higgs_phi, _reco_higgs_pt;
64 std::vector<double> _reco_top, _reco_top_eta, _reco_top_phi, _reco_top_pt;
65
66 std::vector<double> _pz_nu_reco; double _pt_nu_reco = 0.; double _px_nu_reco = 0.; double
    _py_nu_reco = 0.;
67
68 std::vector<double> _b_energy_reco_top, _b_px_reco_top, _b_py_reco_top, _b_pz_reco_top;
69
70 std::vector<double> _correct_reco_top, _correct_reco_higgs, _correct_reco_top_eta,
    _correct_reco_higgs_eta;
71
72 std::vector<int> _name_bjets;
73
74 }; // end of RivetTopHiggs
75
76 } // end of namespace Rivet
77
78 #endif // RivetTopHiggs_H

```

Листинг 1 — Заголовочный файл алгоритма реконструкции

```

1 #include "RivetTopHiggs.h"
2
3 namespace Rivet {
4
5 using QuarkPair = std::pair<Particle, int>;
6
7 // Constants
8 namespace {
9     double INF = 1.e6;
10    double MAX_DR_MATCH = 0.1;
11    double JET_PT_CUT = 20.0; // GeV
12    double LEAD_LEPTON_PT_CUT = 27.0; // GeV
13    double W_MASS = 80.35; // GeV
14    double C_JET_TAG_EFF = 0.12;
15    double LIGHT_JET_TAG_EFF = 0.003;
16    int MAX_SAFETY_ITERATIONS = 100;
17    int MAX_JETS_FOR_MATCHING = 50;
18 }
19
20 //Find the last particle in a decay chain with the same PID
21 static Particle lastCopySamePID(const Particle& particle) {
22     Particle current = particle;
23     for (int safety = 0; safety < MAX_SAFETY_ITERATIONS && !current.children().empty(); ++safety) {
24         auto it = std::find_if(current.children().begin(), current.children().end(),

```

```

25         [&current](const Particle& child) { return child.pid() == current.pid(); });
26
27         if (it == current.children().end()) break;
28         current = *it;
29     }
30     return current;
31 }
32
33 // One-to-one quark-jet matching
34 std::vector<int> matchQuarksToJetsOneToOne(
35     const std::vector<QuarkPair>& quarks,
36     const Jets& jets,
37     double maxDR = MAX_DR_MATCH,
38     std::vector<double>* matchedDr = nullptr) {
39
40     const int nq = quarks.size();
41     const int nj = jets.size();
42
43     if (matchedDr) matchedDr->assign(nq, INF);
44
45     std::vector<int> quarkToJet(nq, -1);
46     if (nq == 0 || nj == 0) return quarkToJet;
47
48     std::vector<int> jetTaken(nj, -1);
49
50     // Build candidate pairs
51     struct DRPair {
52         double dr;
53         int iq;
54         int ij;
55     };
56
57     std::vector<DRPair> pairs;
58     pairs.reserve(nq * std::min(nj, MAX_JETS_FOR_MATCHING));
59
60     for (int iq = 0; iq < nq; ++iq) {
61         const auto& q = quarks[iq].first;
62         const double qeta = q.eta();
63         const double qphi = q.phi();
64         const double qenergy = q.E();
65
66         for (int ij = 0; ij < nj; ++ij) {
67             const auto& jet = jets[ij];
68             const double dr = deltaR(qeta, qphi, jet.eta(), jet.phi());
69
70             if (dr > maxDR) continue;
71
72             const double ratio = (qenergy > 0) ? jet.E() / qenergy : 0.0;
73             if (ratio >= 0.5 && ratio <= 1.5) {
74                 pairs.push_back({dr, iq, ij});
75             }
76         }
77     }
78
79     // Sort by increasing dR
80     std::sort(pairs.begin(), pairs.end(),
81         [](const DRPair& a, const DRPair& b) {
82             if (a.dr != b.dr) return a.dr < b.dr;
83             if (a.iq != b.iq) return a.iq < b.iq;
84             return a.ij < b.ij;
85         });

```

```

86
87     for (const auto& p : pairs) {
88         if (quarkToJet[p.iq] == -1 && jetTaken[p.ij] == -1) {
89             quarkToJet[p.iq] = p.ij;
90             jetTaken[p.ij] = p.iq;
91             if (matchedDr) (*matchedDr)[p.iq] = p.dr;
92         }
93     }
94
95     return quarkToJet;
96 }
97
98 //Initialize TTree branches
99 void RivetTopHiggs::init() {
100     declare(FinalState(Cuts::etaIn(-5.0, 5.0)), "FS");
101
102     declare(FinalState(
103         Cuts::etaIn(-5.0, 5.0) &&
104         Cuts::abspid != 11 && Cuts::abspid != 13 && Cuts::abspid != 15 &&
105         Cuts::abspid != 12 && Cuts::abspid != 14 && Cuts::abspid != 16
106     ), "FS_JETS");
107
108     declare(FastJets(
109         FinalState(Cuts::etaIn(-5.0, 5.0) &&
110             Cuts::abspid != 11 && Cuts::abspid != 13 && Cuts::abspid != 15 &&
111             Cuts::abspid != 12 && Cuts::abspid != 14 && Cuts::abspid != 16),
112         JetAlg::ANTIKT, 0.5, JetMuons::NONE, JetInvisibles::ALL, nullptr, 0.
113     ), "JetsAK4");
114
115     // Top branches
116     for (const auto& suffix : {"top", "topbar", "higgs"}) {
117         _tree->Branch(("m_" + std::string(suffix)).c_str(), &getMember<double>(suffix, "m"));
118         _tree->Branch(("pt_" + std::string(suffix)).c_str(), &getMember<double>(suffix, "pt"));
119         _tree->Branch(("eta_" + std::string(suffix)).c_str(), &getMember<double>(suffix, "eta"));
120         _tree->Branch(("phi_" + std::string(suffix)).c_str(), &getMember<double>(suffix, "phi"));
121     }
122
123     // Leading lepton
124     _tree->Branch("pt_lead", &_pt_lead);
125     _tree->Branch("eta_lead", &_eta_lead);
126     _tree->Branch("phi_lead", &_phi_lead);
127     _tree->Branch("e_lead", &_e_lead);
128     _tree->Branch("q_lead", &_q_lead);
129
130     // Neutrino truth
131     _tree->Branch("pz_nu_truth", &_pz_nu_truth);
132     _tree->Branch("pt_nu_truth", &_pt_nu_truth);
133
134     // Lepton vectors
135     for (const auto& var : {"pt", "eta", "phi", "e"}) {
136         _tree->Branch((std::string(var) + "_leptons").c_str(), &getMember<std::vector<double>>("leptons", var));
137     }
138
139     // Jet vectors
140     for (const auto& type : {"jets", "bjets", "nonbjets"}) {
141         for (const auto& var : {"pt", "eta", "phi", "m"}) {
142             _tree->Branch((std::string(var) + "_" + type).c_str(), &getMember<std::vector<double>>(type, var));
143         }
144     }

```

```

145
146 _tree->Branch("n_jet", &n_jet);
147 _tree->Branch("n_bjet", &n_bjet);
148 _tree->Branch("n_nonbjet", &n_nonbjet);
149
150 // Reconstructed objects
151 for (const auto& obj : {"higgs", "top"}) {
152     for (const auto& var : {"", "_eta", "_phi", "_pt"}) {
153         _tree->Branch(("reco_" + std::string(obj) + var).c_str(),
154                     &getMember<std::vector<double>>("reco_" + std::string(obj), var));
155     }
156 }
157
158 // Neutrino reconstruction
159 _tree->Branch("pz_nu_reco", &pz_nu_reco);
160 _tree->Branch("pt_nu_reco", &pt_nu_reco);
161 _tree->Branch("px_nu_reco", &px_nu_reco);
162 _tree->Branch("py_nu_reco", &py_nu_reco);
163
164 // B-jet for reconstructed top
165 for (const auto& comp : {"energy", "px", "py", "pz"}) {
166     _tree->Branch(("b_" + std::string(comp) + "_reco_top").c_str(),
167                 &getMember<std::vector<double>>("b_reco_top", comp));
168 }
169
170 // Correct combinations
171 for (const auto& obj : {"top", "higgs"}) {
172     _tree->Branch(("correct_reco_" + std::string(obj)).c_str(),
173                 &getMember<std::vector<double>>("correct_reco", obj));
174     _tree->Branch(("correct_reco_" + std::string(obj) + "_eta").c_str(),
175                 &getMember<std::vector<double>>("correct_reco_" + std::string(obj), "eta"));
176 }
177
178 _tree->Branch("truth_mass_bc_from_top_had", &truth_mass_bc_from_top_had);
179 _tree->Branch("mass_3jet", &mass_3jet);
180 _tree->Branch("weight", &weight);
181 _tree->Branch("truth_top", &truth_top);
182 _tree->Branch("truth_higgs", &truth_higgs);
183 _tree->Branch("name_bjets", &name_bjets);
184 }
185
186 //Process top quark decay chain
187 void RivetTopHiggs::processTop(int topPdg, const Particle& particle, std::vector<QuarkPair>& bquarks) {
188     auto lastTop = lastCopySamePID(particle);
189     if (!lastTop.genParticle()) return;
190
191     // Set top kinematics
192     const auto& topMom = lastTop.momentum();
193     if (topPdg > 0) {
194         _m_top = topMom.mass(); _pt_top = topMom.pt();
195         _phi_top = topMom.phi(); _eta_top = topMom.eta();
196     } else {
197         _m_topbar = topMom.mass(); _pt_topbar = topMom.pt();
198         _phi_topbar = topMom.phi(); _eta_topbar = topMom.eta();
199     }
200
201     // Find decay products
202     Particle bQuark, wBoson, neutrino, lepton, cQuark;
203     std::vector<Particle> quarkWs;
204
205     for (const auto& child : lastTop.children()) {

```

```

206     if (child.abspid() == 5) {
207         bQuark = lastCopySamePID(child);
208         bquarks.emplace_back(bQuark, topPdg);
209     } else if (child.abspid() == 24) {
210         wBoson = lastCopySamePID(child);
211     }
212 }
213
214 if (!wBoson.genParticle()) return;
215
216 // Process W decay
217 for (const auto& childW : wBoson.children()) {
218     if (childW.isChargedLepton()) {
219         lepton = lastCopySamePID(childW);
220         _semiLeptonTopId = topPdg;
221     } else if (childW.isNeutrino()) {
222         neutrino = lastCopySamePID(childW);
223     } else if (isQuark(childW.abspid()) && shouldProcessWBosonJets()) {
224         auto quarkW = lastCopySamePID(childW);
225         quarkWs.push_back(quarkW);
226         bquarks.emplace_back(quarkW, wBoson.pid());
227         if (quarkW.abspid() == 4) cQuark = quarkW;
228     }
229 }
230
231 // Store neutrino info
232 if (neutrino.genParticle()) {
233     _pz_nu_truth = neutrino.pz();
234     _pt_nu_truth = neutrino.pt();
235 }
236
237 // Calculate truth masses
238 if (bQuark.genParticle() && lepton.genParticle() && neutrino.genParticle()) {
239     _truth_top = (bQuark.momentum() + lepton.momentum() + neutrino.momentum()).mass();
240 }
241 if (bQuark.genParticle() && cQuark.genParticle()) {
242     _truth_mass_bc_from_top_had = (bQuark.momentum() + cQuark.momentum()).mass();
243 }
244 }
245
246 // Process Higgs decay
247 void RivetTopHiggs::processHiggs(const Particle& higgs, std::vector<QuarkPair>& bquarks) {
248     _m_higgs = higgs.mass();
249     _pt_higgs = higgs.pt();
250     _eta_higgs = higgs.eta();
251     _phi_higgs = higgs.phi();
252
253     Particle bQuark, bbarQuark;
254     for (const auto& child : higgs.children()) {
255         if (child.pid() == 5) {
256             bQuark = lastCopySamePID(child);
257             bquarks.emplace_back(bQuark, higgs.pid());
258         } else if (child.pid() == -5) {
259             bbarQuark = lastCopySamePID(child);
260             bquarks.emplace_back(bbarQuark, higgs.pid());
261         }
262     }
263
264     if (bQuark.genParticle() && bbarQuark.genParticle()) {
265         _truth_higgs = (bQuark.momentum() + bbarQuark.momentum()).mass();
266     }

```

```

267 }
268
269 //Check if process requires W boson jet processing
270 bool RivetTopHiggs::shouldProcessWBosonJets() const {
271     return _process_name == "ttbar" || _process_name == "ttw";
272 }
273
274 //Check if we should continue searching for particles
275 bool RivetTopHiggs::shouldContinueSearch(bool findTop, bool findTopbar) const {
276     if ((_process_name == "ttbar" || _process_name == "tth" ||
277         _process_name == "ttz" || _process_name == "ttbb" ||
278         _process_name == "ttw") && findTop && findTopbar) {
279         return false;
280     }
281     if ((_process_name == "thbq" || _process_name == "tzbq") && (findTop || findTopbar)) {
282         return false;
283     }
284     return true;
285 }
286
287 //Process additional particles from vertex
288 void RivetTopHiggs::processVertexParticles(HepMC3::ConstGenVertexPtr vertex,
289     std::vector<QuarkPair>& bquarks) {
290     if (!vertex) return;
291
292     for (const auto& daughter : vertex->particles_out()) {
293         const int pdgId = daughter->pid();
294
295         // Higgs
296         if (pdgId == 25 || pdgId == 23 || pdgId == 5000000) {
297             processHiggs(lastCopySamePID(Particle(daughter)), bquarks);
298         }
299         // b-quark from gluon
300         else if (std::abs(pdgId) == 5) {
301             bquarks.emplace_back(lastCopySamePID(Particle(daughter)), 0);
302         }
303         // W boson (for ttw process)
304         else if (std::abs(pdgId) == 24) {
305             processAdditionalWBoson(Particle(daughter), bquarks);
306         }
307     }
308 }
309
310 //Process additional W boson
311 void RivetTopHiggs::processAdditionalWBoson(const Particle& wBoson, std::vector<QuarkPair>& bquarks) {
312     auto lastW = lastCopySamePID(wBoson);
313     std::vector<Particle> quarks;
314
315     for (const auto& childW : lastW.children()) {
316         if (isQuark(childW.abspid())) {
317             quarks.push_back(lastCopySamePID(childW));
318         }
319     }
320
321     for (const auto& quark : quarks) {
322         bquarks.emplace_back(quark, wBoson.pid());
323     }
324 }
325
326 //Check if PID is a quark
327 bool isQuark(int abspid) {

```

```

328     return abspid >= 1 && abspid <= 4;
329 }
330
331 // Main analysis function
332 void RivetTopHiggs::analyze(const Event& event) {
333     resetEvent();
334
335     // Get event weight
336     const HepMC3::GenEvent* genEvent = event.genEvent();
337     _weight = genEvent->weights();
338
339     // Get jets and particles
340     const auto& jets = apply<FastJets>(event, "JetsAK4").jetsByPt(Cuts::pT >= JET_PT_CUT * GeV);
341     const auto& fsLepton = apply<FinalState>(event, "FS");
342     const Particles leptons = fsLepton.particles();
343     const Particles allParticles = event.allParticles();
344
345     // Find truth-level b-quarks
346     std::vector<QuarkPair> bquarks;
347     bquarks.reserve(4);
348
349     findTruthParticles(allParticles, bquarks);
350
351     // Process final state leptons
352     processLeptons(leptons);
353
354     // Process jets
355     processJets(jets, bquarks);
356
357     // Event selection and reconstruction
358     if (_n_bjet >= 3 && _n_bjet <= 4 && _pt_lead >= LEAD_LEPTON_PT_CUT) {
359         reconstructEvent(jets, bjets, leptons);
360         _tree->Fill();
361     }
362 }
363
364 // Find truth particles
365 void RivetTopHiggs::findTruthParticles(const Particles& allParticles, std::vector<QuarkPair>& bquarks)
366 {
367     bool findTop = false, findTopbar = false;
368
369     for (const auto& p : allParticles) {
370         if (!p.genParticle()) continue;
371
372         HepMC3::ConstGenVertexPtr vertex = nullptr;
373
374         if (p.pid() == 6 && !findTop) {
375             findTop = true;
376             processTop(p.pid(), p, bquarks);
377             vertex = p.genParticle()->production_vertex();
378         } else if (p.pid() == -6 && !findTopbar) {
379             findTopbar = true;
380             processTop(p.pid(), p, bquarks);
381             vertex = p.genParticle()->production_vertex();
382         }
383
384         // Process vertex for single-top processes
385         if ((findTop != findTopbar) && _process_name != "ttbar") {
386             processVertexParticles(vertex, bquarks);
387         }
388     }
389 }

```

```

388         if (!shouldContinueSearch(findTop, findTopbar)) break;
389     }
390 }
391
392 // Process leptons
393 void RivetTopHiggs::processLeptons(const Particles& leptons) {
394     double maxPtLepton = 0.0;
395     Particle leadLepton;
396
397     for (const auto& lepton : leptons) {
398         if (!lepton.isChargedLepton()) continue;
399
400         _pt_leptons.push_back(lepton.pt());
401         _eta_leptons.push_back(lepton.eta());
402         _phi_leptons.push_back(lepton.phi());
403         _e_leptons.push_back(lepton.E());
404
405         if (lepton.pt() >= maxPtLepton) {
406             maxPtLepton = lepton.pt();
407             leadLepton = lepton;
408             _q_lead = lepton.charge();
409         }
410     }
411
412     if (leadLepton.genParticle()) {
413         _eta_lead = leadLepton.eta();
414         _pt_lead = leadLepton.pt();
415         _e_lead = leadLepton.E();
416         _phi_lead = leadLepton.phi();
417     }
418 }
419
420 // Process jets and b-tagging
421 void RivetTopHiggs::processJets(const Jets& jets, const std::vector<QuarkPair>& bquarks) {
422     _n_jet = jets.size();
423
424     // Fill jet kinematics
425     double pxSum = 0.0, pySum = 0.0;
426     for (const auto& jet : jets) {
427         _pt_jets.push_back(jet.pt());
428         _eta_jets.push_back(jet.eta());
429         _phi_jets.push_back(jet.phi());
430         _m_jets.push_back(jet.mass());
431         pxSum += jet.px();
432         pySum += jet.py();
433     }
434
435     // Match quarks to jets
436     std::vector<double> drs;
437     auto quarkToJet = matchQuarksToJetsOneToOne(bquarks, jets, MAX_DR_MATCH, &drs);
438
439     // Categorize jets
440     categorizeJets(jets, bquarks, quarkToJet);
441 }
442
443 // Categorize jets based on quark matching
444 void RivetTopHiggs::categorizeJets(const Jets& jets,
445                                     const std::vector<QuarkPair>& bquarks,
446                                     const std::vector<int>& quarkToJet) {
447     Jets bjetsTemp, nonbjetsTemp;
448     Jet btop, btopbar, bhiggs, bbarhiggs, bgluon, bqarktop1, bqarktop2;

```

```

449
450     for (size_t iq = 0; iq < bquarks.size(); ++iq) {
451         int ij = quarkToJet[iq];
452         if (ij < 0) continue;
453
454         const auto& matchedJet = jets[ij];
455         int pdgIdParent = bquarks[iq].second;
456         int pdgId = bquarks[iq].first.pid();
457
458         // Classify by parent
459         classifyJet(pdgIdParent, pdgId, matchedJet,
460                   btop, btopbar, bhiggs, bbarhiggs, bgluon,
461                   bquarktop1, bquarktop2);
462
463         // Determine if jet should be considered as b-jet
464         if (shouldTagAsBJet(pdgIdParent, pdgId)) {
465             bjetsTemp.push_back(matchedJet);
466             _pt_bjets.push_back(matchedJet.pt());
467             _eta_bjets.push_back(matchedJet.eta());
468             _phi_bjets.push_back(matchedJet.phi());
469             _m_bjets.push_back(matchedJet.mass());
470
471             // Store for ttbar process
472             if (_process_name == "ttbar") {
473                 if (bquarktop1.mom().isNull()) bquarktop1 = matchedJet;
474                 else if (bquarktop2.mom().isNull()) bquarktop2 = matchedJet;
475             }
476         }
477     }
478
479     _n_bjet = bjetsTemp.size();
480
481     // Find non-b-jets
482     for (const auto& jet : jets) {
483         if (std::find_if(bjetsTemp.begin(), bjetsTemp.end(),
484                         [&jet](const Jet& bjet) { return jet.mom() == bjet.mom(); }) == bjetsTemp.end()) {
485             nonbjetsTemp.push_back(jet);
486             _pt_nonbjets.push_back(jet.pt());
487             _eta_nonbjets.push_back(jet.eta());
488             _phi_nonbjets.push_back(jet.phi());
489             _m_nonbjets.push_back(jet.mass());
490         }
491     }
492
493     _n_nonbjet = nonbjetsTemp.size();
494     bjets = std::move(bjetsTemp);
495 }
496
497 // Classify a jet based on its parent particle
498 void RivetTopHiggs::classifyJet(int pdgIdParent, int pdgId, const Jet& jet,
499                                Jet& btop, Jet& btopbar, Jet& bhiggs,
500                                Jet& bbarhiggs, Jet& bgluon,
501                                Jet& bquarktop1, Jet& bquarktop2) {
502     if (pdgIdParent == 0) {
503         bgluon = jet;
504         _name_bjets.push_back(1000);
505     } else if (pdgIdParent == 6) {
506         btop = jet;
507         _name_bjets.push_back(1);
508     } else if (pdgIdParent == -6) {
509         btopbar = jet;

```

```

510     _name_bjets.push_back(1);
511 } else if (pdgIdParent == 25 || pdgIdParent == 23 || pdgIdParent == 5000000) {
512     if (pdgId == 5) {
513         bhiggs = jet;
514         _name_bjets.push_back(10);
515     } else if (pdgId == -5) {
516         bbarhiggs = jet;
517         _name_bjets.push_back(100);
518     }
519 }
520 }
521
522 // Determine if a jet should be tagged as b-jet
523 bool RivetTopHiggs::shouldTagAsBJet(int pdgIdParent, int pdgId) const {
524     if (std::abs(pdgIdParent) != 24) return true;
525
526     // Apply efficiency for c-jets and light jets from W
527     if (std::abs(pdgId) == 4) {
528         return _randomGen->Uniform(0, 1) <= C_JET_TAG_EFF;
529     }
530     if (isQuark(std::abs(pdgId))) {
531         return _randomGen->Uniform(0, 1) <= LIGHT_JET_TAG_EFF;
532     }
533     return false;
534 }
535
536 // Reconstruct the event
537 void RivetTopHiggs::reconstructEvent(const Jets& jets, const Jets& bjets,
538                                     const Particles& leptons) {
539     // Calculate 3-jet mass
540     _mass_3jet = (jets[0].mom() + jets[1].mom() + jets[2].mom()).mass();
541
542     // Find leading lepton
543     const auto& lead = *std::max_element(leptons.begin(), leptons.end(),
544     [](const Particle& a, const Particle& b) { return a.pt() < b.pt(); });
545
546     // Calculate missing ET
547     double pxJetSum = std::accumulate(jets.begin(), jets.end(), 0.0,
548     [](double sum, const Jet& j) { return sum + j.px(); });
549     double pyJetSum = std::accumulate(jets.begin(), jets.end(), 0.0,
550     [](double sum, const Jet& j) { return sum + j.py(); });
551
552     _px_nu_reco = -(pxJetSum + lead.px());
553     _py_nu_reco = -(pyJetSum + lead.py());
554
555     // Reconstruct neutrino pz
556     auto [pz1, pz2] = reconstructNeutrinoPz(lead);
557
558     FourMomentum pNu1(std::sqrt(_px_nu_reco*_px_nu_reco + _py_nu_reco*_py_nu_reco + pz1*pz1),
559     _px_nu_reco, _py_nu_reco, pz1);
560     FourMomentum pNu2(std::sqrt(_px_nu_reco*_px_nu_reco + _py_nu_reco*_py_nu_reco + pz2*pz2),
561     _px_nu_reco, _py_nu_reco, pz2);
562
563     _pt_nu_reco = std::sqrt(_px_nu_reco*_px_nu_reco + _py_nu_reco*_py_nu_reco);
564
565     // Prepare b-jets (remove softest if 4 b-jets)
566     Jets selectedBJets = bjets;
567     if (_n_bjet == 4) {
568         auto minIt = std::min_element(_pt_bjets.begin(), _pt_bjets.end());
569         int minIdx = std::distance(_pt_bjets.begin(), minIt);
570         selectedBJets.erase(selectedBJets.begin() + minIdx);

```

```

571     }
572
573     // Try all combinations
574     fillReconstructedCombinations(selectedBJets, lead, pNu1, pNu2);
575
576     // Fill correct combinations if available
577     fillCorrectCombinations(lead, pNu1, pNu2);
578 }
579
580 // Reconstruct neutrino pz
581 std::pair<double, double> RivetTopHiggs::reconstructNeutrinoPz(const Particle& lepton) const {
582     double mu = W_MASS * W_MASS * 0.5 + lepton.px() * _px_nu_reco + lepton.py() * _py_nu_reco;
583     double discrim = mu * mu - lepton.pt() * lepton.pt() * (_px_nu_reco * _px_nu_reco + _py_nu_reco *
        _py_nu_reco);
584
585     double pz1, pz2;
586     double scale = 1.0 / (lepton.pt() * lepton.pt());
587
588     if (discrim >= 0) {
589         double sq = std::sqrt(discrim);
590         pz1 = scale * (mu * lepton.pz() + lepton.E() * sq);
591         pz2 = scale * (mu * lepton.pz() - lepton.E() * sq);
592     } else {
593         pz1 = pz2 = scale * (mu * lepton.pz());
594     }
595
596     return {pz1, pz2};
597 }
598
599 // Fill all reconstructed combinations
600 void RivetTopHiggs::fillReconstructedCombinations(const Jets& bjets,
601     const Particle& lepton,
602     const FourMomentum& pNu1,
603     const FourMomentum& pNu2) {
604     int n = bjets.size();
605     for (int i = 0; i < n; ++i) {
606         for (int j = i + 1; j < n; ++j) {
607             FourMomentum higgs = bjets[i].mom() + bjets[j].mom();
608
609             for (int k = 0; k < n; ++k) {
610                 if (k == i || k == j) continue;
611
612                 FourMomentum top1 = bjets[k].mom() + lepton.mom() + pNu1;
613                 FourMomentum top2 = bjets[k].mom() + lepton.mom() + pNu2;
614
615                 fillReconstructedVectors(higgs, top1, top2, pNu1.pz(), pNu2.pz(), bjets[k]);
616             }
617         }
618     }
619 }
620
621 // Fill reconstructed vectors into branches
622 void RivetTopHiggs::fillReconstructedVectors(const FourMomentum& higgs,
623     const FourMomentum& top1,
624     const FourMomentum& top2,
625     double pz1, double pz2,
626     const Jet& bJet) {
627     auto pushAll = [this](const FourMomentum& top, const FourMomentum& higgs,
628         double pz, const Jet& bJet) {
629         _reco_top.push_back(top.mass());
630         _reco_higgs.push_back(higgs.mass());

```

```

631     _reco_top_eta.push_back(top.eta());
632     _reco_higgs_eta.push_back(higgs.eta());
633     _reco_top_phi.push_back(top.phi());
634     _reco_higgs_phi.push_back(higgs.phi());
635     _reco_top_pt.push_back(top.pt());
636     _reco_higgs_pt.push_back(higgs.pt());
637     _pz_nu_reco.push_back(pz);
638     _b_px_reco_top.push_back(bJet.px());
639     _b_py_reco_top.push_back(bJet.py());
640     _b_pz_reco_top.push_back(bJet.pz());
641     _b_energy_reco_top.push_back(bJet.E());
642 };
643
644 pushAll(top1, higgs, pz1, bJet);
645 pushAll(top2, higgs, pz2, bJet);
646 }
647
648 // Fill correct combinations
649 void RivetTopHiggs::fillCorrectCombinations(const Particle& lepton,
650                                             const FourMomentum& pNu1,
651                                             const FourMomentum& pNu2) {
652     if (_process_name == "thbq") {
653         fillCorrectTHBQ(lepton, pNu1, pNu2);
654     } else if (_process_name == "ttbar") {
655         fillCorrectTTbar(lepton, pNu1, pNu2);
656     } else if (_process_name == "tth") {
657         fillCorrectTTH(lepton, pNu1, pNu2);
658     }
659 }
660
661 // Reset all event variables
662 void RivetTopHiggs::resetEvent() {
663     _m_top = _pt_top = _eta_top = _phi_top = 0.0;
664     _m_topbar = _pt_topbar = _eta_topbar = _phi_topbar = 0.0;
665     _m_higgs = _pt_higgs = _eta_higgs = _phi_higgs = 0.0;
666     _pt_lead = _eta_lead = _phi_lead = _e_lead = _q_lead = 0.0;
667     _pz_nu_truth = _pt_nu_truth = 0.0;
668
669     _pt_leptons.clear(); _eta_leptons.clear(); _phi_leptons.clear(); _e_leptons.clear();
670     _pt_jets.clear(); _eta_jets.clear(); _phi_jets.clear(); _m_jets.clear();
671     _pt_bjets.clear(); _eta_bjets.clear(); _phi_bjets.clear(); _m_bjets.clear();
672     _pt_nonbjets.clear(); _eta_nonbjets.clear(); _phi_nonbjets.clear(); _m_nonbjets.clear();
673
674     _n_jet = _n_bjet = _n_nonbjet = 0;
675
676     _reco_higgs.clear(); _reco_higgs_eta.clear(); _reco_higgs_phi.clear(); _reco_higgs_pt.clear();
677     _reco_top.clear(); _reco_top_eta.clear(); _reco_top_phi.clear(); _reco_top_pt.clear();
678
679     _pz_nu_reco.clear();
680     _pt_nu_reco = _px_nu_reco = _py_nu_reco = 0.0;
681
682     _b_energy_reco_top.clear(); _b_px_reco_top.clear(); _b_py_reco_top.clear(); _b_pz_reco_top.clear();
683
684     _correct_reco_top.clear(); _correct_reco_higgs.clear();
685     _correct_reco_top_eta.clear(); _correct_reco_higgs_eta.clear();
686
687     _truth_mass_bc_from_top_had = _mass_3jet = 0.0;
688     _truth_top = _truth_higgs = 0.0;
689
690     _name_bjets.clear();
691     _weight.clear();

```

```
692     _semiLeptonTopId = 0;  
693 }  
694  
695 } // namespace Rivet
```

Листинг 2 — Реализация алгоритма реконструкции