

Разделение процессов парного и одиночного tWb -ассоциированного рождения топ-кварков с помощью нейронной сети

Э. Э. Боос,¹ В. Е. Буничев,¹ П. В. Волков,^{1,*} Л. В. Дудко,¹ М. А. Перфилов^{1,†}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 21.09.2023; после доработки 06.10.2023; подписана в печать 15.10.2023)

В настоящей работе представлен метод разделения процессов парного и одиночного tWb -ассоциированного рождения топ-кварков, обладающих одинаковым конечным состоянием, с помощью нейронной сети. Предлагаемый метод позволяет проводить вычисление таких процессов с учетом калибровочно-инвариантного набора диаграмм Фейнмана, полным учетом интерференционных вкладов и разделением фазового пространства на однорезонансные и двухрезонансные части, что необходимо для повышения точности поиска возможных отклонений от предсказаний Стандартной модели в этих процессах. Применение этого метода позволяет избежать недостатков, присущих используемым в коллайдерной физике схемам вычисления процессов tWb -ассоциированного рождения топ-кварка с удалением диаграмм Фейнмана, что приводит к нарушению калибровочной инвариантности, или добавлением схемы вычитания, что приводит к появлению отрицательных весов у части моделируемых событий. Предложенный метод может быть использован для увеличения эффективности поиска отклонений от предсказаний Стандартной модели во взаимодействии топ-кварка с W -бозоном и b -кварком.

PACS: 14.65.Na, 12.15.Ji УДК: 539.1

Ключевые слова: одиночный топ-кварк, нейронные сети, парное рождение топ-кварков, tW -ассоциированное рождение.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2360201](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2360201)

ВВЕДЕНИЕ

Необходимый уровень точности при решении многих современных задач в экспериментальной физике высоких энергий требует моделирования процессов с учетом следующего за лидирующим порядком теории возмущений (NLO). При этом подчас помимо диаграмм, отвечающих основному рассматриваемому процессу, возникает часть диаграмм, соответствующих фоновым процессам, имеющим такое же конечное состояние, что и диаграммы основного процесса. Часто это наблюдается в таких процессах, в которых одна частица рождается в ассоциации с другими. В качестве примера можно привести процессы рождения топ-кварка в ассоциации с W -бозонами и бозоном Хиггса, (tWH) [1], одиночное рождение топ-кварка в ассоциации с парой W - и Z -бозонов [2], одиночное рождение топ-кварка в ассоциации с W -бозоном [3]. Набор квадратированных диаграмм, помимо отдельных вкладов, отвечающих сигнальным и фоновым процессам, содержит также квадратированные диаграммы, отвечающие интерференции диаграмм, соответствующих таким процессам. Вклад интерференционных квадратированных диаграмм в матричный элемент полного процесса может достигать значитель-

ной величины по сравнению с вкладом квадратичных диаграмм, отвечающих одному из процессов (фоновому или сигнальному) по отдельности, а его величина может иметь отрицательное значение. Появляется закономерный вопрос, как разделять вклады сигнального и фонового процессов в таких случаях.

Традиционный способ разделения вкладов сигнального и фонового процессов при моделировании состоит в применении искусственных процедур по удалению части диаграмм, отвечающих фоновым процессам, или введения некоего «вычитающего» члена в матричный элемент, отвечающего определенным требованиям [4] для того, чтобы оставить в рассмотрении только сигнальный процесс. Все такие схемы имеют свои недостатки, к которым можно отнести, например, калибровочную неинвариантность оставшегося набора диаграмм и появление при последующем моделировании событий с отрицательными весами. Особенно недостатки использования той или иной классической схемы проявляются при исследованиях аномальных операторов в вершинах взаимодействия таких процессов, так как при применении той или иной схемы конечные результаты не могут быть интерпретированы без ограничения общности. Чувствительность разных вкладов к «новой физике» может значительно различаться. Для рассматриваемых процессов с tWb конечным состоянием электрослабый вклад мал (однорезонансное рождение), но пропорционален квадрату аномальной константы свя-

* E-mail: petr.volkov@cern.ch

† E-mail: perfilov@cern.ch

зи в вершине tWb , следовательно, сечения имеют сильную зависимость от аномальной константы связи. Вклад сильных взаимодействий в этот процесс (двухрезонансное рождение) большой, но аномальная константа входит только в брэнчинг распада топ-кварка, близкий к единице, и имеет гораздо более слабое влияние на сечения этих процессов.

В настоящей работе предложен метод разделения сигнальных и фоновых процессов на NLO-уровне с помощью нейронной сети. Эффективность метода продемонстрирована на примере разделения Монте-Карло (МК) событий, соответствующих процессам парного и одиночного tW -ассоциированного рождения топ-кварков на NLO-уровне из событий, соответствующих полному набору диаграмм, отвечающих этим процессам. Такой метод использует калибровочно-инвариантный набор диаграмм и не имеет недостатков, присущих классическим схемам разделения.

Статья организована следующим образом. В разделе 1 рассказывается о задаче разделения процессов парного и одиночного tW -ассоциированного рождения топ-кварков на NLO-уровне, имеющих одинаковое конечное состояние tWb , более подробно, приводится полный набор диаграмм, рассказывается о классических схемах выделения событий, отвечающих процессам одиночного tW -ассоциированного рождения топ-кварков. В разделе 2 рассказывается о нейронной сети, созданной для разделения событий, соответствующих парному и одиночному рождению топ-кварков, приводятся зависимости сечения от кинематических наблюдаемых, при помощи которых проходит тренировка нейронной сети. В разделе 3 приводятся конечные результаты. Заключение рассказывает о преимуществах и области применимости представленного метода.

Для моделирования, построения распределений и проведения численных вычислений использовался пакет символьных и численных вычислений *CompHEP* [5, 6]. Для наглядности все распределения приведены для лептона одного знака, что легко выделяемо в реальном эксперименте. Моделирование проведено в рамках Стандартной модели (СМ). Все вычисления приведены для значения энергии протон-протонных столкновений на Большом адронном коллайдере (БАК, LHC), равной $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

1. ПРОЦЕССЫ ПАРНОГО $t\bar{t}$ И ОДИНОЧНОГО

tW -АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ ТОП-КВАРКОВ, ИМЕЮЩИЕ ОДИНАКОВОЕ КОНЕЧНОЕ СОСТОЯНИЕ tWb

Топ-кварк был открыт в процессах парного рождения в 1995 г. на коллайдере TEVATRON [7, 8]. Помимо процессов парного рождения топ-кварков, хорошо исследованы процессы одиночного рождения топ-кварков, а именно процессы s -канального, t -канального и tW -ассоциированно-

го рождения. Процессы первых двух типов были открыты на коллайдере TEVATRON [9–11]. Из-за исчезающе малого сечения при энергиях коллайдера TEVATRON процесс tW -ассоциированного одиночного рождения топ-кварка впервые наблюдался уже на LHC [12], впоследствии было измерено отдельно его сечение в различных областях фазового пространства [13].

Процесс tW -ассоциированного рождения одиночного топ-кварка является наиболее сложным и с экспериментальной, и с теоретической точек зрения. Для сохранения спиновых корреляций между топ-кварком и продуктами его распада необходимо вычислять полный матричный элемент, учитывающий все распады топ-кварка и W -бозонов. С учетом NLO вкладов конечная сигнатура событий содержит шесть частиц, что приводит к значительному увеличению сложности проводимых вычислений. Например, для однолептонного канала требуется вычислить процесс $p, p \rightarrow l, \nu, b, \bar{b}, q, \bar{q}'$. В такую конечную сигнатуру события дают вклад не только диаграммы одиночного, но и парного рождения топ-кварков, неразделимые на квантовом уровне.

На рис. 1 показаны диаграммы ведущего порядка теории возмущений для одного из лидирующих подпроцессов, дающего вклад в полный процесс одиночного tW -ассоциированного рождения топ-кварков, а на рис. 2 приведены древесные диаграммы, отвечающие следующему за лидирующим порядку теории возмущений для того же подпроцесса, содержащие диаграммы «глюонного расщепления» $g \rightarrow b\bar{b}$, что приводит к появлению дополнительного b -кварка в конечном состоянии (далее в тексте такие процессы будут именоваться как процессы tWb -ассоциированного рождения одиночных топ-кварков). Видно, что диаграммы (1), (4), (6) из набора диаграмм, приведённого на рис. 2, отвечают процессу парного рождения топ-кварков с распадами по лептонному и адронному каналам, имеющему такое же конечное состояние, что и диаграммы, отвечающие одиночному tWb -ассоциированному рождению топ-кварка. Вклад диаграмм, отвечающих парному рождению топ-кварков в матричный элемент полного процесса, существенно превышает вклад от всех остальных диаграмм, среди которых содержатся и диаграммы одиночного tWb -ассоциированного рождения топ-кварка. Матричный элемент полного процесса, который пропорционален вкладам квадрированных диаграмм, содержит члены, отвечающие:

- а) вкладу процессов парного рождения $t\bar{t}$,
- б) вкладу процессов одиночного tWb -ассоциированного рождения топ-кварка,
- в) интерференции таких процессов.

Если ставится цель исследовать сами по себе процессы одиночного tWb -ассоциированного рождения топ-кварка, необходима процедура выделения вклада диаграмм, отвечающих этому процессу, из полного $t\bar{t} + tWb$ процесса (см. рис. 2)

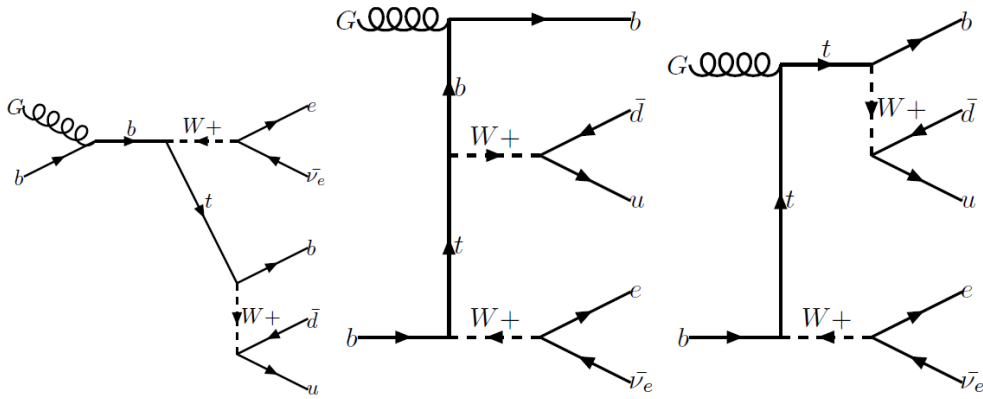


Рис. 1. Диаграммы для одного из лидирующих подпроцессов одиночного tW -ассоциированного рождения одиночного топ-кварка с его распадом. Конечное состояние содержит лептоны, кварки легкого аромата и b -кварки

на уровне NLO. Ниже кратко будут рассмотрены использующиеся схемы выделения (берутся обозначения из [4]).

В так называемой схеме DR1 («Diagram Removal») [14] диаграммы, отвечающие вкладу процессов парного рождения топ-кварков, удаляются на начальной стадии (до их квадрирования), при этом, естественно, интерференция между процессами парного и одиночного рождения топ-кварка не учитывается. В схеме DR2 (более известной как «Diagram Subtraction») [3] вклад квадратичных диаграмм, отвечающих процессам парного рождения, удаляется из моделирования уже после квадрирования. В этом случае, хоть вклад интерференционных диаграмм и учитывается, появляются события с отрицательными весами. В схемах DS1, DS2 при численном расчёте квадрата амплитуды полного процесса вводится локальный член, удовлетворяющий определённым требованиям, для вычитания вклада процессов парного рождения в квадратичную амплитуду полного процесса, что приводит к появлению дополнительных неопределённостей, учитывать которые весьма нетривиально, да и представляет собой, скорее, некий трюк, не имеющий физического обоснования.

Как можно заключить из этого краткого обзора, схемы выделения диаграмм, соответствующих одиночному tW -ассоциированному рождению топ-кварка, имеют искусственный характер и, конечно, естественным образом не реализуются в природе. Недостатки таких схем становятся более значимыми, когда заходит речь об экспериментальных поисках аномальных операторов в Wtb -вершине в процессах одиночного tWb -ассоциированного рождения топ-кварков. В [15] было продемонстрировано, что различные схемы выделения процессов tWb из полного $t\bar{t} + tWb$ процесса имеют различную чувствительность к вкладам аномальных операторов в Wtb -вершину. Интерпретация результатов таких поисков, соответственно, ограничена схемой выделения процессов tW , применяющейся при модели-

ровании. Более того, процессы парного рождения топ-кварков тоже чувствительны к присутствию аномальных операторов в вершине Wtb и удаление этого процесса из экспериментального анализа приводит к снижению экспериментальной чувствительности.

Вследствие всего вышесказанного при исследовании процессов одиночного tWb -ассоциированного рождения топ-кварков, особенно в контексте исследования аномальных операторов в вершине Wtb в таких процессах, наиболее предпочтительно учитывать при моделировании все диаграммы полного процесса $t\bar{t} + tWb$, приведённые на рис. 2. Разделение процессов парного и одиночного tWb -ассоциированного рождения топ-кварков в фазовом пространстве предлагается производить с помощью нейронной сети. Преимуществом такого подхода является использование полного калибровочно-инвариантного набора диаграмм и возможность дальнейшего исследования аномальных Wtb -операторов в процессах парного (двухрезонансного) и одиночного (однорезонансного) рождения топ-кварков одновременно, с индивидуальным учетом возникающих кинематических различий. Интерференция процессов парного и одиночного tWb -ассоциированного рождения топ-кварков будет при таком подходе учитываться и «размываться» между событиями, отнесёнными нейронной сетью к тому или иному классу. В следующей секции будет рассказано о создании такой нейронной сети и её обучении.

2. НЕЙРОННАЯ СЕТЬ, РАЗДЕЛЯЮЩАЯ СОБЫТИЯ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ПРОЦЕССАМ ПАРНОГО И ОДИНОЧНОГО tWb -АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ ТОП-КВАРКОВ

Для создания и тренировки нейронной сети, обеспечивающей разделение процессов парного (двухрезонансного) и одиночного (однорезонансного) tWb -ассоциированного рождения топ-кварков

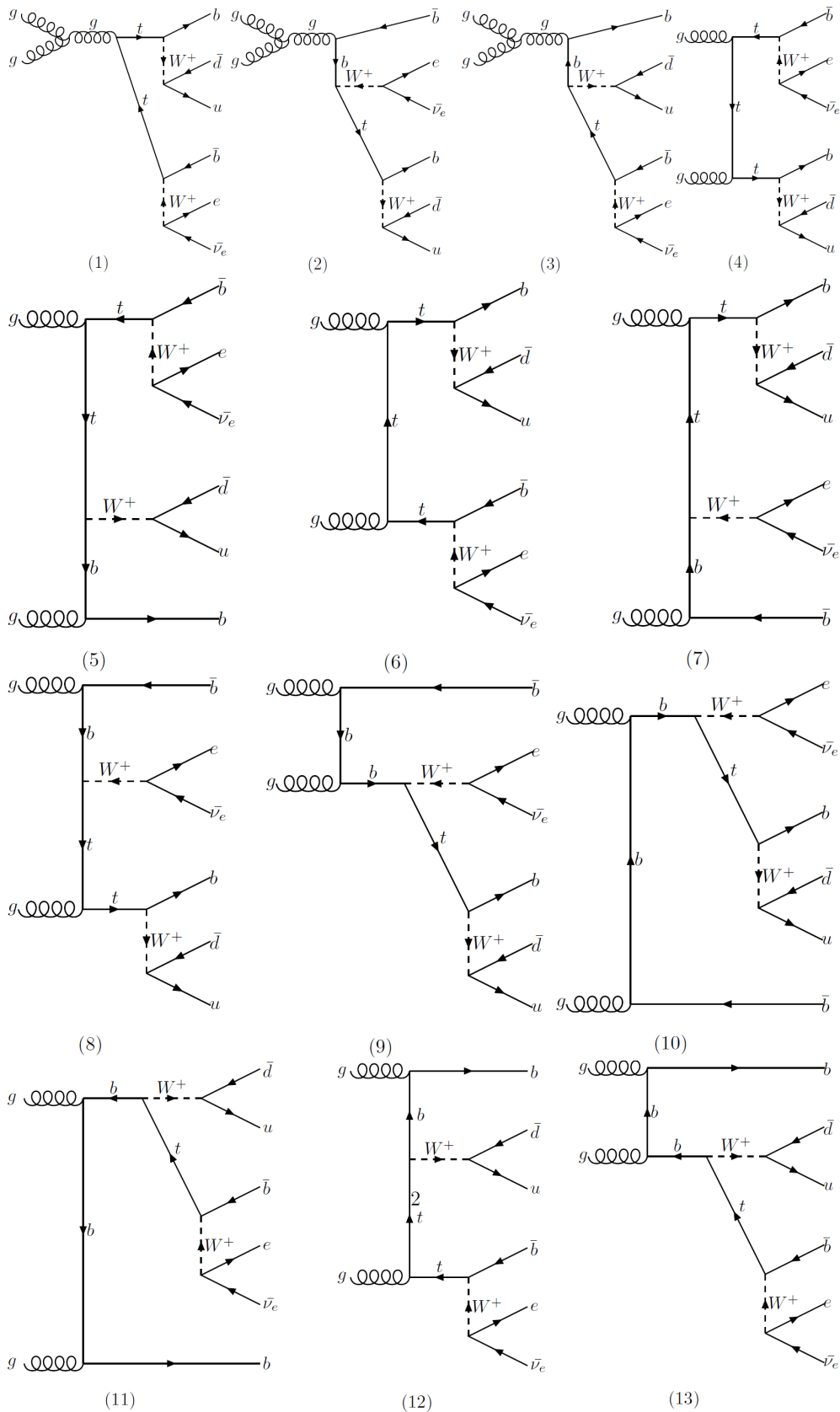


Рис. 2. Диаграммы, учтенные в полной схеме моделирования $t\bar{t} + tWb$ с идентичным конечным состоянием, приведённые для одного из лидирующих подпроцессов с двумя глюонами в начальном состоянии. Показаны распады топ-кварков по адронному и лептонному каналам

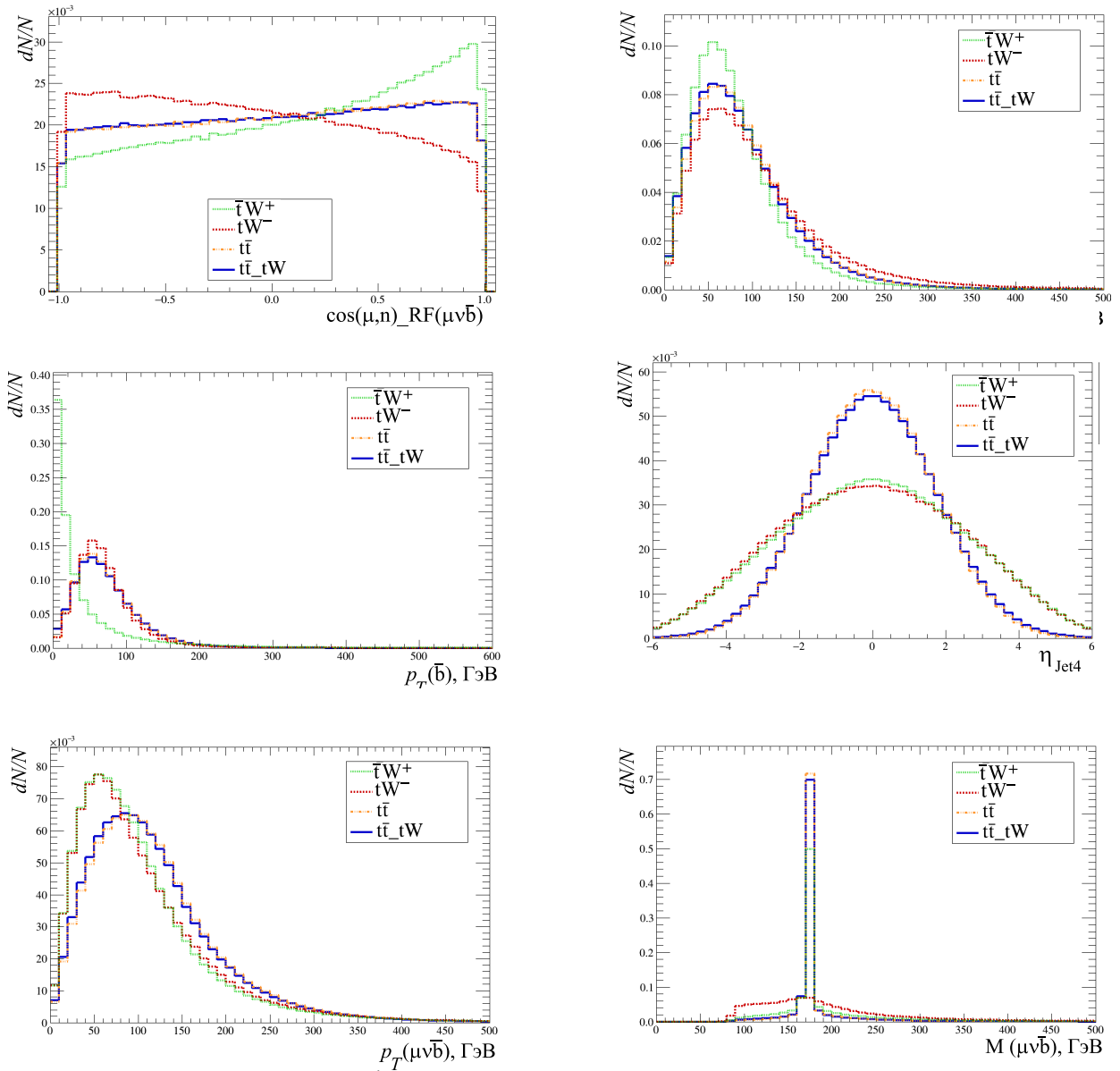


Рис. 3. Распределение смоделированных событий по кинематическим переменным, используемым при тренировке нейронной сети, различающей события, соответствующие процессу парного рождения топ-кварка, от событий, соответствующих одиночному tWb -ассоциированному рождению топ-кварка, для различных классов смоделированных методом Монте-Карло событий

в фазовом пространстве, необходимо выделить кинематические наблюдаемые с максимально различающимися распределениями событий по этим наблюдаемым, для процессов парного и одиночного рождения. Для выявления такого набора переменных были использованы ранее разработанные универсальные методы формирования наблюдаемых высокого уровня [16] (набор оптимальных наблюдаемых построенный на основе анализа диаграмм Фейнмана для конкретной задачи, как например: косинус угла между импульсом лептона и импульсом легкой струи, рожденной кварком верхнего типа, восстановленного в системе покоя антитоп-квар-

ка, распадающегося по лептонному каналу [17]) и базовые наблюдаемые низкого уровня [18] (универсальный набор базовых наблюдаемых, не учитывающий специфику задачи, но позволяющий глубоким нейронным сетям выявить требуемые закономерности, как например: псевдобыстрота четвертой по энергии струи, поперечные импульсы продуктов распада топ-кварка, инвариантная масса группы частиц и другие).

Распределения значений основных используемых кинематических наблюдаемых для смоделированных событий приведены на рис. 3. Для построения этих распределений использовались наборы МК-

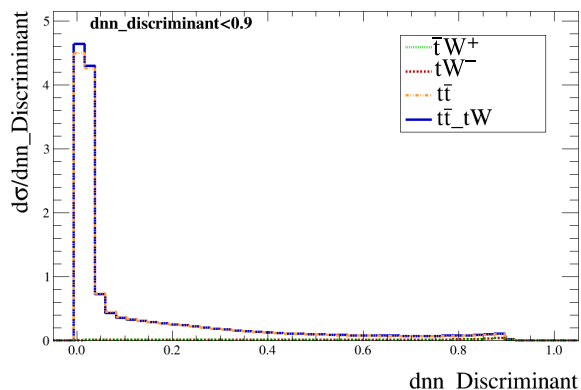


Рис. 4. Распределение смоделированных событий по значениям дискриминатора нейронной сети для значения обрезания дискриминатора DNN, меньшего 0.9

событий, созданных с учётом всех диаграмм из полного набора, приведённого на рис. 2 (такой набор событий обозначен как « $t\bar{t}_tW$ »); с учётом диаграмм, отвечающих только процессу парного рождения топ-кварков (учитывались только диаграммы (1), (4), (6) с рис. 2; такой набор событий обозначен как « $t\bar{t}$ ») и с учётом диаграмм, соответствующих одиночному tW -ассоциированному рождению топ-кварков (обозначенных как « tW^- » или « tW^+ » в зависимости от того, рождается ли топ-кварк или антитоп-кварк вместе с W -бозоном). Последние два набора событий было решено приготовить отдельно; в этом случае возможно однозначно классифицировать конечные частицы по их происхождению, а интерференция между ними будет небольшой, так как их вклад распределен в разных частях фазового пространства.

При построении данных распределений были применены схемы с удалением части диаграмм, так как целью было выделить переменные, лучше всего характеризующие именно указанные процессы. Из рисунка видно, что распределения по кинематическим переменным ведут себя по-разному для классов событий, соответствующих парному рождению топ-кварков и соответствующих одиночному tW -ассоциированному рождению топ-кварка, и их можно использовать в качестве входных переменных для обучения нейронной сети классифицировать двухрезонансные и однорезонансные вклады в полный процесс.

Для архитектуры глубокой нейронной сети (Deep Neural Network — DNN) использовалась стандартная многослойная DNN с прямым распространением сигнала, стандартными методами трансформации переменных и настройки гиперпараметров [19]. Для тренировки был использован программный пакет Tensorflow [20].

В процессе применения нейронная сеть присваивает МК-событиям определённое значение дис-

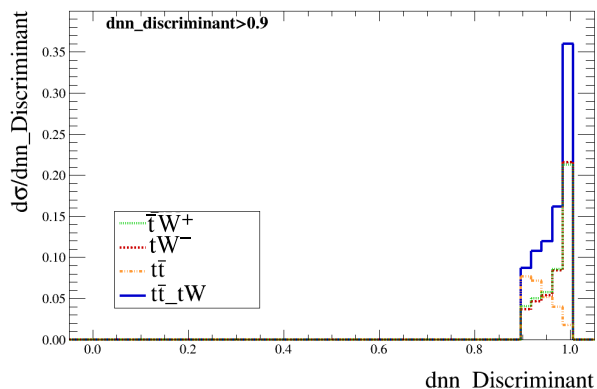


Рис. 5. Распределение смоделированных событий по значениям дискриминатора нейронной сети, для значения обрезания дискриминатора DNN, большего 0.9

криминатора DNN¹, классифицируя их близость к определённому классу. На основании значения дискриминатора DNN можно разделить события, смоделированные в полной схеме моделирования, с учетом всех диаграмм, дающих вклад в конечное состояние tWb , на условно относящиеся к двухрезонансным и однорезонансным вкладам, для их дальнейшего раздельного анализа.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ НЕЙРОННОЙ СЕТИ ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ ДВУХРЕЗОНАНСНЫХ И ОДНОРЕЗОНАНСНЫХ ВКЛАДОВ В ПРОЦЕСС tWb

На рис. 4, 5 приведены распределения смоделированных событий по значениям дискриминатора нейронной сети при его значениях < 0.9 и > 0.9 . Из этих распределений видно, что нейронная сеть успешно разделяет события, ею классифицированные как соответствующие процессам двухрезонансного рождения топ-кварка (при значении дискриминатора < 0.9 остаются события класса « $t\bar{t}$ ») и события, соответствующие процессам однорезонансного рождения (пик на рис. 5 создают события классов « tW^+ » и « tW^- »).

На рис. 6, 7 приведены распределения по инвариантной массе струй легкого аромата (происходящих от W -бозона) и b -кварка, восстановленной с учётом значения обрезания выходной переменной

¹ Дискриминатор DNN определяется стандартным образом, для полносвязной сети с одним скрытым слоем его можно представить в виде функции $f(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sigma(\sum_{i=1}^k \nu_i \sigma(\sum_{j=1}^n w_{ij} x_j + \theta_i) + \theta)$, где x_1, x_2, \dots — входные переменные DNN; ν_i, w_{ij}, θ_i — тренируемые параметры DNN; $\sigma()$ — некоторая нелинейная функция, в данной задаче выбиралась функция ReLU.

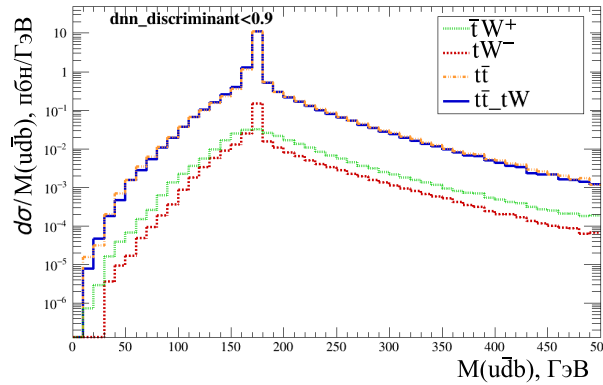


Рис. 6. Распределение смоделированных событий по значениям инвариантной массы кварков легкого аромата и b -кварка, восстановленных с требованием, чтобы значение дискриминатора DNN было меньше 0.9

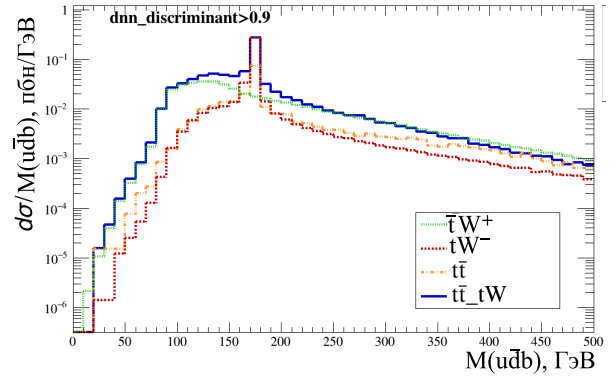


Рис. 7. Распределение смоделированных событий по значениям инвариантной массы кварков легкого аромата и b -кварка, восстановленных с требованием, чтобы значение дискриминатора DNN было больше 0.9

Таблица. Значения сечений, полученные в разных схемах моделирования, в разных областях значений дискриминанта нейронной сети, и суммарное значение сечений во всей области фазового пространства. Обозначен относительный вклад интерференции в соответствующих областях

Модель	Сечение, пбн		Сумма, пбн
	DNN < 0.9	DNN ≥ 0.9	
« $t\bar{t}$ »	14.94	0.26	15.20
« $t\bar{t}W^+$ » DR1	0.26	0.44	0.7
« tW^- » DR1	0.26	0.44	0.7
« $t\bar{t}_tW$ »	15.18	0.84	16.02
Интерференция	-0.28 (1.8%)	-0.30 (36%)	-0.6 (3.7%)

дискриминатора нейронной сети глубокого обучения < 0.9 и ≥ 0.9 для разных созданных наборов событий. На рис. 6 количество событий из набора « $t\bar{t}_tW$ », отобранных нейронной сетью как события двухрезонансного рождения топ-кварка, сильно преобладает над количеством событий из наборов « $t\bar{t}W^+$ » и « tW^- ». Из этого можно сделать заключение об успешном отборе нейронной сетью событий, соответствующих двухрезонансному рождению топ-кварка из событий, соответствующих полному процессу $t\bar{t} + tWb$. На рис. 7 количество событий из набора « $t\bar{t}_tW$ », отобранных нейронной сетью как события однорезонансного рождения топ-кварка, преобладает над количеством событий из наборов « $t\bar{t}$ », однозначно соответствующих процессам двухрезонансного рождения топ-кварков. Преобладание не такое выраженное, как на левом рисунке, из-за очень низкого вклада процессов однорезонансного рождения топ-кварка в полный процесс $t\bar{t} + tWb$ и из-за подавляющего вклада в него процессов двухрезонансного рождения, тем не менее отбор осуществляется с хорошей эффективностью. Из этого распределения заметна также разница между кинематикой событий из наборов « $t\bar{t}W^+$ »

и « tW^- »; в процессе с однорезонансным рождением топ-кварка « tW^- » струи легкого аромата и b -кварк являются продуктами распада топ-кварка и кривая, соответствующая набору событий « tW^- », имеет пик на массе топ-кварка, что отделяет этот однорезонансный вклад от « $t\bar{t}W^+$ ».

На рис. 8 и 9 показаны распределения смоделированных событий по значениям инвариантной массы всех конечных частиц для областей двухрезонансного и однорезонансного рождения соответственно. Такая инвариантная масса качественно показывает различия в энергетическом пороге рождения двух топ-кварков (двухрезонансная область) и рождения одного топ-кварка (однорезонансная область).

Количественные результаты численных вычислений приведены в таблице. Показаны значения для сечений, полученные для событий, отобранных нейронной сетью с учётом значения обрезания выходной переменной дискриминатора меньшим 0.9, двухрезонансный вклад, и большим 0.9, однорезонансный вклад. События отбираются нейронной сетью из конкретных наборов, созданных при использовании той или иной схемы моделирования и при использовании полного набора диаграмм, соответ-

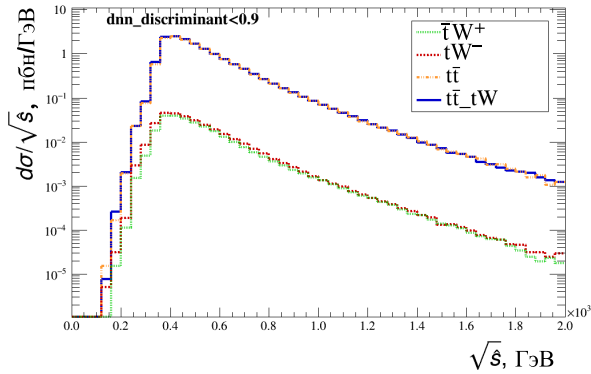


Рис. 8. Распределение смоделированных событий по значениям инвариантной массы всех конечных частиц, восстановленных с требованием, чтобы значение дискриминатора DNN было меньше 0.9

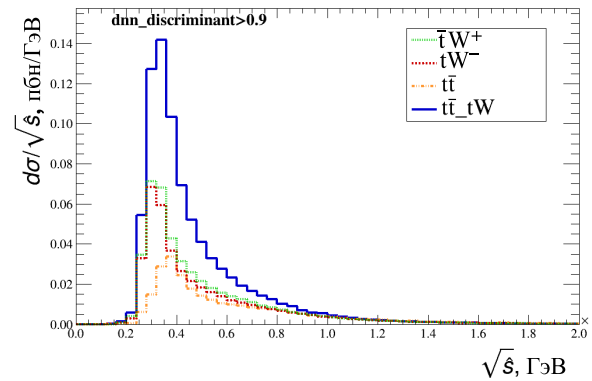


Рис. 9. Распределение смоделированных событий по значениям инвариантной массы всех конечных частиц, восстановленных с требованием, чтобы значение дискриминатора DNN было больше 0.9

ствующих полному процессу $t\bar{t} + tWb$. Из таблицы видно, что вклад интерференции имеет разное значение в различных областях фазового пространства, где доминируют либо события, соответствующие процессам двухрезонансного рождения топ-кварков, либо процессы однорезонансного рождения. Важно отметить, что сечение полного процесса $t\bar{t} + tWb$ правильно воспроизводится при использовании нейронной сети, в отличие от случаев использования той или иной схемы выделения процессов, так как в случае нейронной сети события так или иначе будут отнесены к классу процессов двухрезонансного или однорезонансного рождения топ-кварка и интерференция между ними будет «размываться». В случае же использования традиционных схем выделения процессов (в приведённом примере *DR1*) интерференция не учитывается и полное сечение процесса $t\bar{t} + tWb$ не воспроизводится правильным образом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлен метод разделения событий, отвечающих процессам двухрезонансного и однорезонансного рождения топ-кварков с идентичным конечным состоянием, состоящим из топ-кварка, W -бозона (с последующим распадом W на струи легкого аромата или лептон и нейтрино) и b -кварка на NLO-уровне, с помощью нейронной сети. Созданная нейронная сеть, натренированная на кинематических переменных, поведение которых отличается для разделяемых процессов, успешно классифицирует события, соответствующие процессам двухрезонансного и однорезонансного рождения топ-кварков. Представленный метод имеет преимущества перед традиционно ис-

пользуемыми схемами выделения процессов однорезонансного рождения топ-кварков, так как позволяет использовать калибровочно-инвариантный набор диаграмм без искусственного удаления его частей и не приводит к появлению моделируемых событий с отрицательным весом. Преимущества этого метода особенно очевидны при решении важной экспериментальной задачи по поиску аномальных операторов в вершине Wtb .

Представленный метод разделения разных вкладов в конечное состояние tWb позволит снизить теоретическую неопределенность моделирования электрослабых вкладов за счет полного учета интерференционных членов (дающих вклад более 30% в однорезонансной области фазового пространства) и провести более эффективный поиск отклонений от предсказаний СМ в вершине Wtb за счет раздельного учета влияния таких отклонений на двухрезонансные и однорезонансные вклады. Наиболее чувствительные однорезонансные вклады пропорциональны квадрату аномального параметра, характеризующего такие возможные отклонения, но сечение этого вклада в десятки раз меньше двухрезонансного вклада, для которого чувствительность к аномальной константе в tWb -взаимодействии проявляется в слабой зависимости брэнчинга распада топ-кварка. Количественная оценка увеличения экспериментальной чувствительности к «новой физике» за счет применения предложенного метода разделения разных вкладов к процессу рождения tWb требует проведения моделирования отклика детектора и моделирования возможных вкладов «новой физики», что станет предметом последующих исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 22-12-00152.

- [1] Berger E.L., Han T., Jiang J., Plehn T. // *Phys. Rev. D.* **71**, 115012, (2005).
- [2] Faham H.E., Maltoni F., Mimasu K., Zaro M. // *JHEP.* **01**, 100 (2022).
- [3] Tait T.M.P. // *Phys. Rev. D.* **61**, 034001 (1999).
- [4] Demartin F., Maier B., Maltoni F. et al. // *Eur. Phys. J. C.* **77**, N 1, 34 (2017).
- [5] Boos E., Bunichev V., Dubinin M. et al. // *Nucl. Instrum. Meth. A.* **534**, 250 (2004).
- [6] Pukhov A., Boos E., Dubinin M. et al. // [arXiv:hep-ph/9908288 [hep-ph]].
- [7] Abe F., Akimoto H., Akopian A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2626 (1995).
- [8] Abachi S., Abbott B., Abolins M. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2632 (1995).
- [9] Abazov V.M., Abbott B., Abolins M. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **103**, 092001 (2009).
- [10] Aaltonen T., Adelman J., Akimoto T. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **103**, 092002 (2009).
- [11] Aaltonen T., Abazov V., Abbott B. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **112**, 231803 (2014).
- [12] Chatrchyan S., Khachatryan V., Sirunyan A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **112**, N 23, 231802 (2014).
- [13] Aaboud M., Aad G., Abbott B. // *Phys. Rev. Lett.* **121**, N 15, 152002 (2018).
- [14] Frixione S., Laenen E., Motylinski P. et al. // *JHEP* **07**, 029 (2008).
- [15] Baskakov A., Boos E., Bunichev V., Vorotnikov G. et al. // *EPJ Web Conf.* **158**, 04004 (2017).
- [16] Boos E., Bunichev V., Dudko L., Markina A. // *Phys. Atom. Nucl.* **71**, N 2, 388 (2008).
- [17] Boos E.E., Sherstnev A.V. // *Phys. Lett. B.* **534**, 97 (2002).
- [18] Dudko L., Vorotnikov G., Volkov P. et al. // *Int. J. Mod. Phys. A.* **35**, N 21, 2050119 (2020).
- [19] Abasov E., Belobrova M., Volkov P. et al. // *Phys. Atom. Nucl.* **85**, N 6, 708 (2022).
- [20] Abadi M., Agarwal A., Barham P. et al. // [arXiv:1603.04467 [cs.DC]].
- [21] Boos E., Bunichev V., Dudko L., Perfilov M. // *Int. J. Mod. Phys. A.* **32**, N 02-03, 1750008 (2016).
- [22] Boos E.E., Bunichev V.E., Dudko L.V., Perfilov M.A. // *Phys. Atom. Nucl.* **83**, N 6, 989 (2020).

Separation of pair and single top quark production in tWb-associated final state using a neural network

E. E. Boos, V. E. Bunichev, P. V. Volkov^a, L. V. Dudko, M. A. Perfilov^b

*Skobeltsyn institute of nuclear physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^apetr.volkov@cern.ch, ^bmaksim.perfilov@cern.ch

The paper presents a method for separating the contribution of pair and single top quark production in tWb-associated final state using a neural network. The proposed method makes possible to calculate such processes in a gauge-invariant way with fully taking into account interference contributions and dividing the phase space into single-resonant and double-resonant regions, which is necessary to increase the accuracy of the search for possible deviations from the predictions of the Standard Model in these processes. To train the neural network, the optimized set of observables is used to separate single-resonance and double-resonance contributions to the overall process. The use of this method allows us to avoid the disadvantages inherent in the schemes used in collider physics for calculating the processes of tWb-associated top quark production with the removal of Feynman diagrams, which leads to violation of gauge invariance, or the addition of a subtraction scheme, which leads to the appearance of negative weights for the part of simulated events. The proposed method can be used to increase the efficiency of searching for deviations from the predictions of the Standard Model in the interaction of the top quark with the W boson and b quark.

PACS: 14.65.Ha, 12.15.Ji

Keywords: single top quark, neural networks, pair top quark production, tW-associative top quark production.

Received 21 September 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. 6. Pp. 707–715.

Сведения об авторах

1. Боос Эдуард Эрнстович — чл.-корр РАН, профессор, директор института; e-mail: boos@theory.sinp.msu.ru.
2. Буничев Вячеслав Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: bunichev@theory.sinp.msu.ru.
3. Волков Петр Владимирович — мл. науч. сотрудник; e-mail: petr.volkov@cern.ch.
4. Дудко Лев Владимирович — доктор физ.-мат. наук, зав. лабораторией ; e-mail: lev.doudko@cern.ch.
5. Перфилов Максим Анатольевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: maksim.perfilov@cern.ch.