

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.126

ПОИСК СТАНДАРТНОГО БОЗОНА ХИГГСА И ТЯЖЕЛОГО РЕЗОНАНСА В КАНАЛЕ РАСПАДА $WW^{(*)} \rightarrow (e\bar{e}\nu\nu + \mu\bar{\mu}\nu\nu)$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

© 2022 г. А. А. Гаврилюк^а, Е. Н. Рамакоти^{а, *}, И. И. Цукерман^а^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

*E-mail: ekaterina.ramakoti@itep.ru

Поступила в редакцию 28.06.2022 г.

После доработки 28.06.2022 г.

Принята к публикации 30.06.2022 г.

Авторами в составе рабочей группы HWW эксперимента ATLAS на LHC изучены события с двумя мюонами и двумя электронами разных знаков заряда для поиска стандартного бозона Хиггса H и тяжелого резонанса R в канале распада на два W -бозона. Анализ проводился на полной статистике событий протон–протонных столкновений за 2015–2018 гг. при энергии в их системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Благодаря использованию глубокой нейронной сети удалось существенно улучшить наши предыдущие результаты по выделению сигнала от H -бозона в механизме рождения за счет слияния векторных бозонов. В рамках различных теоретических моделей рассчитаны новые ожидаемые верхние пределы на сечение рождения R со спином 0, 1 или 2 в дополнение к полученным ранее в игрушечной модели NWA для тяжелого бозона Хиггса.

Ключевые слова: бозон Хиггса, тяжелый резонанс, канал распада на два W -бозона, эксперимент ATLAS, LHC

DOI: 10.56304/S2079562922030137

ВВЕДЕНИЕ

Канал $H \rightarrow WW^*$ с относительной вероятностью распада (BR) 21.6% [1] сыграл существенную роль в открытии бозона Хиггса Стандартной Модели (СМ) с массой 125 ГэВ на Большом адронном коллайдере (LHC) в CERN в экспериментах ATLAS и CMS [2]. Предварительные результаты исследования этого канала с конечным состоянием $e\nu\mu\nu$ при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ были недавно опубликованы [3]. В данной работе рассматриваются существенно более сложные для экспериментального изучения состояния $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\bar{e}\nu\nu$ и $H \rightarrow WW^* \rightarrow \mu\bar{\mu}\nu\nu$, для которых преобладает дополнительный фон от процессов Дрелла-Яна (DY) $Z^{(*)} \rightarrow e\bar{e}/\mu\bar{\mu}$, тогда как в случае $e\mu/\mu e$ есть только сравнительно небольшой вклад от цепочки распадов $Z^{(*)} \rightarrow \tau\tau \rightarrow (e\mu/\mu e) + X$. Другие фоновые процессы в этих каналах ведут себя сходным образом. Конечная цель нашего исследования — повысить точность измерения констант связи H -бозона в механизме рождения за счет слияния векторных бозонов (VBF). Поскольку нам не удалось достичь существенной значимости сигнала в простом анализе [4], нами были использованы глубокие нейронные сети DNN, которые ранее были успешно применены в аналогичном анализе конечного состояния $e\nu\mu\nu$ [3].

Поиск тяжелого резонанса R в канале распада $WW \rightarrow e\nu\mu\nu$ ранее проводился при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ на данных 2015–2016 гг. в экспериментах ATLAS и CMS [5]. Он не был обнаружен и были поставлены верхние пределы на сечение его рождения в широком диапазоне масс в рамках различных теоретических моделей. Цель настоящей работы — существенно улучшить эти верхние пределы путем поиска R в каналах распада $e\bar{e}\nu\nu$ и $\mu\bar{\mu}\nu\nu$. По сравнению с нашими предыдущими исследованиями [6], были подсчитаны ожидаемые верхние пределы на сечение рождения резонанса со спином 0, 1 или 2 в рамках нескольких моделей, а не только для скаляра в игрушечной модели NWA.

Все работы проводились в составе группы HWW сотрудничества ATLAS.

ИЗУЧЕНИЕ СТАНДАРТНОГО БОЗОНА ХИГГСА

Как было показано ранее [4], с помощью простого анализа не удастся достичь значимости сигнала от H -бозона в механизме рождения VBF $> 0.5\sigma$ в канале распада $H \rightarrow WW^* \rightarrow (e\bar{e}\nu\nu + \mu\bar{\mu}\nu\nu)$. Поэтому естественным было применить глубокую нейронную сеть (DNN), успешно использованную ранее в выделении аналогичного сигнала в случае $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ [3]. Основные критерии отбора с

Таблица 1. Отбор событий с двумя мюонами или двумя электронами для изучения бозона Хиггса в механизме рождения VBF

Переменная	Критерии
Поперечный импульс лептонов	$p_{T1}^{e\ell} > 22 \text{ ГэВ}/c$ $p_{T2}^{e\ell} > 15 \text{ ГэВ}/c$
Инвариантная масса лептонов	$m_{\ell\ell} > 12 \text{ ГэВ}/c^2$
Z veto	$ m_{\ell\ell} - m_Z > 15 \text{ ГэВ}/c^2$
Число адронных струй	$N_{\text{jets}} \geq 2$
b-jets veto	$N_{\text{bjets}} = 0$
Z/DY $\rightarrow \tau\tau$ veto	$m_{\tau\tau} < m_Z - 25 \text{ ГэВ}/c^2$
Инвариантная масса адронных струй	$m_{jj} > 120 \text{ ГэВ}/c^2$
Запрет на центральную струю	CJV (20 ГэВ)
Запрет на внешний лептон	OLV
Применение DNN	

применением DNN представлены в табл. 1. Сначала используются ограничения по поперечному импульсу и инвариантной массе лептонов и вырезается Z-пик; затем на основе топологии механизма VBF отбираются события по крайней мере с двумя адронными струями с инвариантной массой более $120 \text{ ГэВ}/c^2$, подавляются фоны с помощью b-veto и Z $\tau\tau$ -veto; после этого применяются CJV и OLV критерии для отсекаания третьих адронных центральных струй и внешних лептонов.

На рис. 1а показано распределение по выходному параметру сети DNN, натренированной в канале $e\nu\bar{\nu}\nu$, а также ожидаемая значимость сигнала. Она составляет 0.9σ , что существенно превышает результат простого анализа. За исключением DY, все остальные процессы имеют схожую динамику, поэтому нейросеть имеет в этом случае неоптимизированный отклик только на DY процесс. Для его дополнительного подавления использовалось ограничение на значимость недостающей поперечной энергии $S(E_T^{\text{miss}}) > 6$ или 4 для интервалов выходной переменной DNN $(0.25, 0.83]$ или $(0, 0.25] \cup (0.83, 1]$ соответственно, поскольку эта характеристика хорошо позволяет отделить события DY от сигнала (см. рис. 1б). Итоговое улучшенное распределение выходного параметра нейросети показано на рис. 2а с ожидаемой значимостью сигнала 2.1σ . Предварительные результаты собственной тренировки DNN в канале $e\nu\bar{\nu}\nu/\mu\nu\bar{\mu}\nu$ с учетом событий DY выглядят перспективно — удастся достичь значимости 3.1σ (рис. 2б). Другими способами улучшения значимости являются увеличение статистики смоделированных событий DY, а также использование алгоритма для подавления ложных передних струй [7], эти пути сейчас исследуются.

Отметим, что для подавления эффектов, связанных с наложенными струями в центральной области, используется информация с трекара, ко-

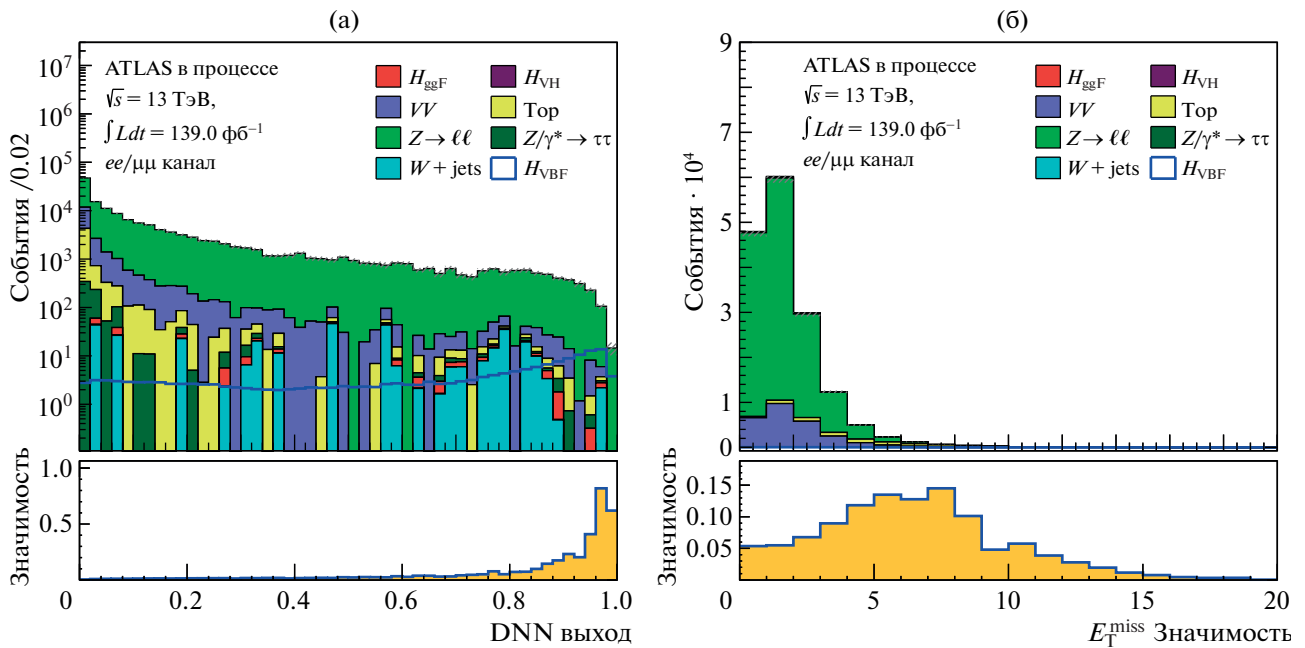


Рис. 1. Распределение выходного параметра DNN сети, натренированной на событиях с электроном и мюоном в конечном состоянии (а) и распределение значимости недостающей поперечной энергии после всех отборов (б). Под основным графиком представлено распределение значимости сигнала в каждом бине с учетом статистических неопределенностей.

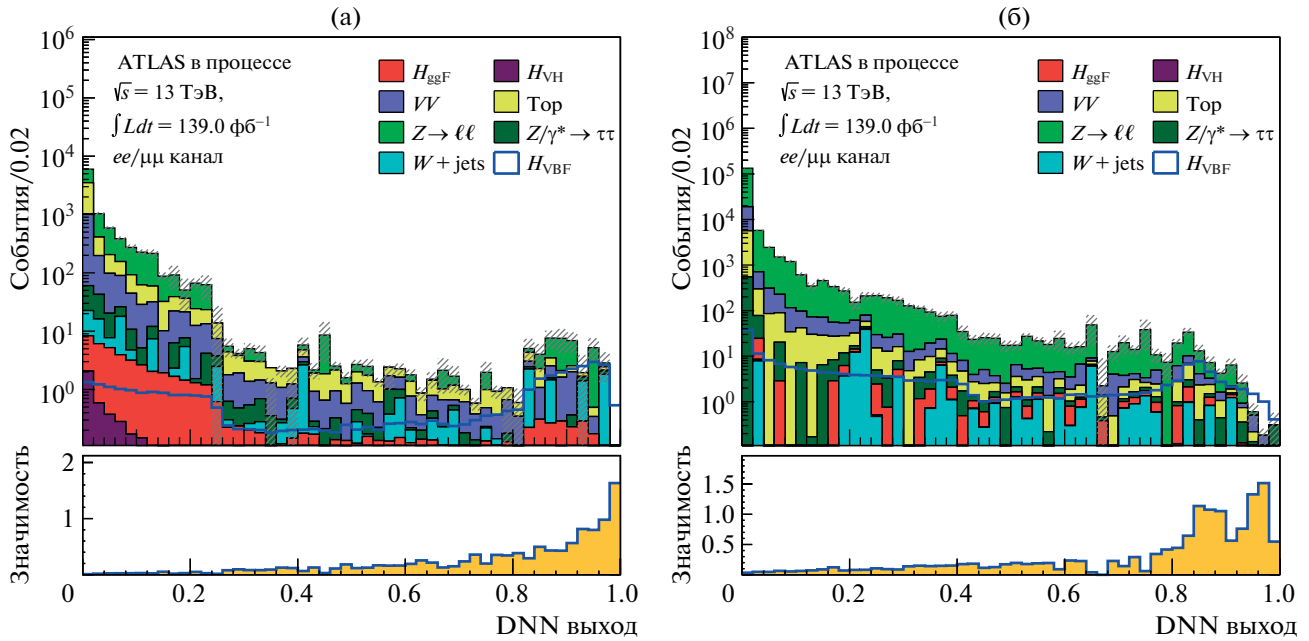


Рис. 2. Распределение выходного параметра DNN сети, натренированной на событиях с электроном и мюоном в конечном состоянии с дополнительным подавлением по $S(E_T^{\text{miss}})$ (а) и на событиях с парой электронов или мюонов в конечном состоянии (б). Под основным графиком представлено распределение значимости сигнала в каждом бине с учетом статистических неопределенностей.

торая позволяет надежно проверить, ассоциируется ли струя с $|\eta| < 2.5$ с вершиной жесткого взаимодействия или она связана с другой вершиной [8].

ПОИСК ТЯЖЕЛОГО РЕЗОНАНСА

Для поиска тяжелого резонанса R , распадающегося на пару W -бозонов, в конечное состояние $e\nu e\nu$ и $\mu\nu\mu\nu$, сначала были отобраны события с $S(E_T^{\text{miss}}) > 4$, что позволило уменьшить размер начального образца почти в 10 раз, а затем использовались критерии отбора, представленные в таблице 2. События были поделены на три непересекающиеся категории в зависимости от количества и параметров адронных струй с $p_T^{\text{jet}} > 30$ ГэВ/с. Наличие тагирующих струй, летящих в переднюю область детектора и разнесенных друг от друга (или от ближайшего лептона, если струя только одна) соответствует VBF- механизму рождения резонанса, остальные события соответствуют механизму слияния глюонов ggF (или аннигиляции кварков — qqA), подробнее см. в [5]. Распределение событий по поперечной массе в сигнальной области ggF показано на рис. 3а. Для интерпретации использовались различные теоретические модели. На рис. 3б и 4 для примера показаны ожидаемые верхние пределы на сечения рождения нового фермиофобного скаляра или вектор-

ного бозона Z' , помноженные на соответствующую относительную вероятность распада по каналу на два W -бозона ($\text{BR}(R \rightarrow WW)$) при рождении в механизмах qqA и VBF. Для Z' в модели HVT [8] эти верхние пределы варьируются от 3 пб при $m_{Z'} = 300$ ГэВ/с² до 8 фб при

Таблица 2. Основные критерии отбора событий с двумя мюонами или двумя электронами для поиска тяжелого резонанса. Последние два ограничения, помеченные звездочкой, зависят от категории событий

Переменная	Критерии
Поперечный импульс лептонов	$p_T^{\ell 0} > 45$ ГэВ/с, $p_T^{\ell 1} > 30$ ГэВ/с
Инвариантная масса лептонов	$m_{\ell\ell} > 55$ ГэВ/с ²
Z veto	$ m_{\ell\ell} - m_Z > 25$ ГэВ/с ²
b -jets veto	$N_{\text{bjets}} = 0$
Модуль азимутального угла между лептонами	$\Delta\phi_{\ell\ell} > 1.8$
Модуль разности псевдобыстрот лептонов	$\Delta\eta_{\ell\ell} < 1.8$
Значимость недостающей поперечной энергии	$S(E_T^{\text{miss}}) > 7$ (6, 5)*
Суммарный поперечный импульс объектов	$p_T^{\text{tot}} > 50$ (30, 20)* ГэВ/с

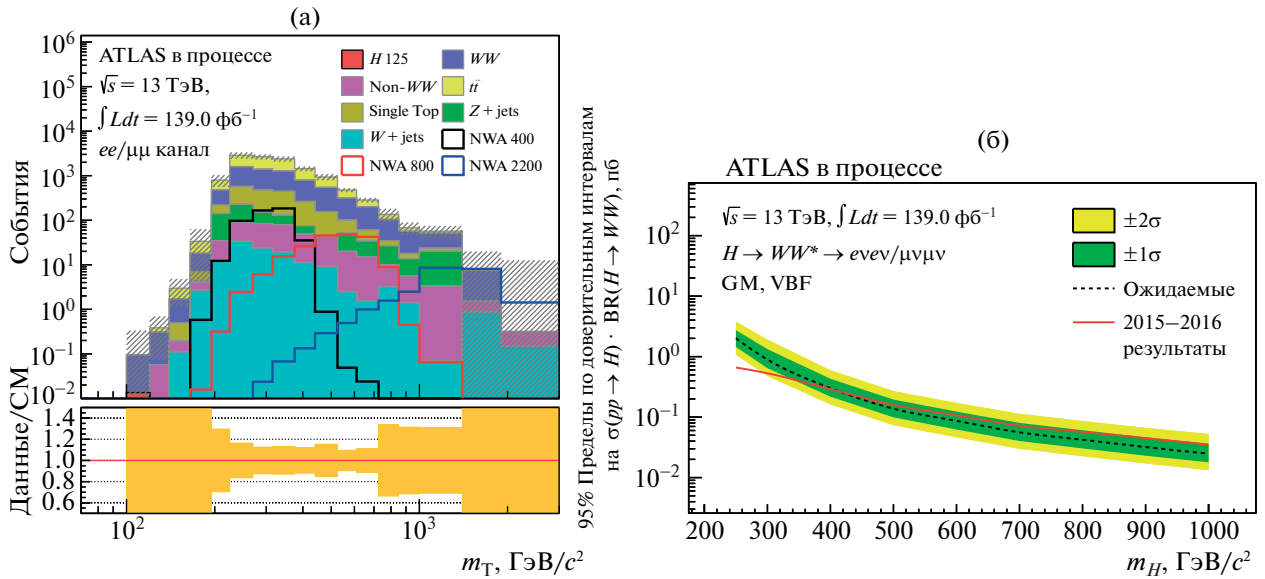


Рис. 3. (а) Распределение событий по поперечной массе в сигнальной области для механизма рождения ggF. (б) Ожидаемые верхние пределы на сечения рождения фермиофобного скаляра в модели GM, помноженные на $BR(H \rightarrow WW)$ при его рождении в механизме VBF для конечного состояния с двумя электронами или двумя мюонами. Красной линией показан опубликованный ранее результат [5] на четверти статистики, но для конечного состояния с электроном и мюоном.

$m_{Z'} = 5000 \text{ ГэВ}/c^2$ для механизма рождения qqA. При рождении в механизме VBF они составляют от 2 пб при $m_{Z'} = 300 \text{ ГэВ}/c^2$ до 12 фб при $m_{Z'} = 4000 \text{ ГэВ}/c^2$. Для первого механизма рождения наш результат более оптимистичен, чем опубликованный ранее на четверти статистики для конечного состояния с электроном и мюоном [5] почти во всем диапазоне исследуемых масс векторного резонанса. В случае фермиофобного скаляра GM [9], рожденного механизмом

VBF, ожидаемые верхние пределы меняются от 2 пб при массе $250 \text{ ГэВ}/c^2$ до 20 фб при массе $1000 \text{ ГэВ}/c^2$. Аналогичные пределы, но в диапазоне масс до $6 \text{ ТэВ}/c^2$ были рассчитаны для т.н. скалярного радиона в модели Randall–Sundrum [10]; они получились равными для механизма рождения ggF от 2 пб при $300 \text{ ГэВ}/c^2$ до 10 фб выше $3 \text{ ТэВ}/c^2$, а для механизма рождения VBF – от 1 пб при $300 \text{ ГэВ}/c^2$ до 10 фб выше $2 \text{ ТэВ}/c^2$. Наконец, для гравитона в модели Randall–Sundrum [10]

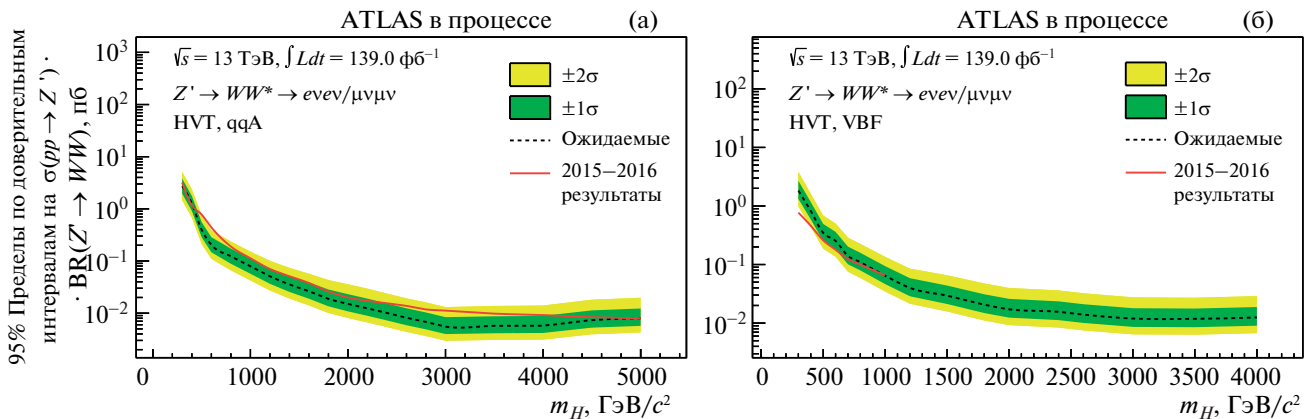


Рис. 4. Ожидаемые верхние пределы на сечения рождения векторного бозона Z' , помноженные на $BR(Z' \rightarrow WW)$ при его рождении в механизмах qqA (а) и VBF (б) для конечного состояния с двумя электронами или двумя мюонами. Красной линией показан опубликованный ранее результат [5] на четверти статистики, но для конечного состояния с электроном и мюоном.

рассчитанные пределы таковы: от 40 пб при $m_G = 200 \text{ ГэВ}/c^2$ до 20 фб при $m_G = 2000 \text{ ГэВ}/c^2$ в механизме рождения ggF и от 2 пб при $m_G = 300 \text{ ГэВ}/c^2$ до 10 фб при $m_G = 3000 \text{ ГэВ}/c^2$ в механизме рождения VBF. Интересно отметить, что ожидаемые верхние пределы не очень сильно зависят от модели, в рамках которой проводится интерпретация результатов.

В отличие от конечного состояния с электроном и мюоном, в случае ee и $\mu\mu$ есть вклад от распада резонанса на пару Z -бозонов (и интерференция с состоянием $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$), если один из них распадается в два лептона, а второй — в два нейтрино. Нами проверено, что этот вклад $< 1\%$, за исключением масс в районе $300 \text{ ГэВ}/c^2$, где его величина около 5% , в предположении верности СМ, т.е., $\text{BR}(H \rightarrow WW)/\text{BR}(H \rightarrow ZZ) \approx 2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Авторами в составе рабочей группы ATLAS по изучению бозона Хиггса (HWW) показано, что использование глубокой нейронной сети позволяет увеличить ожидаемую статистическую значимость сигнала в механизме рождения VBF в канале распада $WW^{(*)} \rightarrow (e\nu e\nu + \mu\nu\mu\nu)$ от 0.5σ до 3.1σ . Также рассчитаны ожидаемые верхние пределы на сечение рождения тяжелого резонанса в этом же канале распада в рамках различных теоретических моделей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят своих коллег по рабочей группе сотрудничества ATLAS (HWW) по изучению бозона Хиггса в канале $H \rightarrow WW^*$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *De Florian D. et al.* // Report CERN-2017-002-M. <https://arxiv.org/pdf/1610.07922>.
2. *ATLAS Collab.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 1; *CMS Collab.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 30.
3. *ATLAS Collab.* // Report ATLAS-CONF-2021-014. <https://cds.cern.ch/record/2759651/files/ATLAS-CONF-2021-014.pdf>; *CMS Collab.* // J. High Energy Phys. 2021. V. 2021 (3). P. 003.
4. *Ramakoti E.N., Gavrilyuk A.A., Tsukerman I.I.* // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84 (12). P. 2055.
5. *ATLAS Collab.* // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 24; *CMS Collab.* // J. High Energy Phys. 2020. V. 2020 (3). P. 034.
6. *Gavrilyuk A.A., Ramakoti E.N., Tsukerman I.I.* // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84 (11). P. 1914.
7. *ATLAS Collab.* // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 590.
8. *Pappadopulo D., Thamm A., Torre R., Wulzer A.* // J. High Energy Phys. 2014. V. 2014 (9). P. 060, *De Blas J., Lizana J.M., Perez-Victoria M.* // J. High Energy Phys. 2013. V. 2013 (1). P. 166.
9. *Georgi H., Machacek M.* // Nucl. Phys. B. 1985. V. 262. P. 463.
10. *A. Oliveira* // arXiv: 1404.0102 [hep-ph]. 2014.

Search for the Standard Model Higgs Boson and a Heavy Resonance in the $WW^{(*)} \rightarrow (e\nu e\nu + \mu\nu\mu\nu)$ Decay Channel in the ATLAS Experiment

A. A. Gavrilyuk¹, E. N. Ramakoti¹, *, and I. I. Tsukerman¹

¹ National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

*e-mail: ekaterina.ramakoti@itep.ru

Received June 28, 2022; revised June 28, 2022; accepted June 30, 2022

Abstract—A study of events with two opposite-sign electrons and muons in the final state to search for Standard Model Higgs boson and heavy resonance in the decay channel to two W -bosons is performed in the ATLAS experiment at the LHC. Authors within the HWW group performed an analysis of events using full statistics of pp -collisions recorded during 2015–2018 year exposures at 13 TeV in their rest-frame. Thanks to a use of a deep neural network, we were able to improve significantly our previous results on the extraction of the H -boson signal in the vector-boson-fusion production mechanism. In the framework of different theoretical models new expected upper limits on a heavy resonance production cross section with spin 0, 1 and 2 were calculated in addition to those obtained earlier in the NWA toy model for a heavy Higgs boson.