

ПОИСК ТЯЖЕЛОГО НЕЙТРИНО В РАСПАДЕ D_s^+ -МЕЗОНА© 2023 г. К. М. Иванов^{1)*}, Р. Н. Чистов^{1),2)}

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.; после доработки 02.03.2023 г.; принята к публикации 02.03.2023 г.

Настоящая работа посвящена поиску гипотетического тяжелого стерильного нейтрино N на данных CMS на Большом адронном коллайдере, где N рождается в распаде D_s^+ -мезона с нарушением лептонного числа $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$, а источником D_s^+ -мезонов являются полулептонные распады $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Представлены исследования Монте-Карло-симуляций сигнального распада, смоделированных в условиях детектора CMS. Сгенерировано и изучено несколько возможных точек в пространстве параметров тяжелого нейтрино ($m_N, |V_{\mu N}|^2$), где m_N и $|V_{\mu N}|^2$ являются массой и параметром смешивания (coupling parameter) соответственно. Проведено изучение кинематических и топологических параметров, участвующих в распаде частиц, оценены эффективности генератора и реконструкции. Полученные результаты будут использованы для последующего поиска распада $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N$ на данных CMS.

DOI: 10.31857/S0044002723050227, EDN: IDXKBG

По материалам доклада на “ICPPA-2022”

1. ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) физики элементарных частиц представляет собой красивую и завершенную теорию, последним кирпичиком которой стало триумфальное открытие бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе в 2012 г. [1]. Тем не менее, в настоящий момент достаточно очевидно, что она не может являться полной теорией всего, так как не описывает темную материю и барионную асимметрию во Вселенной, осцилляции и ненулевые массы нейтрино и другие явления. Поэтому очень важен поиск Новой Физики — частиц и эффектов за пределами СМ, объясняющих наблюдаемые нами явления и процессы.

Примером такой теории, которая расширяет СМ и позволяет корректно дополнить описание нейтринного сектора, является нейтринная минимальная Стандартная модель (ν MSM) [2, 3], в которой вводятся три правых майорановских синглетных фермиона — тяжелые нейтральные лептоны, они же стерильные нейтрино (т.е. такие, что в отличие от “обычных” нейтрино СМ не взаимодействуют с веществом, а могут лишь превращаться

в другие нейтрино посредством осцилляций). Обозначив стерильное нейтрино как N с массой m_N , можно ввести V_{lN} — элемент матрицы смешивания N с обычным нейтрино ν_l (где l отвечает за аромат), тогда $|V_{lN}|^2$ будет являться амплитудой вероятности взаимодействия (coupling parameter) N и ν_l . При этом тяжелое нейтрино может обладать ненулевым временем жизни, которое увеличивается при уменьшении массы или параметра смешивания: $\tau_N \propto |V_{lN}|^{-2} m_N^{-2}$.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МОТИВАЦИЯ

Поиски таких стерильных тяжелых нейтрино возможны в том числе в секторе физики тяжелых кварков [4], т.е. в распадах тяжелых адронов, таких как $B \rightarrow (X)\mu N$, $D \rightarrow (X)\mu N$ и аналогичных (где X обозначает какие-то иные частицы). В таком случае m_N может варьироваться в области относительно малых масс порядка [0.1–5] ГэВ, что является весьма многообещающим как для космологии, так и для феноменологии [5]. Подобные поиски ранее велись, например, коллаборациями Belle [6] и LHCb [7] в распадах B -мезонов, где были поставлены верхние пределы на $|V_{\mu N}|^2$ в зависимости от массы N .

Мы считаем, что аналогичные исследования можно выполнить и на данных эксперимента CMS на большом адронном коллайдере, проведя поиск тяжелого стерильного нейтрино в распаде D_s^+ -мезона (здесь и далее в тексте работы подразумевается равное присутствие заряженно-сопряженных частиц). Аргументацией в поддержку

¹⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

²⁾Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: ivanov.km@phystech.edu

этого служит в том числе наша предыдущая работа, посвященная изучению источников D_s^+ -мезонов в эксперименте CMS [8]. Так, было установлено, что с использованием специального набора данных **BParking**, записанного в 2018 г. и обогащенного полуплептонными распадами тяжелых адронов, можно восстановить более 1.7 млн сигнальных событий $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, где D_s^+ восстанавливается в моде $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$. Зная относительную вероятность (branching fraction) этой моды распада D_s^+ из PDG [1], суммарно это дает нам потенциал около 8×10^7 D_s^+ -мезонов в целом (рождающихся из полуплептонного распада B_s^0).

Используя это огромное количество событий с D_s^+ -мезонами, мы хотим провести поиск тяжелого нейтрино в распаде $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$. Диаграмма для данного процесса представлена на рис. 1. Хотя возможен и распад тяжелого нейтрино на пару $\mu^+ \pi^-$, нас прежде всего интересует именно канал $N \rightarrow \mu^+ \pi^-$, так как в конечном состоянии распада D_s^+ -мезона окажутся два мюона одного знака. Данный процесс запрещен в СМ из-за нарушения закона сохранения лептонного числа, поэтому мы ожидаем малое присутствие фоновых событий от процессов в рамках СМ, что поможет поиску такого сигнала Новой Физики. Настоящая работа посвящена предварительным исследованиям, необходимым для такого поиска — мы изучаем сигнальный распад $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$ на данных, сгенерированных компьютерной симуляцией методом Монте-Карло.

3. МОНТЕ-КАРЛО-СИМУЛЯЦИЯ И РЕКОНСТРУКЦИЯ

В работе используются данные компьютерного моделирования (симуляции) методом Монте-Карло (далее — МК). Процедура проходит в несколько этапов, первый из которых состоит в моделировании pp -столкновений и генерации B_s^0 -мезона в программе **PYTHIA** v8.230 [9]. После чего в пакете **EVTGEN** v1.6.0 [10] моделируется его распад $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ с последующим распадом $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$. При этом для тяжелого нейтрино N задано четыре варианта его параметров: два с массой $m_N = 1$ ГэВ и $c\tau = 1$ см и 10 см и два с массой $m_N = 1.5$ ГэВ и $c\tau = 1$ см и 10 см. Излучение фотонов в конечном состоянии учитывается с использованием пакета **PHOTOS** [11, 12]. Сгенерированные события в дальнейшем пропускаются через детальное моделирование взаимодействия с детектором CMS [13] в программе **GEANT4** [14], после чего проходят описанную далее процедуру реконструкции. При генерации

симуляции были заложены также “генераторные фильтры” (критерии отбора), которые ограничивают поперечный импульс p_T и псевдобыстроту η частиц до того уровня, на котором возможно адекватное восстановление (реконструкция) этих частиц в детекторе CMS (detector acceptance). В частности, мы требуем от продуктов распада N (т.е. мюон и пион) $p_T > 0.5$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$. Кроме того, чтобы соответствовать триггерам набора данных **BParking** [8], мы требуем наличие в событии высокоэнергичного мюона с $p_T > 6.8$ ГэВ и $|\eta| < 1.55$.

Для того чтобы оценить параметр $|V_{\mu N}|^2$ для сгенерированных нами тяжелых нейтрино, мы используем нижеприведенную формулу (13 из статьи [15]), которая дает нам оценку на $|V_{\mu N}|^2$ от 4.1×10^{-2} до 5.4×10^{-4} :

$$\Gamma_N \approx 10.95 \cdot \frac{G_F^2 m_N^5}{96\pi^3} |V_{\mu N}|^2 \longrightarrow |V_{\mu N}|^2 = \frac{0.41}{m_N [\text{ГэВ}] \cdot c\tau [\text{мм}]} \quad (1)$$

Все четыре сгенерированных набора данных проходят через одинаковую процедуру реконструкции. Схематично топология распада представлена на рис. 2. Восстановление начинается с отбора мюона и противоположного ему по заряду трека адрона с присвоенной массовой гипотезой пиона. Требуется, чтобы частицы имели $|\eta| < 2.4$, $p_T(\mu^+) > 3$ ГэВ и $p_T(\pi^-) > 0.5$ ГэВ. Далее к мюону и пиону применяется кинематический фит в общую вершину, причем χ^2 вероятность фита должна быть не менее 1%. Полученный N -кандидат комбинируется с еще одним мюоном того же заряда, что и первый мюон, после чего частицы аппроксимируются в одну вершину (с вероятностью не менее 1%). Инвариантная масса $N\mu^+$ должна лежать в области ± 60 МэВ от известной табличной массы D_s^+ -мезона [1] (чуть больше трех детекторных разрешений), а получившийся D_s^+ -кандидат должен иметь $p_T > 8$ ГэВ.

Для получения частично-восстановленного B_s^0 -мезона (так как экспериментально восстановить нейтрино в детекторе CMS не представляется возможным) мы добавляем еще один мюон, противоположный по заряду первым двум, затем к нему и D_s^+ -кандидату применяется кинематический фит в общую вершину. Требуется, чтобы χ^2 вероятность такого фита превышала 1% и $p_T(B_s^0) > 12$ ГэВ. Для обеспечения надежности процедуры реконструкции накладывается ряд топологических ограничений. Так, значимость отлета B_s^0 в поперечной плоскости от области первичной вершины pp -столкновений (ПВ) и значимость отлета D_s^+ от

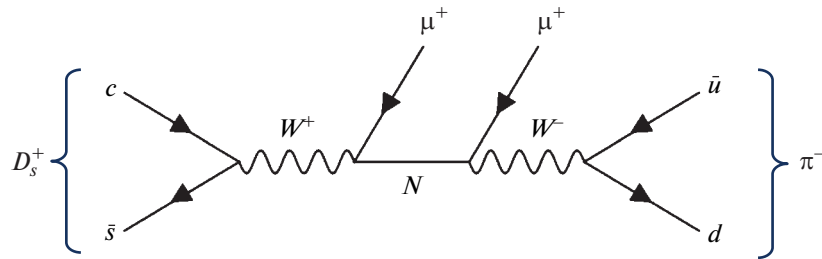
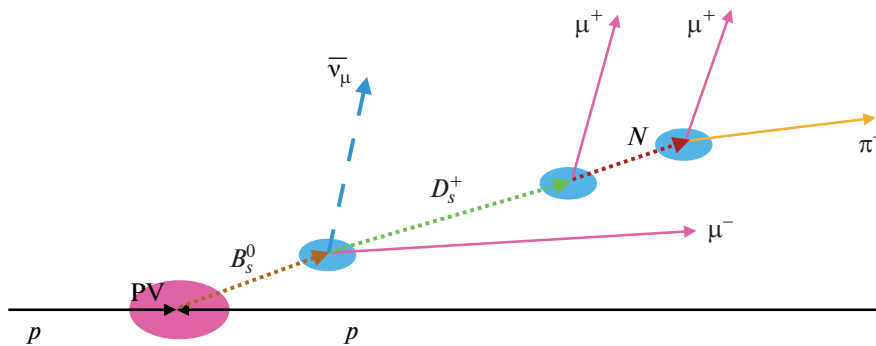
Рис. 1. Диаграмма распада $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$.

Рис. 2. Схема топологии сигнала распада.

вершины распада B_s^0 -мезона должны превышать три стандартных отклонения, а значимость отлета тяжелого нейтрино N от вершины распада D_s^+ -мезона должна быть не меньше 1 стандартного отклонения, при этом косинус угла между импульсом B_s^0 и направляющей от ПВ к вершине B_s^0 должен быть $\cos(B_s^0, \text{ПВ}) > 0.9$. Помимо требований ко всем мюонам $|\eta| < 2.4$, $p_T(\mu) > 3$ ГэВ, хотя бы один из них должен иметь $p_T > 7$ и $d_{xy}/\sigma_{d_{xy}} > 3$ (где d_{xy} — прицельный (impact) параметр, определяемый как наименьшее расстояние между ПВ и треком) для прохождения триггера набора BParking.

Для подавления фона в моделировании от восстановленных кандидатов, не совместимых со сгенерированным в событии распадом, потребовано соответствие восстановленных частиц с теми, что были сгенерированы в результате симуляции, с помощью наложения ограничения на $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ между трехмерным импульсом восстановленной и сгенерированной частицей. Для мюонов ΔR должен быть < 0.004 , а для пионов < 0.02 .

4. ИЗУЧЕНИЕ СИГНАЛОВ

После восстановления сигнала распада (описанного в предыдущем разделе) было проведено качественное изучение кинематических и топологических распределений для разных частиц

и различных сгенерированных наборов. Так, например, на рис. 3 представлены распределения поперечному импульсу для мюонов и стерильных нейтрино. Они находятся в согласии с физическим смыслом — мюон, рожденный в распаде тяжелого нейтрино, имеет больший импульс для более массивного N (в соответствии с законами сохранения), также как и более тяжелое нейтрино имеет больший p_T (а вот для μ^+ из D_s^+ ситуация обратная).

Важным этапом исследования является изучение и аппроксимация распределений по инвариантной массе для сигналов $N \rightarrow \mu^+ \pi^-$ и $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N$. Результаты для одного из сгенерированных наборов представлены на рис. 4, где фитирование распределений выполнено двойной функцией Гаусса с общим средним для сигнальной компоненты и полиномом первой степени для возможных фоновых событий (конечно, крайне немногочисленных в симуляции). Полученные детекторные разрешения σ_{eff} для сигналов N и D_s^+ приведены в табл. 1. Видно, что для более легкого нейтрино разрешение лучше (что ожидаемо из-за меньшего фазового объема), в то время как разрешение D_s^+ оказалось независимым от параметров нейтрино.

5. ПОДСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОСТЕЙ

Одним из главных результатов, получаемых в МК-симуляции и далее необходимых при поиске

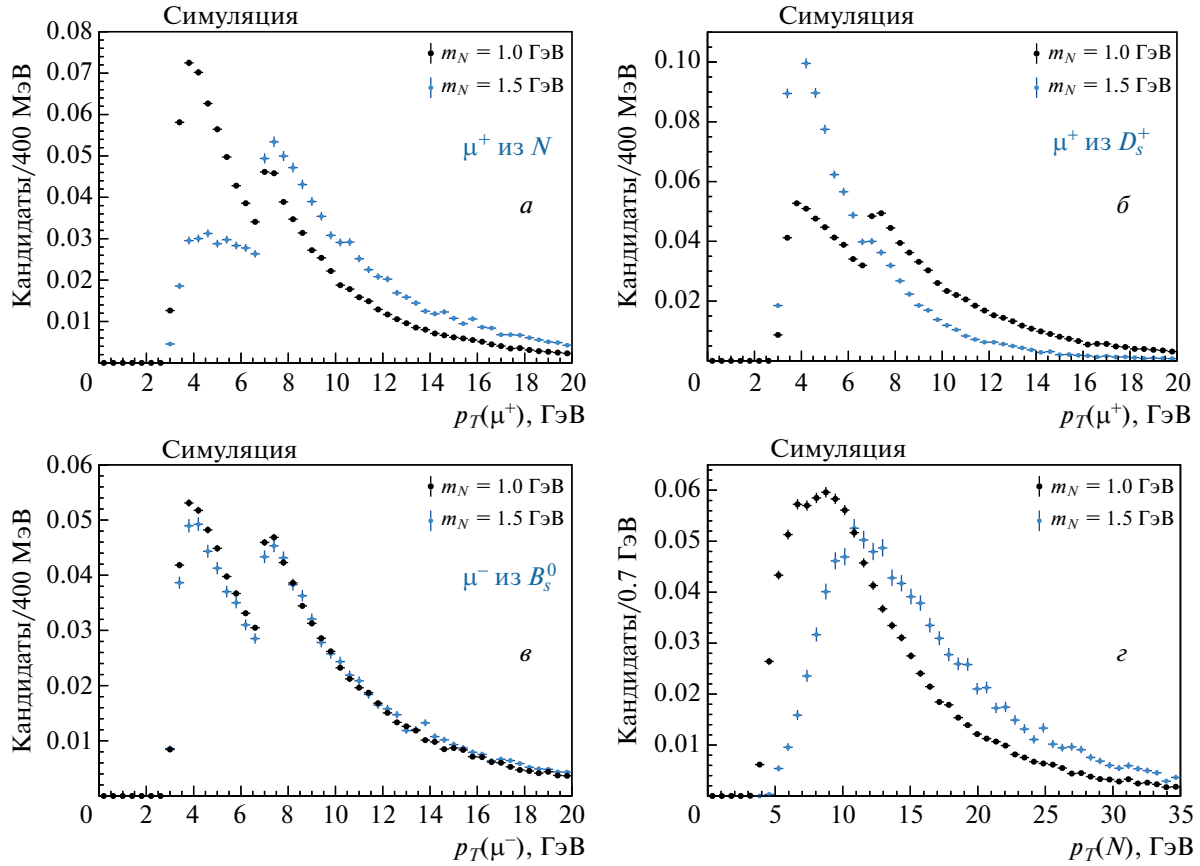


Рис. 3. Кинематические распределения по поперечному импульсу p_T для мюонов и тяжелого нейтрино при параметрах генерации $m_N = 1$ ГэВ и $c\tau = 10$ см.

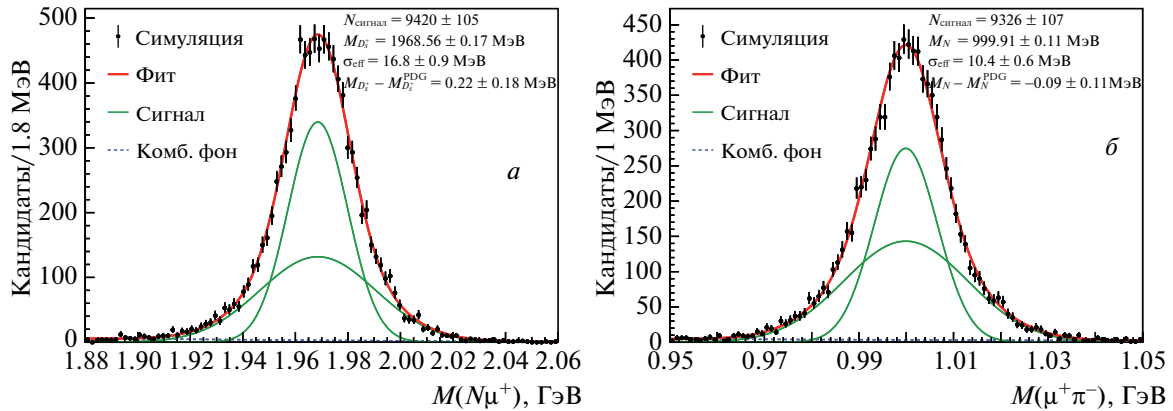


Рис. 4. Распределения по инвариантной массе $N\mu^+$ (а) и $\mu^+\pi^-$ (б) кандидатов для тяжелого нейтрино при параметрах генерации $m_N = 1$ ГэВ и $c\tau = 1$ см с наложенными результатами аппроксимации.

сигнала уже на реальных данных pp -столкновений, является эффективность ϵ . Она определяется как произведение двух компонент, первая из которых — генераторная эффективность $\epsilon_{\text{ген}}$, представляющая из себя эффективность слабых требований, наложенных на генераторном уровне (вы-

шеописанных генераторных фильтров); вычисляется как доля независимо сгенерированных событий, прошедших эти требования. Второй компонентой является эффективность нашего алгоритма реконструкции распада и наложенных критериев отбора $\epsilon_{\text{rec-sel}}$; вычисляется как отношение восстановленного сигнала из аппроксимации к суммарному чис-

Таблица 1. Информация об изучаемых в работе наборах данных МК-симуляций

Параметры N	$\sigma_{\text{eff}}(N)$	$\sigma_{\text{eff}}(D_s^+)$	$\epsilon_{\text{gen}}, 10^{-2}$	$\epsilon_{\text{rec-sel}}, 10^{-3}$	$\epsilon, 10^{-4}$
$m_N = 1 \text{ ГэВ}, c\tau = 1 \text{ см}$	10.4 ± 0.6	16.8 ± 0.9	1.52 ± 0.03	9.03 ± 0.10	1.37 ± 0.03
$m_N = 1 \text{ ГэВ}, c\tau = 10 \text{ см}$	11.0 ± 0.3	17.2 ± 0.4	1.50 ± 0.03	8.00 ± 0.04	1.20 ± 0.03
$m_N = 1.5 \text{ ГэВ}, c\tau = 1 \text{ см}$	16.1 ± 0.7	17.5 ± 2.1	1.45 ± 0.03	6.64 ± 0.18	0.96 ± 0.03
$m_N = 1.5 \text{ ГэВ}, c\tau = 10 \text{ см}$	14.9 ± 1.1	17.9 ± 0.6	1.49 ± 0.03	5.26 ± 0.06	0.78 ± 0.02

лу сгенерированных событий в наборе, прошедших генераторные фильтры.

В табл. 1 представлены результаты подсчета эффективностей для всех четырех сгенерированных наборов. Видно, что в целом результаты получаются порядка $\epsilon \sim 10^{-4}$. С учетом вышеприведенной оценки числа D_s^+ -мезонов как $\sim 10^8$ для получения значимого числа сигнальных событий тяжелого нейтрино на реальных данных относительная вероятность (бренчинг $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \mu^+ N)$) должна быть порядка $\gtrsim 10^{-3}$, что является довольно существенным допущением.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье выполнена работа по изучению распада $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$ на данных, сгенерированных компьютерной симуляцией методом Монте-Карло в условиях детектора CMS на БАК. Помимо подготовки непосредственно сгенерированных симуляций, нами был также разработан алгоритм реконструкции цепочки распада. Полученные нами результаты планируются к использованию для дальнейшего поиска запрещенного в рамках Стандартной модели распада D_s^+ с участием тяжелого нейтрино N (частицы Новой Физики) уже на реальных данных эксперимента CMS. Качественное изучение кинематических и топологических переменных позволит провести оптимизацию критериев отбора, полученные в симуляции формы сигналов можно применить для аппроксимации реальных данных, а эффективности будут использованы для оценки относительной вероятности искомого распада (или ее верхнего предела).

Авторы благодарят своего коллегу Н.К. Петрова за многочисленные полезные обсуждения и ценные замечания при подготовке данной публикации. Исследование было выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда № 22-22-00401.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), PTEP **2022**, 083C01 (2022).
2. T. Asaka, S. Blanchet, and M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **631**, 151 (2005), hep-ph/0503065.
3. T. Asaka and M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **620**, 17 (2005), hep-ph/0505013.
4. D. Gorbunov and M. Shaposhnikov, JHEP **0710**, 015 (2007) [JHEP **1311**, 101 (Erratum)], arXiv: 0705.1729.
5. Д. С. Горбунов, УФН **184**, 545 (2014).
6. M. T. Prim *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. D **101**, 032007 (2020), arXiv: 1911.03186.
7. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 131802 (2014), arXiv: 1401.5361.
8. Я. А. Андреев, К. М. Иванов, Р. Н. Чистов, Краткие сообщения по физике ФИАН **50** (1), 42 (2023).
9. T. Sjostrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **191**, 159 (2015), arXiv: 1410.3012.
10. D. Lange, Nucl. Instrum. Methods A **462**, 152 (2001).
11. E. Barberio, B. van Eijk, and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **66**, 115 (1991).
12. E. Barberio and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **79**, 291 (1994).
13. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JINST **3**, S08004 (2008).
14. S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
15. B. Shuve and M. E. Peskin, Phys. Rev. D **94**, 113007 (2016), arXiv: 1607.04258.

SEARCH FOR HEAVY STERILE NEUTRINO FROM D_s^+ MESON DECAYK. M. Ivanov¹⁾, R. N. Chistov^{1),2)}¹⁾ *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Moscow, Russia*²⁾ *P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The present analysis is dedicated to the search for a heavy sterile neutrino N using CMS Experiment (LHC) data. The hypothetical neutrino N is supposed to be produced in lepton-flavour violating decay $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^+ \pi^-$, and D_s^+ mesons originate from the semi-leptonic $B_s^0 \rightarrow D_s^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ decays. We present the studies of the signal decay using Monte-Carlo simulation samples with CMS detector conditions. Several points on $(m_N, |V_{\mu N}|^2)$ plane are generated for the sterile neutrino properties, where m_N and $|V_{\mu N}|^2$ are the expected mass of N and coupling parameter, respectively. We study kinematic and topological variables of the involved particles, generator and reconstruction efficiencies depending on N properties. The obtained results will be used for the future search of the $D_s^+ \rightarrow \mu^+ N$ decay on CMS data.