

## Трехлептонные сигналы стерильных нейтрино расширенного лептонного сектора

М. Н. Дубинин<sup>1,\*</sup>, Т. А. Николаева<sup>2†</sup><sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцина  
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 30.01.2021; Подписана в печать 24.02.2021)

Рассматривается калибровочная модель  $SU(2)_L \times U(1)$  с расширением лептонного сектора стерильными майорановскими правыми нейтрино. Проведена блочная диагонализация общей массовой матрицы  $6 \times 6$  легких (активных) и стерильных нейтрино для общего вида матрицы смешивания в секторе стерильных нейтрино. Получены сечения рождения и распределения по поперечному импульсу и быстрой тяжелого лептона для процессов  $pp \rightarrow Nl^\pm$  и  $pp \rightarrow N\nu$ , включая слияние глюонов  $gg \rightarrow h^*/Z^* \rightarrow N\nu$  при энергии  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ. Учет смешивания для трех поколений стерильных нейтрино со слабо расщепленными массами мог бы улучшить контуры исключения для смешиваний, полученные на БАК.

PACS: 12.60.Cn, 13.35.Hb, 14.60.Pq, 14.60.St

УДК: 539.123, 539.12.01.

Ключевые слова: массивные нейтрино, тяжелые нейтральные лептоны, расширенный лептонный сектор.

## ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные эксперименты с выведенными пучками ускорителей, реакторами и солнечными нейтрино показали, что существуют осцилляции нейтрино, откуда следует наличие масс и смешивания нейтрино трех поколений [1, 2],

$$\nu_{lL} = \sum_{i=1}^3 (U_{PMNS})_{li} \nu_{iL},$$

где  $\nu_{lL}$  —  $SU(2)$  состояния ( $l = e, \mu, \tau$ ),  $\nu_{iL}$  — массовые состояния, а  $U_{PMNS}$  — унитарная матрица Понтекорво–Маки–Накагава–Саката (матрица PMNS) [3]. Как известно, включение правых нейтрино началось с идей симметрии лево- и право-киральных частиц в теориях большого объединения взаимодействий. Модели с левокиральными мультиплетами, примером которых является стандартная модель (СМ), и модели с симметрией левых и правых поколений фермионов существенно различаются возможностями генерации масс в лептонном секторе — в первом варианте нейтрино безмассовые частицы, тогда как во втором их ненулевые массы могут демонстрировать существенное расщепление. Модель с калибровочной симметрией  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$  и введением четвертого цвета, описывающего лептонный сектор, была предложена в 1974 г. [4]. После открытия тау-лептона в 1975 г. эта модель пересматривалась, однако концепция  $LR$ -симметрии привела к появлению see-saw механизма [5–8], объясняющего малость масс наблюдаемых (или «активных») нейтрино  $\nu_{iL}$  по сравнению

с заряженными фермионами того же поколения путем введения относительно тяжелых майорановских синглетных нейтрино  $N_i$  (которые называются также тяжелыми нейтральными лептонами, далее — HNL).

В случае see-saw механизма типа I справедливо матричное уравнение (см. далее раздел 1) [9]:

$$(m_\nu)_{ij} = -(m_D)_{ik} (m_N)_k^{-1} (m_D^T)_{jk} = \frac{w_{ij} v^2}{2\Lambda}, \quad (1)$$

где  $m_D$  — массовая матрица  $3 \times 3$  для члена, аналогичного юкавскому члену СМ (т.н. «дираковский массовый член»),  $m_N$  — массовая матрица трех майорановских HNL (т.е.  $k = 1, 2, 3$ ),  $v = 246$  ГэВ вакуумное среднее скалярного поля СМ. Как уже было упомянуто, в состав СМ входят только левые нейтрино, поэтому ее минимальное обобщение для описания массивных нейтрино и не требующее дополнительных полей, состоит во введении майорановских массовых членов вида  $\mathcal{L}_\nu = \frac{m_{ij}}{2} \bar{\nu}_i^c \nu_j + h.c.$  Такие массовые члены нельзя получить из какого либо  $SU(3) \otimes SU(2)_W \otimes U(1)_Y$  инвариантно перенормируемого взаимодействия. Отказ от перенормируемости позволяет записать взаимодействие вида  $\mathcal{L}_{int} = \sum_{i,j} \frac{w_{ij}}{\Lambda} \bar{L}_i \tilde{\Phi}^T L_j^c + h.c.$ , где

мы ввели безразмерные константы взаимодействия  $w_{ij}$ ,  $\Lambda$  — энергетический масштаб теории (то есть в нашем случае масштаб масс HNL). В результате спонтанного нарушения симметрии такое взаимодействие приводит к появлению массовых членов  $\frac{v^2}{2\Lambda} w_{ij} \bar{\nu}_i^c \nu_j + h.c.$  Таким образом, последнее равенство в 1 соответствует эффективному оператору размерности 5 для генерации майорановских массовых членов HNL после спонтанного нарушения симметрии (оператор Вайнберга [10]).

Отсюда видно, что нейтрино приобретают достаточно малые массы при собственных значениях для  $m_N \gg m_D$ , но массы HNL могут меняться в широких интервалах. Например, для значений юкавских

\*E-mail: nikolaeva.ta16@physics.msu.ru

†E-mail: dubinin@theory.sinp.msu.ru

констант СМ  $y \sim 10^{-6} - 1$  значение  $m_\nu \sim 10^{-2}$  эВ получается при  $m_N \sim 10^3 - 10^{15}$  ГэВ. В зависимости от масштаба масс HNL (например, ГэВ или ТэВ), методы их экспериментального обнаружения, конечно, различаются. Современное описание для различных масштабов масс содержится в обзоре [9].

Для оценки возможностей поисков достаточно тяжелых HNL в экспериментах на ускорителях [11] в имеющейся литературе используется модельно-независимый феноменологический подход, в рамках которого рассматривается смешивание одного HNL, масса которого  $m_{HNL}$  мала по сравнению с другими HNL, не возникающими на массовой поверхности при имеющихся энергиях. В настоящей работе используется явный вид матрицы смешивания в секторе трех HNL, расщепление масс которых может быть не очень существенным. Таким образом можно учитывать процессы прямого рождения HNL, в сечения которых вносят интерферирующие вклады два или три тяжелых нейтрино. Большинство исследований фокусируются на процесса Дрелла-Яна с заряженными токами:  $q\bar{q} \rightarrow W^* \rightarrow Nl^\pm$ . Важно отметить, что в имеющейся литературе часто используется модель с одним HNL и одним поколением лептонов и для вычисления сечений и распределений используется приближение бесконечно малой ширины. В рамках его, например, сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^-\nu_e u\bar{d}$  (6 диаграмм  $2 \rightarrow 4$ ) имеет вид  $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow N_e\nu_e) \times BR(N_e \rightarrow e^-W^+) \times BR(W^+ \rightarrow u\bar{d})$  (см. [12, 13]), то есть интерферирующие диаграммы с  $N_e$  и  $W^+$  в  $t$ -канале в расчетах не учитываются. Распределение по инвариантной массе  $d\sigma/dM(u\bar{d})$  двух струй конечного состояния является в этом приближении дельта-функцией. По вышеуказанным причинам возникает естественный вопрос о степени точности ограничений, полученных для смешивания в одном поколении лептонов и учтенного в приближении бесконечно малой ширины.

Техника вычислений полных калибровочно-инвариантных наборов диаграмм в СМ хорошо развита (см. обзор [14]). Несколько сложнее дело обстоит с выходом за рамки СМ, когда набор правил соответствия в расширениях СМ весьма громоздок. Например, в [15] в приближении бесконечно малой ширины при энергиях Большого Адронного Коллайдера (БАК) рассматриваются каналы рождения HNL  $q\bar{q} \rightarrow Nl^\pm, N\nu_l$  и  $gg \rightarrow N\nu_l$  ( $l = e, \mu, \tau$ ) и их производные. Лагранжиан расширенной СМ обрабатывается при помощи пакетов FeynRules 2 [16] и FeynArts 3 [17], после чего правила соответствия используются пакетом MadGraph5 [18] для вычисления сечений. В настоящей работе используются инструменты аналогичного назначения, так, лагранжиан СМ с расширенным лептонным сектором обрабатывается LanHEP 3 [19], правила соответствия в формате CompHEP 4 [20, 21] используются для вычислений полных калибровочно-инвариантных наборов диаграмм и генерации контуров исключения на заданном уровне статистической достоверности.

После краткого изложения известных способов диагонализации массовой матрицы активных и стерильных нейтрино в разделе 1 настоящей работы предлагается матрица смешивания трех поколений HNL. Несколько феноменологических следствий обсуждаются в разделе 2.

## 1. МАССОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И СМЕШИВАНИЯ НЕЙТРИНО

Рассмотрим расширение СМ, в котором мы добавляем три майорановских правых синглета  $N_{kR}$ ,  $k = 1, 2, 3$ . Лагранжиан расширения выглядит следующим образом [22]

$$\mathcal{L}_{ext} = i\bar{N}_{kR}\hat{\partial}N_{kR} - (y_{ik}\bar{L}_i N_{kR}\bar{\Phi} + \frac{1}{2}M_k\bar{N}_{kR}^C N_{kR} + h.c.) \quad (2)$$

( $L$  — левый дублет СМ,  $\Phi$  — хиггсовский дублет СМ). После спонтанного нарушения симметрии

$$\mathcal{L}_{ext} = i\bar{N}_{kR}\hat{\partial}N_{kR} - \bar{\nu}_L(m_D)_{ik}N_{kR} - \frac{1}{2}\bar{N}_{kR}(m_N)_{kj}N_{jR} + h.c., \quad (3)$$

где  $m_N$  — майорановская массовая матрица  $3 \times 3$  для HNL,  $m_D$  —  $3 \times 3$  — массовая матрица дираковского члена. Полная массовая матрица лептонного сектора  $6 \times 6$  может быть записана в блочной форме и диагонализирована с помощью унитарной матрицы  $W$  размерности  $6 \times 6$  [23]:

$$W^T \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & m_N \end{pmatrix} W = \begin{pmatrix} U^* m U^\dagger & 0 \\ 0^T & V^* M V^\dagger \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $m = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$  — диагональная массовая матрица для легких нейтрино,  $M = \text{diag}(M_1, M_2, M_3)$  — матрица массовых состояний  $N_i$ . Диагонализирующая унитарная матрица может быть выражена как экспонента антиэрмитовой матрицы:

$$W = \exp \begin{pmatrix} 0 & R \\ -R^\dagger & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}RR^\dagger & R \\ -R^\dagger & 1 - \frac{1}{2}R^\dagger R \end{pmatrix} + O(R^3), \quad (5)$$

где  $R$  —  $3 \times 3$  комплексная матрица. Здесь мы предположили, что собственные значения матрицы  $R$  малы и записали разложение до членов второго порядка. Далее учтем диагонализирующие матрицы  $U$  и  $U_l$  для массовых матриц левых нейтрино  $m_\nu$ ,  $U^T m_\nu U = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$  и заряженных лептонов  $m_l$  в базисе, в котором  $U_l = I$ . С помощью вышеперечисленных матриц запишем заряженные и ней-

тральные токи. Для активных нейтрино  $\nu_l$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CC} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l} \gamma_\alpha \nu_{lL} W^\alpha + h.c. = \\ &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l} \gamma_\alpha (U_{PMNS})_{li} \nu_{iL} W^\alpha + h.c., \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NC} &= -\frac{g}{2c_w} \bar{\nu}_{lL} \gamma_\alpha \nu_{lL} Z^\alpha = \\ &= -\frac{g}{2c_w} \bar{\nu}_{iL} \gamma_\alpha (U_{PMNS}^\dagger U_{PMNS})_{ij} \nu_{jL} Z^\alpha + h.c. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $\nu_{iL}$  — массовые состояния активных нейтрино,  $c_w = \cos \theta_w$  — косинус угла Вайнберга. Заряженные и нейтральные токи для полей Майорана  $N_j$  выглядят

следующим образом:

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{l} \gamma_\alpha (RV)_{lk} (1 - \gamma_5) N_k W^\alpha + h.c., \quad (8)$$

$$\mathcal{L}_{NC} = -\frac{g}{2c_w} \bar{\nu}_{lL} \gamma_\alpha (RV)_{lk} N_{kL} Z^\alpha + h.c., \quad (9)$$

т.е. смешивание HNL и левых активных нейтрино характеризуется матрицей  $RV$ . Для определенности далее мы предполагаем, что  $N_j$  имеют массы  $M_j \geq 100$  ГэВ, а также, что  $m_N$  гораздо больше  $m_D$ . Используя разложение матрицы  $W$ , запишем уравнение для диагонализации массовой матрицы в явном виде:

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2} R^* R^T & -R^* \\ R^T & 1 - \frac{1}{2} R^T R^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & m_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2} R R^\dagger & R \\ -R^\dagger & 1 - \frac{1}{2} R^\dagger R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U^* m U^\dagger & 0 \\ 0^T & V^* M V^\dagger \end{pmatrix} \quad (10)$$

или, с точностью до членов второго порядка по  $R$ ,

$$m_D - R^* m_N \simeq 0 \quad (11)$$

$$-m_D R^\dagger - R^* m_D^T + R^* m_N R^\dagger \simeq U^* \hat{m} U^\dagger = m_\nu \quad (12)$$

$$m_N + R^T m_D + m_D^T R \simeq V^* \hat{M} V^\dagger, \quad (13)$$

откуда  $R^* \simeq m_D m_N^{-1}$ ,  $m_\nu = U^* \hat{m} U^\dagger = -R^* m_N R^\dagger$ , что приводит к формуле (1), раздел . Уравнения (12) и (13) можно использовать для комбинированных ограничений на матрицу смешивания  $RV$ , используя ограничения на массы активных нейтрино сверху

$$\sum_k |(RV)_{l'k}^* M_k (RV)_{kl}^\dagger| \lesssim m_\nu, \quad l', l = e, \mu, \tau. \quad (14)$$

В литературе можно найти ряд разновидностей для матрицы дираковского члена  $m_D$ , (например, [24]), используя ограничения на основе имеющихся данных ускорителей и следствия космологических моделей. Рассмотрим общий способ определения  $m_D$ , удовлетворяющей (1), (12), (13). Используя (1), получаем

$$m_N = -m_D^T m_\nu^{-1} m_D. \quad (15)$$

Выберем базис HNL, в котором  $m_N = \hat{M} = \text{diag}(M_1, M_2, M_3)$  — массовая матрица диагональна, то есть  $V = I$ , а также отождествим  $U \equiv U_{PMNS}$ , тогда с учетом (12)

$$\hat{M} = -m_D^T m_\nu^{-1} m_D \simeq -m_D^T U_{PMNS}^* \hat{m}^{-1} U_{PMNS}^\dagger m_D \quad (16)$$

после тождественных преобразований получаем условие ортогональности  $\Omega^T \Omega = I$

$$\begin{aligned} I &= [-i\sqrt{\hat{m}^{-1}} U_{PMNS}^\dagger m_D \sqrt{\hat{M}^{-1}}]^T \times \\ &\times [-i\sqrt{\hat{m}^{-1}} U_{PMNS}^\dagger m_D \sqrt{\hat{M}^{-1}}] \end{aligned} \quad (17)$$

для матрицы общего вида

$$\Omega = -i\sqrt{\hat{m}^{-1}} U_{PMNS}^\dagger m_D \sqrt{\hat{M}^{-1}}, \quad (18)$$

откуда

$$m_D = i U_{PMNS}^* \sqrt{\hat{m}} \Omega \sqrt{\hat{M}}. \quad (19)$$

Если  $V$  не является единичной, можно использовать общую параметризацию  $m_D \rightarrow m_D V^\dagger$ .  $\Omega$  — произвольная комплексная ортогональная матрица. «Настраивая» требуемым образом матрицу  $\Omega$ , можно построить матрицу дираковского члена, приводящую к правильным массам и смешиваниям активных нейтрино. Рассмотрим простейший случай  $3 \times 3$  матрицы  $\Omega = iI$ , тогда (19) примет вид

$$m_D = (-1) \begin{pmatrix} U_{e1}^* \sqrt{m_1 M_1} & U_{e2}^* \sqrt{m_2 M_2} & U_{e3}^* \sqrt{m_3 M_3} \\ U_{\mu 1}^* \sqrt{m_1 M_1} & U_{\mu 2}^* \sqrt{m_2 M_2} & U_{\mu 3}^* \sqrt{m_3 M_3} \\ U_{\tau 1}^* \sqrt{m_1 M_1} & U_{\tau 2}^* \sqrt{m_2 M_2} & U_{\tau 3}^* \sqrt{m_3 M_3} \end{pmatrix}, \quad (20)$$

а также

$$R^* = m_D m_N^{-1} = - \begin{pmatrix} U_{e1}^* \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & U_{e2}^* \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & U_{e3}^* \sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \\ U_{\mu 1}^* \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & U_{\mu 2}^* \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & U_{\mu 3}^* \sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \\ U_{\tau 1}^* \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & U_{\tau 2}^* \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & U_{\tau 3}^* \sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \end{pmatrix}, \quad (21)$$

$$RV = - \begin{pmatrix} U_{e1} \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & U_{e2} \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & U_{e3} \sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \\ U_{\mu 1} \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & U_{\mu 2} \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & U_{\mu 3} \sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \\ U_{\tau 1} \sqrt{\frac{m_1}{M_1}} & U_{\tau 2} \sqrt{\frac{m_2}{M_2}} & U_{\tau 3} \sqrt{\frac{m_3}{M_3}} \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Для контроля точности описанной выше схемы диагонализации удобно использовать пакет LanHEP, где для заданной точки в пространстве параметров модели вычисляются матричные элементы ортогональной матрицы поворота  $SU(2)$  состояний и матричные элементы конечной массовой матрицы (используется процедура CERNlib202), т.е. проводится прямая численная проверка наличия нулевых недиагональных элементов. Например, для значений масс HNL  $M_1 = 10$  КэВ,  $M_2 = 400$  МэВ,  $M_3 = 420$  МэВ, соответствующим контурам исключения работы [25], точность диагонализации не хуже  $10^{-6}$ .

Отметим в заключение настоящего раздела, что в наиболее простом случае одного поколения фермионов, обычно рассматриваемом в литературе при модельно-независимом феноменологическом анализе, уже упоминавшемся в разделе ,  $SU(2)$  состояния  $\nu$ ,  $N$  и массовые состояния лагранжиана (2)  $\nu'$  и  $N'$  ( $k=1$ ) имеют вид

$$\nu = \nu' \left(1 - \frac{U^2}{2}\right) + UN', \quad \nu' = \begin{pmatrix} 1 - \frac{U^2}{2} \\ U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{m_D^2}{2m_N^2} \\ -\frac{m_D}{m_N} \end{pmatrix},$$

$$N' = \begin{pmatrix} -U \\ 1 - \frac{U^2}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_D}{m_N} \\ 1 - \frac{m_D^2}{2m_N^2} \end{pmatrix} \quad (23)$$

(с точностью до членов порядка  $m_D^2/m_N^2$ ), где параметр смешивания, определенный в соответствии с [1],

$$U = -\frac{m_D}{m_N} = \frac{\sqrt{m_{ne}m_{Ne}}}{m_{ne} + m_{Ne}}, \quad (24)$$

то есть для диагонализации (2) даже в случае одного поколения фермионов параметры  $m_N$ ,  $U$  не являются независимыми.

## 2. СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ

В настоящей работе вычисления сечений рождения HNL в  $pp$ -столкновениях при энергиях  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ были проведены с помощью системы ComrHEP для полного набора диаграмм древесного приближения. Далее получены результаты партонного уровня, когда излучение из начального/конечного состояния и pile-up не моделируются. Мы рассматриваем дилептонные события с двумя нейтрино и трилептонные события с одним нейтрино, который возникает из распада HNL, сопровождающимся лептонным распадом  $W^\pm$ ,  $Z$ :  $pp \rightarrow l^+ N_2 \rightarrow l^+ l^- W^+ \rightarrow l^+ l^- l^+ \bar{\nu}_l$  или  $\nu N \rightarrow \nu \nu Z \rightarrow l^+ l^- \nu \nu$ , ( $l = e, \mu, \tau$ ). Сигнатуры трилептонных событий очень чистые, так как большой фон СМ от  $pp \rightarrow W^\pm Z$  (+ jets) может быть подавлен кинематическими обрезаниями по инвариантной массе для лептонов противоположного заряда. Полный набор диаграмм для канала  $pp \rightarrow e^- \mu^+ \mu^- \nu_\mu$  включает 8 партонных подпроцессов в простейшей четырех-флейворной схеме, каждый из которых включает по 5 диаграмм.

Аналогично  $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\mu \nu_e$  включает 8 подпроцессов  $q\bar{q}$  с 6 диаграммами каждый и подпроцесс  $gg \rightarrow ggZ$  однопетлевого уровня, что играет важную роль.

В приближении бесконечно малой ширины сигнал  $N_2$  в  $pp$ -взаимодействии рассмотрен в [15, 26]. Источник сигнала — процесс  $W^* \rightarrow Nl$  — сопровождается распадами  $N \rightarrow W^* l$  и  $W^* \rightarrow l\nu$ , но полный набор диаграмм включает не только распады  $N \rightarrow W^* l$ , но и  $N \rightarrow Z\nu$ , которые дают интерференционный вклад. Сигнатура сигнала — комбинация  $e, \mu, \tau$  в два или три заряженных лептона (разных знаков). Трех-лептонный резонанс  $N_2$  непосредственно не восстанавливается из-за присутствия нейтрино.

Мы учитываем вклад в ширину  $N_2$  двухчастичных и трехчастичных распадов в интервале  $m_{N_2}$  от 1 до 1200 ГэВ и в интервале значений смешивания  $|U|^2$  от  $1.2 \times 10^{-5}$  до 1.8, рис 1.

$$N_2 \rightarrow Z\nu, W^\pm l^\mp, \quad (25)$$

$$N_2 \rightarrow \nu q\bar{q}, l^\pm q\bar{q}', \nu(\text{или } l^\pm)HV, \nu\nu\nu, \nu\nu N, \\ l^\pm l'^\mp \nu(\text{или } N), VV\nu(\text{или } N), \gamma V l^\pm, \quad (26)$$

где  $l = e, \mu, \tau$ ;  $V = Z, W^\pm$ ;  $\nu$  — активные нейтрино,  $H$  — бозон Хиггса и  $N = N_1, N_3$ .

Для сравнения с результатами [15], рассмотрим сечение рождения тяжелого лептона  $N_2$  в столкновениях  $pp$  с энергиями  $\sqrt{s} = 13$  и 100 ТэВ. Приняты за основу сравнения кинематические обрезания для заряженных лептонов для быстроты  $|y^l| < 2,5$  и для поперечного импульса  $p_T^l > 20$  ГэВ. Также были проанализированы процессы  $qq' \rightarrow W^* \rightarrow Nl^\pm$  и канал глюонного слияния  $gg \rightarrow h^*/Z^* \rightarrow N\nu$ . Для процессов рождения  $N$  квадрат матричного элемента смешивания факторизуется:

$$\sigma(pp \rightarrow NX) = |U_{Nl}|^2 \times \sigma_0(pp \rightarrow NX), \quad (27)$$

где  $\sigma_0$  — независимое от модели поперечное сечение с  $|U| = 1$ . Распределения по  $p_T$  и  $y$  изображены на рис. 2. Видно, что зависимость совпадает с [15], что демонстрирует хорошую точность аппроксимации бесконечно малой ширины.

На рис. 3 мы строим распределения для поперечного импульса и быстроты HNL  $N_2$  с массой  $m_{N_2} = 500$  ГэВ для  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ. Отметим, что учет случая всех трех поколений фермионов обеспечивает значительные отклонения от [15], так как резонансный пик теперь можно наблюдать для масс тяжелого лептона  $m_{N_2} = 100 - 140$  ГэВ.

Ограничения на смешивания HNL в прямых измерениях на БАК [26], полученные в последнее время при энергии  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и светимости  $35 \text{ fb}^{-1}$ , позволяют заметно улучшить ограничения сверху, полученные ранее коллаборациями L3 и DELPHI (LEP2), а также коллаборациями ATLAS и CMS при энергии  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Эти ограничения относятся к случаю независимых параметров  $m_N$ ,  $U$  (см. раздел 1) и справедливы с высокой точностью для модельно-независимого

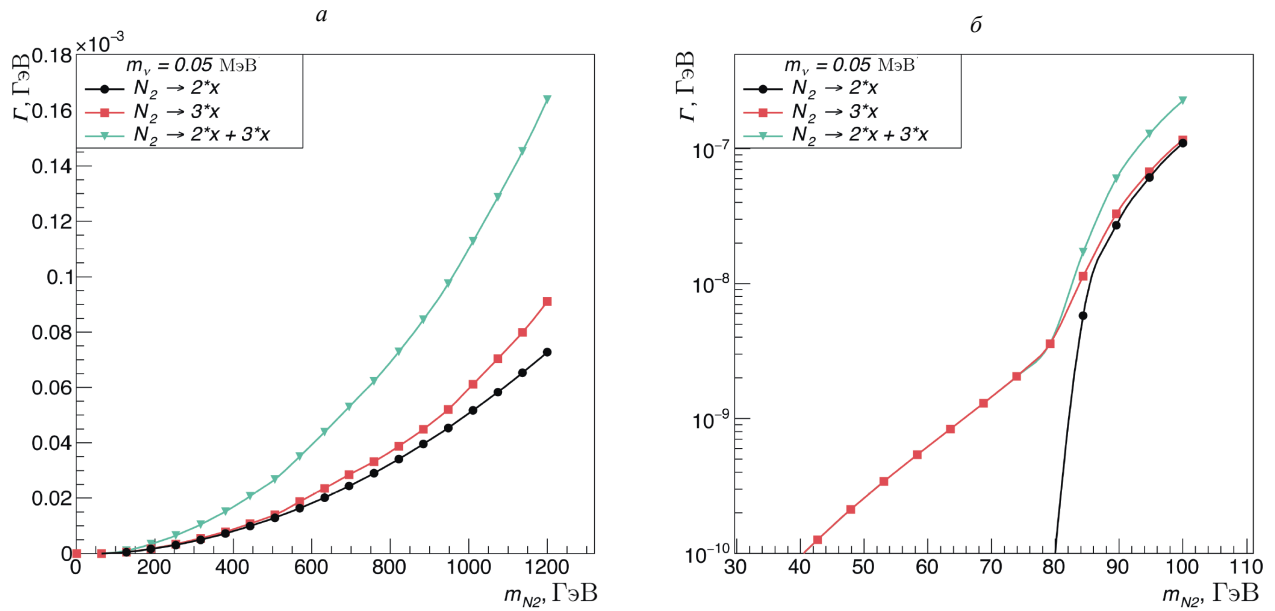


Рис. 1: Вклад в ширину двухчастичных, трехчастичных распадов тяжелого лептона  $N_2$  и их суммы для массы легкого нейтрино  $m_{\nu\mu} = 0.05$  МэВ и тяжелого лептона: *a* — от 1 до 1200 ГэВ и *б* — от 30 до 100 ГэВ, где можно увидеть порог рождения калибровочных бозонов

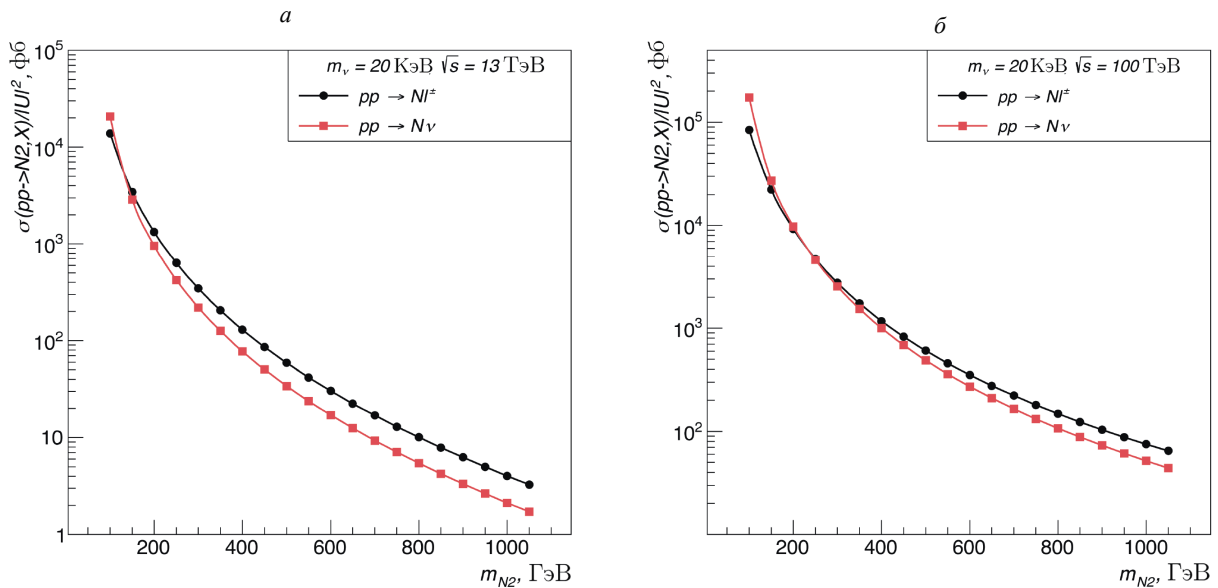


Рис. 2: Сечения рождения тяжелого лептона  $N_2$  при *a* — 13 и *б* — 100 ТэВ в  $pp$ -столкновениях, как функция от  $m_{N_2}$ , поделенная на параметр смешивания  $|U|^2$ , для конечных состояний  $Nl$  и  $N\nu$ . Масса легкого нейтрино  $m_{\nu\mu} = 20$  КэВ. По оси  $y$  отложено  $\sigma_0$  для наглядности

подхода. Учет смешивания в трех поколениях HNL мог бы существенно улучшить ограничения сверху для имеющейся границы на уровне  $10^{-5}$ – $10^{-1}$  для масс HNL в интервале 500 ГэВ–1 ТэВ, а также, возможно, и ограничения LEP2 для масс HNL порядка 30–40 ГэВ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе была рассмотрена калибровочная модель  $SU(2)_L \times U(1)$  с расширением лептонного сектора правыми стерильными майорановскими нейтрино. Для матрицы смешивания общего вида была проведена блочная диагонализация полной массовой матрицы  $6 \times 6$  активных и стерильных нейтрино. Шири-

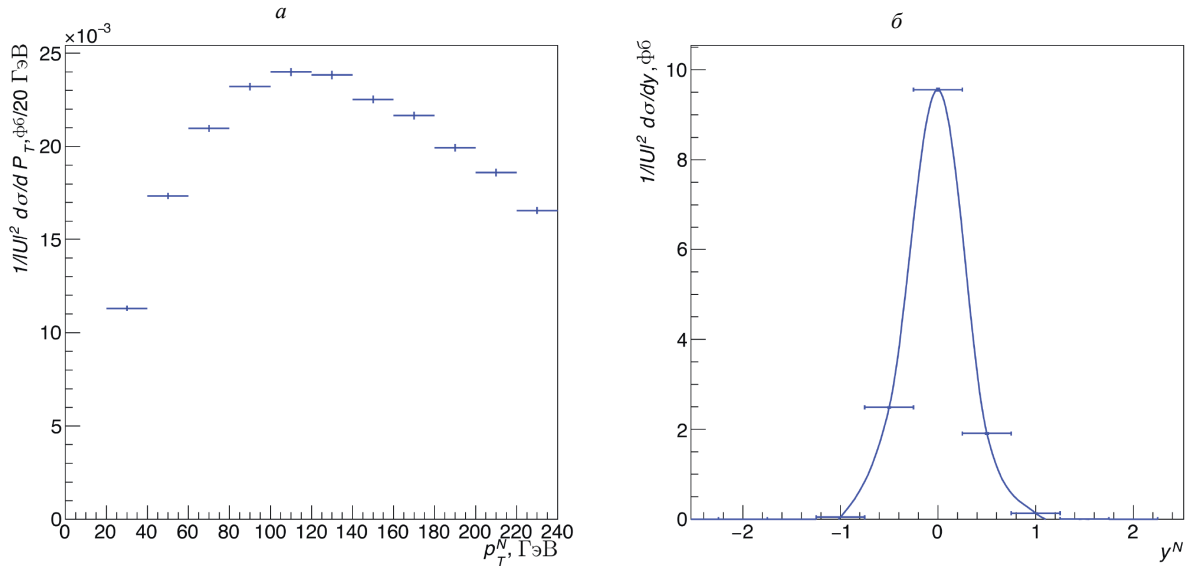


Рис. 3: Дифференциальные распределения по  $a - p_T$  и  $b - y$  тяжелого лептона  $N_2$  при энергии 13 ТэВ для  $m_{N_2} = 500$  ГэВ

на для двух- и трехчастичных распадов тяжелого лептона  $N_2$  была рассчитана явно и демонстрирует пороги  $W$  и  $Z$  для трехчастичных распадов. Вклад трехчастичных распадов в общую ширину больше, чем вклад двухчастичных.

Расчеты для некоторых конечных дилептонных и трилептонных состояний с несбалансированным импульсом для полных калибровочно-инвариантных наборов диаграмм Фейнмана, выходящих за пределы аппроксимации бесконечно малой ширины и учитывающих точно рассчитанную конечную ширину для двух- и трехчастичных состояний, демонстрируют довольно хорошее согласие с результатами приближения бесконечно малой ширины как для распределений по поперечному импульсу, так и для распределений по быстрой для тяжелых нейтральных лептонов. Сравнение

модельно-независимого феноменологического подхода, где смешивание одного HNL мало по сравнению с другими HNL, с полной матрицей смешивания  $3 \times 3$  в секторе нейтральных тяжелых лептонов с малым расщеплением масс может дать ценную информацию об экспериментальных наблюдаемых для, возможно, более реалистичных сценариев генерации массы в расширенном лептонном секторе.

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда РФФИ (грант 20-52-15005 НЦНИа) и «Базис» (грант 20-2-9-21-1).

- [1] Grounau M., Leung C.N., Rosner J.L. // Phys. Rev. D. 1981. **29**. P. 2539.  
 [2] Shrock R. // Phys. Rev. D. 1981. **24**. P. 1232. Shrock R. // Phys. Rev. D. 1981. **24**. P. 1275.  
 [3] Maki Z., Nakagawa M., Sakata S. // Prog. Theor. Phys. 1962. **28**. P. 870.  
 [4] Pati J.C., Salam A. // Phys. Rev. D. 1974. **10**. P. 275.  
 [5] Mohapatra R., Senjanovic G. // Phys. Rev. Lett. 1980. **44**. P. 912.  
 [6] Yanagida T. // Prog. Theor. Phys. 1980. **64**. P. 1103.  
 [7] Mohapatra R. // Phys. Rev. Lett. 1986. **56**. P. 561.  
 [8] Mohapatra R., Valle J.W.F. // Phys. Rev. D. 1986. **34**. P. 1642.  
 [9] Alekhin S., Altmannshofer W., Asaka T. et al. // Rep. Prog. Phys. 2016. **79**. P. 124201.  
 [10] Weinberg S. // Phys. Rev. D. 1980. **22**. P. 1694.  
 [11] Atre A., Han T., Pascoli S., Zhang B. // J. High Energy Phys. 2009. **2009**. P. 030.  
 [12] Achard P., Adriani O., Aguilar-Benitez M. et al. // Phys. Lett. B. 2001. **517**. P. 67.  
 [13] Abreu P., Adam W., Auye T. et al. // Z. Phys. C. 1997. **74**. P. 57.  
 [14] Боос Э.Э., Дубинин М.Н. // УФН. 2010. **180**. С. 1081.  
 [15] Degrande C., Mattelaer O., Ruis R., Turner J. // Phys. Rev. D. 2016. **94**. P. 053002.  
 [16] Christensen N.D., Duhr C. // Comput. Phys. Commun. 2009. **180**. P. 1614.  
 [17] Hahn T. // Comput. Phys. Commun. 2001. **140**. P. 418.  
 [18] Alwall J., Frederix R., Frixione S. et al. // J. High Energy Phys. 2014. **2014**. P. 79.  
 [19] Semenov A. // Comput. Phys. Commun. 2016. **201**. P. 167. Semenov A. // Comput. Phys. Commun. 2009. **180**. P. 431. Semenov A. // Comput. Phys. Commun. 1998. **115**. P. 124.

- [20] Boos E., Bunichev V., Dubinin M. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2004. **534**. P. 250 - 259.
- [21] Boos E.E., Bunichev V.E., Dubinin M.N. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. **920**. P. 012007.
- [22] Asaka T., Eijima S., Ishida H. // J. High Energ. Phys. 2011 **2011** P. 11.
- [23] Ibarra A., Molinaro E., Petcov S. // J. High Energ. Phys. 2010. **2010**. P. 108.
- [24] Shaposhnikov M. // Nucl. Phys. B. 2007. **763**. P. 49-59.
- [25] Bondarenko K., Boyarsky A., Gorbunov D., Ruchayskiy O. // J. High Energ. Phys. 2018. **2018**. P. 32.
- [26] Sirunyan A.M., Tumasyan A., Adam W. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2018. **120**. P. 221801.

---

## Three-lepton signals of sterile neutrinos of the expanded lepton sector

M. N. Dubinin<sup>1,a</sup>, T. A. Nikolaeva<sup>2,b</sup>

<sup>1</sup>. V. Skobel'tsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia

<sup>2</sup>Department of Nuclear Physics and Quantum Theory of Collisions, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia

E-mail: <sup>a</sup>dubinin@theory.sinp.msu.ru, <sup>b</sup>nikolaeva.ta16@physics.msu.ru

The gauge model  $SU(2)_L \times U(1)$  with extension of the lepton sector by right sterile Majorana neutrinos is considered. A block diagonalization of the total mass matrix  $6 \times 6$  of light (active) and sterile neutrinos is performed for the general form of the mixing matrix in the sterile neutrino sector. Production rates and distributions for transverse momentum and rapidity for processes  $pp \rightarrow Nl^\pm$  and  $pp \rightarrow N\nu$  were studied including gluon fusion  $gg \rightarrow h^*/Z^* \rightarrow N\nu$  at  $\sqrt{s} = 13$  TeV LHC energy. Consideration of mixing for three generations of sterile neutrinos with small split of masses could improve the exclusion contours for mixing obtained at the LHC.

PACS: 12.60.Cn, 13.35.Hb, 14.60.Pq, 14.60.St .

*Keywords:* massive neutrinos, heavy neutral leptons, extended lepton sector.

*Received 30 January 2021.*

### Сведения об авторах

1. Дубинин Михаил Николаевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, профессор; тел.: (495) 939-23-93, e-mail: dubinin@theory.sinp.msu.ru.
  2. Николаева Татьяна Алексеевна — e-mail: nikolaeva.ta16@physics.msu.ru.
-