

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

Кафедра №40  
«Физика элементарных частиц»

РЕФЕРАТ  
на тему  
«Стерильные нейтрино и их роль в физике частиц и космологии»

Выполнила:  
студентка 2 курса магистратуры  
группы М20-115  
Гавва Оксана

Проверил:  
профессор, доктор ф.-м. наук  
Хлопов М.Ю.

Москва 2021

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>3</b>
1. Механизм получения масс активными нейтрино	6
2. Феноменология и космологические проявления стерильных нейтрино	
2.1 Масса стерильного нейтрино в интервале $10^9 - 10^{15}$ ГэВ	11
2.2 Масса стерильного нейтрино в интервале $10^2 - 10^9$ ГэВ	15
2.3 Масса стерильного нейтрино в интервале $1 \text{ кэВ} - 10^2$ ГэВ	16
2.4 Масса стерильного нейтрино в интервале $1 \text{ эВ} - 1 \text{ кэВ}$	21
<b>Заключение</b>	<b>24</b>
<b>Список литературы</b>	<b>25</b>

## Введение

Модели со стерильными нейтрино формируют одно из наиболее активно развиваемых направлений расширения Стандартной модели физики элементарных частиц (СМ). Речь идет о новых фермионных степенях свободы, не заряженных по калибровочной группе СМ,  $SU(3)_c \times SU(2)_w \times U(1)_Y$ , отсюда и прилагательное стерильные. Эти фермионы называют нейтрино, поскольку они смешиваются с активными нейтрино, что дает последним массу и смешивание между нейтрино разных типов или ароматов (электронное, мюонное и тау- нейтрино), обеспечивающее нейтринные осцилляции.

Большой интерес к этому направлению обусловлен следующими причинами. Это *перенормируемое* обобщение СМ: новые константы связи безразмерны и теория, как и сама СМ, может быть справедлива при масштабах вплоть до гравитационного. Для объяснения результатов экспериментов по наблюдению нейтринных осцилляций достаточно ввести в рассмотрение всего два новых фермиона *майорановского типа*, что добавляет в СМ четыре степени свободы. Причем значениями модельных параметров можно распорядиться так, чтобы объяснить не только осцилляции, но и барионную асимметрию Вселенной через механизм лептогенезиса в первичной плазме (массовое слагаемое майорановского типа нарушают лептонное число). При таком обобщении лишь два из трех активных нейтрино будут обладать массой, а для придания массы всем трем нейтрино СМ требуется также три стерильных нейтрино. В таком случае получится, что для некоторой области пространства модельных параметров легчайшее из трех стерильных нейтрино может быть настолько долгоживущим, что оно может претендовать на роль частицы скрытой массы.

Таким образом, введение в СМ лишь трех майорановских синглетных фермионов достаточно для объяснения сразу трех важнейших феноменологических проблем СМ – нейтринных осцилляций, скрытой массы и барионной асимметрии Вселенной – в рамках единого подхода.

В данном случае ключевым параметром будет являться масштаб масс стерильных нейтрино. Можно привести несколько утверждений относительно ожидаемых феноменологических проявлений модели в зависимости от значения масс стерильных нейтрино:

1. Масштаб масс стерильных нейтрино не определен: разрешены значения масс вплоть до  $10^{15}$  ГэВ. Обеспечивающее объяснение нейтринных осцилляций взаимодействие полей СМ и стерильных нейтрино дает квантовые поправки к массе хиггсовского бозона, пропорциональные масштабу масс стерильных нейтрино. Из

формального требования малости поправок следует ограничение сверху на масштаб масс порядка  $10^7$  ГэВ. Квантовые поправки естественным образом сокращаются в суперсимметричных обобщениях моделей физики частиц, предсказания которых проходят проверку на Большом адронном коллайдере.

2. Достаточно двух стерильных нейтрино для того, чтобы объяснить не только результаты осцилляционных экспериментов, но и барионную асимметрию Вселенной через лептогенезис. При этом «стандартный лептогенезис» (производство лептонной асимметрии в распадах тяжелых стерильных нейтрино) имеет место, если масса нейтрино больше  $10^9$  ГэВ. Для моделей с вырожденными по массам стерильными нейтрино возможно успешное производство лептонной асимметрии в первичной плазме и для более легких нейтрино, с массами вплоть до ТэВ-ной области и даже в области от нескольких сотен МэВ до нескольких десятков ГэВ. При этом существенны резонансные осцилляционные процессы между активными и стерильными нейтрино с массами меньше 100 ГэВ такой механизм образования асимметрии не требуют вырождения.
3. Стерильное нейтрино, образующее скрытую массу, не является основным фермионом механизма «качелей», дающего массу активным нейтрино. Вклад такого нейтрино в массовую матрицу активных нейтрино мал, так что одно из них остается почти безмассовым. Также мал и массовый параметр, определяющий темп двойного безнейтринного  $\beta$ -распада, широко используемого как индикатор нарушения лептонного числа. Стоит отметить, что разрешенная область масс стерильного нейтрино скрытой массы включает в себя область 1-10 кэВ – нейтрино с массой в этой области образуют так называемую *теплую* скрытую массу. Это интересно с точки зрения формирования во Вселенной структур масштаба карликовых галактик, число которых, согласно наблюдениям, меньше числа таких объектов, предсказываемого моделями с традиционной *холодной* скрытой массы (например, моделями со слабовазаимодействующими массивными частицами – WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles)).
4. Стерильные нейтрино с массами порядка 1 эВ могут давать лишь небольшой вклад в полную плотность массы скрытой массы, наравне с массивными активными нейтрино. В ранней Вселенной стерильные нейтрино входили в радиационный компонент плазмы (релятивистские частицы). Прямая проверка таких моделей возможна лишь для не малого смешивания лишь космология может дать ответ на вопрос о существовании таких нейтрино. С учетом неопределенностей, связанных с непониманием природы темной энергии (физики,

отвечающей за расширение Вселенной с ускорением), современные космологические данные допускают существование стерильного нейтрино с массой порядка нескольких десятых электронвольта.

## 1 Механизм получения масс активными нейтрино

Оставаясь с набором полей СМ, массивные нейтрино можно описать, добавив к лагранжиану СМ следующее перенормируемое взаимодействие

$$\mathcal{L}^{(5)} = \frac{\beta_L}{4\Lambda} F_{\alpha\beta} \bar{L}_\alpha \tilde{H} H^\dagger L_\beta^C + h. c. , \quad (1)$$

где  $L_\alpha$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) – лептонные дублеты СМ (левокиральные нейтрино и заряженные лептоны образуют три дублета по группе  $SU(2)_W$ ),  $C$  в верхнем индексе здесь и далее означает зарядовое сопряжение,  $\tilde{H}_a = \epsilon_{ab} H_b^*$ ,  $a, b = 1, 2$ ,  $H$  – хиггсовский дублет,  $\epsilon_{ab}$  – антисимметричная единичная матрица; параметр  $\Lambda$  с размерностью массы задает масштаб новой физики, ответственной за появление не перенормируемого взаимодействия (1), безразмерный параметр  $\beta_L$  определяет силу нового взаимодействия, а числа  $F_{\alpha\beta}$  характеризуют смешивание между поколениями лептонов;  $h. c.$  – эрмитово-сопряженное слагаемое. В результате появления ненулевого вакуумного среднего  $v$  хиггсовского поля  $H$  взаимодействие (1) дает массовые слагаемые в секторе активных нейтрино

$$\mathcal{L}_{\nu\nu}^{(5)} = \frac{\beta_L v^2}{4\Lambda} \frac{F_{\alpha\beta}}{2} \bar{\nu}_\alpha \nu_\beta^C + h. c. \quad (2)$$

Отсюда, используя разность квадратов масс «атмосферных нейтрино» как нормировку, получаем оценку для масштаба новой физики

$$\Lambda \sim \beta_L \left( \frac{3 \times 10^{-3} \text{эВ}^2}{\Delta m_{atm}^2} \right)^{1/2} 3 \times 10^{14} [\text{ГэВ}]. \quad (3)$$

На энергетическом масштабе  $\Lambda$ , не превышающем  $3 \times 10^{14}$  ГэВ, взаимодействие (1) должно быть заменено перенормируемой теорией, аналогично тому, как четырехфермионное взаимодействие Ферми заменяется электрослабой теорией на масштабе 100 ГэВ.

Какая физика стоит за нейтринным масштабом  $\Lambda$ , неизвестно. Однако тот факт, что этот масштаб существенно ниже гравитационного, указывает именно на *новую физику частиц* как на наиболее вероятный источник масс активных нейтрино. Нейтринные осцилляции – это единственное прямое указание на неполноту СМ. В остальном же масштаб неизвестен: понижая масштаб  $\Lambda$  и одновременно уменьшая параметр  $\beta_L$ , можно по-прежнему удовлетворять соотношению (3).

Введение стерильных нейтрино  $N_I$ ,  $I = 1, 2, 3$ , позволяет сформировать одно из возможных перенормируемых расширений СМ, приводящих в низкоэнергетическом пределе к появлению взаимодействия (1). К

лагранжиану СМ при этом добавляются кинетические и массовые слагаемые для трех майорановских нейтрино и единственное возможное перенормируемое взаимодействие юкавского типа с полями СМ

$$\mathcal{L}_N = i\bar{N}_I \not{\partial} N_I - f_{\alpha I} \bar{L}_\alpha \tilde{H} N_I - \frac{M_{N_I}}{2} \bar{N}_I^C N_I + h. c. \quad (4)$$

Здесь  $\not{\partial} = \partial_\mu \gamma^\mu$ , где  $\gamma^\mu$  – матрицы Дирака. Подходят модели как с тремя, так и с двумя стерильными нейтрино. Массы стерильных нейтрино  $M_I$  и безразмерные юкавские константы связи  $f_{\alpha I}$  дают 18 новых модельных параметров (11 для случая двух стерильных нейтрино). Их более чем достаточно для выражения девяти (семи соответственно) физических параметров – наблюдаемых сектора активных нейтрино: двух разностей квадратов масс, одной СР-нарушающей фазы, двух (одной) майорановских фаз, массы легчайшего нейтрино (равной нулю в случае двух стерильных нейтрино). Оставшиеся девять (четыре) свободных параметров можно использовать, чтобы решить космологические проблемы. Уже при наличии двух стерильных нейтрино появляется дополнительная СР-нарушающая фаза, угол смешивания с активными нейтрино, две майорановские массы, величины которых можно выбрать так, чтобы обеспечить лептогенезис в ранней Вселенной. С тремя стерильными нейтрино появляется возможность объяснить и явление скрытой массы.

Лагранжиан (4) содержит юкавское взаимодействие с хиггсовским бозоном СМ, вакуумное среднее которого и дает смешивающие стерильные и активные нейтрино массовые слагаемые:

$$v_N = v \frac{f_{\alpha I}}{\sqrt{2}} \bar{v}_\alpha N_I \bar{N}_I^C N_I + h. c. = (\bar{v}_1, \dots, \bar{N}_1^C \dots) \begin{pmatrix} 0 & v \frac{\hat{f}}{\sqrt{2}} \\ v \frac{\hat{f}^T}{\sqrt{2}} & \hat{M}_N \end{pmatrix} (v_1, \dots, N_1 \dots)^T.$$

Здесь и далее «крышками» отмечены матричные величины. Поскольку в СМ нейтрино левокиральные, смешивание выделяет из стерильного нейтрино правокиральную компоненту, формируя массовое слагаемое дираковского типа,  $\hat{M}_D = v \hat{f} / \sqrt{2}$ .

Вводя некоторую иерархию майорановской и дираковской массовой матрицы, можно объяснить малость масс активных нейтрино через механизм, получивший название «качелей» (seesaw), в данном случае I типа. А именно, для матрицы юкавских констант  $\hat{f}$  общего вида, полагая

$$M_N \gg \hat{M}_D = v \frac{\hat{f}}{\sqrt{2}}, \quad (5)$$

проведем ортогональное преобразование, устраняющее смешивание между активными и стерильными секторами. В результате появятся смешивания

отдельно в стерильном и активном секторах. Соответствующие  $3 \times 3$  матрицы имеют вид

$$\widehat{M}_N \cong \text{diag}(M_{N_1}, M_{N_2}, M_{N_3}),$$

$$\widehat{M}^\nu = -\widehat{M}_D \frac{1}{\widehat{M}_N} \widehat{M}_D^T \propto f^2 \frac{v^2}{M_N} \ll M_N.$$

Диагонализация матрицы в стерильном секторе приводит к массовым состояниям, очень близким к ароматовым состояниям стерильных нейтрино, и в дальнейшем для них мы будем использовать то же обозначение,  $N_I$ . Три состояния активного сектора очень близки к ароматовым состояниям активных нейтрино  $\nu_\alpha$ . Массовые слагаемые в секторе активных нейтрино возникают во втором порядке по юкавским константам и, таким образом, являются дважды подавленными малым отношением дираковских масс к майорановским массам, введенными нами в (5). Иерархия усиливается, это и есть механизм «качелей».

Для обсуждения феноменологии модели интерес представляет смешивание между ароматовым состоянием активных нейтрино (собственный вектор в базисе слабых калибровочных взаимодействий)  $\nu_\alpha$  и массовыми состояниями нейтральных фермионов,

$$\nu_\alpha = U_{\alpha i} \nu_i + \theta_{\alpha I} N_I.$$

Фигурирующая здесь матрица  $\widehat{U}$  задает смешивание в секторе активных нейтрино, диагонализуя массовую матрицу:

$$\widehat{U}^T \widehat{M}^\nu \widehat{U} = \text{diag}(m_1, m_2, m_3).$$

Матрицу смешивания  $\widehat{U}$  называют матрицей Понтекорво-Маки-Накагава-Саката (PMNS) по аналогии с матрицей Каббибо-Кобаяши-Маскавы (CKM), описывающей смешивание между верхними и нижними кварками. Смешивание между активными и стерильными нейтрино описывают малые, по предположению механизма качелей, элементы матрицы,

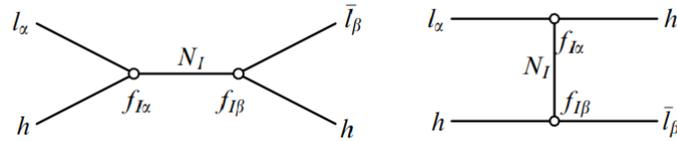
$$\widehat{\theta}_{\alpha I} = \widehat{M}^D \widehat{M}_N^{-1} = \widehat{f} \frac{v}{\widehat{M}_N} \ll 1.$$

Эти элементы определяют примесь тяжелого массового состояния нейтрино ( $\approx$ стерильного) в ароматовом состоянии, участвующем в слабых взаимодействиях. Чем меньше смешивание, тем меньше вероятность участия стерильных нейтрино в слабых процессах.

В низкоэнергетическом пределе при рассмотрении процессов с передачей импульсов, меньше масс стерильных нейтрино,  $|q^2| \ll M_N^2$ , теория (4) в точности дает не перенормируемое взаимодействие (1), причем

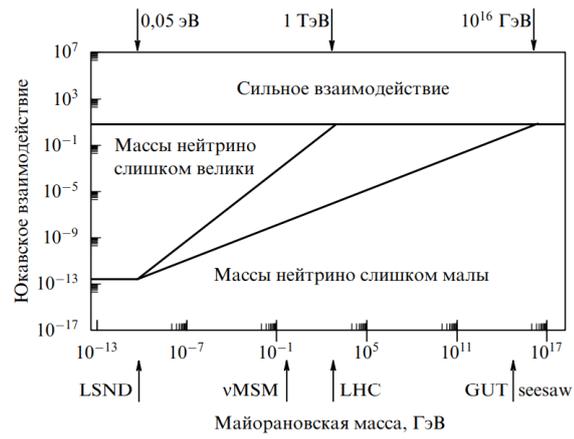
$$\beta_L \frac{\hat{F}}{4\Lambda} = \hat{f}^T \hat{M}_N^{-1} \hat{f}. \quad (6)$$

Это можно проиллюстрировать диаграммами Фейнмана для двухчастичного рассеяния, приведенными на рис.1, где в пределе малых переданных импульсов вместо пропагатора стерильного нейтрино следует поставить  $1/M_{N_I}$ . В аналогичном пределе электрослабая модель дает теорию Ферми четырехфермионных взаимодействий. В данном случае масштаб новой физики  $\Lambda$  из (1) задают массы стерильных нейтрино  $M_N$ , а величина юкавских констант  $\hat{f}$  определяет силу взаимодействия, параметр  $\beta_L$ .



**Рис.1.** Диаграммы рассеяния  $lh \rightarrow lh$ , иллюстрирующие появление не перенормируемого взаимодействия (1) при обмене виртуальным стерильным нейтрино  $N_I$ .

Ясно, что *масштаб масс стерильных нейтрино не фиксирован*: правильный масштаб масс активных нейтрино можно получить как с юкавскими константами порядка единицы и массами стерильных нейтрино порядка  $10^{15}$  ГэВ, так и с меньшими юкавскими константами (например,  $\hat{f} \sim 10^{-6}$ , как для юкавской константы электрона в СМ) и, соответственно, более легкими стерильными нейтрино (100 ГэВ). Кроме того, поскольку массы активных нейтрино зависят от квадратичной формы юкавских констант  $f_{\alpha I}$ , возможно сокращение вкладов разных слагаемых, благодаря которому и в случае не очень тяжелых стерильных нейтрино не требуется очень малых значений юкавский констант для обеспечения малости масс активных нейтрино. В последнем случае смешивание между активными и стерильными компонентами  $\hat{\theta}$  не очень мало в модели появляются интересные феноменологические следствия. Разрешенная область пространства параметров модели схематично представлена на рис.2.



**Рис.2.** Разрешенная область пространства параметров механизма качелей I типа в случае, когда выполняется условие (5), при этом юкавские константы становятся меньше единицы и дают правильный масштаб масс активных нейтрино.

## 2 Феноменология и космологические проявления стерильных нейтрино

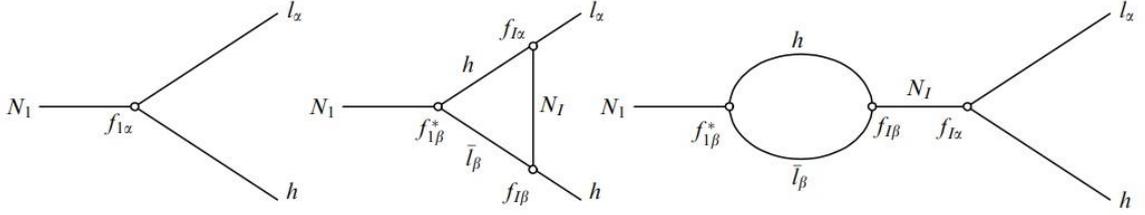
Феноменология стерильных нейтрино и их космологические проявления существенно зависят от масштаба их масс.

### 2.1 Масса стерильного нейтрино в интервале $10^9 - 10^{15}$ ГэВ

Мотивацию моделей с тяжелыми стерильными нейтрино дают теории Великого объединения (Grand Unified Theory – GUT), в частности на основе калибровочной группы  $SO(10)$ . В интервале масс  $\sim (10^9 - 10^{15})$  ГэВ стерильные нейтрино могут быть ответственными за барионную асимметрию Вселенной через механизм лептогенезиса. Идея состоит в том, что распады нерелятивистских тяжёлых стерильных нейтрино в ранней Вселенной могут привести к производству лептонной асимметрии. Затем она частично переводится в барионную асимметрию так называемыми сфалеронами процессами, находящимися в равновесии в плазме вплоть до электрослабого фазового перехода, при котором температура плазмы составляла  $\sim 100$  ГэВ.

Для производства лептонной асимметрии в ранней Вселенной требуется одновременное выполнение трех условий Сахарова: нарушение лептонной симметрии (гарантировано майорановскими массами  $M_{N_I} \neq 0$  стерильных нейтрино), нарушение зарядовой C- и CP-симметрий (зарядовое сопряжение вместе с отражением пространственных осей), выход этих процессов из равновесия в первичной плазме.

Производство лептонной асимметрии устроено следующим образом. В ранней Вселенной стерильные нейтрино рождаются *термально* в процессах рассеяния частиц СМ благодаря ненулевому смешиванию  $\hat{\theta}$  или посредством иных механизмов, требующих дальнейшей модификации модели (например, введения юкавского взаимодействия стерильных нейтрино с полем инфлатона). Когда в результате расширения Вселенной температура плазмы упадет настолько, что стерильные нейтрино станут нерелятивистскими, они перестанут рождаться в рассеянии частиц в плазме, а за счет смешивания  $\hat{\theta}$  будут распадаться на частицы СМ, что является неравновесным процессом. Юкавские константы  $\hat{f}$  в общем случае принимают комплексные значения, что обеспечивает выполнение второго условия Сахарова. В результате стерильное нейтрино может распадаться с разной вероятностью в лептон и хиггсовский бозон и в сопряженный канал (в антилептон и хиггсовский бозон). Основной вклад в величину этой *микроскопической* асимметрии дает интерференция древесной амплитуды и однопетлевого вклада диаграмм, представленных на рис.3.



**Рис.3.** Фейнмановские диаграммы, дающие основной вклад в производство асимметрии в распаде тяжелого стерильного нейтрино

Здесь рассматривается распад нейтрино  $N_1$ , для темпа которого можно получить

$$\Gamma(N_1 \rightarrow lh) = \frac{M_1}{8\pi} \sum_{\alpha} \left| f_{1\alpha} + \frac{1}{8\pi} \sum_{\beta, I} g \left( \frac{M_1}{M_I} \right) f_{1\beta}^* f_{I\alpha} f_{I\beta} \right|^2,$$

что дает величины микроскопической асимметрии

$$\delta \equiv \frac{\Gamma(N_1 \rightarrow lh) - \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{l}h)}{\Gamma(N_1 \rightarrow lh) + \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{l}h)} = \frac{1}{8\pi} \sum_{I=2,3} g \left( \frac{M_1}{M_I} \right) \frac{\text{Im}(\sum_{\alpha} f_{1\alpha} f_{I\alpha}^*)^2}{\sum_{\gamma} |f_{1\gamma}|^2}.$$

Функция  $g(x)$  определяется петлевыми интегралами и для легчайшего стерильного нейтрино,  $M_1 \ll M_{2,3}$ , дает

$$f \left( \frac{M_1}{M_I} \right) = -\frac{3}{2} \frac{M_1}{M_I},$$

$$\delta = -\frac{3M_1}{16\pi} \frac{1}{\sum_{\gamma} |f_{1\gamma}|^2} \sum_{\alpha\beta I} \text{Im} \left[ f_{1\alpha} f_{1\beta} \left( f_{I\alpha}^* \frac{1}{M_I} f_{I\beta}^* \right) \right].$$

Принимая во внимание соотношение (3), (6), можно получить следующую численную оценку величины микроскопической асимметрии:

$$\delta \leq \frac{3M_1}{8\pi v^2} |\Delta m_{atm}| \approx 10^{-8} \frac{M_1}{10^8 \text{ГэВ}}. \quad (7)$$

Величина итоговой лептонной асимметрии, образующейся в первичной плазме, зависит от того, находились ли *релятивистские* стерильные нейтрино в равновесии и являются ли процессы распада *нерелятивистских* стерильных нейтрино доминирующими (процессами их образования можно пренебречь). Если первое условие выполнено, то для выполнения второго условия необходимо чтобы в обсуждаемую эпоху темп расширения Вселенной, определяемый параметром Хаббла, был выше темпа распада стерильных нейтрино. Тогда образовавшаяся *макроскопическая* лептонная

асимметрия представляет собой произведение микроскопической асимметрии на долю стерильных нейтрино в плазме, что дает

$$\Delta_L \sim \delta \frac{n_{N_1}(M_1)}{s(M_1)} \sim \frac{\delta}{g_*(M_1)} \sim 10^{-2} \delta,$$

где  $n_{N_1}(M_1)$  – концентрация стерильных нейтрино в плазме,  $s(M_1)$  – плотность энтропии плазмы,  $g_*(M_1)$  – эффективное число компонентов плазмы.

С учетом оценки величины микроскопической асимметрии объяснение наблюдаемой барионной асимметрии (7) Вселенной возможно в модели, где масса легчайшего стерильного нейтрино больше  $10^9$  ГэВ. Если условие доминирования темпа расширения над темпом распадов не выполняется, то требование к массе стерильного нейтрино становится более жестким: успешный лептогенезис возможен при  $M_{N_1} > 10^{12}$  ГэВ.

Кроме того, требуется, чтобы образовавшаяся лептонная асимметрия не была впоследствии «замыта» в плазме рассеянием лептонов на хиггсовских бозонах, процессом, описываемым диаграммами на рис.1. Для сечения рассеяния этого процесса при температурах ниже масштаба масс стерильных нейтрино справедлива оценка

$$\sigma_{Ih}^{tot} \propto \sum_{\alpha\beta I} \left| \frac{f_{I\alpha} f_{I\beta}}{M_I} \right|^2 \propto \frac{\text{tr}(\hat{M}^\nu \hat{M}^{\nu\dagger})}{v^4} \propto \frac{1}{v^4} \sum m_\nu^2.$$

Согласно результатам численных расчетов, темп рассеяния ниже темпа расширения Вселенной при значениях масс активных нейтрино

$$m_\nu < 0,1 - 0,3 \text{ эВ}.$$

Любопытно, что современные ограничения сверху на масштаб масс нейтрино (следующие из космологии) оказываются совместными с этими требованиями, что можно интерпретировать в пользу представленного варианта лептогенезиса, а значит, и моделей с тяжелыми стерильными нейтрино. Для успешной работы механизма необходимо хотя бы два стерильных нейтрино.

К сожалению, прямая проверка механизма качелей в экспериментах посредством рождения стерильных нейтрино с такими большими массами не представляется возможной даже в обозримом будущем. Кроме того, юкавское взаимодействие со стерильными нейтрино дает квантовые поправки к массе хиггсовского бозона  $\mathcal{M}$  порядка  $fM_N$ . Для данного интервала масс нейтрино это неприемлемо большая величина, которая требует либо точной настройки параметров «древесного» лагранжиана на

масштабе масс стерильных нейтрино, либо введения компенсирующего эти поправки механизма (например, суперсимметризации теории).

## 2.2 Масса стерильного нейтрино в интервале $10^2 - 10^9$ ГэВ.

В области масс  $M_N \sim (10^2 - 10^9)$  ГэВ динамика стерильных нейтрино в ранней Вселенной также может привести к производству необходимого количества лептонной асимметрии. Это возможно для такой области пространства параметров модели, в которой по крайней мере два стерильных нейтрино вырождены по массе: если разница масс нейтрино оказывается порядка их полной ширины (обратного времени жизни), то появляются резонансное усиление распадов и нарушение равновесности в плазме. В результате область масс стерильных нейтрино, допускающих решение проблемы барионной асимметрии Вселенной, может быть расширена вплоть до ТэВ-ных величин. На этой нижней границе кинематически возможно прямое рождение стерильных нейтрино на Большом адронном коллайдере, что позволяет провести непосредственную экспериментальную проверку модели.

Стоит отметить, что большая часть этой области пространства параметров естественна с точки зрения стабильности массы хиггсовского бозона по отношению к квантовым поправкам, обусловленным взаимодействием со стерильными нейтрино (4). Конечная поправка к квадрату массы бозона Хиггса

$$\delta m_H^2 \propto f^2 M_N^2$$

должна быть меньше квадрата массы бозона Хиггса  $m_H^2 \cong (125 \text{ ГэВ})^2$ , что выполняется для масс  $M_N \leq 10^7$  ГэВ.

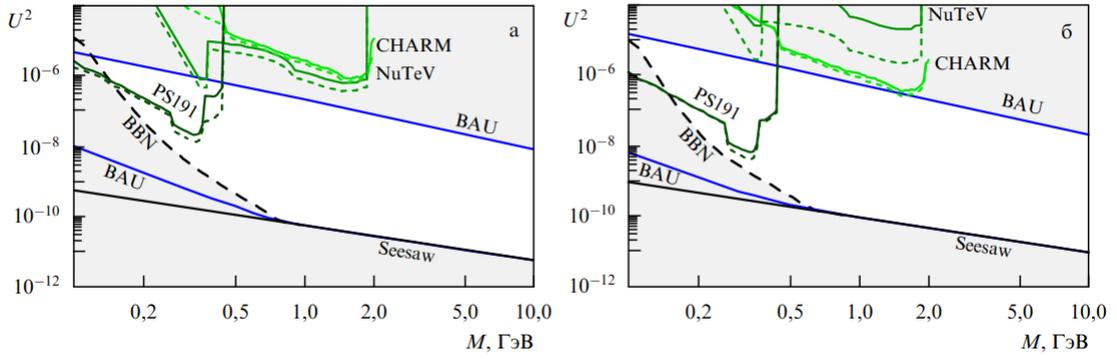
В случае юкавских констант общего вида их величина, оцениваемая из механизма «качелей» (3), (6), весьма мала, темп рождения стерильных нейтрино с массами порядка 1 ТэВ низок и прямая проверка модели на Большом адронном коллайдере невозможна. Тестирование модели возможно лишь для не малого смешивания между активными и стерильными нейтрино,  $\theta_{\alpha l}^2 \leq 10^{-3}$ .

## 2.3 Масса стерильного нейтрино в интервале 1 кэВ – 10<sup>2</sup> ГэВ

Как для феноменологии, так и для космологии область малых масс стерильного нейтрино (от  $\sim 1$  кэВ до  $\sim 10^2$  ГэВ) представляется наиболее интересной. Массы стерильных нейтрино в этом случае лежат в той же области, что и массы всех частиц СМ, что представляется естественным. По той же причине не возникает вопроса о квантовых поправках к массе бозона Хиггса. Кинематически возможно рождение стерильных нейтрино на Большом адронном коллайдере и в других ускорительных экспериментах.

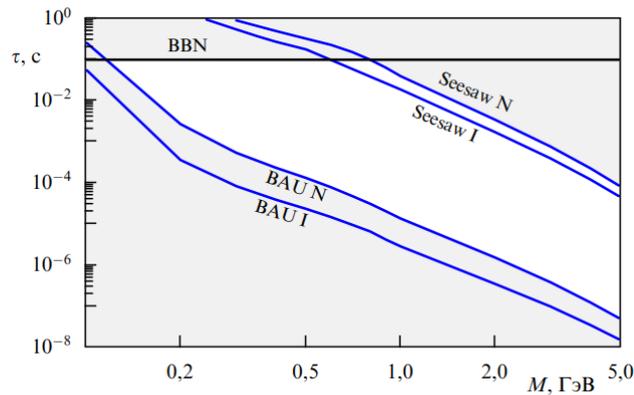
В этой области масс также есть возможность произвести необходимое количество барионной асимметрии, для чего достаточно хотя бы двух стерильных нейтрино, которые также должны быть вырождены по массам. В ранней Вселенной до наступления электрослабого фазового перехода, когда температура превышала 100 ГэВ, в плазме происходили осцилляции в секторе нейтральных лептонов, которые для некоторой области пространства модельных параметров приводили к перераспределению лептонного заряда между активными и стерильными ароматами нейтрино. Образовавшаяся лептонная асимметрия в активном секторе преобразовывалась сфалеронными переходами в барионную асимметрию. При этом стерильные нейтрино не должны были входить в равновесие в первичной плазме, иначе асимметрия «замывалась» бы. Это требование дает ограничения сверху на величину смешивания между активными и стерильными нейтрино, отвечающую за взаимодействия стерильными нейтрино с частицами плазмы. Космология накладывает и ограничение снизу на величину смешивания: стерильные нейтрино должны были успеть распасться до начала первичного нуклеосинтеза (образования легких химических элементов в ранней Вселенной), иначе образующиеся в распаде энергичные частицы СМ (фотоны, заряженные лептоны, адроны), разрушая образующиеся ядра, повлияли бы на итоговый химический состав, в основном согласующийся с наблюдениями.

Разрешенная область пространства параметров модели с двумя вырожденными стерильными нейтрино, объясняющей барионную асимметрию Вселенной, представлена на рис.4 для двух типов иерархии масс активных нейтрино.



**Рис.4.** Разрешенная область в пространстве (масса вырожденных стерильных нейтрино  $M$ , квадрат величины смешивания активных и стерильных нейтрино  $U^2$ ) для прямой (а) и обратной (б) иерархий активных нейтрино. Ограничение сверху на величину смешивания дает лептогенезис (верхняя кривая BAU (Baryon Asymmetry of Universe)), ограничения снизу – первичный нуклеосинтез (Big Bang Nucleosynthesis) и механизм «качелей» образования масс активных нейтрино за счет смешивания со стерильными нейтрино (кривая Seesaw). Кроме того, представлены ограничения из прямых поисков стерильных нейтрино в экспериментах CHARM, NuTeV – соответствующие этим экспериментам сплошные и штриховые кривые иллюстрируют зависимость от модельных параметров.

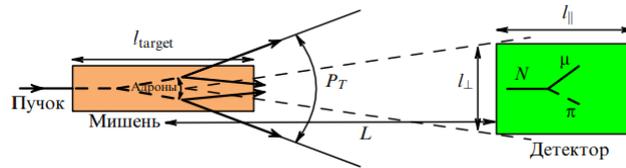
Наличие ограничения как сверху, так и снизу на величину смешивания позволяет полностью проверить модель в эксперименте. Реалистичной такая проверка представляется для легких нейтрино. Так, стерильные нейтрино с массой менее 5 ГэВ могут за счет смешивания рождаться в слабых распадах мезонов и барионов и вновь в результате смешивания распадаться в частицы СМ. для космологически интересных величин смешивания парциальные ширины соответствующих распадов мезонов и барионов начинаются от  $\sim 5 \times 10^{-7}$ , а время жизни стерильного нейтрино представлено на рис.5.



**Рис.5.** Разрешенная область в пространстве (масса вырожденных стерильных нейтрино  $M$ , время жизни стерильного нейтрино  $\tau$ ) для моделей с прямой (N) и обратной (I) иерархиями масс активных нейтрино.

Такие значения парциальных ширин и времени жизни определяют постановку эксперимента по прямому поиску стерильных нейтрино: пучок высокоэнергетичных протонов рассеивается на фиксированной мишени с рождением мезонов, в распадах которых и образуются стерильные нейтрино.

На некотором расстоянии от мишени располагается «пустая» камера, объем которой прослеживается с целью обнаружения пары заряженных частиц – результата распада стерильного нейтрино. Принципиальная схема эксперимента приведена на рис.6.



**Рис.6.** Принципиальная схема эксперимента по прямому поиску стерильных нейтрино с массой менее нескольких ГэВ.

Именно в экспериментах подобного типа и были получены представленные на рис.4 прямые ограничения на модельные параметры. Был предложен новый эксперимент такого типа на основе пучка протонов с энергией 400 ГэВ, который может предоставить SPS (Super Proton Synchrotron) Европейского центра ядерной физики (CERN). Максимально приблизив к мишени распадный объем протяженностью 50 м, можно повысить чувствительность к углу смешивания более чем на порядок. Речь в данном случае идет о нейтрино с массой менее 2 ГэВ, появляющихся в распадах очарованных адронов (в основном D- и D<sub>s</sub>-мезонов). Для исследования всего интервала возможных углов смешиваний необходимо увеличить протяженность распадного объема до нескольких километров и сделать его расширяющимся вдоль оси пучка, хотя бы в одном поперечном направлении.

Введение третьего стерильного нейтрино позволяет обеспечить производство лептонной асимметрии и без вырождения масс двух нейтрино. Стоит отметить, что нижняя граница смешивания в этом случае, и в общем случае механизма качелей лежит недалеко от границы, обозначенной на рис.4, так что в принципе возможно проверить полностью и общий подход к получению масс активных нейтрино через смешивание с легкими стерильными нейтрино.

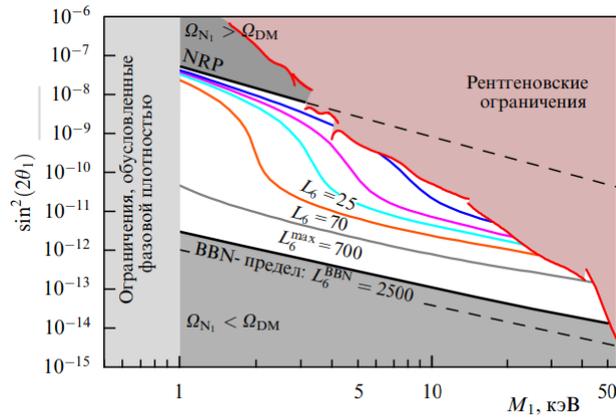
В альтернативном варианте значений параметров модели третье стерильное нейтрино можно использовать как кандидат на роль частиц скрытой массы. Такая «экономная» модификация СМ, позволяющая *единым механизмом с введением всего трех майорановских фермионов решить проблемы нейтринных осцилляций, скрытой массы и барионной асимметрии Вселенной*, в литературе получила название  $\nu$ MSM (Neutrino Minimal Standard Model).

Претендующее на роль частиц скрытой массы стерильное нейтрино не может наравне с другими полноценно участвовать в образовании масс

активных нейтрино через механизм качелей. Возникающее при этом смешивание приводило бы к быстрому распаду стерильного нейтрино в три активных нейтрино, когда как время жизни частицы скрытой массы должно превышать возраст Вселенной (15 млрд лет). Оценки времени жизни дают

$$\tau_{N \rightarrow 3\nu} \sim \frac{1}{G_F^2 M_N^5 \theta_{\alpha N}^2} \sim \frac{1}{G_F^2 M_N^4 m_\nu} \sim 10^{11} \left( \frac{10 \text{ кэВ}}{M_N} \right)^4 [\text{лет}],$$

где  $G_F$  – константа Ферми, при этом область малых масс также запрещена из-за их перепроизводства в рассеяниях частиц в первичной плазме (рис.7).



**Рис.7.** Область пространства параметров (масса легчайшего стерильного нейтрино  $M_1$ , угол смешивания  $\theta_1$ ), в которой стерильное нейтрино может решить проблему скрытой массы. Для параметров на кривой обозначенной как NRP (аббр. от «Non-resonant production»), рассеяния и осцилляции нейтрино в первичной плазме без лептонной асимметрии приводят к производству нужного для объяснения скрытой массы количества нейтрино. Кривые  $L_6$  соответствуют величине лептонной асимметрии в единицах  $10^{-6}$ . Представлены также ограничения из прямых поисков монохроматической линии в рентгеновских спектрах галактик, из первичного нуклеосинтеза (BBN), из величины фазовой плотности частиц скрытой массы в галактиках.

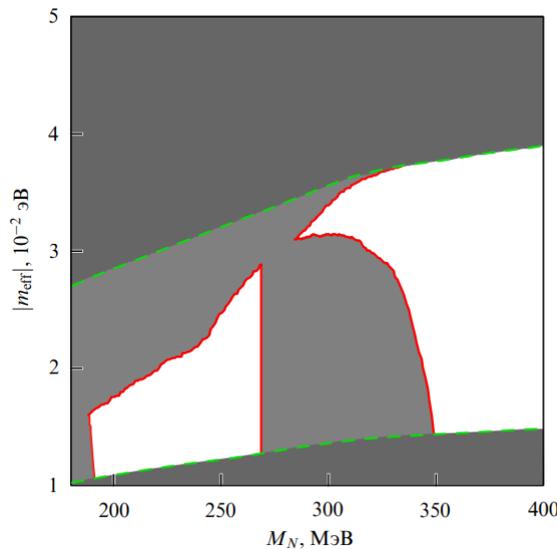
Кроме того, есть радиационный распад стерильного нейтрино на фотон и активное нейтрино, происходящий на однопетлевом уровне теории возмущений. Для его темпа получаем

$$\Gamma_{N \rightarrow \nu \alpha \gamma} \approx 5,5 \times 10^{-22} \theta_{\alpha N}^2 \left( \frac{M_1}{1 \text{ кэВ}} \right)^5 \text{ с}^{-1}.$$

Этот процесс дает проверку модели скрытой массы: стерильные нейтрино в галактиках и скоплениях галактик распадаются с испусканием фотона с частотой  $\omega_\gamma = M_N/2$ . Поскольку скорости частиц скрытой материи в галактиках порядка скорости звезд,  $10^{-3} - 10^{-4}$  от скорости света, на небе ожидается увидеть почти монохроматическую линию с такой относительной шириной из-за эффекта Доплера. Поиск таких линий из анализа данных, полученных орбитальными рентгеновскими телескопами, пока не принес положительных результатов, но позволил исключить из дальнейшего рассмотрения механизм производства стерильных нейтрино скрытой массы

тяжелее 5 кэВ в рассеяниях частиц и осцилляциях нейтрино в плазме (см. рис.7). Ключевым обстоятельством здесь оказалась прямая зависимость темпа рождения (а значит, и числа частиц скрытой массы) и темпа распада (а следовательно, величины сигнала в телескопе) от одной и той же величины смешивания с активными нейтрино. В рамках модели трех стерильных нейтрино остается возможность произвести нужное количество нейтрино в резонансных осцилляциях в плазме, если во Вселенной после электрослабого фазового перехода существенно увеличивается лептонная асимметрия, что возможно в случае очень сильного вырождения масс двух тяжелых стерильных нейтрино,  $\Delta M \leq 10^{-7}$  эВ. Соответствующая область пространства параметров также представлена на рис.7.

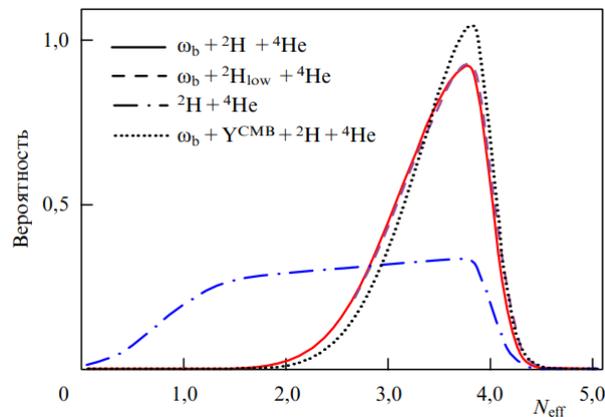
Можно также привлечь к рассмотрению альтернативные механизмы производства стерильных нейтрино скрытой массы. Так, в моделях с инфляционной стадией в ранней Вселенной это может обеспечить взаимодействие инфлатона со стерильными нейтрино. Общим при этом остается малый вклад нейтрино скрытой массы в массы активных нейтрино. Соответствующее общее предсказание здесь состоит в том, что одно из активных нейтрино оказывается очень легким, отсюда следует малая величина эффективной массы  $m_{\text{eff}}$  в двойном безнейтринном  $\beta$ -распаде (рис.8). тем не менее для этой области масс стерильных нейтрино имеется принципиальная возможность прямой проверки значительной части пространства параметров модели в ускорительных и орбитальных экспериментах.



**Рис.8.** Разрешенная область в пространстве параметров (масса тяжелых вырожденных стерильных нейтрино  $M_N$ , эффективная масса двойного безнейтринного  $\beta$ -распада  $m_{\text{eff}}$ ) для случая обратной иерархии масс активных нейтрино: космология ограничивает область зеленым контуром, прямые поиски дают красные контуры.

## 2.4 Масса стерильного нейтрино в интервале 1 эВ – 1 кэВ

Для решения космологических проблем область масс порядка 1 эВ – 1 кэВ не представляет никакого интереса: стерильные нейтрино не могут помочь производству барионной асимметрии и не образуют необходимого количества скрытой массы. Тем не менее они могут оказывать влияние на космологические процессы, поскольку для успешного действия механизма качелей образования масс активных нейтрино смешивание между активными и стерильными секторами не может быть малым. Такие нейтрино термализуются в первичной плазме, затем отщепляются от нее, но остаются в расширяющейся Вселенной. Как дополнительный ультрарелятивистский компонент (радиация) они дают вклад в полную плотность энергии Вселенной и могут увеличить темп расширения Вселенной в эпоху первичного нуклеосинтеза, тем самым изменив его предсказания. Отсюда следует ограничение на допустимое количество стерильных нейтрино, традиционно представляемое как ограничение на число эффективных нейтринных компонентов  $N_{\text{eff}}$ , которое равно трем для трех активных нейтрино или четырем, если добавить легкое стерильное нейтрино с не очень малым смешиванием. Как следует из анализа данных (рис.9), разрешено иметь в модели лишь одно стерильное нейтрино с такими свойствами. Ясно, что механизм качелей не будет работать в этом случае: требуется хотя бы еще одно дополнительное тяжелое стерильное нейтрино.



**Рис.9.** Область наиболее вероятных значений эффективного числа нейтрино  $N_{\text{eff}}$  по данным космологических наблюдений.

Интересно, что ряд аномальных результатов нейтринных осцилляционных экспериментов LSND, MiniBooNE, GALLEX (GALLium Experiment), SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) и измерений потока реакторных нейтрино может быть объяснен в модели с легкими стерильными нейтрино. Хотя объяснение всей совокупности аномалий введением всего одного стерильного нейтрино представляется крайне маловероятным, эти результаты подогревают интерес к области масс порядка 1 эВ. Важную роль

тут играют космологические наблюдения. Легкие массивные нейтрино, в том числе активные, могут влиять на протекание рекомбинации (образование первичного водорода) в ранней Вселенной, а также на процесс формирования структур в современной Вселенной. Первый процесс происходит при температуре плазмы порядка 0.3 эВ, частицы с массами такого порядка в более раннюю эпоху давали вклад в релятивистский компонент вещества (радиацию), а в более позднюю дают вклад в нерелятивистский компонент (материю), тем самым изменяя эволюцию неоднородностей в барион-фотонной плазме, и в конечном итоге влияя на картину анизотропии реликтового излучения. В современной Вселенной космологические нейтрино с такими массами имеют довольно большие скорости и свободно пролетают через гало галактик, однако они могут захватываться гравитационными потенциалами скоплений галактик и тем самым увеличивать массу скоплений, влияя на их эволюцию.

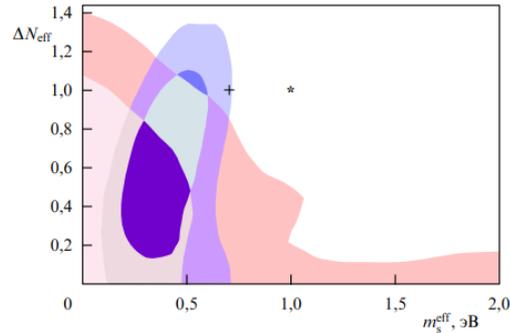
Для нейтрино SM анализ данных эксперимента Planck по измерению анизотропии реликтового излучения совместно с данными по крупномасштабной структуре Вселенной (распространенность галактик и скоплений галактик в видимой Вселенной) приводит к ограничению на сумму трех масс трех нейтрино SM с уровнем достоверности (Confidence Level – CL) 95% :

$$\sum m_\nu < 0,23 \text{ эВ} .$$

Если модель добавляется одно легкое стерильное нейтрино, то анализ данных дает разрешенную область космологических параметров, представленную на рис.10. Хотя для некоторых наборов данных результаты анализа космологических наблюдаемых не противоречат наличию легкого стерильного нейтрино и даже могут указывать на то, что вариант модели с такими нейтрино предпочтительнее традиционного варианта SM, между параметрами, согласующимися с космологическими данными, и параметрами, предпочтительными для объяснения аномалий осцилляционных экспериментов, есть определенные различия. Стоит отметить, что если существование этих аномалий подтвердился или, наоборот, будет опровергнуто по результатам прямых поисков, то *перспективные космологические эксперименты позволят исследовать модели с небольшими углами смешивания, недоступными для проверки в осцилляционных экспериментах.* Так, с будущим каталогом галактик Euclid станет возможным проверить вклад нейтрино в радиационный компонент с однопроцентной точностью. Ясно, что вклад такого реликтового компонента в полную плотность массы скрытой массы мал, тогда для всех массивных нейтрино получим

$$\Omega_\nu \approx \frac{\sum m_\nu}{46 \text{ эВ}} \ll \Omega_{DM} \approx 0,25 .$$

Итак, в области масс 1 эВ – 1 кэВ может быть лишь одно стерильное нейтрино, чего недостаточно для объяснения результатов осцилляционных экспериментов. Не малые углы смешивания могут быть проверены в осцилляционных экспериментах. При этом наибольшей чувствительностью к данной области масс обладают космологические измерения.



**Рис.10.** Область наиболее вероятных значений в пространстве параметров (масса стерильного нейтрино  $m_s^{eff}$ , превышение числа эффективных нейтринных специй над ожидаемым в СМ  $\Delta N_{eff} \equiv N_{eff} - 3$ ) по данным анализа результатов эксперимента Planck (красная и розовая области отвечают 68% и 95% CL соответственно) и анализ совокупности космологических данных (синяя и голубая области отвечают 68% и 95% CL соответственно), включающей в себя данные по анизотропии реликтового излучения, данные по наблюдениям скоплений галактик через эффект Сюняева-Зельдовича, результаты измерений параметров (сахаровских) барионных акустических осцилляций с помощью анализа крупномасштабной структуры Вселенной и измерения параметра Хаббла, определяющего темп расширения Вселенной. Крестом и звездочкой указаны значения в области параметров, предпочтительные с точки зрения решения проблем ускорительных аномалий (LSND, MiniBooNe) и галлиевой и реакторной аномалии (GALLEX, SAGE, реакторные эксперименты) соответственно.

## Заключение

В завершение стоит подчеркнуть, что введение стерильных нейтрино в СМ – это, вероятно, наиболее эффективный способ объяснить в рамках перенормируемого обобщения СМ три важные феноменологические проблемы: нейтринные осцилляции, барионную асимметрию Вселенной и явление скрытой массы. При этом для решения первых двух проблем достаточно ввести всего лишь два стерильных нейтрино. Для образования асимметрии требуется нарушение СР-симметрии в секторе нейтрино, однако для этого достаточно соответствующего параметра в скрытом секторе: *обнаружение СР-нарушения в секторе активных нейтрино или подтверждение его СР-инвариантности не подтвердит и не опровергнет объяснения барионной асимметрии через модель лептогенезиса*. Третье стерильное нейтрино может быть стабильным на космологических временах и составлять скрытую массу, однако ее вклад в массы активных нейтрино мал. Экспериментальным указанием на наличие такой скрытой массы служила бы монохроматическая линия в спектре фотонов от галактик и скоплений галактик, обусловленная двухчастичным радиационным распадом стерильных нейтрино. Космологические наблюдения допускают (по крайней мере, пока) существование стерильного нейтрино массой менее 1 эВ, однако такая частица не может одновременно объяснить все существующие осцилляционные аномалии. Есть хорошие перспективы проверить эту модель в ближайшее время после анализа накопленных данных (Planck) и в результате работы экспериментов следующего поколения.

Добавление стерильных нейтрино дает правокиральные компоненты нейтринному сектору, делая его более похожим на кварковый сектор СМ, в котором лево- и правокиральные компоненты есть как у верхних, так и у нижних кварков. Примечательно, что часть пространства этой модели для масс нейтрино, меньших нескольких ГэВ, можно проверить в прямых экспериментах физики частиц и орбитальных экспериментах.

## Список литературы

1. Mohapatra R.N., Pal P.B. *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics* (World Scientific Lecture Notes in Physics) 2nd ed. (River Edge, N.J.: World Scientific, 1998)
2. Mohapatra R.N., Pal P.B. *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics* (World Scientific Lecture Notes in Physics) 3rd ed. (River Edge, N.J.: World Scientific, 2004)
3. Boyarsky A., Ruchayskiy O., Shaposhnikov M. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* (2009); arXiv:0901.0011
4. Athanassopoulos C. et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* (1995); nucl-ex/9504002
5. Aguilar A. et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev.* (2001); hep-ex/0104049
6. Aguilar-Arevalo A. A. et al. (MiniBooNe Collab.) *Phys. Rev. Lett.* (2007); arXiv:0704.1500
7. Aguilar-Arevalo A. A. et al. (MiniBooNe Collab.) *Phys. Rev. Lett.* (2009); arXiv:0812.2243
8. Aguilar-Arevalo A. A. et al. (MiniBooNe Collab.) *Phys. Rev. Lett.* (2010); arXiv:1007.1150
9. Aguilar-Arevalo A. A. et al. (MiniBooNe Collab.) *Phys. Rev. Lett.* (2013); arXiv:1207.4809; arXiv:1303.2588
10. Kaether F. et al. *Phys. Lett.* (2010); arXiv:1001.2731
11. Mueller Th. A. et al. *Phys. Rev.* (2011); arXiv:1101.2663
12. Asaka N., Shaposhnikov M., *Phys. Lett.* (2005); hep-ph/050513
13. Drewes M., Garbrecht B., *JHEP* (2013); arXiv:1206.5537
14. Dev P. S. B., Pilaftsis A., Yang U., *Phys. Rev. Lett.* (2014); arXiv:1308.2209
15. Gorbunov D., Shaposhnikov M., *JHEP* (2007); *JHEP* (2013); arXiv:0705.1729
16. Gorbunov D., Shaposhnikov M., Proposal submitted to European Strategy Group (2012)
17. Gorbunov D., Panin A., *Phys. Rev.* (2014); arXiv:1312.2887
18. Bezrukov F., Gorbunov D., *JHEP* (2010); arXiv:0912.0390
19. Bezrukov F., Gorbunov D., *JHEP* (2013); arXiv:1303.4395
20. Bezrukov F., Gorbunov D., Shaposhnikov M., *JCAP* (2011); arXiv:1106.5019
21. Ade P. A. R. et al. (Planck Collab.), arXiv:1303.5076
22. Danilov M. (DANSS Collab.), arXiv:1311.2777
23. Asaka T., Eijima S., *Prog. Theor. Exp. Phys.* (2013); arXiv:1308.3550