

*На правах рукописи*

Чудайкин  
Антон Сергеевич

Модели многокомпонентной темной материи  
в космологии и астрофизике

01.04.02 — теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва — 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерных исследований Российской академии наук.

**Научный руководитель:**

*Горбунов Дмитрий Сергеевич*, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН), отдел теоретической физики.

**Официальные оппоненты:**

*Верходанов Олег Васильевич*, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук (САО РАН), лаборатория радиоастрофизики, ведущий научный сотрудник.

*Дворников Максим Сергеевич*, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН), теоретический отдел, старший научный сотрудник.

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) (г. Москва).

Защита состоится 16 мая 2019 года в 15:00 часов на заседании диссертационного совета Д 002.119.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук по адресу: 117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7А.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯИ РАН, а также на сайте <http://www.inr.ru/rus/referat/dis-zasch.html>.

Автореферат разослан \_\_\_\_\_

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 002.119.01,  
д. ф.-м. н., чл.-корр. РАН

Троицкий С.В.

# Общая характеристика работы

## Актуальность темы

Космология является одной из наиболее динамично развивающихся областей современной физики. Совокупность большого количества независимых свидетельств (кривые вращения галактик, кинематика скоплений галактик, гравитационное линзирование, формирование структур и форма акустических осцилляций микроволнового излучения) позволила заключить, что во Вселенной существует кластеризующаяся, т.е. образующая сгустки, практически не взаимодействующая с обычным веществом, *темная материя* (ТМ). Открытие ускоренного расширения Вселенной по наблюдениям за сверхновыми типа Ia позволило установить существование во Вселенной темной энергии, что способствовало окончательному формированию стандартной космологической модели  $\Lambda$ CDM ( $\Lambda$ -Cold-Dark-Matter).

Дальнейший бурный прогресс в экспериментальной космологии был обусловлен большим объемом высокоточных наблюдательных данных о состоянии Вселенной, основным источником которых явилось реликтовое излучение (РИ). Это излучение, возникшее в результате рекомбинации первичного водорода, несет информацию о состоянии Вселенной в момент последнего рассеяния фотонов на свободных электронах. Наиболее точные измерения спектра угловой анизотропии РИ были получены космическим спутником «Планк», функционировавшим в период с 2009 по 2013 гг. По этим данным [1] согласно  $\Lambda$ CDM парадигме доля темной энергии в современной плотности Вселенной составляет  $\Omega_\Lambda \approx 68\%$ , а остальная часть поделена между ТМ  $\Omega_{\text{dm}} \approx 27\%$  и барионами  $\Omega_b \approx 5\%$  с незначительным вкладом реликтовых фотонов и нейтрино. С одной стороны, данные «Планк» позволили определить параметры  $\Lambda$ CDM модели с беспрецедентной точностью. Иллюстрацией этого служит измерение такой важной характеристики спектра РИ, как угол, под которым сегодня виден звуковой горизонт сферы последнего рассеяния  $\theta_*$ ,

с точностью 0.05% [1]. С другой стороны, анализ полученных высокоточных ограничений выявил нестыковки в самих данных «Планк» на уровне  $2.5\sigma$  [2,3]. Обнаруженное несоответствие может объясняться наличием в данных «Планк» неучтенной систематической ошибки, а также быть проявлением несостоятельности самой стандартной космологической модели. В пользу второго вывода говорят также астрофизические измерения, результаты которых не согласуются с предсказанием  $\Lambda$ CDM модели на уровне 2–3 $\sigma$ .

Совершенствование методики наблюдения за сверхновыми типа Ia с помощью космического телескопа «Хаббл» позволило определить темп расширения Вселенной в современную эпоху с точностью 2.2% [4]. Измеренное таким образом значение постоянной Хаббла  $H_0$  находится в противоречии с результатом спутника «Планк» на уровне 3.6 $\sigma$ . Другой важной характеристикой современной Вселенной является амплитуда линейных возмущений плотности материи  $\sigma_8$  на масштабе  $8h^{-1}$  Мпк, где  $H_0 = 100 \times h$  км/с/Мпк. Данную величину можно определить с помощью эффекта Сюняева-Зельдовича в данных спутника «Планк» [5], по изучению скоплений галактик в рентгеновском диапазоне [6–8], а также по гравитационному линзированию света далеких источников [9–12]<sup>1</sup>. Результаты приведенных исследований обнаруживают несоответствие с предсказаниями стандартной космологической модели по данным спутника «Планк» на уровне 2–2.5 $\sigma^2$ .

---

<sup>1</sup>В действительности, все перечисленные измерения  $\sigma_8$  зависят от еще одного параметра —  $\Omega_m \equiv \Omega_{dm} + \Omega_b$ . В дальнейшем, под измерением амплитуды линейных возмущений плотности в современную эпоху мы будем понимать ограничение в плоскости  $\sigma_8 - \Omega_m$ .

<sup>2</sup>Здесь стоит отметить, что методы определения массы скоплений галактик по рентгеновскому излучению горячего газа и с помощью эффекта Сюняева-Зельдовича зависят от неизвестных параметров смещения, условно описывающих соотношение «сигнал-масса скопления». Если значения этих параметров, определяемых при калибровке метода, являются ненадежными, то соответствующие измерения обладают неучтенной систематической ошибкой, которая может быть источником настоящих расхождений [1].

Все перечисленные выше ограничения основаны на астрофизических наблюдениях и были получены напрямую без привлечения априорной информации об эволюции Вселенной в прошлом. Ограничения  $H_0$  и  $\sigma_8$  по данным спутника «Планк», напротив, являются модельно зависимыми. В этом случае, настоящее расхождение астрофизических наблюдений с предсказанием стандартной космологической модели может быть свидетельством в пользу существования новой физики, проявляющейся после рекомбинации. Однако наиболее распространенные расширения  $\Lambda$ CDM не сыскали успеха в объяснении данного рода аномалий, см. подробнее в [1, 13]. По этой причине формулирование новой космологической модели, в рамках которой удалось бы привести в соответствие астрофизические и космологические измерения на разных красных смещениях, является одной из актуальных задач современной космологии. Одним из многообещающих подходов в данном направлении является многокомпонентная ТМ.

Природа ТМ остается неизвестной до сих пор. Современные космологические и астрофизические данные способны разрешить по крайней мере две составляющие пылевидной материи: обычное вещество (барионы) и ТМ. Как правило, рассматриваемые механизмы генерации ТМ и барионной асимметрии никак не связаны между собой, а значит происхождение и состав данных форм материи может считаться произвольным. Ввиду крайнего разнообразия, которое мы наблюдаем в видимом секторе (фотоны, нейтрино, водород, гелий,...), ТМ также может состоять из разного сорта частиц. Одним из примеров такого построения являются модели с нестабильной ТМ.

За последние 5 лет интерес к подобного рода моделям вырос по причине обострившихся противоречий в экспериментальной космологии. Согласно последним исследованиям на эту тему [14–17], модели с распадающейся ТМ обладают необходимым потенциалом для согласования результатов измерений на разных красных смещениях. Однако количественного анализа с учетом правдоподобия

всех значимых космологических данных проведено до сих пор не было.

Другой важной наблюдаемой, позволяющей проверить справедливость стандартной космологической модели, является крупномасштабная структура Вселенной (КСВ). Одной из важнейших особенностей распределения вещества на космологических масштабах являются сахаровские или барионные акустические осцилляции (БАО). Данная особенность в распределении барионов вызвана осцилляторной зависимостью возмущений барион-фотонной среды в момент рекомбинации. Впервые сигнал БАО был зафиксирован в корреляционной функции распределения галактик на больших расстояниях с помощью данных Слоановского обзора неба (Sloan Digital Sky Survey) [18]. Данное измерение еще раз подтвердило справедливость  $\Lambda$ CDM модели, не опираясь при этом на картину анизотропии РИ. С тех пор объем обрабатываемой информации возрос многократно, что позволяет говорить об измерениях БАО как о новом мощном инструменте проверки стандартной космологической модели.

Помимо БАО, сигнал от которых является геометрическим измерением, интерес представляет также полная форма спектра распределения материи во Вселенной. Так как радиальное расстояние до объекта в подобного рода экспериментах определяется его красным смещением, то получаемое трехмерное изображение КСВ оказывается искаженным. Во-первых, барионное вещество увлекается невириализованными крупномасштабными сгустками ТМ, в результате галактики с разных сторон одного сгустка кажутся ближе, чем они есть на самом деле [19]. Во-вторых, собственные скорости, с которыми галактики двигаются внутри своих скоплений, искажают информацию об истинном положении объектов во Вселенной [20]. Подобного рода искажения КСВ получили название искажений пространства красных смещений (ИПКС). Измерение амплитуды ИПКС само по себе служит дополнительным источником информации о динамике КСВ. По этой причине, результаты

подобного рода измерений могут использоваться в качестве независимой проверки стандартной космологической модели.

Помимо изучения феноменологических следствий разнообразных моделей в космологии, интерес представляет природа частиц ТМ. Стандартная модель (СМ), современное теоретическое построение в области физики элементарных частиц, описывающее электрослабое [21–23] и сильное [24, 25] взаимодействия, не содержит подходящих кандидатов на эту роль. Известно, что СМ не является полной теорией взаимодействия элементарных частиц, так как не описывает осцилляций нейтрино, т.е. переходов с изменением аромата, см. обзор [26]. Осцилляции возможны, если нейтрино обладают массой, а также при наличии смешивания между разными поколениями лептонов, аналогичного смешиванию между кварками в матрице Кабибо-Кобаяши-Маскава. Однако в СМ нейтрино представлены, в отличие от остальных фермионов, только левыми компонентами, и для них невозможно написать перенормируемое калибровочно-инвариантное массовое слагаемое. Одна из возможностей, приводящая к массам нейтрино, заключается в пополнении СМ правыми партнерами активных нейтрино.

Стерильными нейтрино называют гипотетические правые частицы, которые нейтральны по отношению к калибровочным взаимодействиям СМ, и участвуют во взаимодействии юкавского типа с дублетом левых лептонов и полем Энглера-Браута-Хиггса. В результате приобретения последним ненулевого вакуумного среднего появляется масса нейтрино дираковского типа, смешивающая активное и стерильное состояния. Если при этом стерильное нейтрино обладает собственной майорановской массой (что не запрещено калибровочными симметриями СМ), то при диагонализации массовой матрицы общего вида возникают два разных масштаба масс. Такой механизм получения массы нейтрино называют механизмом качелей (see-saw) [27]. Если при этом майорановская масса стерильного состояния много больше дираковской массы, одно из собственных состояний массовой матрицы будет

очень легким, что, в свою очередь, может объяснить малость масс активных нейтрино.

Другой интересной возможностью является использование стерильных нейтрино в качестве ТМ. Данные частицы не участвуют в калибровочных взаимодействиях СМ, что делает их достаточно ненаблюдаемыми и долгоживущими. По этой причине стерильное нейтрино является хорошим кандидатом на роль частиц ТМ. Так как наличие правых нейтрино сильно мотивировано наблюдениями нейтринных осцилляций, возможность использовать эти же частицы для объяснения ТМ кажется весьма привлекательной.

Стерильные нейтрино могут эффективно рождаться в ранней Вселенной за счет смешивания с активными нейтрино. Нерезонансный механизм производства тяжелых нейтрино в осцилляциях был впервые предложен в [28]. Однако данный сценарий не может быть ответственен за формирование ТМ по причине сильных космологических и астрофизических ограничений [29]. Самое сильное ограничение на угол смешивания в интересной области масс следует из поисков распада стерильного нейтрино ТМ на фотон и активное нейтрино,  $\theta^2 \ll 10^{-7}$  [29]. Тогда как чувствительность современных лабораторных экспериментов по поиску этих частиц в  $\beta$ -распаде различных элементов, как минимум, на 4 порядка слабее,  $\theta^2 \gtrsim 10^{-3}$  [30–32]. Поэтому, с практической точки зрения, интересной является разработка таких расширений СМ, в которых рождение стерильных нейтрино в ранней Вселенной подавлено. В этом случае открывается область относительно больших углов смешивания, совместная с текущими космологическими и астрофизическими ограничениями, в которой стерильное нейтрино может быть ответственно за формирование малой массы активных нейтрино в рамках механизма качелей. Важно отметить, что существование небольшой примеси стерильных нейтрино мотивировано проблемами холодной ТМ на малых масштабах [33–38].

В общем случае, производство стерильных нейтрино в осцилляциях оказывается неэффективным, когда стерильное состояние



в ранней Вселенной является безмассовыми или очень тяжелыми. Такого поведения можно добиться с помощью скрытого сектора, взаимодействующего исключительно со стерильным нейтрино. Нетривиально эволюционирующее скалярное поле способно модифицировать массу стерильного состояния. Первая возможность связана с существованием фазового перехода в скрытом секторе, в результате которого скалярное поле приобретает ненулевое вакуумное среднее, а стерильное нейтрино, с ним взаимодействующее, — ненулевую майорановскую массу. В противоположном сценарии масса стерильного состояния определяется осциллирующим скалярным полем большой амплитуды. В этом случае большую часть времени осцилляции нейтрино кинематически подавлены.

Главной особенностью нерезонансного механизма [28] является тепловое распределение стерильных нейтрино по импульсам. Наличие ненулевых скоростей у частиц ТМ приводит к эффективному обрезанию спектра неоднородностей плотности материи на длинах, меньших определенного критического масштаба. Критический масштаб соответствует расстоянию, на которое успевает распространиться частица ТМ за хаббловское время, оцененное в момент перехода на пылевидную стадию эволюции Вселенной. Данный эффект аналогичен эффекту затухания Ландау в физике плазмы. Картину неоднородностей возмущений можно исследовать по пространственному распределению мелкомасштабной структуры Вселенной. Самое сильное ограничение на массу следует из анализа распределения облаков нейтрального водорода, восстаиваемого по картине линий поглощения Лайман- $\alpha$  в спектрах далеких квазаров. По этой причине, мелкомасштабная структура Вселенной выступает в качестве главного источника ограничений на массу частиц теплой ТМ.

Нерезонансный механизм производства ТМ исключен по исследованию мелкомасштабной структуры, а также ввиду сильных ограничений на темп радиационных распадов в галактиках и их скоплениях [29]. Альтернативным механизмом рождения сте-

рильных нейтрино в ранней Вселенной является их производство за счет наличия лептонной асимметрии в первичной плазме [39]. Распределение образовавшихся при этом частиц оказывается несколько холоднее [40]. Тем не менее, даже в самом оптимистичном сценарии, масса стерильных нейтрино в этом случае сильно ограничена [41]. В этой связи актуальной задачей является разработка альтернативных механизмов рождения стерильных нейтрино, которые свободны от подобного рода ограничений. Достичь этого предлагается с помощью когерентно осциллирующего скалярного поля, взаимодействующего со стерильным нейтрино.

Во-первых, внешнее осциллирующее скалярное поле, взаимодействующее со стерильным нейтрино, существенно модифицирует картину осцилляции. Действительно, если амплитуда поля достаточно велика, эффективная масса стерильного состояния каждый полупериод осцилляций скалярного поля обращается в ноль. Такое поведение неизбежно сказывается на эволюции системы. Более того, когерентное сложение осцилляций на каждом таком участке может приводить к усилению осцилляций. Во-вторых, стерильные нейтрино могут рождаться напрямую внешним нестационарным полем. Исследование этих двух возможностей на предмет ослабления ограничений из структур является весьма актуальной задачей в моделях со стерильным нейтрино, выступающим в качестве ТМ.

### **Цель и задачи диссертационной работы**

Целью работы является исследование проявлений распадающейся ТМ в космологии, модификация модели со стерильным нейтрино, а также разработка новых механизмов производства ТМ в ранней Вселенной. Для достижения поставленной цели были выделены следующие задачи:

1. Исследовать модель с распадающейся ТМ на предмет согласования астрофизических измерений с результатами спутника «Планк».

2. Произвести анализ всех имеющихся результатов измерений БАО и ИПКС на предмет наличия в них следов распадающейся ТМ.
3. Изучить производство стерильных нейтрино в модели с фазовым переходом в скрытом секторе.
4. Исследовать осцилляции нейтрино при наличии когерентно осциллирующего скалярного поля, взаимодействующего со стерильным нейтрино.
5. Разработать новые механизмы производства стерильных нейтрино ТМ, отвечающие всем требованиям космологических и астрофизических ограничений.

#### **Положения, выносимые на защиту**

1. Выяснено, что модель с относительной концентрацией распадающейся ТМ от 2 до 7% несколько лучше (на уровне 1.2–2 $\sigma$ ) описывает совокупный набор космологических данных.
2. Показана совместность результатов последних измерений барионных акустических осцилляций и искажений пространства красных смещений в распределении галактик с предсказаниями стандартной космологической модели. Модель с относительной концентрацией распадающейся ТМ от 2 до 5% несколько лучше (на уровне 1.5 $\sigma$ ) описывает распределение облаков нейтрального водорода во Вселенной по данным Слоановского цифрового обзора неба. При отсутствии информации об амплитуде спектра мощности линзирующего потенциала доля нестабильной ТМ достигает 3–9%, что соответствует лучшему (на уровне 1.7–3.3 $\sigma$ ) описанию наблюдательных данных по сравнению со стандартной космологической моделью.
3. Построена модификация модели со стерильным нейтрино с фазовым переходом в скрытом секторе, в которой удается сделать область относительно больших углов смешивания  $\theta^2 \lesssim 10^{-3}$  совместной с текущими космологическими и астрофизическими ограничениями. Открытая область пространства параметров

«масса–угол смешивания», в которой стерильное состояние ответственно за формирование малой массы активных нейтрино, доступна для прямого исследования на перспективных экспериментальных установках «Троицк ню-масс» и KATRIN.

4. Предсказана возможность резонансного усиления осцилляций в присутствии когерентно осциллирующего скалярного поля, взаимодействующего со стерильным нейтрино. Показано, что данный механизм может быть ответственен за производство ТМ из стерильных нейтрино с очень малым углом смешивания  $\theta^2 \gtrsim 10^{-14}$ . Спектр образовавшихся в резонансе частиц позволяет ослабить традиционные для теплой ТМ ограничения из структур.
5. Предложен механизм рождения холодной ТМ из стерильных нейтрино внешним нестационарным полем. Показано, что стерильные нейтрино с массой 1 кэВ и выше могут составлять ТМ.

#### **Научная новизна**

1. В работе впервые указано на слабое линзирование реликтовых фотонов в качестве основного источника ограничений на модели с распадающейся ТМ.
2. Предложен новый механизм производства стерильных нейтрино в осцилляциях, предсказывающий одно из самых холодных распределений частиц по импульсам. Имеющаяся особенность в спектре позволяет ослабить ограничения из структур и составить ТМ из стерильных нейтрино.
3. Предложен новый механизм рождения холодных стерильных нейтрино внешним нестационарным полем, позволяющий полностью избежать ограничений из структур, характерных для теплой ТМ.

#### **Практическая значимость**

Предсказания разработанных моделей стимулируют совершенствование эксперимента по целому ряду направлений.

1. В результате усовершенствования перспективной экспериментальной установки «Троицк-ню-масс» (ИЯИ РАН, Москва), а также после завершения первой стадии работы KATRIN (Технологический институт Карлсруэ, Германия), станет возможным прямое исследование пространства параметров «масса-угол смешивания», в котором стерильное состояние ответственно за формирование малой массы активных нейтрино. Положительный сигнал на этих установках может быть проинтерпретирован в пользу модели с фазовым переходом в скрытом секторе.
2. Результаты в области рождения стерильных нейтрино в присутствии внешнего осциллирующего поля стимулируют дальнейшее совершенствование численных симуляций нелинейного развития неоднородностей плотности материи для более точного восстановления особенностей распределения структур на малых масштабах.
3. Данные с космических обсерваторий следующего поколения ATHENA (Европейское космическое агентство) и Lynx (НАСА) могут быть использованы для поиска сигнала от радиационного распада стерильных нейтрино ТМ с малым углом смешивания.

### **Основные публикации по теме диссертации**

Основные результаты диссертации опубликованы в 3 работах в рецензируемых изданиях, рекомендованных ВАК, [42–44] и в 1 препринте [45].

### **Апробация работы**

Результаты диссертации были доложены на следующих российских и международных семинарах и конференциях:

1. Международная конференция «39th International Conference on High Energy Physics» (ICHEP2018), Сеул, Корея, 4–11 июля 2018.
2. Международная конференция «20th International Seminar

- on High Energy Physics» (QUARKS-2018), Валдай, Россия, 27 мая–2 июня 2018.
3. Международная конференция «6th International Conference on New Frontiers in Physics» (ICNFP2017), Колимбари, Крит, Греция, 17–29 августа 2017.
  4. Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (HEA-2017), Москва, Россия, 24–30 августа 2017.
  5. Зацепинские чтения, Москва, Россия, 24 и 26 мая 2017.
  6. 60-ая Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный, Россия, 20–25 ноября 2017.
  7. Международная конференция «19th International Seminar on High Energy Physics» (QUARKS-2016), Пушкин, Россия, 29 мая–4 июня 2016.
  8. Межинститутская молодежная конференция «Физика элементарных частиц и космология», Москва, Россия, 28–30 октября, 2015.

### **Личный вклад**

Все результаты, выносимые на защиту, получены лично автором или при его непосредственном участии.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения. Объем работы составляет 142 страницы, включая 25 рисунков и 4 таблицы. Список литературы насчитывает 139 наименований.

### **Содержание работы**

Во **Введении** обоснована актуальность темы диссертации и дан краткий обзор современного состояния экспериментальной космологии и физики стерильного нейтрино.

**Первая глава** посвящена исследованию космологической модели с распадающейся ТМ на предмет разрешения аномалий и не-

стыкочков в космологических данных, относящихся к ранней и поздней эпохам в развитии Вселенной.

В **разделе 1.1** дан краткий обзор измерений, результаты которых не согласуются с данными спутника «Планк».

В **разделе 1.2** сформулирована  $\Lambda$ CDM модель (Decaying-Cold-Dark-Matter) с двухкомпонентной ТМ, одна часть которой состоит из нерелятивистских и полностью стабильных частиц, а другая распадается после рекомбинации на невидимые ультрарелятивистские частицы с темпом  $\Gamma$ . Доля нестабильной части в общей плотности ТМ описывается с помощью параметра  $F$ . Продемонстрировано, что  $\Lambda$ CDM модель обладает необходимым потенциалом для снятия противоречий между прямыми измерениями постоянной Хаббла  $H_0$  и амплитуды линейных возмущений плотности материи  $\sigma_8$ , с одной стороны, и результатами спутника «Планк» — с другой.

В **разделе 1.3** исследована  $\Lambda$ CDM модель на предмет согласования прямых измерений  $H_0$  и  $\sigma_8$  с результатами спутника «Планк». В предварительном анализе было показано, что данные «Планк», во-первых, не идеально соотносятся с предсказанием  $\Lambda$ CDM модели на малых угловых масштабах, а во-вторых, чувствительны к дефициту линзирования, наблюдаемого в моделях с распадающейся ТМ. Для учета эффекта слабого линзирования реликтовых фотонов на неоднородностях гравитационного потенциала было задействовано правдоподобие спутника «Планк», которое включает в себя измерение корреляционных функций  $\text{TT}$ ,  $\text{TE}$ ,  $\text{EE}$  в области  $l \geq 30$  (набор  $\text{TT}$ ,  $\text{TE}$ ,  $\text{EE}$ ). Помимо данных «Планк», в анализе были использованы измерения постоянной Хаббла по наблюдениям за сверхновыми типа Ia [46] (набор  $H_0$ ) и амплитуды линейных возмущений плотности материи по каталогу «Планк» скоплений галактик, составленного по эффекту Сюняева-Зельдовича [5] (набор  $\text{CL}$ ).

Для расчета функции правдоподобия был использован метод моделирования Монте-Карло марковских цепочек. В результате проведенного анализа было выяснено, что  $\Lambda$ CDM модель не способна полностью согласовать результаты измерений, относящихся

к ранней и поздней эпохам в развитии Вселенной. Причина этого заключается в избыточном линзирующем сигнале, содержащемся в двухточечных корреляционных функциях спутника «Планк» TT, TE, EE на малых угловых масштабах. В  $\Lambda$ CDM модели, наоборот, наблюдается дефицит линзирования вследствие распада части ТМ и уменьшения гравитационных потенциалов. Дополнительно, амплитуда спектра мощности линзирующего потенциала  $C_l^{\phi\phi}$  может быть определена напрямую по четырехточечным картам спутника «Планк» TTTT, TTTE, ... (набор lens), а также с помощью данных поляризации TE, EE в области  $2 \leq l \leq 29$  (набор lowP). Ввиду независимости этих измерений, а также по причине их несоответствия с TT, TE, EE на малых угловых масштабах, в анализе не отдавалось предпочтения какому-то одному набору данных, ограничивающих амплитуду линзирования, а рассматривались все возможные варианты.

Ограничения в плоскости F–Г представлены на Рис. 1 (слева). Было выяснено, что  $\Lambda$ CDM модель с  $F \simeq 2\text{--}7\%$  несколько лучше (на уровне 1.2–2 $\sigma$ ) описывает совокупный набор космологических данных. Разброс значений здесь связан с произволом выбора данных, ограничивающих амплитуду линзирования, см. Таб. 1.

Таблица 1: Обозначения для наборов, используемых на Рис. 1 (слева)

Обозначение	Данные
Pol	(TT, TE, EE+ $H_0$ + CL) + lowP
Lens	(TT, TE, EE+ $H_0$ + CL) + lens
Pol + Lens	(TT, TE, EE+ $H_0$ + CL) + lowP + lens

В разделе 1.4 были исследованы измерения БАО и ИПКС на разных красных смещениях на предмет наличия в них следов распадающейся ТМ. В результате была показана совместность последних результатов по распределению галактик с предсказанием стандартной космологической модели. Тем не менее, с помощью



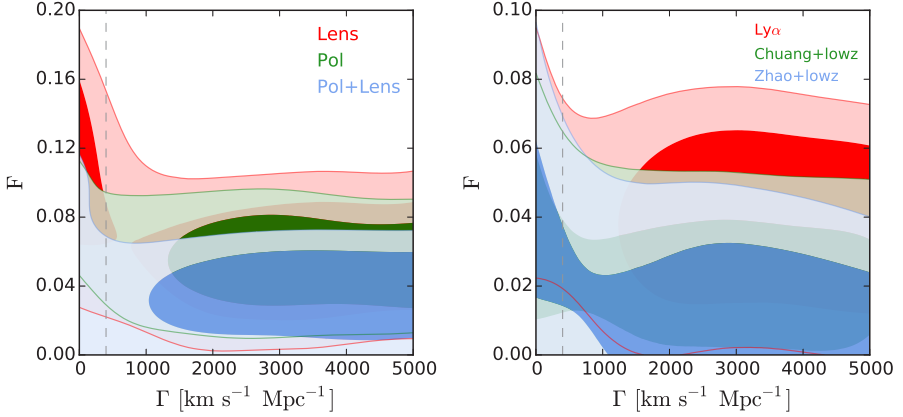


Рис. 1. Апостериорное распределение параметров  $F$ ,  $\Gamma$  ( $1\sigma$  и  $2\sigma$  контуры) в  $\Lambda$ CDM модели. Область слева от пунктира  $\Gamma \lesssim 400$  км/с/Мпк неадекватно описывает распределение параметров. Используемые наборы приведены в Таб. 1 (слева) и Таб. 2 (справа)

Таблица 2. Обозначения для наборов, используемых на Рис. 1 (справа). Base = (TT, TE, EE+  $H_0$ +CL) + lowP + lens

Обозначение	Данные
Zhao + lowz	Base+ Zhao[ 47]+6dFGS[48]+ MGS[49]
Chuang + lowz	Base+ Chuang[50]+ 6dFGS[48]+ MGS[49]
Ly $\alpha$	Base+ Bourboux[51]+ Bautista[52]

анализа  $\chi^2$  из всех измерений БАО/ИПКС по данным Слоановского обзора неба на  $0.15 < z < 0.75$  были выделены два набора, Zhao и Chaung (см. Таб. 2), обладающие наименее и наиболее консервативными ограничениями по отношению к  $\Lambda$ CDM модели. Данные по распределению облаков нейтрального водорода на  $z_{\text{eff}} \approx 2.4$ , наоборот, предпочитают  $\Lambda$ CDM космологию.

Ограничения в плоскости  $F$ – $\Gamma$  продемонстрированы на Рис.1 (справа). Было выяснено, что  $\Lambda$ CDM модель с  $F \simeq 2$ –5% несколько лучше (на уровне  $1.5\sigma$ ) описывает распределение облаков нейтрального водорода во Вселенной. Основным источником сильных

ограничений, как и раньше, выступает дефицит линзирования, наблюдающийся в моделях с распадающейся ТМ.

Так как происхождение избыточного линзирующего сигнала, содержащегося в двухточечных корреляционных функциях спутника «Планк» ТТ, ТЕ, ЕЕ на малых угловых масштабах, не выяснено до сих пор, имеет смысл рассматривать амплитуду спектра мощности линзирующего потенциала в качестве свободного параметра теории. В этом случае доля нестабильной ТМ достигает  $F \simeq 3\text{--}9\%$ , что соответствует лучшему (на уровне  $1.7\text{--}3.3\sigma$ ) описанию наблюдательных данных по сравнению со стандартной космологической моделью. Разброс значений здесь связан с произволом в выборе измерений БАО/ИПКС, см. Таб. 2, и достигает максимума при использовании данных БАО в распределении облаков нейтрального водорода на  $z_{\text{eff}} \approx 2.4$ .

В **разделе 1.5** перечислены основные результаты и подчеркивается необходимость решения проблемы избыточного линзирующего сигнала, содержащегося в двухточечных корреляционных функциях спутника «Планк» ТТ, ТЕ, ЕЕ, который выступает в качестве основного источника сильных ограничений на Рис. 1.

**Вторая глава** посвящена исследованию моделей, в которых рождение стерильных нейтрино в ранней Вселенной подавлено.

Теория с одним дополнительным стерильным нейтрино описывается с помощью следующей добавки к лагранжиану СМ:

$$\mathcal{L}_N = i\bar{N}\hat{\partial}N + \frac{M}{2}\bar{N}^c N + y_\alpha \bar{L}_\alpha N \tilde{\mathcal{H}} + \text{h.c.}, \quad (1)$$

где  $N$  обозначает стерильное состояние нейтрино, которое является синглетом по отношению к калибровочной группе  $SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ ,  $L_\alpha$  — левый лептонный дуплет СМ с  $\alpha = e, \mu, \tau$  и  $\tilde{\mathcal{H}}_\alpha = \epsilon_{ab} \mathcal{H}_b$ , где  $\mathcal{H}_a$  — компоненты дуплета поля Энглера-Браута-Хиггса, а  $\epsilon_{ab} - 2 \times 2$  антисимметричная матрица ( $a = 1, 2$ ). В результате приобретения полем Энглера-Браута-Хиггса ненулевого вакуумного среднего появляется масса нейтрино дираковского типа

$$m_D = y_\alpha \langle \mathcal{H} \rangle \quad (2)$$

и угол смешивания между активным и стерильным состояниями в вакууме

$$\theta = \frac{m_D}{M}. \quad (3)$$

В **разделе 2.1** перечислены основные космологические и астрофизические ограничения на пространство параметров  $\theta - M$ , а также дана мотивация расширения модели со стерильным нейтрино (1).

В **разделе 2.2** исследовано производство стерильных нейтрино в модели с фазовым переходом в скрытом секторе.

В рассматриваемом сценарии стерильное состояние приобретает массу за счет взаимодействия с одним из полей скрытого сектора.

$$\mathcal{L}_{\phi N} = \frac{f}{2} \phi \bar{N}^c N + \text{h.c.} \quad (4)$$

Пусть при высоких температурах скалярное поле, взаимодействующее со стерильным нейтрино, находится в симметричном состоянии  $\langle \langle \phi \rangle \rangle_{T > T_c} = 0$ . Тогда масса стерильного состояния равна нулю, а осцилляции с активным нейтрино в ранней Вселенной подавлены. При некоторой критической температуре  $T \simeq T_c$  в скрытом секторе происходит фазовый переход I рода, в результате которого скалярное поле приобретает ненулевое вакуумное среднее  $\langle \langle \phi \rangle \rangle_{T < T_c}$ , а стерильное нейтрино — массу  $M = f \langle \langle \phi \rangle \rangle_{T < T_c}$  см. (1). В результате осцилляции начинаются позже, когда темп слабых процессов мал и переходы между разными сортами нейтрино менее эффективны.

Результат численных вычислений в модели с фазовым переходом в скрытом секторе представлен в виде допустимой области пространства параметров  $\sin^2 2\theta - M$  на Рис. 2. В рассматриваемом сценарии открывается область относительно больших углов смешивания,  $\theta^2 \lesssim 10^{-3}$ , обычно неприемлемая из-за сильных космологических и астрофизических ограничений. В случае  $\theta^2 \simeq 10^{-3} - 10^{-6}$  стерильное состояние может быть ответственно за формирование малой массы активных нейтрино в рамках механизма качелей. Эта

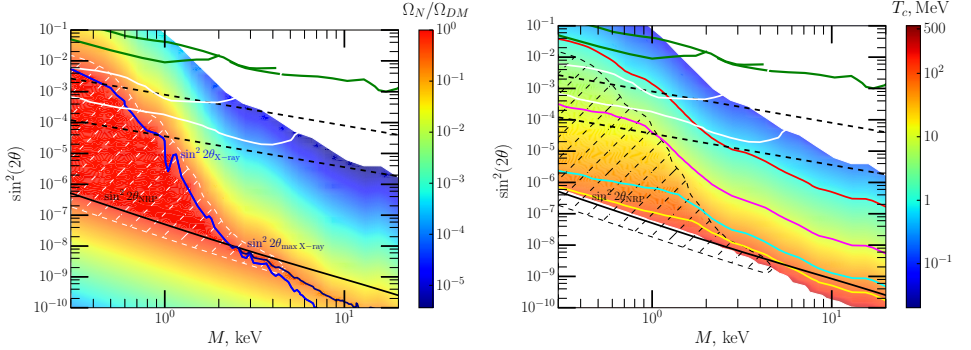


Рис. 2. Допустимая область пространства параметров в модели с фазовым переходом в скрытом секторе. Цветом изображена максимальная доля стерильных нейтрино  $\Omega_N/\Omega_{DM}$  (слева) и максимальная критическая температура  $T_c$  (справа), которые удовлетворяют ограничениям на плотность ТМ и на темп радиационных распадов. Зелеными кривыми показаны ограничения из прямых поисков стерильного состояния [30–32]. Две белые кривые отвечают ожидаемой чувствительности экспериментальной установки «Троицк ню-масс» после усовершенствования, которое планируется проводить в два этапа [53]. Две черные пунктирные линии отвечают массам активного нейтрино 0.2 эВ и 0.009 эВ в рамках механизма качелей. Черная линия  $\sin^2 2\theta_{NRP}$  соответствует нерезонансному производству ТМ в случае  $\Omega_N = \Omega_{DM}$ . Область внутри белого (слева) и черного (справа) пунктиров, соответствующая  $\Omega_N/\Omega_{DM} > 0.3$ , исключена согласно последним исследованиям мелкомасштабной структуры Вселенной [29]. Слева: Синяя кривая  $\sin^2 2\theta_{X-ray}$  отражает ряд астрофизических ограничений на темп радиационных распадов в случае  $\Omega_N = \Omega_{DM}$ . Темная синяя кривая  $\sin^2 2\theta_{max X-ray}$  иллюстрирует  $\sqrt{\sin^2 2\theta_{NRP} \sin^2 2\theta_{X-ray}}$ . Справа: Желтая, голубая, пурпурная и красная кривые соответствуют  $T_c = 100$  MeV, 50 MeV, 10 MeV и 1 MeV. Белое пространство в левом нижнем углу отвечает области, в которой фазовый переход не требуется ( $T_c \rightarrow \infty$ )

область, расположенная между двумя черными пунктирными линиями на Рис. 2, доступна для прямой проверки на перспективных экспериментальных установках «Троицк-ню-масс» и KATRIN.

В разделе 2.3 изучена противоположная возможность, согласно которой стерильное состояние в ранней Вселенной очень тяжелое. Такого поведения можно достичь с помощью легкого свободно-

го скалярного поля  $\phi$ ,

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - \frac{1}{2}m_\phi^2\phi^2, \quad (5)$$

которое участвует в юкавском взаимодействии со стерильным нейтрино (4).

В некоторый момент времени скалярное поле начинает осциллировать, что приводит к эффективной массе стерильного состояния

$$M_{\text{eff}} = M + M_A \sin m_\phi t, \quad M_A \equiv \left( \frac{hT^3}{h_e T_e^3} \right)^{1/2} \quad (6)$$

где  $h$  — эффективное число релятивистских степеней свободы в горячей плазме,  $h_e \equiv h(T_e)$ , а  $T_e$  — температура плазмы в момент  $M_A = M$ . Если при этом осциллирующее скалярное поле составляет ТМ, то связь между  $T_e$  и  $f$  выглядит следующим образом

$$f^2 = \frac{m_\phi^2 M^2}{2\Omega_{\text{DM}\rho_{\text{crit}}}} \frac{h_0 T_0^3}{h_e T_e^3} \quad (7)$$

где  $h_0 \equiv h(T_0)$  и  $\rho_{\text{crit}}$  — критическая плотность Вселенной.

Во-первых, было показано, что конденсат скалярного поля (5) действительно может составлять ТМ во Вселенной. Во-вторых, были исследованы осцилляции нейтрино с переменной массой (6). В результате было показано, что при достаточно большой амплитуде скалярного поля и натуральных значениях  $f$  производство стерильных нейтрино в осцилляциях может быть подавлено вплоть до ограничений из прямых поисков.

В **разделе 2.4** приведены основные результаты и сформулирована концепция многокомпонентной ТМ, согласно которой основную часть ТМ составляет когерентно осциллирующее скалярное поле, а стерильные нейтрино выступают в качестве теплой примеси.

**Третья глава** посвящена исследованию различных механизмов производства ТМ в присутствии когерентно осциллирующего скалярного поля, взаимодействующего со стерильным нейтрино,

которые позволяют значительно ослабить или полностью избежать ограничений из структур.

В **разделе 3.1** дан статус текущих исследований мелкомасштабной структуры Вселенной и соответствующих ограничений на массу стерильного состояния в различных сценариях.

В **разделе 3.2** предсказана возможность резонансного усиления осцилляций в присутствии когерентно осциллирующего скалярного поля, взаимодействующего со стерильным нейтрино. Условие резонансного усиления осцилляций выглядит следующим образом

$$\frac{M_A^2 + 2M^2}{4p} = nm_\phi, \quad n \in \mathbb{N}, \quad (8)$$

где  $p$  — импульс нейтрино, а  $n$  — номер соответствующего резонанса. В этом случае переходы нейтрино усилены  $P_{\nu_\alpha \rightarrow N} \simeq \sin^2(\omega_{\text{res}} t/2)$

$$\omega_{\text{res}} = 1.3m_\phi \frac{m_D}{M_A} n^{1/3} \begin{cases} \left| \sin 4 \frac{M}{M_A} n \right| & \text{для четных } n \\ \left| \cos 4 \frac{M}{M_A} n \right| & \text{для нечетных } n \end{cases} \quad (9)$$

Показано, что в расширяющейся Вселенной данный механизм может быть ответственен за производство ТМ из стерильных нейтрино со спектром

$$f_N(y) = \frac{f_{\text{FD}}(y)}{\sqrt{1 + 0.8 \left(\frac{y}{y_s}\right)^5}} \quad (10)$$

где  $y \equiv p/T$ ,  $f_{\text{FD}}(y) = (2\pi)^{-3}(1 + e^y)^{-1}$  и

$$y_s \simeq 0.2 \left(\frac{1 \text{кэВ}}{M}\right)^{2/5}. \quad (11)$$

Распределение по импульсам (10), (11) является одним из самых холодных, что позволяет ослабить текущие ограничения из структур и составить ТМ из стерильных нейтрино с массой

$$M > 2.5 \text{кэВ}. \quad (12)$$

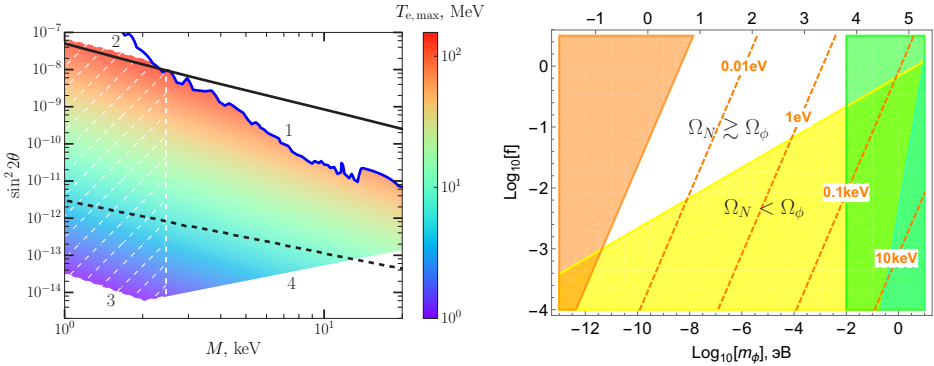


Рис. 3. Слева: Производство стерильных нейтрино ТМ за счет механизма резонансного усиления осцилляций. Цветом отмечено максимальное значение параметра  $T_{e,\max} = T_s/3$ , где  $T_s$  отвечает эффективной температуре производства ТМ. Черная сплошная линия соответствует нерезонансному производству ТМ в случае  $\Omega_N = \Omega_{DM}$ . Черная пунктирная линия отвечает максимальной лептонной асимметрии  $(n_{\nu_\alpha} - n_{\bar{\nu}_\alpha})/n_\gamma = 7 \cdot 10^{-4}$ , достижимой в  $\nu$ MSM модели [54]. Синяя кривая отражает ряд астрофизических ограничений на темп радиационных распадов в случае  $\Omega_N = \Omega_{DM}$  [29]. Область внутри белого пунктира слева исключена согласно последним исследованиям мелкомасштабной структуры Вселенной [29]. Справа: Рождение ТМ внешним осциллирующим полем с параметрами  $\sin^2 2\theta = 10^{-5}$ ,  $M = 1$  кэВ. В каждой точке пространства параметров фиксировано  $\Omega_{DM} = \Omega_N + \Omega_\phi$  за исключением зеленой области справа, где скалярное поле успевает распасться на активные нейтрино. Желтая область снизу соответствует  $\Omega_N < \Omega_\phi$ . Оранжевая область слева отвечает  $T_e < T_0$  (7). Пунктирные оранжевые линии соответствуют нескольким значениям параметра  $T_e$  (7), которые отмечены на рисунке. Бирюзовая область справа снизу отвечает перепроизводству ТМ из стерильных нейтрино, рожденных за счет механизма резонансного усиления осцилляций

Область пространства параметров  $\sin^2 2\theta - M$ , в которой стерильные нейтрино со спектром (10), (11) успешно составляют ТМ, изображена на Рис.3 (слева). Предложенный механизм резонансного усиления осцилляций в присутствии осциллирующего скалярного поля может быть ответственным за формирование ТМ из сте-

рильных нейтрино даже в случае очень малого угла смешивания  $\theta^2 \gtrsim 10^{-14}$ .

В **разделе 3.3** изучен механизм рождения ТМ из стерильных нейтрино внешним нестационарным полем. Если масса стерильного состояния в вакууме заметно превышает массу скалярного поля,  $M \gg m_\phi$ , то частицы рождаются сугубо нерелятивистскими. Данная особенность в распределении стерильных нейтрино по импульсам позволяет полностью избежать ограничений из структур, характерных для теплой ТМ.

Результат вычислений в плоскости  $f - m_\phi$  представлен на Рис. 3 (справа). Соотношение вкладов рожденных внешним полем стерильных нейтрино  $\Omega_N$  и скалярного поля  $\Omega_\phi$  в ТМ,  $\Omega_{\text{DM}} = \Omega_N + \Omega_\phi$ , зависит от параметров теории. В белой области на Рис.3 холодные стерильные нейтрино являются преобладающей частью ТМ,  $\Omega_N \lesssim \Omega_{\text{DM}}$ . В этом случае, единственное ограничение на массу стерильных нейтрино следует из необходимости заключить фермионы в компактные объекты во Вселенной. Принцип запрета Паули, будучи примененный к самым компактным структурам во Вселенной, карликовым сферическим галактикам, приводит к модельно независимому ограничению

$$M \gtrsim 1 \text{ кэВ}. \quad (13)$$

Эта оценка существенно слабее текущих ограничений из структур [29], а также (12).

В **разделе 3.4** приведены механизмы генерации ТМ в присутствии когерентно осциллирующего скалярного поля, взаимодействующего со стерильным нейтрино, а также перечислены их основные преимущества над остальными сценариями.

В **Заключении** диссертации перечислены основные результаты работы, а также выражены благодарности автора.



## Список литературы

- [1] Aghanim N. [и др.]. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. 2018.
- [2] Quantifying discordance in the 2015 Planck CMB spectrum / G.E. Addison, Y. Huang, D.J. Watts [и др.] // *Astrophys. J.* 2016. Т. 818, №2. С. 132.
- [3] Aghanim N. [и др.]. Planck intermediate results. LI. Features in the cosmic microwave background temperature power spectrum and shifts in cosmological parameters // *Astron. Astrophys.* 2017. Т. 607. С. A95.
- [4] Riess Adam G. [и др.]. Milky Way Cepheid Standards for Measuring Cosmic Distances and Application to Gaia DR2: Implications for the Hubble Constant // *Astrophys. J.* 2018. Т. 861, №2. С. 126.
- [5] Ade P.A.R. [и др.]. Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts // *Astron. Astrophys.* 2016. Т. 594. С. A24.
- [6] Vikhlinin A. [и др.]. Chandra Cluster Cosmology Project III: Cosmological Parameter Constraints // *Astrophys. J.* 2009. Т. 692. С. 1060–1074.
- [7] Böhringer Hans, Chon Gayoung, Collins Chris A. The extended ROSAT-ESO Flux Limited X-ray Galaxy Cluster Survey (REFLEX II) IV. X-ray Luminosity Function and First Constraints on Cosmological Parameters // *Astron. Astrophys.* 2014. Т. 570. С. A31.
- [8] The extended Northern ROSAT Galaxy Cluster Survey (NORAS II) I. Survey Construction and First Results / Hans Böhringer, Gayoung Chon, Jörg Retzlaff [и др.] // *Astron. J.* 2017. Т. 153, №5. С. 220.
- [9] Troxel M.A. [и др.]. Dark Energy Survey Year 1 results: Cosmological constraints from cosmic shear // *Phys. Rev* 2018. TD98, №4. С. 043528.
- [10] Abbott T. M. C. [и др.]. Dark Energy Survey year 1 results: Cosmological constraints from galaxy clustering and weak lensing // *Phys. Rev.* 2018. Т. D98, № 4. С. 043526.
- [11] Hildebrandt H. [и др.]. KiDS-450: Cosmological parameter constraints from tomographic weak gravitational lensing // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2017. Т. 465. С. 1454.
- [12] Heymans Catherine [и др.]. CFHTLenS tomographic weak lensing cosmological parameter constraints: Mitigating the impact of intrinsic galaxy alignments // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2013. Т. 432. С. 2433.
- [13] Ade P.A.R. [и др.]. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 2015.
- [14] Evolution of perturbations and cosmological constraints in decaying dark matter models with arbitrary decay mass products / Shohei Aoyama

- ma, Toyokazu Sekiguchi, Kiyotomo Ichiki [и др.] // JCAP. 2014. T. 1407. C. 021.
- [15] Cheng Dalong, Chu M. C., Tang Jiayu. Cosmological Structure Formation in Decaying Dark Matter Models // JCAP. 2015. T. 1507, № 07. C. 009.
- [16] Berezhiani Z., Dolgov A.D., Tkachev I.I. Reconciling Planck results with low redshift astronomical measurements // Phys. Rev. 2015. T. D92, № 6. C. 061303.
- [17] Decaying dark matter and the tension in  $\sigma_8$  / Kari Enqvist, Seshadri Nadathur, Toyokazu Sekiguchi [и др.] // JCAP. 2015. T. 1509, № 09. C. 067.
- [18] Eisenstein Daniel J. [и др.]. Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies // Astrophys. J. 2005. T. 633. C. 560–574.
- [19] Kaiser N. Clustering in real space and in redshift space // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1987. T. 227. C. 1–27.
- [20] Large scale structure of the universe and cosmological perturbation theory / F. Bernardeau, S. Colombi, E. Gaztanaga [и др.] // Phys. Rept. 2002. T. 367. C. 1–248.
- [21] Glashow S.L. Partial Symmetries of Weak Interactions // Nucl. Phys. 1961. T. 22. C. 579–588.
- [22] Weinberg Steven. A Model of Leptons // Phys. Rev. Lett. 1967. T. 19. C. 1264–1266.
- [23] Salam Abdus. Weak and Electromagnetic Interactions // Conf. Proc. 1968. T. C680519. C. 367–377.
- [24] Han M.Y., Nambu Yoichiro. Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry // Phys. Rev. 1965. T. 139. C. B1006–B1010. [,187(1965)].
- [25] Fritzsche H., Gell-Mann Murray, Leutwyler H. Advantages of the Color Octet Gluon Picture // Phys. Lett. 1973. T. 47B. C. 365–368.
- [26] Strumia Alessandro, Vissani Francesco. Neutrino masses and mixings and... 2006.
- [27] Minkowski Peter.  $\mu \rightarrow e\gamma$  at a Rate of One Out of  $10^9$  Muon Decays? // Phys. Lett. 1977. T. B67. C. 421–428.
- [28] Dodelson Scott, Widrow Lawrence M. Sterile-neutrinos as dark matter // Phys. Rev. Lett. 1994. T. 72. C. 17–20.
- [29] Adhikari R. [и др.]. A White Paper on keV Sterile Neutrino Dark Matter // JCAP. 2017. T. 1701, № 01. C. 025.

- [30] Hiddemann K.H., Daniel H., Schwentker O. Limits on neutrino masses from the tritium beta spectrum // *J. Phys.* 1995. T. G21. C. 639–650.
- [31] Search for heavy neutrinos in the beta spectrum of Ni-63 / E. Holzschuh, W. Kundig, L. Palermo [и др.] // *Phys. Lett.* 1999. T. B451. C. 247–255.
- [32] Abdurashitov J.N. [и др.]. First measurements in search for keV–sterile neutrino in tritium beta-decay by Troitsk nu-mass experiment. 2017.
- [33] Where are the missing Galactic satellites? / Anatoly A. Klypin, Andrey V. Kravtsov, Octavio Valenzuela [и др.] // *Astrophys. J.* 1999. T. 522. C. 82–92.
- [34] Kravtsov Andrey V. Dark matter substructure and dwarf galactic satellites // *Adv. Astron.* 2010. T. 2010. C. 281913.
- [35] Boylan-Kolchin Michael, Bullock James S., Kaplinghat Manoj. Too big to fail? The puzzling darkness of massive Milky Way subhaloes // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2011. T. 415. C. L40.
- [36] Boylan-Kolchin Michael, Bullock James S., Kaplinghat Manoj. The Milky Way’s bright satellites as an apparent failure of LCDM // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2012. T. 422. C. 1203–1218.
- [37] Kuzio de Naray Rachel, Spekkens Kristine. Do Baryons Alter the Halos of Low Surface Brightness Galaxies? // *Astrophys. J.* 2011. T. 741. C. L29.
- [38] Walker Matthew G., Penarrubia Jorge. A Method for Measuring (Slopes of) the Mass Profiles of Dwarf Spheroidal Galaxies // *Astrophys. J.* 2011. T. 742. C. 20.
- [39] Shi Xiang-Dong, Fuller George M. A New dark matter candidate: Non-thermal sterile neutrinos // *Phys. Rev. Lett.* 1999. T. 82. C. 2832–2835.
- [40] Realistic sterile neutrino dark matter with keV mass does not contradict cosmological bounds / Alexey Boyarsky, Julien Lesgourgues, Oleg Ruchayskiy [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* 2009. T. 102. C. 201304.
- [41] Constraints from Ly- $\alpha$  forests on non-thermal dark matter including resonantly-produced sterile neutrinos / Julien Baur, Nathalie Palanque-Delabrouille, Christophe Yèche [и др.] // *JCAP.* 2017. T. 1712, № 12. C. 013.
- [42] Chudaykin A., Gorbunov D., Tkachev I. Dark matter component decaying after recombination: Lensing constraints with Planck data // *Phys. Rev.* 2016. T. D94. C. 023528.
- [43] Chudaykin A., Gorbunov D., Tkachev I. Dark matter component decaying after recombination: Sensitivity to baryon acoustic oscillation and redshift space distortion probes // *Phys. Rev.* 2018. T. D97, № 8. C. 083508.

- [44] Bezrukov F., Chudaykin A., Gorbunov D. Hiding an elephant: heavy sterile neutrino with large mixing angle does not contradict cosmology // *JCAP*. 2017. T. 1706, №06. C. 051.
- [45] Bezrukov F., Chudaykin A., Gorbunov D. Induced resonance makes light sterile neutrino Dark Matter cool. 2018.
- [46] Riess Adam G. [и др.]. A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant // *Astrophys. J.* 2016. T. 826, №1. C. 56.
- [47] Zhao Gong-Bo [и др.]. The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: tomographic BAO analysis of DR12 combined sample in Fourier space // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2017. T. 466, №1. C. 762–779.
- [48] The 6dF Galaxy Survey: Baryon Acoustic Oscillations and the Local Hubble Constant / Florian Beutler, Chris Blake, Matthew Colless [и др.] // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2011. T. 416. C. 3017–3032.
- [49] Ross J. Ashley [и др.]. The Clustering of the SDSS DR7 Main Galaxy Sample I: A 4 per cent Distance Measure at  $z=0.15$  // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2015. T. 449. C. 835–847.
- [50] Chuang Chia-Hsun [и др.]. The Clustering of Galaxies in the Completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: single-probe measurements from DR12 galaxy clustering – towards an accurate model // Submitted to: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2016.
- [51] du Mas des Bourboux Hélion [и др.]. Baryon acoustic oscillations from the complete SDSS-III Ly $\alpha$ -quasar cross-correlation function at  $z = 2.4$ . 2017.
- [52] Bautista Julian E. [и др.]. Measurement of BAO correlations at  $z = 2.3$  with SDSS DR12 Ly $\alpha$ -Forests. 2017.
- [53] Abdurashitov D.N. [и др.]. The current status of “Troitsk nu-mass” experiment in search for sterile neutrino // *JINST*. 2015. T. 10, №10. C. T10005.
- [54] Boyarsky Alexey, Ruchayskiy Oleg, Shaposhnikov Mikhail. The Role of sterile neutrinos in cosmology and astrophysics // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2009. T. 59. C. 191–214.

Научное издание  
Чудайкин  
Антон Сергеевич  
Модели многокомпонентной темной материи  
в космологии и астрофизике

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук на тему  
Ф-т 60x84/16 Уч.-изд.л. 1,1 Зак. № 22441 Тираж 80 экз. Бесплатно

Печать цифровая  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук  
Издательский отдел  
117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а