

ІНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ ІМ. М.М. БОГОЛЮБОВА
НАН УКРАЇНИ

ІНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ ІМ. М.М. БОГОЛЮБОВА
НАН УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Рудаковський Антон Володимирович

УДК 524.8; 539.1

ДИСЕРТАЦІЯ

Формування структур та реіонізація Всесвіту в моделях темної матерії

01.04.02 – теоретична фізика

природничі науки

(104 – фізика та астрономія)

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

підпис, ініціали та прізвище здобувача

Науковий керівник:

Штанов Юрій Володимирович
доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник

Київ – 2020

АНОТАЦІЯ

Рудаковський А.В. Формування структур та реіонізація Всесвіту в моделях темної матерії – ІТФ ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ, 2020.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 – теоретична фізика. – Рукопис.

Сучасні спостережні дані свідчать, що доля звичайної речовини в густині Всесвіту становить лише 5%. Близько 70% відповідає так званій темній енергії, що призводить до прискореного розширення Всесвіту. Решта 25% густини енергії у Всесвіті — так звана прихована речовина або темна матерія (ТМ). Природа прихованої маси є однією з найбільш актуальних проблем сучасної фізики. Зараз найбільш обґрунтованою є гіпотеза, що темна речовина складається з елементарних частинок (однак альтернативні моделі, наприклад, масивні компактні об'єкти, такі як первинні чорні діри, не виключені остаточно). Загальновживана Стандартна Модель не містить кандидата на роль ТМ. Тому було запропоновано багато розширень Стандартної Моделі, що містять частинку, з якої могла би бути утворена ТМ.

За своїми початковими швидкостями і масами серед кандидатів на роль темної матерії можна виділити дві групи:

- холодна темна матерія (cold dark matter, CDM), утворена із частинок з нерелятивістськими початковими швидкостями;
- тепла або легка темна матерія (warm dark matter, WDM), що складається з частинок з великими (релятивістськими) початковими швидкостями і масою декілька кеВ, але яка стає нерелятивістською до кінця епохи, в якій домінувала радіація.

Дане дослідження було присвячене питанням формування галактик та явищу реіонізації у моделях теплої темної матерії. У сценарії теплої темної матерії формування галактик у Всесвіті може суттєво змінитися у

порівнянні з передбаченнями загальноновживаної холодної ТМ. Частинки теплої ТМ покидали б потенційні ями і замивали б збурення густини на масштабах, менших за так звану “free-streaming length”, яка, в свою чергу, залежить від параметрів теплої темної матерії. Це призводить до подавлення формування галактик з невеликою масою, які мають формуватися першими у Всесвіті. Іншим ефектом теплої темної матерії є формування гало галактик із скінченною густиною в центрі (“серцевиною”).

Вузька лінія випромінювання на енергії 3.5 keV, яка була задетектована в нашій Галактиці, M31, та скупченнях галактик, може бути спостережним проявом теплої темної матерії. На даний момент, статус лінії остаточно не визначений, але її можна інтерпретувати як сигнал від розпадів ТМ у формі правих (“стерильних”) нейтрино з масою 7 keV. Такі стерильні нейтрино утворилися б у ранньому Всесвіті через резонансні осциляції звичайних лівих (“активних”) нейтрино. Частинки такої темної матерії початково були ультрарелятивістськими з нетепловим розподілом.

В рамках дослідження вивчався вплив теплої темної матерії у вигляді стерильних нейтрино з масою 7 keV на хід явища реіонізації – явища повторної іонізації міжгалактичного середовища першими джерелами випромінювання. За сучасними даними, основними джерелами іонізуючих фотонів були перші галактики. Отже, хід реіонізації може відрізнитися в космологіях з із різними сценаріями темної матерії. У останні роки було отримано новий масив даних про реіонізацію, що робить дослідження реіонізації цікавим і з точки зору визначення природи темної матерії.

Найперші галактики формуються ще до епохи реіонізації, під час так званої епохи “Темних Віків”. Одним із проявів формування перших галактик є сигнал глобального поглинання у спектрі КМФ. Таке поглинання у спектрі КМФ спричинене переходом у надтонкій структурі спектру атому водню, що відповідає фотону з довжиною хвилі 21 см. Випромінювання перших галактик могло спричинити зміну заселеності енергетичних

рівнів надтонкої структури через механізм Ваутхейсена-Філда, що призводило до поглинання фотонів мікрохвильового фону. Тому, порівняння теоретичних передбачень із результатами спостережень глобального 21 см сигналу є іншим шляхом пошуку обмежень на параметри моделей темної матерії. В 2018 році колаборація EDGES заявила про детектування такого поглинання. У дисертаційному дослідженні було проаналізовано залежність положення 21 см сигналу поглинання від моделі темної матерії та параметрів, що описують зореутворення у перших галактиках. Отримані результати було порівняно з червоним зміщенням (частотою) сигналу, який спостерігався колаборацією EDGES.

Також досліджувався розподіл густини легкої ферміонної темної матерії в гало галактики. Тепла темна матерія має обмежену початкову фазового простору, яка не змінюється з часом відповідно до теореми Ліувілля. Тому, у гало з теплої темної матерії розподіл густини не є нескінченним, на відміну від передбачень моделі холодної ТМ. Існуючі методи обрахунку розподілу густини в гало легкої темної матерії або є чисельно складними, як N -частинкові моделювання, або вимагають додаткових припущень, наприклад, про функцію розподілу частинок темної матерії у фазовому просторі.

В ході дослідження були отримані наступні результати:

1. Було проаналізовано процес реіонізації в моделі темної матерії у вигляді стерильних нейтрино з масою 7 кеВ, здатних генерувати спостережувану 3.5 кеВ лінію. Було отримано, що у такій моделі темної матерії хід реіонізація буде швидшим порівняно із моделлю холодної темної матерії.

Крім того, було кількісно порівняно передбачення еволюції долі нейтрального водню у CDM та двох моделей стерильних нейтрино з масою 7 кеВ з вибіркою спостережених даних. Для аналізу було використано результати останні дослідження спектрів квазарів, які дають обмеження на долю іонізованого водню на червоних зміщеннях $z \sim 6-7$ та значення оптичної товщини розсіяння фотонів

КМФ на вільних електронах за даними місії *Planck*. Було показано, що Λ CDM, і стерильні нейтрино з масою 7 кеВ добре описують дані, однак останні краще (з $\Delta\chi^2 \simeq 2 - 3$) описують дані, ніж CDM. Однак, отримана різниця не є достатньо значною, щоб зробити вибір на користь холодної чи теплої моделі темної матерії.

2. Було показано, що використовуючи дані про положення 21 см глобального сигналу, заявленого колаборацією EDGES, неможливо отримати більш сильні обмеження на параметри теплої темної матерії через великі невизначеності у зореутворенні у перших галактиках. Отримане обмеження ~ 2 кеВ є порівняним із отриманими іншими способами, наприклад, з аналізу Лайман-альфа лісу чи функцій світності перших галактик.
3. Було запропоновано алгоритм розрахунку розподілу густини для самогравітуючого сферично-симетричного гало із частинок ферміонної темної матерії. Запропонований метод дозволяє отримати профіль густини, який відповідає обмеженій зверху фазовій густині та має реалістичну поведінку (як профіль Наварро-Френка-Уайта) на великих відстанях від центру. Даний профіль параметризується масою частинки ферміонної ТМ (або, що еквівалентно, максимальним значенням початкового розподілу фазової густини) та параметрами профіля Наварро-Френка-Уайта. У випадку розподілу Фермі-Дірака було отримано профілі густини гало темної матерії, які узгоджуються з результатами N -частинкових моделювань інших авторів.

Отримані в роботі результати мають теоретичний характер та можуть бути застосовані у подальших роботах, присвячених визначенню природи темної матерії за допомогою існуючих та майбутніх астрофізичних та космологічних спостережень у широкому діапазоні електромагнітного спектру.

Матеріали дисертації представлено у провідних реферованих закордонних та українських журналах: [1–5].

Структура дисертації. Робота складається із вступу, чотирьох розділів – короткого оглядового, присвяченого темній матерії, та трьох основних, що відповідають логічно завершеним етапам досліджень, висновкам і списку використаних джерел, що містить 225 посилань. Дисертація включає 14 рисунків та 2 таблиці. Загальний об’єм роботи становить 127 сторінок друкованого тексту.

Ключові слова: холодна темна матерія, тепла темна матерія, ферміонна темна матерія, гало темної матерії, формування галактик, реіонізація, космологічний 21 см сигнал поглинання.

Список публікацій здобувача:

- [1] A. Rudakovskiy and D. Iakubovskiy, «Influence of 7 keV sterile neutrino dark matter on the process of reionization», JCAP **1606**, 017 (2016) DOI: 10.1088/1475-7516/2016/06/017, arXiv: 1604.01341 [astro-ph.CO].
- [2] A. Rudakovskiy, «Cores in Dark Matter Haloes with Anisotropic Osipkov-Merritt Distribution and Maximal Phase-Space Density», Odessa Astronomical Publications **30**, 41 (2017) DOI: 10.18524/1810-4215.2017.30.114259.
- [3] A. V. Rudakovskiy and D. O. Savchenko, «New Model of Density Distribution for Fermionic Dark Matter Halos», Ukr. J. Phys. **63**, [Ukr. Phys. J.63,769(2018)], 769 (2018) DOI: 10.15407/ujpe63.9.769, arXiv: 1908.11196 [astro-ph.GA].
- [4] A. Rudakovskiy and D. Iakubovskiy, «Dark matter model favoured by reionization data: 7 keV sterile neutrino versus cold dark matter», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 4080–4084 (2019) DOI: 10.1093/mnras/sty3057, arXiv: 1811.02799 [astro-ph.CO].
- [5] A. Boyarsky, D. Iakubovskiy, O. Ruchayskiy, A. Rudakovskiy, and W. Valkenburg, «21-cm observations and warm dark matter models», Phys. Rev. D **100**, 123005 (2019) DOI: 10.1103/PhysRevD.100.123005, arXiv: 1904.03097 [astro-ph.CO].

ABSTRACT

Rudakovskiy A.V. Structure formation and reionization of the Universe in dark matter models – Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2020.

Thesis for the Candidate of Science in Physics and Mathematics degree in speciality 01.04.02 – theoretical physics. – Manuscript.

The analysis of the recent observational data suggested that the usual matter contribution to the density of the Universe is only 5%. Another 70% of the density content corresponds to the so-called dark energy, which is responsible for the accelerated expansion of the Universe. The remaining 25% of the energy density of the Universe is an invisible gravitating mass or dark matter. The nature of this missing mass of the Universe is one of the most actual questions of modern physics. The preferred hypothesis is that the dark matter is composed of elementary particles (however, alternative models, e.g., massive compact objects, such as primordial black holes, are not completely excluded). The Standard Model (SM) of particle physics does not provide a viable candidate for a dark matter particle. Thereby, many extensions of the Standard Model containing a possible dark matter candidate have been proposed.

In terms of their initial velocities and masses, realistic dark matter candidates can be split into two groups:

- cold dark matter (CDM), composed of particles with small (non-relativistic) initial velocities;
- warm dark matter (WDM), composed of particles with large (relativistic) initial velocities and masses on the order of keV, but became non-relativistic before the end of the radiation-dominated epoch.

This research was dedicated to the problems of structure formation and reionization in the warm dark matter models. In the WDM scenario, the formation of the galaxies may be significantly changed in comparison with

cold dark matter model predictions. The dark matter particles would escape from the potential wells and dilute the density perturbations on the scales smaller than the so-called “free-streaming length”, which depends on the properties of the dark matter. This fact may lead to the suppression of the formation of the low-mass galaxies, which were earliest in the Universe. Another predicted effect of warm dark matter is the formation of halos with finite density in the center (“cored” halo).

A narrow emission line-like feature at 3.5 keV energy reported in our Galaxy, M31, and galaxy clusters may be a signature of dark matter. At the moment, the status of this line is not clarified finally, but according to recent reviews, it can be interpreted as a signal from decaying dark matter, e.g., in the form of right-handed (‘sterile’) neutrinos with 7 keV mass. Such sterile neutrino dark matter would originate in the early Universe from resonant oscillations of usual left-handed (‘active’) neutrinos. As a result, sterile neutrino dark matter particles would be initially ultra-relativistic with the non-thermal distribution.

During this research work, the influence of the warm dark matter in form of 7 keV sterile neutrino on the process of reionization – ionization of the intergalactic gas by the first sources of radiation – was studied. According to modern data, the main sources of ionizing photons were the first galaxies. Therefore, the history of reionization may be significantly changed in warm dark matter cosmology. During the last years, new data about reionization was obtained, which makes it interesting in terms of the determination of the origin of the dark matter.

The first galaxies were formed before the era of reionization, during the so-called era of the “Dark Ages”. The global absorption signal in the CMB spectrum is one of the possible signatures of the first galaxies. This absorption is caused by the transition in the hyper-fine structure of the hydrogen atomic spectrum, which corresponds to a photon with a wavelength of 21 cm. The radiation of the first galaxies may change the population of the energy levels of the hyper-fine structure through the Vouthiesen-Field mechanism,

which causes the absorption of the CMB photons. Therefore, a comparison of theoretical predictions with the results of observations of global 21-cm absorption is an alternative way to constrain the parameters of dark matter models. In 2018 the EDGES collaboration claimed the detection of such absorption feature in the CMB spectrum. The dependence of the position of the 21-cm absorption signal on the dark matter model and star formation efficiency in the first galaxies was analyzed. The obtained results were compared with the redshift (frequency) of the feature claimed by the EDGES collaboration.

The density distribution of the light fermionic DM halos was also studied. The warm dark matter initially has finite phase-space density, which doesn't change with time according to Liouville's theorem. Thereby, the warm dark matter halo has a flattened density profile ("core") instead of singularity ("cusp") in the center. The existing methods of calculation of density distributions of WDM halos are computationally expensive, as N -body simulations or require additional assumptions, e.g., about DM phase-space density distribution function.

During this research the following results were obtained:

1. The process of reionization in the 7 keV sterile neutrino dark matter (able to produce the observed line at ~ 3.5 keV) was studied via the extended "bubble" model. It was obtained, that the reionization process must be significantly faster in such sterile neutrino dark matter compared to widely used cold dark matter models.

Also, the model predictions for fraction of ionized hydrogen in CDM and two different models of 7 keV sterile neutrino dark matter were quantitatively compared with observational constraints. It was found that both CDM and 7 keV sterile neutrino dark matter well describe the data. However, the overall fit quality for sterile neutrino dark matter is slightly (with $\Delta\chi^2 \simeq 2 - 3$) better than for CDM. However, it is not enough to prefer any dark matter via this sample.

2. It was shown that it is impossible to robustly constrain the parameters of warm dark matter models via the position of 21-cm global signal, which is claimed by EDGES, due to the large uncertainties in star formation processes in the first galaxies. The obtained lower bound ~ 2 keV on WDM particle mass is comparable with previous ones, e.g., from analysis of Lyman-alpha forest or luminosity functions of distant galaxies.
3. A new algorithm of calculation of density distribution for self-gravitating spherically-symmetric halos made of fermionic dark matter was proposed. This method provides a modified Navarro-Frank-White profile with limited phase-space density and realistic asymptotics (as NFW profile) on the large distances from the halo center. The proposed density profile is described by a single microphysics parameter, the mass (or, equivalently, the maximal value of the initial phase-space density distribution) of dark matter particles, and parameters of the NFW profile. In the case of initial Fermi–Dirac distribution, we successfully reproduce cored dark matter profiles from N -body simulations by other authors.

The results obtained in this work are theoretical and can be applied in further work on determining the nature of dark matter via existing or future astrophysical and cosmological observations in the multiwavelength domain.

Structure of the thesis. This thesis consists of Introduction, four chapters, that correspond to a short review of the dark matter models and logically confined research efforts, a Conclusion, and Bibliography that contains 225 references. Thesis includes 14 figures and 2 tables. The overall volume of the thesis is 127 pages of printed text.

Research, this thesis is based on, was published in leading international and Ukrainian peer-reviewed journals [1–5].

Keywords: warm dark matter, cold dark matter, fermionic dark matter, dark matter halos, galaxy formation, reionization, 21-cm cosmological absorption signal.

List of publications:

- [1] A. Rudakovskiy and D. Iakubovskiy, «Influence of 7 keV sterile neutrino dark matter on the process of reionization», JCAP **1606**, 017 (2016) DOI: 10.1088/1475-7516/2016/06/017, arXiv: 1604.01341 [astro-ph.CO].
- [2] A. Rudakovskiy, «Cores in Dark Matter Haloes with Anisotropic Osipkov-Merritt Distribution and Maximal Phase-Space Density», Odessa Astronomical Publications **30**, 41 (2017) DOI: 10.18524/1810-4215.2017.30.114259.
- [3] A. V. Rudakovskiy and D. O. Savchenko, «New Model of Density Distribution for Fermionic Dark Matter Halos», Ukr. J. Phys. **63**, [Ukr. Phys. J.63,769(2018)], 769 (2018) DOI: 10.15407/ujpe63.9.769, arXiv: 1908.11196 [astro-ph.GA].
- [4] A. Rudakovskiy and D. Iakubovskiy, «Dark matter model favoured by reionization data: 7 keV sterile neutrino versus cold dark matter», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 4080–4084 (2019) DOI: 10.1093/mnras/sty3057, arXiv: 1811.02799 [astro-ph.CO].
- [5] A. Boyarsky, D. Iakubovskiy, O. Ruchayskiy, A. Rudakovskiy, and W. Valkenburg, «21-cm observations and warm dark matter models», Phys. Rev. D **100**, 123005 (2019) DOI: 10.1103/PhysRevD.100.123005, arXiv: 1904.03097 [astro-ph.CO].

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень, скорочень і термінів	17
Вступ	19
Розділ 1 Темна матерія у Всесвіті	27
1.1 Спостережні свідчення існування темної матерії	27
1.2 Тепла та холодна моделі темної матерії	33
1.2.1 Стерильні нейтрино як кандидат на роль темної матерії	39
Розділ 2 Реіонізація в ранньому Всесвіті в моделях темної матерії	45
2.1 Реіонізація в ранньому Всесвіті	45
2.2 Модель “бульбашки”	47
2.3 Реіонізація у моделях стерильних нейтрино як темної матерії: якісний аналіз	52
2.4 Модель темної матерії, що найкраще описує дані щодо реіонізації: 7 кеВ стерильне нейтрино проти холодної темної матерії	58
2.5 Висновки	61
Розділ 3 Моделі темної матерії та космологічний 21 см сигнал поглинання у спектрі КМФ	65
3.1 21 см радіолінія водню	65
3.2 21 см сигнал космологічного поглинання	68
3.3 21 см сигнал в моделях темної матерії	70
3.4 Висновки	78

Розділ 4	Розподіл густини ферміонної темної матерії в гало галактик	79
4.1	Проблема поведінки густини в центрі гало темної матерії	79
4.2	Алгоритм обчислення розподілу густини ферміонної ТМ .	80
4.2.1	Гало темної матерії з ізотропним розподілом швидкостей частинок ТМ	80
4.2.2	Порівняння результатів методу та N -частинкових моделювань	82
4.2.3	Характерні розміри серцевин гало ферміонної ТМ	84
4.2.4	Вплив анізотропії швидкостей частинок в гало ферміонної темної матерії на розподіл густини . .	85
4.3	Висновки	87
Висновки		89
Список використаних джерел		93
Додаток А	Список публікацій за темою та відомості про апробацію	125

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

TM	Темна матерія
CDM	cold dark matter (холодна темна матерія)
WDM	warm dark matter, (тепла темна матерія)
HDM	hot dark matter, (гаряча темна матерія)
КМФ	космічний мікрохвильовий фон
NFW, НФВ	профіль Наварро-Френка-Уайта
СКГ	сферична карликова галактика
TM	темна матерія
tNFW	truncated NFW (‘усічений’ профіль Наварро-Френка-Уайта)
ν MSM	Extension of the Standard Model with three sterile neutrinos (розширення мінімальної Стандартної Моделі за допомогою трьох стерильних нейтрино)

Вступ

Сучасні спостережні дані, зокрема щодо неоднорідності космічного мікрохвильового фону, кінематики газу та зір у галактиках і скупченнях галактик, гравітаційного лінзування, вимагають введення т.зв. прихованої маси або темної матерії. Вона складає близько 25% від загальної густини Всесвіту, в той час як звичайна речовина — лише близько 5%. Саме з флуктуацій густини темної матерії розвинулися сучасні спостережні структури у Всесвіті, такі як галактики чи групи галактик.

Наразі найбільш привабливими моделями темної матерії є такі, в яких темна матерія складається з елементарних частинок. Така частинка водночас має дуже слабо взаємодіяти із іншими елементарними частинками і мати час життя набагато більший за час існування Всесвіту, і, такі частинки мають генеруватися у достатній кількості. Їх властивості (сила взаємодії самих з собою, розподіл по швидкостям та маса), мають бути такими, щоб забезпечити формування гравітаційно зв'язаних структур Єдиний кандидат у Стандартній моделі на роль частинки темної матерії — нейтрино — занадто легкий для того, щоб за умови такої такої ТМ могли сформуватися сучасні галактики. Тому, Стандартна Модель фізики елементарних частинок наразі не містить жодної частинки кандидата роль частинки темної матерії. Були запропоновані численні розширення Стандартної моделі, які містять частинки, що могли би утворити темну матерію. Основні ключові параметри частинки ТМ — переріз взаємодії із іншими елементарними частинками та маса — не можуть бути визначені модельно-незалежним шляхом, і можуть відрізнятися на десятки порядків.

Дана робота перевіряє того, наскільки добре у моделях темної матерії з масою частинки порядку кеВ (т.зв. теплій темній матерії) добре описуються сучасні спостережні дані щодо формування перших

структур у Всесвіті, а також розробці нових методів для опису властивостей гало, утворених з такої темної матерії.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дана дисертаційна робота була виконана у відділі астрофізики та елементарних частинок Інституту теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова Національної академії наук України. Вона є складовою частиною широкого кола досліджень, присвячених дослідженню квантово-польових ефектів на макроскопічних масштабах у рамках академічної теми «Квантово польові ефекти в фізиці і астрофізиці високих енергій та квантовій макрофізиці» (2016 – 2020, шифр 1.4.1, номер державної реєстрації 0110U007541)

Окрім того, ця робота пов'язана із наступними державними та академічними програмами:

- Swiss National Science Foundation SCOPE IZ7370-152581 project «Magnetic fields in the Universe: their generation and evolution» (2016-2017).
- Грант ДФФД Ф64 за темою «Ефекти нової фізики в астрофізичних об'єктах та космології» (2016, номер державної реєстрації 0116U006218).
- Проект Національної академії наук України в рамках програми «Цільова комплексна програма Національної академії наук України з наукових космічних досліджень» «Створення Українського Астрокосмічного центру обробки даних для вирішення задач багатохвильової астрофізики.» (2016-2017 рр., шифр 1.4.9.5, номери державної реєстрації 0115U001930, 0116U006441).
- Грант 6Ф Відділення цільової підготовки Київського національного університету імені Тараса Шевченка при Національній академії наук України «Прояви темної енергії і темної матерії в модифікаціях стандартної космологічної моделі» (2017–2018, номер державної реєстрації 0117U006354).
- Проект Національної академії наук України в рамках Цільової комплексної програми з наукових космічних досліджень на 2018-2022 рр. «Но-

вітні методи та нові знання про будову матерії у Всесвіті: опрацювання та наповнення бази даних рентгенівських космічних місій. Етап 1. Обробка та інтерпретація даних вибраних позагалактичних рентгенівських джерел» (2018).

- Грант дослідницькій лабораторії молодих вчених за проектом «Визначення властивостей темної матерії за допомогою астрофізичних та космологічних спостережень» (2018–2019, шифр 1.4.9, номер державної реєстрації 0118U005385).
- Грант AF-06 from the Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (2019–2020).

Актуальність теми. Природа темної матерії є однією із найбільших проблем сучасної фізики частинок. Майже кожен великий сучасний експеримент у фізиці частинок або спостереження у космології серед інших задач має пошук проявів темної матерії чи побудову нових обмежень на параметри частинки ТМ.

В 2014 році групою ІТФ ім. М.М.Боголюбова НАН України, Університету Лейдена та Федеральної політехнічної школи Лозанни було виявлено можливу ознаку розпаду частинок темної матерії – слабку лінію випромінювання на енергії 3.5 кеВ. Можливим поясненням спостереженої лінії є розпад темної матерії у вигляді 7 кеВ стерильних нейтрино. Стерильні нейтрино — розширення Стандартної моделі нейтральними ферміонами правої киральності, які взаємодіють із іншими частинками через змішування із звичайними нейтрино. Це змішування пояснити осциляції звичайних нейтрино (проблему їхньої маси) та баріонної асиметрії Всесвіту за рахунок порушення *CP*-симетрії. Стерильні нейтрино, які могли б відповідати за 3.5 кеВ лінію, мали генеруватися в ранньому Всесвіті релятивістськими, однак з нерівноважним розподілом за імпульсами. У моделях ТМ з частинки з масою в декілька кеВ та релятивістськими початковими швидкостями формування таких структур, як галактики, буде суттєво відмінним порівняно із загальноновживаною моделлю холодної ТМ.

За останні роки було накопичено суттєвий масив даних щодо часів, коли формувалися галактики — епохи реіонізації та “Темних Віків”. Зокрема, в 2015-2019 рр. були опубліковані нові результати аналізу даних космічного телескопу Planck, із аналізу спектрів квазарів на червоних зміщеннях $z \sim 6 - 7$ отримано нові обмеження на процес реіонізації, у 2018 році колаборацією EDGES було заявлено сигнал глобального поглинання у спектрі космологічного мікрохвильового фону, частота якого суттєво залежить від того, як формувалися перші галактики. Тому природно постає питання про порівняння теоретичних передбачень щодо реіонізації та формування структур в моделях темної матерії із останніми спостережними даними.

Детальні N -частинкові та гідродинамічні моделювання формування галактик є найкращими з точки зору точності опису таких складних структур, як галактики. Комп’ютерні N -частинкові моделювання (особливо з високою роздільною здатністю по масі) обчислювально складні, що суттєво ускладнює будь-яке детальне порівняння передбачень з варіюванням параметрів зі спостережними даними. Актуальною є розробка аналітичних чи напіваналітичних методів, які будуть обчислювально простішими.

Мета і задачі дослідження. Метою дослідження є пошук відповіді, у якому сценарії темної матерії, теплої чи холодної, краще описуються спостережні дані про епохи реіонізації та “Темних Віків”. Іншою метою є розробка методів отримання розподілів густини теплої темної матерії у вигляді частинок-ферміонів.

Тому були сформульовані наступні задачі:

1. Дослідження еволюції іонізованої об’ємної частки водню та оптичної товщини розсіяння фотонів КМФ на вільних електронах для моделей темної матерії у вигляді 7 кеВ стерильних нейтрино з використанням простої моделі реіонізації.
2. Чисельне порівняння, наскільки добре у моделях моделей темної матерії у вигляді 7 кеВ стерильних нейтрино та холодної ТМ описую-

ться останні спостережні дані даними щодо оптичної товщини розсіювання фотонів КМФ та долі нейтрального водню.

3. Дослідження впливу темної матерії з масою порядку кеВ та невизначеностей щодо зореутворення у перших галактиках, на положення сигналу глобального поглинання у спектрі КМФ, яке спричинене переходом між підрівнями надтонкої структури основного рівня атома водню. Порівняння результатів наших моделювань із частотою сигналу глобального поглинання, спостереження якого заявленою колаборацією EDGES.

4. Розробка напіваналітичного алгоритму розрахунку профілю густини гало темної матерії з частинок ферміонів, який дозволив би описати як вироджену “серцевину” гало, так і невироджену зовнішню область.

Об’єктами дослідження є галактики, їх формування та властивості, зокрема розподіл густини в гало, явище реіонізації в ранньому Всесвіті.

Предметами дослідження є залежність долі нейтрального водню в епоху реіонізації, оптична товщина розсіювання фотонів космологічного мікрохвильового фону на вільних електронах та глобальний 21 см сигнал поглинання в епоху “Темних Віків” в моделях темної матерії, розподіл густини в галактичних гало з теплої темної матерії.

Методи дослідження. Аналітичні і напіваналітичні моделі та підходи, що використовуються у космології, комп’ютерне моделювання, статистичні й чисельні методи.

Наукова новизна отриманих результатів. В рамках дисертаційної роботи отримано наступні наукові результати:

1. Показано, що у моделі темної матерії із 7 кеВ стерильних нейтрино, які могли б пояснити спостережну 3.5 кеВ лінію випромінювання, реіонізація може завершитися у ту ж саму епоху, що і у моделі холодної темної матерії, однак буде проходити швидше. Отримано, що аналогічний хід еволюції долі нейтрального водню неможливо отримати в моделі холодної ТМ шляхом варіювання інших параметрів використаної моделі “бульбашкової” моделі реіонізації. [1]

2. Показано, що набір модельно-незалежні результатів спостережень щодо епохи реіонізації описуються у моделі 7 кеВ стерильних нейтрино дещо краще ($\Delta\chi^2 \sim 2 - 3$), ніж в холодній темній матерії. Однак отримана різниця недостатня для того, щоб зробити вибір на користь стерильних нейтрино як частинки ТМ. [4]
3. Показано, що використовуючи лише положення (по частоті) сигналу поглинання, заявленого EDGES, неможливо суттєво покращити існуючі обмеження на масу частинок теплої темної матерії. Зокрема, теплові релікти з масою $\geq 2 - 3$ кеВ не можуть бути надійно відкинуті через невизначеності в ефективності зореутворення в галактиках у епоху “Темних Віків”. Також було показано, що 7 кеВ стерильні нейтрино не протирічать результатам EDGES про положенню сигналу поглинання. [5]
4. Запропоновано новий та простий ітеративний алгоритм обчислення розподілу густини ферміонної темної матерії, що базується на профілю Наварро-Френка-Уайта та перетворенні Еддінгтона. Такий розподіл має обмежену зверху фазову густину згідно принципу Паулі та реалістичну поведінку на великих відстанях від центру гало. Передбачення даного методу добре узгоджуються із результатами N-частинкових моделювань інших авторів. [2, 3]

Практичне значення отриманих результатів. Робота має фундаментальний характер, отримані результати можуть бути застосовані в рамках майбутніх досліджень, метою яких є визначення природи темної матерії та пошук частинок за рамками Стандартної моделі.

Особистий внесок здобувача. У роботі [1] здобувачем було написано програмну реалізацію простої моделі реіонізації для моделей теплої темної матерії, а також було виконано якісний аналіз ходу реіонізації, зокрема, показано, що реіонізація у моделі 7 кеВ стерильних нейтрино буде йти швидше, ніж у моделі холодної ТМ. У роботі [4] автором було виконано кількісний χ^2 аналіз ходу реіонізації для моделей 7 кеВ стерильних нейтрино та холодної ТМ.

У роботах [2, 3] здобувачем було запропоновано метод обрахунку профілю густини для гало ферміонної темної матерії з анізотропним та ізотропним розподілами швидкостей частинок ТМ, написана програмна реалізація цього методу, а також виконано порівняння передбачень методу із результатами N -частинкових моделювань інших авторів.

У роботі [5] було модифіковано код *ARES* для моделей теплої темної матерії, а також виконано аналіз положення сигналу глобального поглинання з урахуванням впливу моделей темної матерії та великих невизначеностей у особливостях зореутворення у галактиках на великих червоних зміщеннях, а також отримано найбільш консервативне обмеження знизу на масу частинки теплої ТМ.

Апробація роботи. Матеріали, які увійшли до дисертації були представлені на семінарах та засіданнях Вченої Ради Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, на семінарі космологічної групи Вищої нормальної школи м. Піза та на семінарі відділу астрофізики Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Також результати доповідалися на наступних українських та міжнародних конференціях:

- «Cosmology and First Light», December 7–11, 2015, Paris, France.
- «Astronomy and Space Physics», May 24–27, 2016, Kiev, Ukraine.
- «Illuminating the Dark Ages: Quasars and Galaxies in the Reionization Epoch», June 27 – July 1, 2016, Heidelberg, Germany.
- XVI Gamow International Conference, August 14–21, 2016, Odessa, Ukraine.
- VII Young scientists conference «Problems of Theoretical Physics», December 13–15, 2016, Kyiv, Ukraine.
- International School «Relativistic Heavy Ion Collisions, Cosmology and Dark Matter, Cancer Therapy», May 15–26, 2017, Oslo, Norway.
- XVII Gamow International Conference, August 13–20, 2017, Odessa, Ukraine.

- VIII Young scientists conference «Problems of Theoretical Physics», December 12–14, 2017, Kyiv, Ukraine.
- «Shedding Light on the Dark Universe with Extremely Large Telescopes», July 2–6, 2018, Trieste, Italy.
- XVIII Gamow International Conference, August 13–20, 2018, Odessa, Ukraine.
- International Workshop on Dark Matter and Stars, December 11–12, 2018, Lisbon, Portugal.
- IX Young Scientists Conference «Problems of Theoretical Physics», December 4–6 2018, Kiev, Ukraine.
- «Matera Oscura: Cosmology and dark matter within Galaxies and Clusters», September 2–6, 2019, Matera, Italy.
- X Young Scientists Conference «Problems of Theoretical Physics», December 23–24, 2019, Kyiv, Ukraine.

Публікації. Результати даної дисертаційної роботи представлено у 5-и роботах [1–5].

Структура дисертації. Робота складається із вступу, чотирьох розділів — короткого оглядового, присвяченого темній матерії, та трьох основних, що відповідають логічно завершеним етапам досліджень, висновкам і списку використаних джерел, що містить 225 посилань. Дисертація включає 14 рисунків та 2 таблиці. Загальний об'єм роботи становить 127 сторінок друкованого тексту.

Розділ 1 ТЕМНА МАТЕРІЯ У ВСЕСВІТІ

1.1 Спостережні свідчення існування темної матерії

Вперше термін “темна матерія” був декілька разів застосований на початку XX століття для гіпотетичної гравітуючої речовини, яка не випромінює, однак може бути задетектована за допомогою інших методів. Перше спостережне підтвердження існування такого типу речовини було отримано у роботах Фріца Цвіккі у 1930-х роках [6]. Для оцінки динамічної маси скупчення галактик Coma він використав теорему віріала, вважаючи галактики мають однакові маси та розподілені рівномірно по сфері:

$$2 \langle K \rangle + \langle V \rangle = 0, \quad (1.1)$$

де $\langle K \rangle = \frac{1}{2} M \langle v^2 \rangle$, де M — повна маса скупчення, а $\langle v^2 \rangle$ — середньоквадратична швидкість галактик у скупченні, $\langle V \rangle = -k \frac{GM^2}{R}$ — повний гравітаційний потенціал скупчення з радіусом R , k — деякий коефіцієнт (для сферично-симетричного розподілу галактик $k = \frac{3}{5}$). Була оцінена світність L скупчення Coma. Відношення маса-світність (маса в одиницях мас Сонця, світність в одиницях мас сонця) виявилось неочікувано високим: $M/L \sim 100$.

Підтвердженням існування невидимої гравітуючої речовини (або модифікації законів фізики) стали роботи Віри Рубін [7, 8]. В них досліджувалася залежність швидкості обертання зір навколо центру галактики M31 від відстані до нього (криву обертання галактики). Виявилось, що на околицях спостережної галактики, замість зменшення з радіусом, крива обертання галактики є неспадною. Цей факт можна було пояснити, наприклад, за допомогою гіпотези про те, що звичайна динаміка Ньютона модифікується у випадку слабких гравітаційних

полів (модифікована ньютонівська динаміка, МОНД, див., наприклад, [9]). Більш реалістичним можливим поясненням стало припущення про існування гало неспостережної речовини у галактиках, які є більш протяжними за спостережні частини галактик.

На теперішній час існують декілька сильних аргументів на користь того, що у Всесвіті існує темна матерія (див., наприклад, [10]):

- **Спостережна кінематика зірок у галактиках.**

Ефект Доплера дозволяє виміряти проекцію швидкості вздовж променя зору. В загальному випадку для відновлення гравітаційного потенціалу цього недостатньо, тому що необхідно знати всі три компоненти швидкості. Однак у спіральних галактиках через наявність плоского диску є можливість визначити кут нахилу площини галактики до променя зору, і використовуючи його, відтворити швидкості обертання навколо центру. Це, в свою чергу дозволяє просто обрахувати гравітаційний потенціал, а з нього і розподіл густини гравітуючої речовини. У віддалених частинах галактики, де мало світної речовини, швидкість обертання зір навколо центра галактики мала б спадати з радіусом як $v_{\text{rot}} \sim \sqrt{\frac{1}{r}}$. Однак виявляється, що на великих відстанях з радіусом швидкість обертання не спадає так швидко, див., наприклад, [7, 8, 10] та Рис. 1.1 як ілюстрацію.

Іншим спостережним підтвердженням існування ТМ є спостережна кінематика карликових сфероїдальних галактик. У карликових сфероїдальних галактиках (СКГ) мало газу, що призводить до відсутності диска і дуже слабких процесів зореутворення. Тому визначення тривимірної кінематики зір сильно ускладнене, визначити можна лише дисперсію швидкості вздовж променя зору. Однак, виходячи із рівняння Джинса та даних щодо розподілу зір можна оцінити динамічну масу всередині сфери деякого радіусу. СКГ характеризуються великим відношенням маса-світність $M/L \sim 10 - 100$, що свідчить про те, що динамічна маса СКГ складається в основному із темної матерії [12, 13].

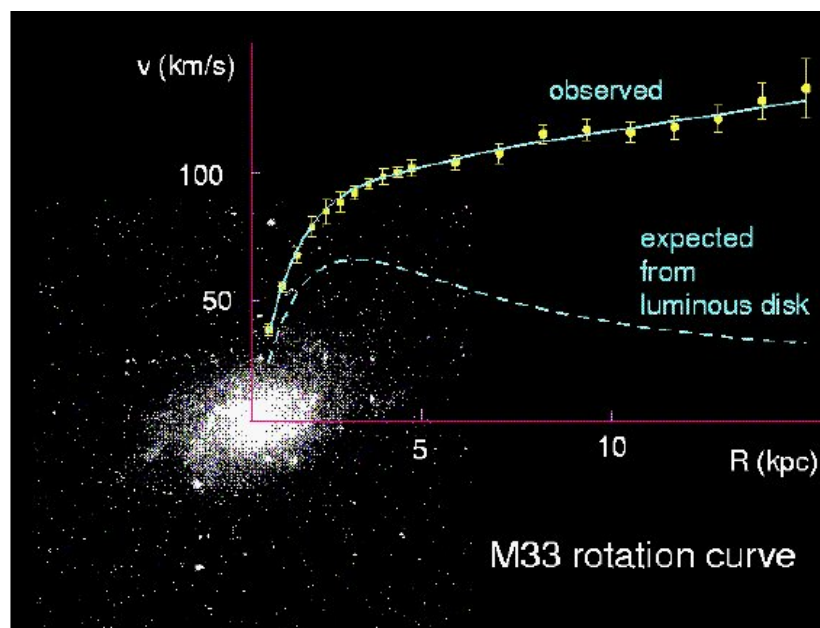


Рис. 1.1 Крива обертання галактики M33 [11]

- **Гарячий газ у скупченнях галактик.**

У скупченнях галактик гарячий газ має високу температуру порядку $10^6 - 10^8$ К. Такий газ буде випромінювати рентгенівські фотони через механізм гальмівного випромінювання (thermal bremsstrahlung), причому спектр випромінювання $I(\nu) \sim n^2 T^{1/2} e^{-h\nu/T}$ буде плоским до енергій фотонів порядку температур $h\nu \sim T$. Тому аналіз спектру його випромінювання дає змогу отримати температуру гарячого газу, а теорема віріала чи умова гідростатичної рівноваги газу обрахувати гравітаційний потенціал, в якому знаходиться газ. Спостережні дані свідчать про те, що для скупчень галактик відношення маса-світність $M/L \sim 5 - 10$ (див., наприклад, [14]).

- **Гравітаційне лінзування.**

За допомогою аналізу зображення, можна відтворити розподіл гравітуючої речовини між джерелом і спостерігачем. Спостереження гравітаційного лінзування групами галактик дозволяє стверджувати, що сумарна маса груп галактик значно більша за масу спостережуваних компонент (таких, як зорі та газ) [10, 14]. Також розподіл гравітуючої речовини може сильно відрізнятися від розподілу видимої матерії, як,

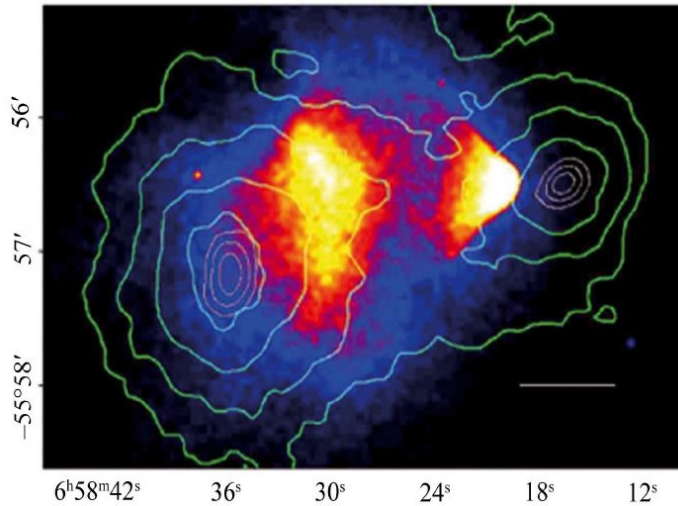


Рис. 1.2 Група галактик, що взаємодіють, “Куля” 1E0657-558. Менша, права група галактик, зображення якої нагадує кулю, пролітає через більшу групу галактик. Кольори показують температуру плазми, відтворену за допомогою аналізу рентгенівського випромінювання: блакитні області холодніші, білі гарячіші. Зелені контури відповідають гравітаційному потенціалу групи галактик. [15]

наприклад, для групи взаємодіючих галактик “Куля”, (Bullet cluster), що є сильним аргументом проти МОНД (див. наприклад, Рис. 1.2).

- **Анізотропія реліктового випромінювання та формування структур у Всесвіті.**

Всі зазначені вище аргументи на користь існування темної матерії були *астрофізичними*. *Космологічним аргументом* на користь темної матерії є спостережні неоднорідності космологічного мікрохвильового фону. В епоху рекомбінації відносні неоднорідності температури плазми порядку неоднорідності її густини $\delta = \frac{\delta\rho}{\rho} \sim \frac{\delta T}{T}$. Спостереження космічного мікрохвильового фону дають нам величину $\frac{\delta T}{T} \sim 10^{-5}$ в епоху рекомбінації (тобто на червоному зміщенні $z_{\text{rec}} \approx 1000$) [16]. Неоднорідності густини в матеріально-доміновану фазу еволюції Всесвіту росли за рахунок власної гравітації як $\delta(a) \sim a$, де $a = (1+z)^{-1}$ — масштабний фактор. Тому, самі по собі, з z_{rec} (рекомбінація) до $z \approx 10$ (на цих червоних зміщеннях спостерігаються найбільш далекі галактики) початкові неоднорідності густини звичайної речовини встигли б вирости до величини $\delta(z) = \delta(z_{\text{rec}}) \frac{1+z_{\text{rec}}}{1+z} \sim 10^{-3}$. Очевидно, що середня гу-

стина галактик в сотні разів більша за середню густину Всесвіту. Самі собою початкові неоднорідності густини звичайної речовини не встигли б розвинути в спостережувану структуру Всесвіту. Єдиним поясненням є те, що ще задовго до епохи рекомбінації деяка речовина, яка або зовсім не взаємодіяла або взаємодіяла дуже слабо із фотонами, вже почала формувати гравітаційні потенційні ями, в які потім і потрапляла звичайна речовина. Ці однорідності цієї невидимої речовини і стали зародками для майбутніх галактик.

Таким чином, найбільш привабливим розв'язком вище зазначених спостережних фактів з точки зору “бритви Оккама” є деяка гравітуюча речовина, яка дуже слабо взаємодіє із звичайною речовиною шляхом інших взаємодій. Природа такої речовини на сьогодні не є визначеною. Найбільш імовірною виглядає гіпотеза, що це елементарні частинки.

Кандидат на роль частинки темної матерії повинен задовільняти декільком вимогам:

- бути або стабільними, або довгоживучими (характерний період розпаду набагато більший за час існування Всесвіту);
- бути достатньо розповсюдженими у Всесвіті;
- дуже слабо взаємодіяти з частинками СМ.

У Стандартній моделі елементарних частинок є частинка, яка до кінця 1980-х років розглядалася як можлива кандидат на роль темної матерії — нейтрино. Нейтрино у Стандартній моделі є безмасовими, однак, спостережні осциляції нейтрино є свідченням наявності у них маси, яка зараз оцінюється такою, що не перевищує еВ (див., наприклад, [17]). Однак масивні ліві нейтрино не можуть бути частинкою темної матерії з декількох причин.

По-перше, нейтрино є ферміонами зі спіном $1/2$. Тому з принципу Паулі для них слідує, що максимальна фазова густина у просторі імпульсів та координат не може перевищувати $\frac{2}{(2\pi\hbar)^3}$. Іншими словами, принцип Паулі не дозволяє “упакувати” занадто багато ферміонів у

фазовому просторі. Це дозволяє побудувати численні обмеження типу обмеження Тремейна-Гана [18, 19].

Наприклад, з того факту, що усереднена фазова густина для об'єкту з об'ємом V та масою M , утвореного з ферміонної темної матерії з масою частинки m_{DM} не може перевищувати максимально можливу фазову густину

$$\frac{M}{V} \frac{1}{\frac{4\pi}{3} v_{\infty}^3} \leq f_{\text{max}}, \quad (1.2)$$

де $f_{\text{max}} = \frac{2m_{\text{DM}}^4}{(2\pi\hbar)^2}$, V — об'єм гало темної матерії, в якому обраховується фазова густина, для сферично-симетричного випадку $V = \frac{4\pi}{3} R^3$, v_{∞} — максимально можлива швидкість гравітаційно зв'язаних частинок в гало темної матерії. У моделі коли $v_{\infty} = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$ можна отримати обмеження на масу частинки ферміонної темної матерії у вигляді:

$$m_{\text{DM}}^4 \geq \frac{9\pi\hbar^3}{8\sqrt{2} M^{1/2} R^{3/2} G^{3/2}}, \quad (1.3)$$

де M , маса гало, отримується із спостережної кінематики зір у галактиці. Використання спостережних даних карликових сферичних галактик дає обмеження знизу на масу частинки ферміонної ТМ $m_{\text{DM}} \gtrsim 400$ еВ [19].

Іншим аргументом проти нейтрино як темної матерії є той факт, що нейтрино відщеплювалися (характерний час їх взаємодії ставав більшими за час існування Всесвіту на той момент) за температури порядку 2 МеВ, а зараз температура таких нейтрино 1.95 К. Це призводить до того, що кількість нейтрино та антинейтрино кожного з поколінь в одиниці об'єму зараз складає $n_{\nu,0} \simeq 112\text{см}^{-3}$. Якщо такі реліктові нейтрино утворювали б темну матерію, їх сума їх мас мала б складати $\sum m_{\nu,i} = 94.1\Omega_{\text{DM}} h^2$ еВ, де $h = \frac{H_0}{100 \text{ км/с/Мпк}}$. Для $h = 0.7$, $\Omega_{\text{DM}} = 0.25$, $\sum m_{\nu,i} \simeq 11$ еВ, що значно перевищує сучасні оцінки суми мас нейтрино.

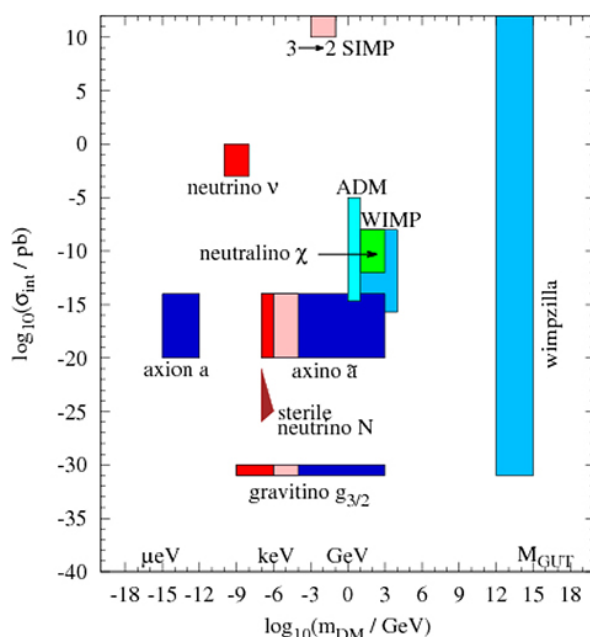


Рис. 1.3 Декілька кандидатів на роль ТМ та параметри, що їх характеризують: типові перерізи взаємодії із звичайною речовиною σ та маса частинки ТМ. Червоний, рожевий та синій кольори відповідають гарячій, теплій та холодній ТМ. [20]

Також проблемою моделі темної матерії, утвореної із нейтрино є те, що вона була б так званою гарячою темною матерією (hot dark matter, HDM). У випадку такої темної матерії неможливим стає утворення галактик, що існують зараз, через замивання неоднорідностей густини на масштабах порядку гігапарсек (детальніше у наступному розділі).

1.2 Тепла та холодна моделі темної матерії

Як вже було зазначено, жодна з відомих наразі елементарних частинок не може утворювати всю темну матерію. Наразі є багато розширень Стандартної моделі фізики частинок, які містять частинку-кандидат на роль темної матерії, основні параметри яких — маса та сила взаємодії з частинками Стандартної моделі можуть змінюватися на десятки порядків (див. Рис. 1.3).

Історично склалося так, що темна матерія описувалася частинками, які початково знаходилися в стані теплової рівноваги з частинками

Стандартної моделі в ранньому гарячому Всесвіті. Відповідно, було запропоновано три можливих типи темної матерії:

- холодна темна матерія (cold dark matter, CDM) — частинки відщеплюються нерелятивістськими, наприклад. ВІМПи (weakly interacting matter particles, WIMPs), аксіони;
- тепла темна матерія (warm dark matter, WDM) — частинки спочатку є релятивістськими, але під час радійціно-домінованої епохи вже є нерелятивістськими (напр. стерильні нейтрино або гравітіно);
- гаряча темна матерія (hot dark matter, HDM) — частинки відщеплюються релятивістськими і залишаються релятивістськими на момент рекомбінації (напр. звичайні нейтрино).

Модель Λ CDM (модель з темною енергією та холодною темною матерією) успішно описала спостережну великомасштабну структуру Всесвіту. Однак, на малих масштабах (порядку мас окремих галактик або їх скупчень) передбачення моделі Λ CDM гірше узгоджувалися із спостереженнями, т.зв. “small-scale crisis”, [21, 22]:

- спостережна кількість карликових галактик — супутників нашої Галактики була меншою, ніж з передбаченнями аналітичних методів або N-частинкових моделювань для Λ CDM (“missing satellites problem”);
- N-частинкові моделювання у Λ CDM свідчили про те, що з досить високою імовірністю наша Галактика мала б мати масивні галактики-супутники, які ми не спостерігаємо, хоча вона мала б бути достатньо масивною, щоб в ній йшли процеси зореутворення (“to-big-to-fail problem”);
- N-частинкові моделювання свідчать про те, що розподіл густини у гало галактик мали б мати асимптотику $\sim \frac{1}{r}$ при $r \rightarrow 0$ (касп, cusp), а спостережна кінематика зір у галактиках свідчить скоріше на користь більш плавної залежності профілю густини гало від радіусу поблизу центру, утворюючи т.зв. “серцевину” або core (core-cusp problem).

В рамках Λ CDM врахування складних баріонних процесів можуть дозволити розв’язати кризу малих масштабів (див., наприклад огляд [22])

та посилення в ньому). Випромінювання від зір може нагрівати газ, що буде ускладнювати утворення хмар охолодженого газу, в яких можуть утворюватися нові зорі. Спалахи наднових, в які проеволюювали перші зорі, що утворилися в галактиці, можуть ефективно видувати газ з легких галактик, гравітаційний потенціал яких менший, ніж у більш масивних галактик. Ці процеси можуть призводити до подавлення зореутворення в гало темної матерії, що мали б відповідати легким карликовим галактикам). Також спалахи наднових можуть призводити до зміни розподілу густини в галактиках, що може пояснити “core-cusp problem”.

Іншим шляхом є розгляд альтернативних моделей темної матерії. Наприклад, введення взаємодії між частинками темної матерії (т.зв. самовзаємодіюча, “self-interacting dark matter”) може як розв’язати проблему core-cusp, так і суттєво зменшити кількість легких галактик [23, 24]. Іншим прикладом альтернативи є модель темної матерії як бозе-ейнштейнівського конденсату з ультралегких частинок, з масами порядку 10^{-22} еВ [25, 26]. Для таких частинок з характерними швидкостями порядку 10 км/с, довжина хвилі де Бройля буде порядку 1 кпк, що відповідає розміру найлегших галактик, тобто квантові властивості частинок будуть проявлятися на класичних масштабах. Очевидно, що ‘відстань’ між частинками темної матерії в гало буде набагато порядків меншою за дебройлівську довжину хвилі. Тому принцип невизначеності Гейзенберга буде призводити до появи додаткового квантового тиску, який буде суттєвим на малих масштабах і нехтовним на великих.

В даній роботі ми зосередимося на моделях темної матерії, що дозволяють розв’язати “кризу малих масштабів” за допомогою релятивістських початкових швидкостей частинок темної матерії. Це призводить до замивання флуктуацій на просторових масштабах, менших за розмір горизонту на момент, коли частинки стають нерелятивістськими. Цей масштаб зазвичай задається як т.зв. довжина вільного пробігу (free-

streaming length) [27]:

$$\lambda_{\text{fs}} = \int_0^t \frac{v(t')}{a(t')} dt' = 1 \text{ Мпк} \frac{1 \text{ кеВ}}{m_{\text{DM}}} \frac{\langle p_{\text{DM}} \rangle}{\langle p_{\nu} \rangle}, \quad (1.4)$$

де $v(t)$ — швидкість частинок темної матерії в момент часу t , m_{DM} — маса частинки темної матерії, $\langle p_{\nu} \rangle$ та $\langle p_{\text{DM}} \rangle$ — середні значення імпульсів частинок ТМ та нейтрино. У випадку гарячої темної матерії (для мас частинок порядку еВ) розмір довжини вільного пробігу стає порядку розміру горизонту на момент рекомбінації, і отже всі початкові флуктуації темної матерії, з яких мали б сформуватися теперішні галактики, групи та скупчення галактик, мають бути замитими, і не повинні були утворитися. Для частинок темної матерії масою частинок порядку кеВ $\lambda_{\text{fs}} \sim 1$ Мпк, що відповідає подавленню формування гало з масами порядку $\sim \Omega_M \bar{\rho} \lambda_{\text{fs}}^3 \sim 10^{10} M_{\odot}$, що по порядку величини відповідає масам карликових галактик в Місцевій групі галактик.

Одним із шляхів дослідження природи темної матерії є вивчення статистичних властивостей гравітаційно зв'язаних структур на різних масштабах. Для їх дослідження досить корисним ввести поняття флуктуації $\delta = \frac{\delta \rho}{\bar{\rho}}$. Переходячи до Фур'є представлення

$$\delta_{\mathbf{k}} = \int d^3x \delta(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}. \quad (1.5)$$

Статистичні властивості k -моди визначаються за допомогою спектру потужностей контрасту густини $P(k)$

$$\langle \delta_{\mathbf{k}} \delta_{\mathbf{k}'}^* \rangle = (2\pi)^3 P(k) \delta^{(3)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}'), \quad (1.6)$$

де усереднення ведеться по усім можливими станам, а $\delta^{(3)}(k - k')$ — 3-вимірна дельта-функція Дірака. Тоді флуктуації контрасту густини

визначається як:

$$\langle \delta^2 \rangle = \sigma^2 = \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi^2} k^2 P(k). \quad (1.7)$$

Природнім є розгляд дисперсії збурень густини на деякому просторовому масштабі R , причому дисперсія має збільшуватися із зменшенням масштабу. Для цього вводиться функція $W_R(k)$ — т.зв. “функція вікна”. Маємо, що тоді $\delta_R(x) = \int d^3y \delta(y) W_R(|x - y|)$. В x -просторі вона задовольняє тотожності $\int d^3r W_R(r) = 1$. Тоді дисперсія на масштабі мас M буде визначена як:

$$\sigma^2 = \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi^2} k^2 P(k) W^2(k, R(M)) \quad (1.8)$$

Наприклад, в x -просторі одна з найпростіших функцій вікна має вигляд(т.зв. top-hat filter):

$$W_R(r) = \begin{cases} = \frac{3}{4\pi R^3} \text{ якщо } r < R \\ = 0 \text{ якщо } r > R \end{cases}. \quad (1.9)$$

Фур’є образ неї має вигляд

$$W(x) = 3(\sin x - x \cos x)/x^3, \quad (1.10)$$

де $x = kR$.

Маємо, що маса гало на масштабі R складає $M = \rho_m \frac{4\pi}{3} R^3$, звідки для дисперсії $\sigma^2(M) = \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi^2} k^2 P(k) [W_R(k)]^2$.

Іншим можливим варіантом функції вікна є т.зв. k-sharp space filter, який має в вигляд k -просторі

$$W_R(k) = \begin{cases} = 1 \text{ якщо } k < k_c \\ = 0 \text{ якщо } k > k_c \end{cases}, \quad (1.11)$$

де $k_c = 1/R$.

В x -просторі він має вигляд

$$W(r/R) = \frac{3(\sin(r/R) - (r/R) \cos(r/R))}{(r/R)^3}. \quad (1.12)$$

Необхідно зазначити, що в x -просторі цей фільтр буде відповідати області об'ємом $V = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{R}{a}\right)^3$, де a — деяка константа, що вибирається з міркувань найкращої підгонки комп'ютерних симуляцій.

Спектр збурень густини — розмірна величина. Для зручності часто використовують обезрозмірений спектр потужності збурень густини, а саме $\Delta^2 = \frac{k^3 P(k)}{2\pi^2}$.

Спектр збурень густини теплої темної матерії є відмінним від спектра холодної ТМ. На малих просторових масштабах початкові збурення замиваються внаслідок наявності релятивістських початкових швидкостей, це призводить до характерного спадання $\Delta(k)$ для теплої ТМ на великих значеннях k порівняно з холодної ТМ (малі просторові масштаби відповідають великим значенням k). Для опису спектру потужностей збурень густини не-холодної ТМ зазвичай вводять так звану трансфер-функцію $T(k)$, яка визначається наступним чином:

$$P_{\text{non-CDM}}(k) = P_{\text{CDM}} T^2(k). \quad (1.13)$$

Наприклад, для випадку теплої ТМ у вигляді теплових реліктів, однією з найбільш уживаних є параметризація трансфер-функції запропонована [28]:

$$T(k) = (1 + (\alpha k)^{2\nu})^{-10/\nu}, \quad (1.14)$$

$$\alpha = 0.049 \left(\frac{m_{\text{TH}}}{1 \text{ keV}}\right)^{1.11} \left(\frac{\Omega_{\text{WDM}}}{0.25}\right)^{0.11} \left(\frac{h}{0.7}\right)^{1.22} h^{-1} \text{ Мпк}, \quad (1.15)$$

де $\nu = 1.12$, m_{TH} — маса частинки теплої ТМ в кеВ. Порівняння спектрів холодної та теплої темних матерій можна побачити на Рис. 1.4

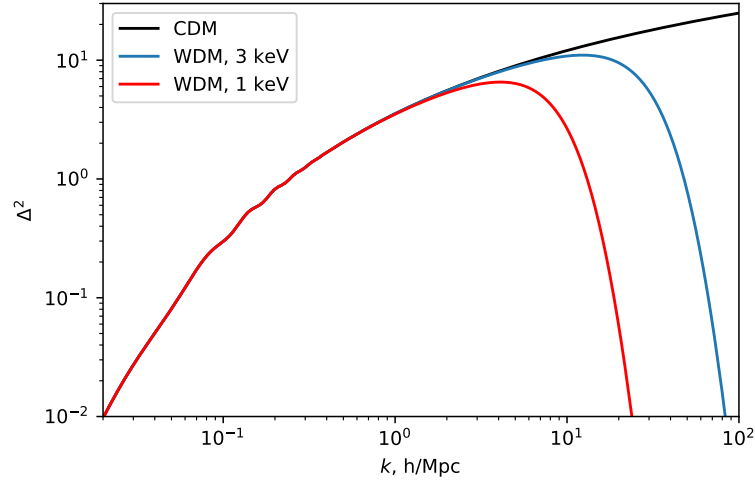


Рис. 1.4 Приклади безрозмірного спектру збурень густини $\Delta^2 = \frac{k^3 P(k)}{2\pi^2}$ для холодної темної матерії (CDM) та теплої темної матерії у вигляді теплових реліктів з масами $m_{\text{DM}} = 1$ та 3 кеВ.

1.2.1 Стерильні нейтрино як кандидат на роль темної матерії

Однією із найбільших проблем сучасної фізики частинок є проблема мас лівих нейтрино. Для її пояснення Шапошніковим та Асакою було запропоновано модифікувати Стандартну Модель за допомогою додавання трьох правих ферміонів (стерильних нейтрино), які мають нульові електричний, слабкий та сильний заряди [29, 30]. Таке розширення здається досить природнім, через наявність у Стандартній Моделі трьох поколінь звичайних лівих нейтрино. Воно матиме наступний вигляд:

$$\mathcal{L} = i\bar{N}_I \gamma^\mu \partial_\mu N_I - \left(F_{\alpha I} \bar{L}_\alpha \tilde{N} N_I + \frac{M_I}{2} \bar{N}_I^c N_I + h.c. \right). \quad (1.16)$$

Тут N_I — масивний ферміон, I — індекс покоління масивного ферміона, $\alpha = e, \mu, \tau$ — індекси поколінь лептонів, $F_{\alpha I}$ — матриця констант взаємодій, L_α — лептонний дублет, M_I — матриця мас, $\tilde{N} = i\sigma_2 N$, N — хіггсівське поле, індекс ‘с’ — означає зарядове спряження.

Взаємодія таких частинок із частинками Стандартної моделі йде шляхом їх змішування із звичайними нейтрино з матрцею кутів змішування:

$$\theta_{\alpha I} = \frac{v F_{\alpha I}}{M_I}. \quad (1.17)$$

В такому випадку маси звичайних нейтрино можуть бути пояснені за допомогою механізму “see-saw”:

$$m_{\nu_{\alpha\beta}} = v^2 F_{\alpha I} M_I^{-1} F_{I\beta}. \quad (1.18)$$

За рахунок малих значень матриці $F_{\alpha I}$ можна зробити взаємодію таких стерильних нейтрино із частинками Стандартної Моделі сильно подавленою, а для порівняно невеликих мас стерильних нейтрино час життя може бути значно більшим за хабблівський час $\sim 10^{18}$ с. Це робить *стерильні нейтрино* хорошим кандидатом на роль *темної матерії*.

Стерильні нейтрино можуть розпадатися на три нейтрино $N \rightarrow \nu_{\alpha} \nu_{\beta} \bar{\nu}_{\beta}$ з шириною розпаду:

$$\Gamma_{N_I \rightarrow 3\nu} = \frac{G_F^2 M_I}{96\pi^3} \theta_I^2, \quad (1.19)$$

де кут змішування визначений як

$$\theta_I^2 = \sum_{\alpha} |\theta_{\alpha I}|^2, \quad (1.20)$$

а G_F — константа Фермі. Менш імовірним є розпад стерильного нейтрино на фотон і активне нейтрино, Рис.1.5:

$$\Gamma_{N_I \rightarrow \nu\gamma} = \frac{\alpha_e G_F^2 M_I}{256\pi^4} \theta_I^2, \quad (1.21)$$

які можна детектувати, наприклад, за допомогою, рентгенівських телескопів.

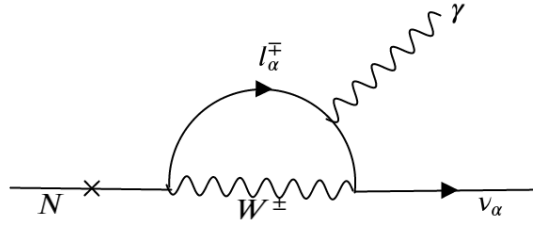


Рис. 1.5 Діаграма розпаду стерильного нейтрино на фотон та нейтрино через змішування стерильних та активних нейтрино.

З вимоги $\Gamma < H_0$ випливає обмеження зверху на кут змішування для найлегшого і найбільш довгоживучого стерильного нейтрино (див., наприклад, [27]):

$$\theta^2 < 3.3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{10 \text{ кеВ}}{M} \right)^5. \quad (1.22)$$

Генерація стерильних нейтрино Стерильні нейтрино в ранньому Всесвіті можуть генеруватися під час за рахунок змішування із звичайними нейтрино. Наведемо для ілюстрації “іграшкову” модель для прикладу з одним звичайним ν_α і одним стерильним нейтрино ν_s [27]. Вони будуть описуватися тоді у базисі двох масивних станів ν_1 та ν_2 з масами m_1 та m_2 :

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle, \\ |\nu_s\rangle &= -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle. \end{aligned}$$

Маса m_1 набагато менше за масу m_2 . Так як маса найлегшого стерильного нейтрино має бути порядку кеВ, а маса звичайного нейтрино менша за еВ, то можна вважати $m_1 \simeq 0$. У вакуумі осциляції між активними та стерильними нейтрино описуються за допомогою звичайного рівняння Шредінгера (за умови, що характерний час еволюції системи значно менший за час розпаду стерильного нейтрино). У ранньому Всесвіті, у гарячій плазмі зі змінною з часом густиною і температурою, за рахунок взаємодії з іншими частинками, картина осциляцій суттєво змінюється. Для опису таких осциляцій

можна ввести ефективний кут змішування та ефективні масивні стани:

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \cos\theta(t) |\nu_1\rangle + \sin\theta(t) |\nu_2(t)\rangle, \\ |\nu_s\rangle &= -\sin\theta(t) |\nu_1(t)\rangle + \cos\theta(t) |\nu_2(t)\rangle. \end{aligned}$$

Розсіювання нейтрино на інших частинках змінює квантовий стан системи, що описується Рівн. 1.23. Цей процес в чомусь нагадує декогерентизацію під час процесу вимірювання стану квантової системи.

Швидкість виробництва стерильних нейтрино пропорційна частоті активних нейтрино розсіянь на інших частинках:

$$\Gamma_N \sim G_F^2 T^5 \sin^2(2\theta_m),$$

де ефективний кут змішування θ_m :

$$\sin^2(2\theta_m) = \frac{\Delta^2(p) \sin^2(2\theta)}{\Delta^2(p) \sin^2(2\theta) + [\Delta(p) \sin(2\theta) - V_D - V_T]^2}. \quad (1.23)$$

Тут $\Delta(p) = \frac{\Delta m^2}{2p}$, де $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 \simeq M^2$, V_D та V_T — потенціали, що відповідають постійній густині та постійній температурі.

Потенціал V_D :

$$V_D \simeq 2\sqrt{2}G_F \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3 l_\nu, \quad (1.24)$$

є результатом асиметрії між античастинками та частинками (баріонами і лептонами). $l_\nu = \frac{(n_\nu - n_{\bar{\nu}})}{n_\gamma}$ — асиметрія між нейтрино та антинейтрино,

нормована на густину фотонів $n_\gamma = \frac{2\zeta(3)T^3}{\pi^2}$.

Потенціал V_T є наслідком температурних поправок і виражається як:

$$V_T \simeq -\frac{8}{3}\sqrt{2}G_F \left[\frac{\rho_\nu}{m_Z^2} + \frac{\rho_l}{m_W^2} \right] E_\nu = 2G_F \left[\frac{1}{m_Z^2} + r_l \frac{2}{m_W^2} \right] T^4 p. \quad (1.25)$$

де фактор r_l враховує відмінність функції розподілу заряджених лептонів від розподілу безмасових ферміонів, для яких $\rho_\nu = \frac{7}{8} \frac{4\pi^2}{30} T^4$. Першим

сценарієм генерації стерильних нейтрино є т.зв. механізм Додельсона-Відроу за умови нульової лептонної асиметрії. Для низьких температур продукування стерильних нейтрино буде подавлене через фактор T^5 у Γ_N (простими словами, плазма буде занадто розрідженою для того, щоб акти розсіяння нейтрино відбувалися достатньо часто). На високих температурах же кут змішування буде подавленим за рахунок потенціалу V_T . Саме це подавлення буде заважати стерильним нейтрино з кутом змішування меншим за $\theta^2 \sim 10^{-6} \frac{10 \text{ кеВ}}{M}$ перейти у стан теплової рівноваги з іншими частинками. Таким чином, швидкість виробництва за умови $I_\nu = 0$ буде мати деякий максимум на енергіях $\sim 0.1 - 100$ ГеВ для мас стерильного нейтрино порядку кеВ. Необхідно зазначити, що через малість куту змішування стерильні нейтрино не зможуть досягти теплової рівноваги з іншими частинками. Це призводить до того, що вони мають *нерівноважну* функцію розподілу за імпульсами. Для стерильних нейтрино, згенерованих за допомогою нерезонансних осциляцій, функція розподілу матиме вигляд:

$$f(p, T) = \frac{\chi}{1 + \exp(-p/T_\nu)} . \quad (1.26)$$

де T_ν — температура активних нейтрино, $\chi \sim \theta^2 \ll 1$ [31]. Спектр потужності збурень густини стерильних нейтрино згенерованих за допомогою механізму Додельсона-Відроу з масою частинки m_{DW} є аналогічним до спектру теплових реліктів з масою m_{TH} , причому маси пов'язані як $m_{DW} \simeq 4.46 \left(\frac{m_{TH}}{1 \text{ кеВ}} \right) \left(\frac{0.12}{\Omega_{DM} h^2} \right)$ [28].

Зараз механізм Додельсона-Відроу майже повністю виключений. Для частинок з масами порядку кеВ для того, щоб стерильні нейтрино утворювали темну матерію (мали достатню густину) необхідні завеликі кути змішування; за умови таких кутів змішування в рентгенівському діапазоні за допомогою наявних космічних обсерваторій мали б спостерігатися лінія випромінювання від розпадів частинок темної матерії. Для більш

легких мас стерильних нейтрино довжина вільного пробігу стає занадто великою для коректного опису формування структур у Всесвіті.

За умови ненульової асиметрії l_ν вище описана схема виробництва може зазнати суттєвих змін, можливим стає механізм *резонансних* осциляцій. При $\Delta(p)\sin(2\theta) - V_D - V_T \rightarrow 0$ маємо $\sin 2\theta = 1$, тобто ефективність генерації стерильних нейтрино різко наростає, що нагадує явище резонансу. Для цього має виконатися умова:

$$M^2 - 2\frac{4\sqrt{2}\zeta(3)}{\pi^2}G_F l_\nu p T^3 + 2G_{\text{eff}}p^2 T^4 = 0 \quad (1.27)$$

З останнього виразу слідує, що для різних мод (значень імпульсів) активних нейтрино температура плазми, для якої виконується умова резонансу різна. Це призводить до того, що стерильні нейтрино, згенеровані за допомогою механізму резонансних осциляцій, матимуть функцію розподілу за імпульсами, суттєво відмінну від розподілу теплових реліктів.

3.5 кеВ лінія та її статус. У 2014 році двома незалежними групами було заявлено детектування слабкої вузької лінії рентгенівського випромінювання на енергії 3.5 кеВ [32–35]. Дана лінія була задетектована в рентгенівському випромінюванні від центру та навколоцентральної області нашої Галактики, від галактики Андромеда, від скупчення галактик у Персеї та від інших скупчень галактик. Вона має червоне зміщення, що узгоджується із червоним зміщенням спостережуваних об'єктів, тому на-вряд чи вона є інструментальним ефектом. Так як вона була знайдена у різних наборах даних щодо різних об'єктів та з високим рівнем надійності, що є аргументом проти гіпотези про те, що лінія є статистичною флуктуацією. Лінія спостерігалася у об'єктах, в яких домінує темна матерія, тому природнім є можливе припущення про те, що лінія генерується під час розпадів темної матерії. Можливим кандидатом на роль темної матерії, що розпадається і продукує дану лінію є стерильне нейтрино з масою $\simeq 7$ кеВ та кутом змішування $\sin^2 2\theta = (0.2 - 2) \cdot 10^{-10}$ [27, 36].

РОЗДІЛ 2 РЕІОНІЗАЦІЯ В РАНЬОМУ ВСЕСВІТІ В МОДЕЛЯХ ТЕМНОЇ МАТЕРІЇ

2.1 Реіонізація в ранньому Всесвіті

Після рекомбінації та відщеплення фотонів на червоному зміщенні порядку $z \sim 1000$, енергії фотонів мікрохвильового фону було недостатньо для іонізації водню (13.6 eV) чи гелію (24.6 eV). Всесвіт довгий час був заповнений нейтральним газом водню та гелію (частка інших елементів була нехтовно малою), який був оптично прозорим для космічного мікрохвильового фону. Ця епоха отримала назву “Темних Віків” (Dark Ages).

Однак на червоних зміщеннях $z \sim 10$ почалося формування перших галактик, які випромінювали фотони, що могли іонізувати міжгалактичний газ. Не виключені й інші джерела іонізуючих фотонів; коротко їх вплив буде обговорено в наступному підрозділі. Розпочався процес реіонізації (повторна іонізація) — другого важливого фазового переходу у газі за історію Всесвіту після рекомбінації.

Зараз існують декілька спостережних аргументів на користь реіонізації.

Ефект Гана-Петерсона.

Спектри квазарів можуть нести в собі інформацію про стан міжгалактичного середовища між джерелом випромінювання та спостерігачем. Випромінювання від квазара з початковою довжиною хвилі $\lambda < \lambda_{Ly-\alpha}(1+z)$, проходячи через хмари нейтрального водню, поглинається його атомами. Через червоне зміщення поглинання в лінії Лайман-альфа спостерігається в довгохвильовій області, з’являється своєрідний провал в континуумі спектру. Чим далі квазар, тим більше хмар газу на промені зору, тим більше провал в спектрі (т.зв. “жолоб” Ганна-Петерсона [37]). За величиною провалу можна робити оцінки про кількість і ступінь іо-

нізації водню. Цей ефект припиняється з настанням епохи реіонізації. Згідно з сучасними спостережними даними, біля $z \sim 5.5 - 6$ міжгалактичний водень був практично повністю іонізованим.

Анізотропія космічного мікрохвильового фону.

Іншим спостережним проявом наявності великої кількості іонізованого газу на червоних зміщеннях $z \sim 6 - 10$ є томсонівське розсіяння фотонів космічного мікрохвильового фону на вільних електронах. Воно призводить до декількох ефектів:

- Подавлення анізотропій КМФ. Очевидно, що у випадку однорідного та ізотропного фону фотонів розсіяння на електронах в є рівномірними. Однак, за наявності неоднорідностей температур (у довгохвильовій області справедливе наближення Релея-Джинса, інтенсивність пропорційна температурі) ΔT відносно середньої температури $\bar{T}$ спостережні неоднорідності зміняться після проходження через середовище з оптичною товщиною τ [38]:

$$\bar{T} + \Delta T \rightarrow \bar{T} + \Delta T - (\bar{T} + \Delta T)(1 - e^{-\tau}) + \bar{T}(1 - e^{-\tau}) = \bar{T} + \Delta T e^{-\tau}.$$

Даний вираз має наступний зміст: спостережна температура залежить від початкової потоку фотонів, що зменшується через розсіяння фотонів в різні напрямки і збільшується за рахунок приходу розсіяних фотонів з інших напрямків. Таким чином, ми маємо, що флуктуації температури подавляються як $e^{-\tau}$, а спектр потужності таких флуктуацій як $e^{-2\tau}$ [38].

- Поляризація фотонів КМФ. Томсонівське розсіяння залежить від поляризації фотонів:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{m_e^2 c^4} |\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}'|^2$$

де $\vec{\epsilon}$ та $\vec{\epsilon}'$ поляризації падаючого та розсіяного випромінювання. Таким чином, випромінювання, що прийшло з напрямку $\vec{n} \perp \vec{\epsilon}$ і розсіялося у напрямку $\vec{n}' \perp \vec{\epsilon}'$, буде частково поляризованим у напрям-

ку, перпендикулярному площині розсіювання $\vec{n}$, $\vec{n}'$. Неважко показати, що для ізотропного неполяризованого фону розсіяне випромінювання також буде неполяризованим. Тільки квадрупольні анізотропії температури можуть генерувати часткову поляризацію випромінювання внаслідок томсоніського розсіювання [38, 39]. Неоднорідності густини існували вже під час рекомбінації, а після неї Всесвіт вже був оптично прозорим. Тому очікуваний максимальний кутовий розмір областей на небі, від яких приходило б частково поляризоване світло, мав би бути порядку кута, під яким зараз спостерігалися б причинно зв'язані області на момент рекомбінації на небі (тобто, порядку 1°). Поява областей з більшим кутовим розміром з частковою поляризацією фотонів КМФ свідчать про те, що Всесвіт був іонізованим значно пізніше [38, 39].

2.2 Модель “бульбашки”

Наразі, найбільш реалістичними джерелами іонізуючих фотонів під час епохи реіонізації вважаються перші галактики. Інші джерела (такі, як активні ядра галактик (АЯГ) або можливі розпади темної матерії) також можуть генерувати іонізуючі фотони на великих червоних зміщеннях. Вклад АЯГ в іонізуюче випромінювання зазвичай не вважається домінантним, згідно з останніми спостереженнями (див [40–43]) та чисельними моделюваннями [44, 45] (див., однак, [46, 47]).

Для опису процесу реіонізації ми використали модифікацію т.зв. “бульбашкової” моделі реіонізації [48]. Ми вважали, що джерелом іонізуючих фотонів є зорі II покоління, сформовані у перших галактиках. Такі галактики відповідають гало темної матерії, достатньо масивним для утворення достатньо глибоких потенційних ям для охолодження віріалізованого газу в гало.

Рекомбінація буде своєрідним антагоністом до іонізації. Темп рекомбінацій пропорційний квадрату густині іонізованого газу. Тому він буде значно збільшений в областях з високою густиною газу. Наявність неоднорідностей нейтрального газу може суттєво впливати на хід реіоні-

зації [49–53]. Ми вважали, що основними областями, які відповідали за рекомбінацію, є міні-гало, в яких зореутворення не відбувалося, тобто з масами від маси Джинса до мас найлегших галактик.

В оригінальній “бульбашковій” моделі [54], маса газу, іонізованого зорями другого покоління m_{ion} , маса рекомбінувавшого водню m_{rec} та маса баріонів, входять в галактики m_{gal} пов’язані простим лінійним співвідношенням:

$$\zeta m_{\text{gal}} = m_{\text{ion}} + m_{\text{rec}}, \quad (2.1)$$

де ζ кількість іонізуючих фотонів на баріон, що була випромінена зорями протягом процесів зореутворення в галактиці.

Ми використовували параметризацію ζ аналогічну до [48]:

$$\zeta = f_* \times N_{\gamma/b} \times f_{\text{esc}}, \quad (2.2)$$

де f_* , $N_{\gamma/b}$, f_{esc} ефективність зореутворення (частка баріонів в галактиці, що піде на формування зір), кількість іонізуючих фотонів на один баріон у зорі, випромінених протягом життя зорі, та частка іонізуючого випромінювання, яке покине галактику та буде іонізувати міжгалактичне середовище.

Наше довірче значення $\zeta = 15$ було вибрано близьким до найбільш імовірного значення у [55], що дає $\zeta \simeq 10 - 40$ базуючись на $N_{\gamma/b} = 3200$. Однак, існують великі невизначеності у астрофізичних величинах, від яких залежить величина ζ . Наприклад, у [54] використовувалося $f_{\text{esc}} = 0.2$, $f_* = 0.05$, $N_{\gamma/b} = 3200$, що автоматично призводить до $\zeta = 32$. Згідно з Sec. 2.3 [56], для зір другого покоління з початковою функцією мас Солпитера $N_{\gamma/b} = 3\,000 - 10\,000$ [57], що дає $\zeta = 30 - 100$ для $f_{\text{esc}} f_* = 0.01$. Частка іонізуючих фотонів, що покине галактику, також має великі невизначеності. $f_* = 0.01 - 0.1$ [58] та $f_{\text{esc}} = 0.05 - 0.5$ [59]. [60] found $f_{\text{esc}} = 0.07 - 0.09$ для галактик $z > 3.06$. У [61] було обмежено усереднене значення f_{esc} як $f_{\text{esc}} < 0.02$ для їх вибірки галактик на $z \sim 3.3$. У [62] аналізувалися спостереження маломасивної галактики

із зореутворенням J0925+1403 на $z = 0.301$ що $f_{\text{esc}} = 0.078 \pm 0.011$. У [63] було знайдено $f_{\text{esc}} = 0.21 \pm 0.05$ для галактики J0921+4509 на $z = 0.23499$. У [64] було показано що значення f_{esc} може досягати 20% і навіть більше. Приймаючи до уваги всі ці невизначеності, ми спочатку варіювали величину ζ у широких межах.

“Бульбашка” газу навколо галактики буде іонізованою за умови, що частка речовини f_{coll} , яка сколапсувала в галактику, буде пов’язана з часткою речовини у міні-гало f_{mh} як:

$$\zeta f_{\text{coll}} \geq 1 + \xi f_{\text{mh}}, \quad (2.3)$$

де $f_{\text{rec}} = m_{\text{rec}}/(\xi m_{\text{ion}})$, ξ — усереднена кількість рекомбінацій в нейтральних міні-гало.

Ми визначаємо f_{coll} та f_{mh} як функцію від маси гало m , червоного зміщення z та критичного надлишку густини δ_x використовую розширений підхід Пресса-Шехтера [65–68]:

$$\begin{aligned} f_{\text{coll}} &= \mathcal{E}(m, \delta_x | m_{\text{min}}, \delta_c/D(z)), \\ f_{\text{rec}} &= \mathcal{E}(m, \delta_x | m_{\text{J}}, \delta_c/D(z)) - \mathcal{E}(m, \delta_x | m_{\text{min}}, \delta_c/D(z)), \end{aligned} \quad (2.4)$$

де

$$\mathcal{E}(m, \delta_x | m_i, \delta_c/D(z)) = \text{erfc} \left(\frac{\delta_c/D(z) - \delta_x}{\sqrt{2(\sigma^2(m_i) - \sigma^2(m))}} \right). \quad (2.5)$$

$\delta_c \approx 1.676$ для плоскої Λ CDM моделі¹ [70], $D(z)$ функція, що описує рост збурень густини з червоним зміщенням [71],

$$D(z) = D_1(z)/D_1(0), \quad D_1(z) = \frac{5\Omega_0}{2} g(z) \int_z^\infty dz' \frac{1+z'}{g(z')^3}, \quad g^2(z) = \Omega_0(1+z)^3 + \Omega_\Lambda, \quad (2.6)$$

¹У цьому підрозділі ми використовуємо космологічні параметри *Planck-2015* [69]: $\Omega_0 = 0.307$, $h = 0.678$, $\Omega_\Lambda = 0.693$, $\Omega_b = 0.0483$, $\sigma_8 = 0.823$ and $n_s = 0.961$.

(див. також у [72] точний аналітичний вираз D_1), $\sigma^2(m)$ середньоквадратичне збурення густини на масштабі мас m , що виражається через спектр потужностей збурень густини $P(k)^2$ використовуючи т.зв. ‘sharp-k’ фільтр з $a = 2.7$ [77].

Для того, щоб гарячий віріалізований газ у гало утворював зорі, необхідно, щоб він спочатку міг охолодитися. Темп охолодження газу залежить від віріальної температури газу. Охолодження стає ефективним при віріальній температурі $T_{\text{vir}} \geq 10^4$ К [78], а віріальна маса гало пов’язана з віріальною температурою газу як:

$$m_{\text{min}} = 1.0 \times 10^8 \left(\frac{1+z}{10} \right)^{-3/2} \left(\frac{\mu}{0.6} \right)^{-3/2} \left(\frac{T_{\text{vir}}}{1.98 \times 10^4 \text{ К}} \right)^{3/2} \times \left(\frac{\Omega_m \Delta_c}{\Omega_m^z 18\pi^2} \right)^{-1/2} M_{\odot}/h. \quad (2.7)$$

Тут ми вважаємо $\mu = 0.6$ як середнє близьких величин: $\mu = 0.59$ для повністю іонізованого первинного газу (гелію та водню) та $\mu = 0.61$ для іонізованого водню та однократно іонізованого гелію, див. Розділ 3.3 [79].

Мінімальною масою нейтрального міні-гало, в якому може відбуватися рекомбінація, є т.зв. маса Джинса m_J :

$$m_J = 3.96 \times 10^3 h^{-1} M_{\odot} \left(\frac{0.307}{\Omega_0} \right)^{1/2} \left(\frac{0.0222}{\Omega_b h^2} \right)^{3/5} \left(\frac{1+z}{10} \right)^{3/2}, \quad (2.8)$$

див. Рівн. 41 of [78]. Наше фідуціальне значення $\xi = 5$ та верхня $\xi = 1$ та нижні межі $\xi = 9$ взяті такими, що узгоджуються з [50, 80]³, див також Рис. 1 з [81] як одну ілюстрацію невизначеностей, що існують.

²Спектр потужності $P(k)$ несе в собі інформацію про властивості частинок темної матерії, в даному випадку, масу легкого стерильного нейтрино M_s , $\sin^2(2\theta)$ та величину лептонної асиметрії, див. [73–76]

³Наше визначення ξ трохи відрізняється від визначення ξ_{lliev} з [50]: $\xi = \xi_{\text{lliev}} - 1$.

Розв'язуючи чисельно Рівн. 2.1 та використовуючи апроксимацію Рівн. 2.4 ми отримуємо т.зв. “бар’єр” для надлишку густини в хмарі іонізованого газу, який містить галактики $\delta_x(z, \sigma^2(m))$. Можна використати лінійну апроксимацію $\delta_x \approx B(m) \equiv B_0 + B_1 \sigma^2(m)$ де B_0 та B_1 обраховані для нескінченних мас (тому $\sigma^2 = 0$). В такому випадку, існує аналітичний вираз для обрахунку $\frac{dn}{dm}$ функції мас об’єктів з такою залежністю, див. [82]:

$$m \frac{dn}{dm} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho}}{m} \left| \frac{d \log \sigma}{d \log m} \right| \frac{B_0}{\sigma(m)} \exp \left[-\frac{B^2(m)}{2\sigma^2(m)} \right]. \quad (2.9)$$

Об’ємна частка водню $Q_{\text{II}}(z)$ визначена як:

$$Q_{\text{II}}(z) = \int \frac{m}{\bar{\rho}} \frac{dn}{dm} dm. \quad (2.10)$$

Аналогічно до [83] ми визначимо тривалість реіонізації Δz_{rei} як різницю між червоними зміщеннями, для яких об’ємна частка іонізованого водню буде 0.9 and 0.1:

$$\Delta z_{\text{rei}} = z(Q_{\text{II}} = 0.1) - z(Q_{\text{II}} = 0.9). \quad (2.11)$$

Ми також визначаємо червоне зміщення закінчення реіонізації як $z_{\text{rei}} = z(Q_{\text{II}} = 0.99)$.

Для обрахунку оптичної товщини розсіяння фотонів мікрохвильового фону на вільних електронах $\tau_{\text{es}}(z)$ для червоного зміщення z , ми використовуємо Рівн. 9 з [84]:

$$\tau_{\text{es}}(z) = c \bar{n}_{\text{H}} \sigma_{\text{T}} \int_0^z f_e(z') Q_{\text{II}}(z') \frac{(1+z')^2}{H(z')} dz', \quad (2.12)$$

де c — швидкість світла, $\bar{n}_{\text{H}}$ — усереднена кількість атомів водню в одиниці супутнього об’єму, σ_{T} — переріз томсонівського розсіяння, $f_e(z)$ —

кількість вільних електронів на один іонізований атом водню [85], та $H(z)$ — параметр Хабла.

2.3 Реіонізація у моделях стерильних нейтрино як темної матерії: якісний аналіз

Було проаналізовано процес реіонізації в декількох моделях темної матерії, включаючи холодну темну матерію та кілька варіантів 7 кеВ стерильних нейтрино в якості темної матерії, зокрема з параметрами з робіт [77] та [86].

Стерильні нейтрино у роботі [77] параметризовані величиною лептонної асиметрії L_6 . Для темної матерії у вигляді стерильних нейтрино з масою частинки 7 кеВ, величина L_6 може бути переведена у кут змішування згідно з Рис. 1 [77]. Наприклад, область значень $\sin^2(2\theta) \simeq (4.5 - 6) \times 10^{-11}$, що найкраще описують спостережні властивості лінії з енергією ~ 3.5 кеВ [34, 35, 87], відповідає $L_6 \simeq 10$. Тому, ми вважали стерильні нейтрино з лептонною асиметрією $L_6 = 10$ нашою реперною моделлю, разом із моделлю s228899 [86] з кутом змішування $\sin^2(2\theta) = 2.8899 \times 10^{-11}$. Величина $L_6 \gtrsim 10$ відповідає меншим кутам змішування, і тому може гірше описувати лінію з енергією 3.5 кеВ. Однак, такі величини не є виключеними за даними вимірювань, тому ми розглядаємо і їх також, як і модель s208 [86] з кутом змішування $\sin^2(2\theta) = 0.8 \times 10^{-11}$.

Необхідно зазначити, що розпади темної матерії теж можуть генерувати іонізуючі фотони. Однак час життя 7 кеВ стерильного нейтрино, розпади якого могли б генерувати 3.5 кеВ лінію, щонайменше на два порядки більший за максимальний час життя частинок темної матерії, що розпадається, і випромінєні при розпадах фотони могли б іонізувати Всесвіт біля $z = 6$ [88–91]. Тому ми не враховували вплив розпадів стерильних нейтрино на процес реіонізації.

Для аналізу ми отримали великий масив реалізацій історій реіонізації для різних частинок-кандидатів на роль темної матерії та астрофізичних

параметрів. Ми підсумували ряд характерних прикладів реалізацій історій перебігу реіонізації в Табл. 2.1, де ми виділили наші фідучіарні історії реіонізації, що відповідають таким сучасним спостережним обмеженням: ($z_{\text{rei}} \gtrsim 5.6$, $\tau_{\text{es}} = 0.046 - 0.103$). Ці обмеження мотивовані наступним чином:

- “перенос” у Лайман-альфа лісі [92] вимагає $Q_{\text{II}} \simeq 0.96 - 0.99$ at $z = 6.2$;
- темні Лайман-альфа пікселі [93] дають 1σ обмеження зверху: $Q_{\text{II}} > 0.89$ at $z = 5.9$, $Q_{\text{II}} > 0.91$ at $z = 5.5$;
- наявність “крил подавлення” ефекту Гана-Петерсона, див., наприклад, [94] дають верхню межу $Q_{\text{II}} \lesssim 0.97$ для $z \approx 6$;
- відсутність проявів ефекту Гана-Петерсона в спектрах гама-спалахів дає 2σ обмеження $Q_{\text{II}} \geq 0.89$ at $z = 5.913$ [95];
- з функції світності галактик, що випромінюють Лайман-альфа випливає, що $Q_{\text{II}} \sim 0.58 - 0.88$ на $z = 6.6$ та $Q_{\text{II}} \sim 0.46 - 0.88$ на $z = 7.0$ [96], і $Q_{\text{II}} \gtrsim 0.5 - 0.6$ (разом із сильним модельно-залежним обмеженням $Q_{\text{II}} \gtrsim 0.8 \pm 0.2$) при $z = 6.6$ [97];
- оптична товщина розсіяння фотонів КМФ на вільних електронах τ_{es} [98].

Для реалізацій історій реіонізації, що починаються з літери L, перше число показує лептонну асиметрію L_6 для генерації темної матерії у вигляді стерильних нейтрино; для історій, що починаються з s2, перше число має зміст кута змішування $\sin^2(2\theta)$ в одиницях 10^{-11} . Наші безрозмірні модельні параметри ζ та ξ , що мають зміст кількості іонізуючих фотонів на баріон у гало, згенерованих під час зореутворення, та відповідно кількості рекомбінацій на атом нейтрального водню у міні-гало.

Реалізації реіонізації CDM-5-5 та CDM-5-1 виключені через те, що реіонізація у них закінчується запізно; з іншого боку, реалізації CDM-45-5, CDM-15-1 and CDM-45-9 суперечать вимірюванням місії *Planck* щодо оптичної товщини розсіювання космологічного мікрохвильового фону на вільних електронах τ_{es} [69, 99] та відповідають “ранній”

Модель	ζ	ξ	z_{rei}	Δz_{rei}	τ_{es}	Коментар
Холодна темна матерія (CDM):						
CDM-15-5	15	5	6.7	7.4	0.084	Фідуціарна для <i>Planck15</i>
CDM-11-5	11	5	5.6	8.1	0.073	Менше ζ для відповідності [99]
CDM-5-5	5	5	2.8	11.3	0.063	Менше ζ , виключена через замале z_{rei}
CDM-45-5	45	5	10.4	5.9	0.119	Більше ζ , суперечить [69, 94, 99, 100]
CDM-15-0	15	0	9.0	7.5	0.109	Фідуціарна для <i>Planck15</i> з $\xi = 0$
CDM-15-9	15	9	5.4	7.8	0.072	Найбільше ξ , виключена через мале z_{rei}
CDM-15-1	15	1	8.5	7.5	0.103	Найменше ξ , суперечить [69, 94, 99, 100]
CDM-45-9	45	9	9.4	5.9	0.107	Найбільші ζ та ξ , суперечить [69, 94, 99, 100]
CDM-5-1	5	1	4.9	10.5	0.078	Найменше ζ та ξ , виключена через замале z_{rei}
Темна матерія у вигляді стерильних нейтрино з [77]:						
L8-15-5	15	5	7.5	5.8	0.084	
L10-15-5	15	5	6.9	5.2	0.074	Фідуціарна для <i>Planck15</i>
L10-11-5	11	5	6.3	5.6	0.070	Менше ζ для відповідності [99]
L16-15-5	15	5	6.2	4.7	0.064	
L20-15-5	15	5	6.1	4.7	0.063	
L50-15-5	15	5	5.9	4.6	0.060	
L120-15-5	15	5	5.8	4.5	0.060	
L700-15-5	15	5	5.8	4.5	0.059	
ТМ у вигляді стерильних нейтрино [86]:						
s220-15-5	15	5	7.0	5.4	0.076	
s228899-15-5	15	5	6.3	4.8	0.066	Фідуціарна для <i>Planck15</i>
s228899-11-5	11	5	5.8	5.2	0.062	Менше ζ для узгодження [99]
s208-15-5	15	5	5.8	4.4	0.059	

Табл. 2.1 Величини of $z_{\text{rei}} = z(Q_{\text{II}=0.99})$, Δz_{rei} (Рівн. 2.11) та τ_{es} (Рівн. 2.12) реалізацій історій реіонізації.

реіонізації, що знаходиться у протиріччі із верхнім обмеженням на Q_{II} , отриманим у [94, 100]. Крім реалізацій історії реіонізації в моделях холодної ТМ, ми визначили реалізації реіонізації L10-15-5 та s228899-15-5 в моделях стерильних нейтрино як наші реперні моделі. Інші моделі стерильних нейтрино приведені з ілюстративною метою. Отримана різниця між z_{rei} (до 0.4) та τ_{es} (до 0.018) між цими реалізаціями та CDM-15-5 є меншою за існуючі невизначеності в ζ чи, наприклад, можливим вкладом квазарів [47] та є зіставні з невизначеним вкладом гіпотетичних зір III покоління [101].

Зауважимо, що у реалізацій реіонізації L8-15-5 та L10-15-5 реіонізація закінчується раніше у порівнянні зі CDM-15-5. Це можна пояснити тим, що зменшення кількості маломасивних галактик у моделях із стерильними нейтрино в якості темної матерії, може бути скомпенсовано меншою кількістю рекомбінацій в міні-гало (див. також модель CDM-15-0). Ми маємо зазначити, однак, що той факт, що реіонізація у L8-15-5 та L10-15-5 завершується близько до випадку CDM-15-5 пояснюється нічим більшим, ніж подавленням формування малих нейтральних гало у моделях темної матерії у вигляді стерильних нейтрино. Більш цікаим є суттєве зменшення тривалості реіонізації Δz_{rei} (до 2.6) в моделях стерильних нейтрино.

Рис. 2.1 ілюструє залежність Q_{II} та τ_{es} від червоного зміщення для наших реперних реалізацій.

Невизначеність величини ζ має найбільший вплив на еволюцію частки іонізованого водню, зокрема на момент закінчення реіонізації z_{rei} (що може змінюватися на 7.6) та оптичну товщину τ_{es} , які є добре скорельовані. Вплив на тривалість реіонізації Δz_{rei} значно менший (зміни до 5.4) і також добре скорельований з z_{rei} та τ_{es} .

Вплив невизначеності середньої кількості рекомбінацій у міні-гало ξ є найбільшим у моделі CDM, включаючи як зміну моменту кінця реіонізації z_{rei} (що може змінюватися на 3.1) так і зміну τ_{es} (зміна на 0.031), так і значно менший вплив на тривалість реіонізації Δz_{rei}

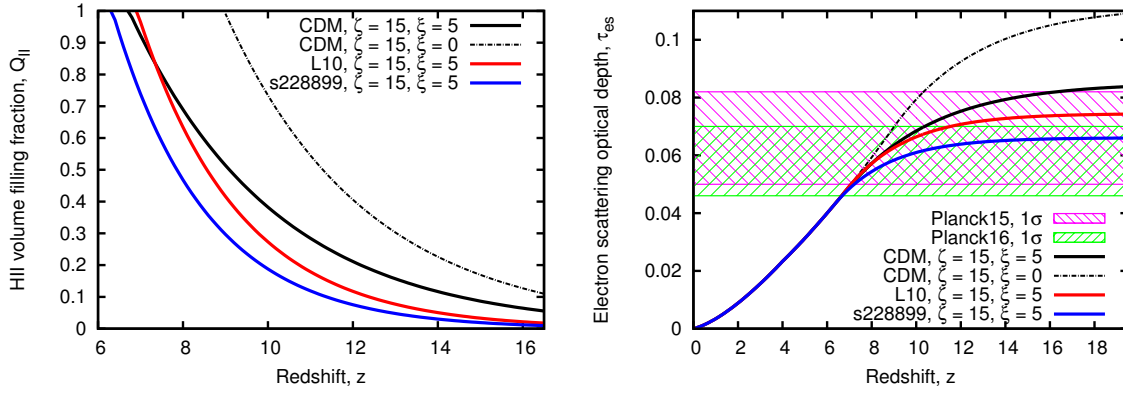


Рис. 2.1 Ліва частина: Залежність об'ємної частки іонізованого водню Q_{II} від червоного зміщення z для наших трьох моделей темної матерії, див. Таблицю 2.1. У моделі темної матерії L10 реіонізація закінчується навіть раніше, порівняно з моделлю холодної темної матерії; незважаючи на те, що менша кількість малих галактик у моделі L10 має *затримувати* реіонізацію, менша кількість рекомбінацій в нейтральних міні-гало може компенсувати цей ефект.

Права частина: Залежність оптичної товщини τ_{es} від червоного зміщення z , зображене разом із довірчим інтервалом за результатами аналізу даних супутника *Planck* [69, 99].

(зміна до 0.4). Для моделі стерильних нейтрино як темної матерії вплив невизначеності у кількості рекомбінацій на атом водню у міні-гало як мінімум на порядок менший через подавлення формування міні-гало у таких моделях темної матерії і може бути знехтуваним.

Зміна моделі темної матерії (в нашому випадку, CDM на 7 кеВ стерильного нейтрино) (наші фідуціарні моделі в Таблиці 2.1) може помірно змінити z_{rei} (зміна до 0.4) та τ_{es} (зміна до 0.018). Враховуючи значний вплив величини ζ на z_{rei} and τ_{es} , не є можливим надійно віддати перевагу моделі темної матерії, виходячи лише з існуючих спостережних даних щодо цих величин. Вплив теплої темної матерії, в нашому випадку, 7 кеВ стерильних нейтрино) на тривалість реіонізації Δz_{rei} , є значно суттєвішим, (тривалість реіонізації Δz_{rei} може змінитися на 2 – 3). Більше того, як виявляється, неможливо імітувати ефекти теплої темної матерії за допомогою варіації астрофізичних параметрів ζ та ξ в моделі холодної

темної матерії для повного набору величин, обраних як характеристики історії реіонізації ($\{z_{\text{rei}}, \Delta z_{\text{rei}}, \tau_{\text{es}}\}$), що демонструє Таблиця 2.1.

Досить інформативним виглядає порівняння наших результатів з роботою [102], яка використовувала напіваналітичну модель формування галактик GALFORM для моделювання реіонізації для моделей CDM та декількох варіантів стерильних нейтрино (включаючи моделі L8 and L700, що були проаналізовані нами в нашій Таблиці 2.1). По-перше, ми маємо зазначити, що автори [102] підтверджують наш основний *якісний* результат — більш швидку еволюцію частки іонізованого водню під час реіонізації у моделі стерильних нейтрино в якості темної матерії порівняно з Λ CDM. Також наш результат повністю узгоджується з [102] у тому, що медіанна маса гало галактик, які були відповідальні за реіонізацію, значно більша порівняно з Λ CDM (очікувано через значне подавлення формування маломасивних гало для темної матерії із стерильних нейтрино). Наприклад, медіанна маса гало, що відповідає за реіонізацію на $z = 10$ для моделі CDM-15-5 складає $0.8 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$, коли для моделі L10-15-5 вона буде $5.5 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$ та для моделі s228899-15-5 вона буде $1.2 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$, що добре узгоджується з Рис. 5 [102]. Той факт, що реіонізація завершиться швидше у моделі L8-15-5 та L10-15-5 порівняно з CDM-15-5, може здатися таким, що протирічить [102], однак пояснюється через різні моделі. Наприклад, автори [102] вважали, що кількість рекомбінацій на баріон має бути однаковою по всьому Всесвіту, коли в нашому підході вона вважається однаковою лише для міні-гало, де ефект рекомбінацій повинен бути найбільш вираженим через найбільшу густину баріонів, яких буде менше для випадку стерильних нейтрино в якості темної матерії. Вважаючи, що кількість рекомбінацій на баріон буде такою ж на всіх масштабах (що у випадку нашої моделі співпадає з перевизначенням ζ разом з прирівнюванням ξ to 0), ми здатні відтворити результат [102], а саме те, що в космології із стерильними нейтрино в якості темної матерії, реіонізація завершується *пізніше* ніж у Λ CDM. Також для $\xi = 3-9$ ми

отримали, що в середньому необхідно два-три фотони на атом водню, для іонізації Всесвіту у CDM космології, що добре узгоджується з [52, 103].

Однак, існує інша відмінність між нашим результатом та результатами [102]. А саме, в їхньому формалізмі (як для Λ CDM, так і для темної матерії із стерильних нейтрино) реіонізація відбувається систематично швидше (з Δz_{rei} меншим приблизно в $\sim 2 - 3$ рази) порівняно із нашими результатами, так само як і з результатами інших груп [48, 54, 55, 104–106] (див., однак [107, 108]). Успішне розв’язання цієї різниці в Δz_{rei} (яке є дуже чутливим до астрофізичної моделі реіонізації) може бути важливим для визначення, наскільки добре останні дані щодо тривалості реіонізації, що базуються на аналізі впливу кінетичного ефекту Сюняєва-Зельдовича на спектр мікрохвильового фону [99, 109] узгоджуються з передбаченнями як для темної матерії із стерильних нейтрино, так і для стандартної Λ CDM космології.

2.4 Модель темної матерії, що найкраще описує дані щодо реіонізації: 7 кеВ стерильне нейтрино проти холодної темної матерії

Метою даного підрозділу є *чисельна* оцінка, наскільки ж краще чи гірше спостережні дані щодо епохи реіонізації описуються 7 кеВ стерильними нейтрино. Ми обрали три моделі темної матерії для обрахунків: холодну темну матерію (CDM) та дві моделі стерильних нейтрино, які можуть пояснити властивості вже згаданої спостережуваної лінії з енергією 3.5 кеВ — модель L12 (стерильне нейтрино, згенероване з лептонною асиметрією $L_6 = 12$, яке відповідає куту змішування $\sin^2 2\theta \simeq 1.6 \times 10^{-11}$, див Рис. 1 [77]) та модель s228899 (стерильне нейтрино з кутом змішування $\sin^2 2\theta = 2.8899 \times 10^{-11}$, див [86]). Вибрані нами параметри добре узгоджуються з останніми обмеженнями як з аналізу гравітаційно

зв'язаних структур, так і аналізу рентгенівського випромінювання від можливих розпадів стерильних нейтрино [27, 110]. Ми використовували модель реіонізації, описану у попередньому підрозділі та [1]. Параметри ζ та x_i варіювалися у широких межах: $\zeta = 5 - 100$ (що узгоджується з [106]) та $\xi = 0-9$.

Огляд обмежень на хід реіонізації можна знайти, наприклад, у роботах [106, 111, 112]. Однак багато вимірювань, про які повідомлялося в цих роботах, були отримані у припущенні певних моделей перебігу реіонізації. Оскільки нашою метою є порівняння реіонізації в різних моделях темної матерії, важливо використовувати вимірювання, які повністю або майже повністю не залежать від моделі; у другому випадку необхідно кількісно оцінити вплив модельної залежності. Тому ми побудували наступне розширення “Золотої вибірки” [106] (всі похибки відповідають рівню 1σ), яке в було використано в нашому аналізі:

- Останнє значення оптичної товщини розсіяння КМФ на вільних електронах $\tau_{es} = 0.054 \pm 0.007$ [16]. Згідно з [113], це значення лише приблизно модельно-незалежне у випадку “неоднорідної” реіонізації: оскільки регіони з більшою густиною були реіонізовані раніше, усереднене по всьому небу значення τ_{es} може збільшитися максимум на 4% (іншими словами, менше ніж на 0.2σ), тому ми вважаємо величину τ_{es} однаковою як для стерильних нейтрино, так і для CDM.
- Обмеження знизу на об’ємну частка іонізованого водню (разом із нижніми 1σ похибками) $Q_{II} \geq 0.96 - 0.05$, $Q_{II} \geq 0.94 - 0.05$ та $Q_{II} \geq 0.62 - 0.20$ отриманими з модельно-незалежного аналізу частки ‘темних пікселів’ в спектрах квазарів [93] на червоних зміщеннях 5.48–5.68, 5.77–5.97 та 5.97–6.17.
- величина Q_{II} отримана з аналізу Лайман-альфа “крил” поглинання в спектрах квазарів ULASJ1120+0641 [114] і ULASJ1342+0928 [115]. Для аналізу спостережень Лайман-альфа “крил” поглинання у роботі [114, 115] використовували різні моделі основних джерел, які іонізували нейтральний водень, а саме карликові тьмяні галактики (яким від-

повідують маси гало $10^8 - 10^9 M_\odot$) та яскраві, більш масивні галактики (з гало $\sim 10^{10} M_\odot$). Для цих моделей, було отримано $Q_{\text{II}} = 0.60^{+0.19}_{-0.21}$ і $0.54^{+0.21}_{-0.21}$ для червоного зміщення $z = 7.1$, та $Q_{\text{II}} = 0.79^{+0.19}_{-0.17}$ і $0.72^{+0.23}_{-0.20}$ на червоному зміщенні $z = 7.5$. Різниця між об’ємною часткою іонізованого водню, отримане у цих двох моделях, становить приблизно $0,3 \sigma$, тому ми сконструювали усереднену оцінку: $Q_{\text{II}} = 0.56 \pm 0.23$ for $z = 7.1$, та $Q_{\text{II}} = 0.75 \pm 0.23$ для $z = 7.5$ (включаючи похибки в обох моделях), однакову для всіх моделей ТМ.

Для кожної моделі темної матерії (CDM, L12, s228899) ми обрахували значення параметрів ζ та ξ , які відповідають найкращій підгонці шляхом мінімізування χ^2_{tot} — величини χ^2 статистики, яка залежить від теоретичних передбачень для $Q_{\text{II}}(z)$ і τ_{es} та спостережних даних наступним чином:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Q_{\text{II, obs}}(z_i) - Q_{\text{II, pred}}(z_i))^2}{(\delta Q_{\text{II, obs}}(z_i))^2}, \quad (2.13)$$

Через те, що дані, отримані з аналізу “темних” пікселів показують лише обмеження знизу на частку іонізованого водню, ми вважали, що немає ніякого вкладу у величину χ^2_{tot} , якщо теоретично передбачене $Q_{\text{HII}}(z)$ більше за найбільш імовірне значення $\bar{Q}_{\text{HII}}(z)$, отримане з аналізу “темних” пікселів.

Під час нашого аналізу ми використовували найновіші значення космологічних параметрів, отримані з обробки даних обсерваторії *Planck* [16]: $\Omega_\Lambda = 0.685$, $\Omega_{\text{m}} = 0.315$, $\Omega_{\text{b}} = 0.049$, $n = 0.961$, $\sigma_8 = 0.811$ та $h = 0.674$ (ми також повторили обрахунки для параметрів, отриманих раніше з даних *Planck* [116] та отримали, що наші результати не змінюються суттєво).

Ми підсумували отримані результати на Рис. 2.2, який показує еволюцію об’ємної частки іонізованого водню в залежності від червоного зміщення $Q_{\text{II}}(z)$ та еволюцію оптичної товщини розсіяння фотонів мікрохвильового фону на вільних електронах τ_{es} . Світло-зелені області на ма-

люнках відповідають наборам історій реіонізації з $\Delta\chi^2_{\text{tot}} = \chi^2_{\text{tot}} - \chi^2_{\text{tot, min}} \leq 4.61$,⁴ отриманий для кожної з трьох моделей темної матерії, що нас цікавили (CDM, L12 and s228899), разом із спостережними обмеженнями, зазначеними вище.

Ми отримали статистично прийнятну підгонку для кожної із трьох моделей темної матерії (для $6 - 2 = 4$ ступенів свободи), а саме $\chi^2_{\text{tot, min}} = 5.79$ для CDM, $\chi^2_{\text{tot, min}} = 3.80$ для L12 та $\chi^2_{\text{tot, min}} = 2.98$ для моделі s228899. Хоча для моделі 7 кеВ стерильних нейтрино статистично начебто краще описуються спостережні дані порівняно з моделлю CDM, різниця у χ^2_{min} занадто мала для надання статистично значимої переваги на користь тієї чи іншої моделі.

2.5 Висновки

Одним із найбільш фізично мотивованих кандидатів на роль частинки темної матерії є стерильні нейтрино. Також, розпад 7 кеВ стерильних нейтрино може призводити до генерації 3.5 кеВ лінії, яку було задетектовано в домінованою темною матерією об'єктах. Нами було поставлено задачу дослідження ходу реіонізації водню у випадку 7 кеВ стерильних нейтрино в якості темної матерії. Для цього ми включили початковий спектр потужностей збурень густини темної матерії у вигляді ~ 7 кеВ стерильних нейтрино в “бульбашкову” модель реіонізації. Було показано, що у випадку такої темної матерії реіонізація проходить набагато швидше порівняно із загальноновживаним сценарієм холодної ТМ, що неможливо зімітувати у моделі CDM. Також червоне зміщення, на якому закінчиться реіонізація та оптична товщина розсіяння фотонів КМФ на вільних електронах мають тенденцію до зменшення (хоча різниця між моделями темної матерії може бути скомпенсована варіюванням астрофізичних параметрів).

⁴Ми фіксували модель темної матерії протягом обрахунків χ^2 статистики. Тому, ми маємо 2 ступені вільності для двох 2 варійованих вільних параметрів (ζ and ξ) для розподілу $\Delta\chi^2_{\text{tot}} = \chi^2_{\text{tot}} - \chi^2_{\text{tot, min}} \leq 4.61$, і тому 90% довірчий рівень відповідає $\Delta\chi^2_{\text{tot}} = 4.61$.

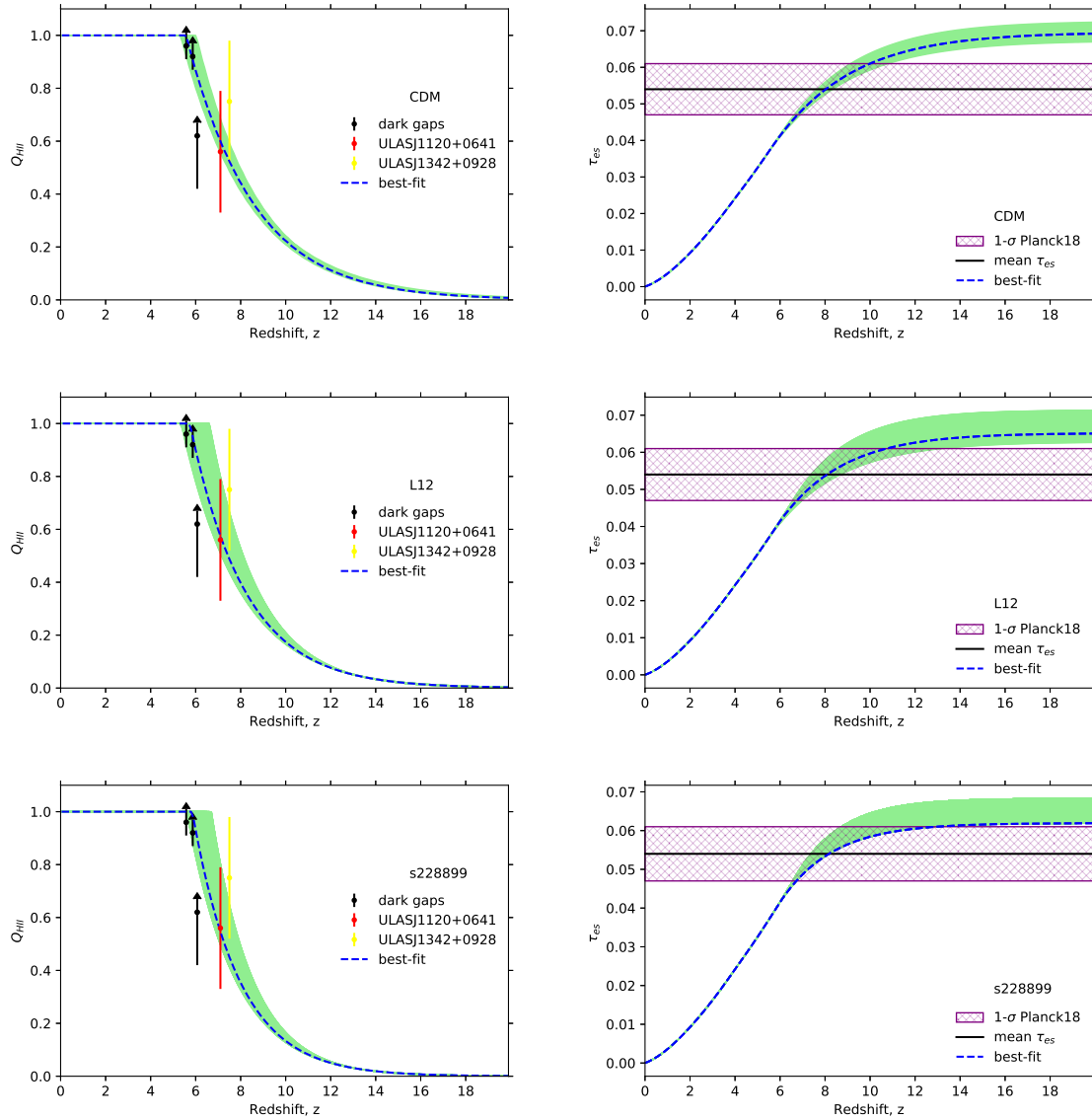


Рис. 2.2 Ліва колонка: Залежність Q_{II} від червоного зміщення z разом зі спостережними даними отриманими з аналізу dark pixels та damping wing absorption в спектрах квазарів. Направлені вгору стрілки на ‘вусах’ похибок означають, що лише обмеження знизу можуть бути отримані для dark pixels.

Права колонка: Залежність оптичної товщини τ_{es} разом з даними *Planck*. Блакитні штриховані лінії відповідають історіям реіонізації, що найкраще описують спостережні дані. Зелені області відповідають наборам історій реіонізації з $\Delta\chi^2_{tot} \leq 4.61$ для кожної з позначених моделей темної матерії.

Потім, використовуючи розширену версію “Золотої вибірки” [114] модельно-незалежних вимірювань частки іонізованого водню протягом епохи реіонізації, було показано, що як модель CDM, так і 7 кеВ стерильне нейтрино добре описують спостережні дані щодо епохи реіонізації. Необхідно зазначити, що у випадку стерильних нейтрино вибірка спостережних даних описується краще, ніж у моделі холодної ТМ. Однак отримана різниця між χ^2 статистикою для CDM темною матерією у вигляді стерильних нейтрино складає всього $\Delta\chi^2_{\text{tot}} < 2 - 3$. Таким чином, можна зробити висновок, що існуючі спостережні обмеження щодо реіонізації водню не дозволяють зробити статистично значущий вибір на користь холодної темної матерії чи 7 кеВ стерильних нейтрино. Також отримані результати були якісно підтверджені у роботах [117, 118] для моделей WDM у вигляді теплових реліктів.

Розділ 3 Моделі темної матерії ТА КОСМОЛОГІЧНИЙ 21 см СИГНАЛ ПОГЛИНАННЯ У СПЕКТРІ КМФ

3.1 21 см радіолінія водню

Основний рівень нейтрального атома водню розщеплюється два енергетичних підрівня надтонкої структури, що відповідають взаємодії магнітних моментів електрона і протона: триплетний (“спіни електрона і протона паралельні”) та синглетний (“спіни електрона і протона антипаралельні”). Перехід між цими двома станами супроводжується випромінюванням або поглинанням фотона з довжиною хвилі 21 см (або частотою 1420 МГц).

Відносна заселеність рівнів 0 та 1 визначається як:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(\frac{T_*}{T_s}\right), \quad (3.1)$$

де T_s — т.зв. спінова температура, $k_b T_* = E_{21} = E_{21} = 5.9 \times 10^{-6}$ еВ, що відповідає радіолінії 1420 МГц, $g_1/g_0 = 3$. Перехід між двома станами 1 та 2 є малоймовірним, однак велика кількість водню у Всесвіті робить випромінювання з довжиною хвилі 21 см спостережуваним і одним із основних шляхів дослідження у астрофізиці. У випадку рівноймовірних переходів $0 \rightarrow 1$ та $1 \rightarrow 0$ нейтральний водень не буде нічого випромінювати або поглинати.

Заселеність рівнів на великих червоних зміщеннях можуть змінити наступні процеси:

- Поглинання або вимушене випромінювання атомами водню внаслідок взаємодії з фотонами КМФ з довжиною хвилі близько 21 см, що

приводить до зв'язку між температурою КМФ T_γ та спіноюю температурою.

- Переходи між енергетичними рівнями атомів водню внаслідок зіткнень типу атом-атом, атом-електрон та атом-протон, що призводить до зв'язку між кінетичною температурою газу T_K та T_S .
- Розсіювання Лайман-альфа фотонів. Даний ефект полягає у тому, що атом, який знаходився на 1S рівні та деякому спіновому, може поглинути фотон і перейти на дозволений правилами відбору підрівень вищого енергетичного рівня 2P. Потім, випромінивши фотон з трохи іншою енергією, порівняно з початковою, атом може перейти в 1S стан, в якому спіновий стан може бути іншим (див., наприклад, Рис. 2 у [119]).

Фотони КМФ проходять через нейтральний водень і, якщо мають довжину хвилі 21 см, будуть поглинатися або випромінюватися через вище описаний перехід в надтонкій структурі. Тому можна ввести оптичну товщину τ .

У радіодіапазоні точним стає наближення Релея-Джинса $I_\nu = \frac{2\nu kT}{c^2}$. В такому випадку інтенсивність випромінювання краще характеризувати за допомогою температури.

Маємо, що температура випромінювання після проходження через нейтральний водень буде:

$$T_b = T_\gamma e^{-\tau} + T_S (1 - e^{-\tau}) . \quad (3.2)$$

Спостережене відхилення температури випромінювання з довжиною хвилі $21/(1+z)$ см від температури КМФ після взаємодії з речовиною (в даному випадку, нейтральним воднем) від температури реліктового фону $\Delta T_b = T_b - T_\gamma$ для малої оптичної товщини τ буде:

$$\delta T_b = \frac{(T_S - T_\gamma)(1 - e^{-\tau})}{1 + z} = \frac{T_S - T_\gamma}{1 + z} \tau . \quad (3.3)$$

Таким чином, для опису спостережного сигналу на фоні космічного мікрохвильового фону нам необхідно визначити спінову температуру водню та оптичну товщину.

Оптична товщина буде визначатися за умови постійної температури T_S та постійної густини водню як [119]:

$$\begin{aligned}\tau &= \int \frac{E_{01}}{3\pi} \phi(\nu) (n_0 B_{10} - n_1 B_{10}) ds \\ &= \int \frac{3A_{10}}{8\pi\nu^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{T_\star}{T_s}\right) \right] \phi(\nu) n_0(d) s, \end{aligned} \quad (3.4)$$

Переходи між енергетичними рівнями надтонкої структури за наявності зіткнень з атомами та Лайман-альфа випромінювання характеризується рівнянням, яке описує дворівневу систему [120]:

$$n_1(C_{10} + P_{10} + A_{10} + B_{10}I_\gamma) = n_0(C_{01} + P_{01} + B_{01}I_\gamma). \quad (3.5)$$

Тут A_{10} , B_{01} , B_{10} — коефіцієнти Ейнштейна, що характеризують спонтанне випромінювання, поглинання та індуковане випромінювання. Вони пов'язані між собою через співвідношення: $g_0 B_{01} = g_1 B_{10}$, $A_{10} = 4\pi\nu^3 B_{10} = 2.689 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$. C_{10} , C_{01} — коефіцієнти, що характеризують переходи між рівнями внаслідок зіткнень атому водню з іншими атомами, P_{10} , P_{01} — імовірності, що характеризують переходи внаслідок випромінювання та поглинання Лайман-альфа фотонів.

Введемо поняття колірної температури Лайман-альфа (враховуючи малість $T_\star$) [120]:

$$\frac{P_{01}}{P_{10}} = 3 \left(1 - \frac{T_\star}{T_\alpha} \right). \quad (3.6)$$

Іншим її визначенням є вигляд спектру випромінювання поблизу Лайман-альфа резонансу, що описується колірною температурою:

$$\frac{h}{k_B T_\alpha} = \frac{2}{\nu} - \frac{d \log I_\alpha}{d \nu}.$$

Кінетична температура газу пов'язана з коефіцієнтами C_{10} , C_{01} наступним чином [120]:

$$\frac{C_{01}}{C_{10}} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{T_\star}{T_K}\right) \simeq 3 \left(1 - \frac{T_\star}{T_K}\right) \quad (3.7)$$

Враховуючи малість енергії переходу, що відповідає 21 см лінії, а саме $T_\star \ll T_S, T_\alpha, T_K$, спінова температура пов'язана з температурою випромінювання та кінетичною температурою газу (див., наприклад, [119, 121]):

$$T_S^{-1} = \frac{T_\gamma^{-1} + x_c T_K^{-1} + x_\alpha T_\alpha^{-1}}{1 + x_c + x_\alpha}. \quad (3.8)$$

Тут $x_\alpha = \frac{P_{10} T_\star}{A_{10} T_K}$ — коефіцієнт, пропорційний інтенсивності Лайман-альфа випромінювання, $x_c = \frac{C_{10} T_\star}{A_{10} T_K}$ — коефіцієнт “накачування” через зіткнення.

Після всіх спрощень та враховуючи малість оптичної товщини, а також той факт, що іонізована частка водню на червоних зміщеннях $z > 10$ нехтовно мала, можна отримати [119]:

$$\delta T_b \simeq 2.7 \text{mK} \left(\frac{\Omega_b h}{0.03}\right) \left(\frac{\Omega_m}{0.3}\right)^{-1/2} \left(\frac{1+z}{10}\right)^{1/2} \left(\frac{T_S - T_\gamma}{T_S}\right) \quad (3.9)$$

3.2 21 см сигнал космологічного поглинання

Можна виділити декілька етапів еволюції спінової температури нейтрального водню (див., наприклад, [119, 120]):

- $200 \lesssim z \lesssim 1100$. $T_K = T_\gamma$ за рахунок комптонівського розсіяння фотонів КМФ на вільних електронах, що залишилися після рекомбінації. Через високу густину газу, частота зіткнень є високою, що веде до $T_S = T_K$. Таким чином 21 см глобальний (з усього неба) сигнал відсутній.

- $40 \lesssim z \lesssim 200$. Через те, що водень охолоджується адіабатично $T_K \sim (1+z)^{-2}$, а $T_\gamma \sim (1+z)^{-1}$, то $T_K < T_\gamma$. Зіткнення атомів між собою призводять до $T_S \simeq T_K < T_\gamma$, що призводить до появи “першого” 21 см сигналу поглинання згідно Рівн. 3.8 та 3.9.
- $z_\star \lesssim z \lesssim 40$. Через розширення Всесвіту, густина водню зменшується настільки, що зіткнення атомів стають дуже рідкісними. Це призводить до того, що $T_S = T_\gamma$ через розсіяння фотонів КМФ на нейтральних атомах водню. 21 см сигнал знову зникає.
- $z_h \lesssim z \lesssim z_\star$. Біля червоного зміщення $z_\star$ з’являються перші галактики, зорі в яких випромінюють Лайман-альфа фотони. Коефіцієнт x_α стає ненульовим. У епоху “Темних Віків” нейтральний водень є оптично непрозорим для Лайман-альфа випромінювання. Лайман-альфа випромінювання і газ знаходяться у стані локальної термодинамічної рівноваги, що призводить до $T_\alpha \simeq T_K < T_\gamma$ (ефект Ваутхейсена-Філда). Тоді спінова температура визначається як:

$$\frac{T_\gamma}{T_S} \simeq \frac{1 + x_{\text{tot}} \frac{T_K}{T_\gamma}}{1 + x_{\text{tot}}} . \quad (3.10)$$

Тут $x_{\text{tot}} = x_c + x_\alpha$. З’являється сильний сигнал поглинання.

Перші джерела рентгенівських променів, наприклад, пов’язані з акрецією на перші чорні діри, починають нагрівати водень.

- $z_r \lesssim z \lesssim z_h$. Внаслідок нагрівання газу його температура стає вищою ніж температура мікрохвильового фону $T_K > T_\gamma$. Це призводить до появи сигналу 21 см випромінювання. Флуктуації температури та іонізованої частка водню стають суттєвими.
- $z < z_r$. Біля z_r відбувається реіонізація водню. Основна частка водню іонізована. 21 см випромінювання генерують виключно невеликі області нейтрального водню.

У 2018 році колаборацією EDGES можливо був задетектований 21 см сигнал поглинання у ранньому Всесвіті на тлі мікрохвильового фону, який відповідав би поглинанню на $z \sim 16 - 19$ [122]. Детектування гло-

бального сигналу поглинання, заявлене колаборацією EDGES активізувало дискусії серед фізиків. Частота на якій спостерігалось поглинання (яку легко можна пов'язати з червоним зміщенням, на якому поглиналися фотони) добре узгоджуються із передбаченнями Λ CDM моделі (див., наприклад, [123]), амплітуда заявленого сигналу поглинання (~ 0.5 K) є щонайменше вдвічі більшою за найбільш екстремальні очікування [123]. Спостереження EDGES мотивували активні пошуки пояснень амплітуди та частоти сигналу. З'явилися численні роботи, що намагаються накласти нові обмеження на ефективність зореутворення у перших галактиках (див., наприклад, [124]), формування структур у різних моделях темної матерії, наприклад [5, 125–128] або такі нестандартні джерела рентгівського випромінювання, яке може нагрівати міжгалактичний газ, як чорні діри [129] або темна матерія, що розпадається чи анігілює [127, 130–135]. Було запропоновано численні механізми поза стандартним космологічним сценарієм для пояснення глибини абсорбційного сигналу, такі як взаємодія між темною матерією і газом, що призводить до охолодження газу [136, 137] та екстремальний радіо-фон в епоху “Темних Віків” [138–140],

3.3 21 см сигнал в моделях темної матерії

Для моделювання сигналу поглинання ми використали публічно доступний код *ARES* [141–144].

Еволюція кінетичної температури газу у Всесвіті у цьому коді моделюється як :

$$\frac{dT_K}{dt} + 2HT_K = \frac{2}{3k_B n_{\text{tot}}} (\Gamma_X + \Gamma_{\text{comp}} - C) \quad (3.11)$$

Тут Γ_X — швидкість нагрівання газу рентгівівським випромінюванням, Γ_{comp} — швидкість нагрівання газу через ефект Комптона, C — сума всіх процесів охолодження газу, зокрема через зіткнення [141].

Коефіцієнт зв'язку для Лайман-альфа випромінювання має вигляд:

$$x_\alpha = 1.18 \cdot 10^{11} \frac{J_\alpha S_\alpha}{1+z}. \quad (3.12)$$

Тут потік Лайман-альфа в одиницях $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Цей потік складається як із випромінювання зір, так і з фотонів, які були випромінені безпосередньо зорями, так і фотонів, які були випромінені збудженими атомами водню за рахунок т.зв. каскадного випромінювання. Останній механізм полягає в тому, що Лайман- n фотон спочатку збуджує атом до рівня nP , а потім він випромінює каскад фотонів і переходить на рівень $2P$, а потім випромінює Лайман-альфа фотон за рахунок переходу $2P \rightarrow 1S$.

В кодї ARES він моделюється як:

$$J_\alpha = \frac{(1+z)^2}{4\pi} \sum_{n=2}^{n_m} f_n \int_z^{z_{\max,n}} dz' \frac{c}{H(z')} \epsilon_\nu(z'). \quad (3.13)$$

Тут ϵ_α — спектральна густина випромінювання від перших зір в діапазоні енергій від Лайман-альфа до 13.6 еВ. Тут f_n має зміст імовірності, з якою Лайман- n фотон перетвориться на Лайман-альфа фотон [145]. Сума обрізається на $n_{\max} = 23$ як у [145]. Верхня межа інтегралу визначена як $1 + z_{\max,n} = (1+z) \frac{[1+(1+n)^{-2}]}{1+n^{-2}}$ з тих міркувань, що фотон, випромінений на $z_{\max,n}$ має стати Лайман- n на червоному зміщенні z (атом водню, збуджений Лайман- n фотоном, може з nP рівня перейти на $2P$ рівень, після, випромінити Лайман-альфа фотон і перейти основний стан). Для Всесвіту, в якому темна матерія описується CDM моделлю, зореутворення активно йде в гало. В кодї ARES спектр вважається плоским в діапазоні між частот між ν_α та ν_{LL} , можна

використати просте наближення:

$$\epsilon_\alpha = \frac{N_\alpha}{\nu_{LL} - \nu_\alpha} \dot{\rho}_\star. \quad (3.14)$$

Тут $N_\alpha = 9690$ повна кількість фотонів на баріон, що прийняв участь у зореутворенні, в діапазоні між частот між ν_α та ν_{LL} , m_b – маса протона, $\dot{\rho}_\star$ — темп зореутворення.

Важливим для моделювання 21 см сигналу є нагрівання газу за рахунок рентгенівського випромінювання. Згідно з [142] ми визначили Γ_X як:

$$\Gamma_X = c_X f_X \dot{\rho}_\star, \quad (3.15)$$

де нормувальний коефіцієнт $c_X = 3.4 \times 10^{40} \text{ ерг с}^{-1} (M_\odot \text{ рік}^{-1})^{-1}$, f_X параметризує відношення між темпом зореутворення та світністю в рентгенівському діапазоні. Для простоти ми використовували фідуціарне значення $f_X = 1$.

Темп зореутворення $\dot{\rho}_\star$ в супутньому об'ємі для червоного зміщення z було визначено наступним чином (див., наприклад, [119, 142]):

$$\dot{\rho}_\star(z) = f_\star \bar{\rho}_{b,0} \dot{f}_{\text{coll}}(z), \quad (3.16)$$

де $\dot{\cdot} \equiv \frac{d}{dt}$ — похідна по часу, $\bar{\rho}_{b,0}$ — усереднена густина баріонної матерії на теперішній час, $f_{\text{coll}}(z)$ — частка речовини в гравітаційно зв'язаних структурах (гало) та $f_\star$ — ефективність зореутворення (частка баріонної речовини, з якої утворюються зорі).

Частка $f_{\text{coll}}(z)$ визначається через функцію мас гало як:

$$f_{\text{coll}}(z) = \frac{1}{\rho_m} \int_{M_{\min}}^{\infty} dM \frac{dn}{d \ln M}, \quad (3.17)$$

з обрізанням для гало з масами нижчими за $m_{\min}$. В легших гало, як вже зазначалося в Розділі 2, зореутворення не буде ефективним. Визначення $m_{\min}$ в даному випадку аналогічно з Рівн. 2.7.

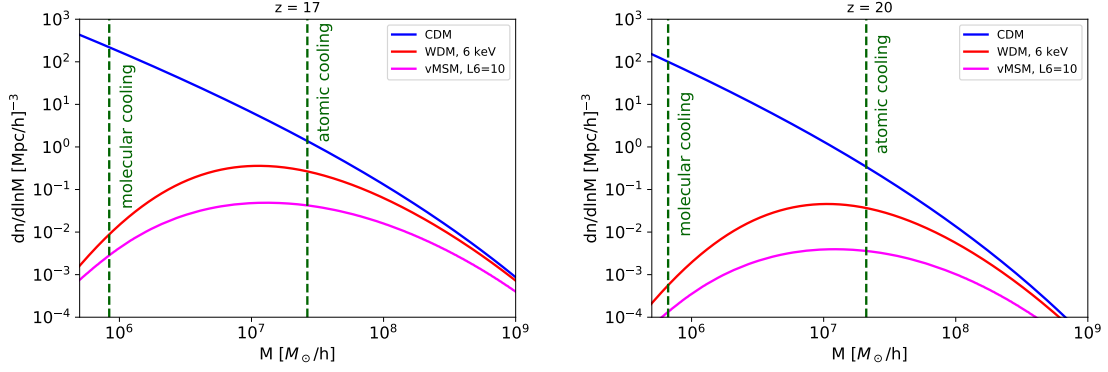


Рис. 3.1 Функція мас гало для червоного зміщення 17 (зліва) та 20 (зправа). Маса гало, що відповідають $T_{vir} = 10^3$ К (молекулярне охолодження) та $T_{vir} = 10^4$ К (атомарне охолодження) позначені зеленими штрихованими лініями.

Було використано стандартну параметризацію, в якій функція мас гало визначена як:

$$\frac{dn}{d\ln M} = f(x) \frac{\rho_m}{M} \frac{d\ln \sigma^{-1}}{d\ln M}, \quad (3.18)$$

де $x = \left(\frac{\delta_c^2(z)}{\sigma^2} \right)$, $\delta_c(z) = \frac{1.686}{D(z)}$, $D(z)$ — фактор росту збурень густини, $\sigma(M)$ — середньоквадратичне відхилення густини від середнього на масштабі мас M , визначене так само, як і в попередніх розділах.

Для всіх моделей темної матерії було використано наближення Шеса-Тормена [146]:

$$f(x) = A_{ST} \sqrt{\frac{2qx}{\pi}} (1 + (qx)^{-p}) e^{-qx/2}. \quad (3.19)$$

Для всіх моделей темної матерії ми використовували sharp- k фільтр для обрахунку $\sigma(M)$, як і в попередньому розділі.

З міркувань найкращої підгонки результатів N -частинкових моделювань для випадків холодної і теплої темної матерії, наведених на Рис.1 [126], було обрано наступні параметри апроксимації Шеса-Тормена: $A_{ST} = 0.322$, $q = 0.93$, та $p = 0.3$.

Приклади функцій мас гало для моделей холодної та теплої темної матерії наведені на Рис. 3.1.

Незважаючи на свою простоту, описане вище наближення використовує декілька астрофізичних параметрів, які або не визначаються прямо, або визначені дуже неточно. Галактики спостерігаються лише для червоних зміщень $z \lesssim 10$ [147], тому, ми можемо лише екстраполювати отримані результати щодо спостережень галактик на ті червоні зміщення, що нас цікавлять ($z \sim 17$). Ефективність зореутворення у гало галактик може бути оцінена із функцій світності галактик в ультрафіолетовому діапазоні (ultra-violet luminosity function, UV LF) (див, наприклад, [148, 149]). Залежність $f_*(M, z)$ від маси гало та червоного зміщення залежить від обраної моделі зореутворення. Значення f_* можуть змінюватися у дуже широких межах. Наприклад, для гало у CDM моделі f_* може досягати 0.3 на $z = 5 - 8$ для $10^{11} - 10^{12} M_\odot/h$ гало, збільшуючись із червоним зміщенням та навіть бути близьким до одиниці в епоху “Темних Віків” [150]. Крім того, спостережні оцінки ефективності утворення зірок залежать від припущень щодо космології, а f_* в галактиках низької маси може бути вищим у WDM порівняно з CDM (див., наприклад, [151–153]). Крім спостережень, f_* можна передбачити, використовуючи детальні чисельні моделювання Всесвіту для червоних зміщень $z \sim 6 - 15$ [151, 154–158]. Однак, в окремих модельованих галактиках існує розкид на три порядки серед значень f_* . Як показуються Рисунок 15 та 16 з [155], декілька галактик з $f_* \simeq 0.3$ генерують випромінювання в декілька разів більше, ніж масив галактик з $f_* \simeq 0.01$. Як наслідок, зараз неможливо отримати надійні обмеження на темп зореутворення $\dot{\rho}_*(z \sim 17)$.

Частка іонізуючих фотонів, що покидає галактики під час реіонізації та “Темних Віків” не визначається безпосередньо та досі не визначена точно (див., наприклад, розділ 7.1 в [159]). Однак варіювання f_{esc} у широкому діапазоні суттєво не змінює червоне зміщення 21 см сигналу поглинання. Частка фотонів, що покидають галактику, у діапазоні енергій 10,2 – 13,6 еВ, як правило, близька до одиниці (див. Розділ 3.5 of [144] та посилання у ньому).

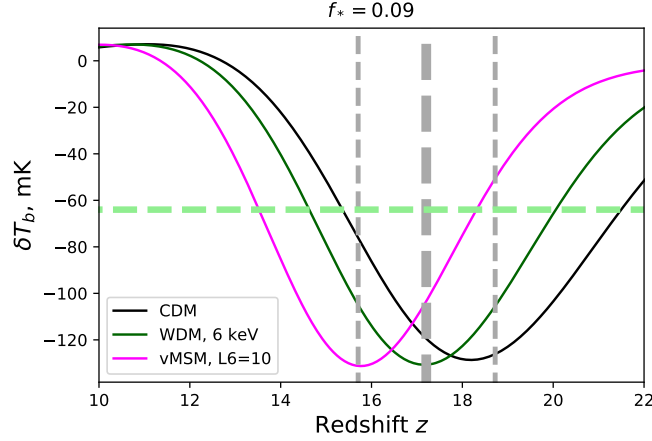


Рис. 3.2 δT_b як функція від червоного зміщення z для трьох моделей темної матерії: CDM, WDM у вигляді теплових реліктів з масою частинки $m_{\text{TH}} = 6$ keV та резонансно згенерованих стерильних нейтрино з масою 7 keV та лептонною асиметрією $L_6 = 10$. Ефективність зореутворення f_* прийнята рівною 0.09. Зелена горизонтальна лінія позначає положення половини глибини сигналу поглинання з метою показати ширину половини максимуму поглинання.

Результати моделювань сигналу поглинання для холодної та теплої темної матерії показані на Рис. 3.2. Для всіх моделей мінімальна віріальна температура гало галактик прийнята $T_{\text{vir}} = 10^4$ K, що відповідає атомарному охолодженню водню; див., наприклад, Рис. 12 та Рівн. (26) [78]. Для моделей темної матерії з більш легкими частинками, червоне зміщення сигналу поглинання, як нескладно побачити, буде зменшуватися. Завдяки більшій ефективності зореутворення, порівняно з роботами [125, 126], положення 21 см сигналу поглинання узгоджується з результатами EDGES (позначені сірими лініями).

Як показано на Рис. 3.2, положення сигналу також сильно залежить від f_* . З попереднього обговорення ми бачили, що ефективність зореутворення може варіюватися від $f_* \simeq 0.01$ до $f_* \simeq 0.3$ (див., наприклад, [155]). Ми бачимо, що для $f_* = 0.09$ як для стерильних нейтрино з масою 7-кеВ та теплових реліктів з $m_{\text{TH}} = 6$ keV положення мінімуму $\delta T_b(z)$ знаходиться поблизу $z = 17$, що добре узгоджується з результатами спостережень колаборації EDGES. Навпаки, якщо взяти $f_* = 0.03$ (як це було зроблено у [126]), CDM модель надзвичайно добре

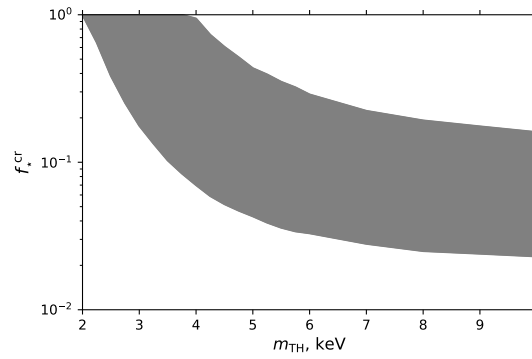


Рис. 3.3 Діапазон значень f_* для яких мінімум абсорбційного сигналу лежить в межах $15.8 \leq z \leq 18.7$, згідно з результатами EDGES. Мінімальна віріальна температура гало, в якому може відбуватися поглинання, прийнята $p \ T_{vir} = 10^4$ К, що відповідає атомному охолодженню водню

узгоджується з результатами EDGES, а у двох наших WDM моделях кількість Лайман-альфа фотонів стає недостатньою для отримання сигналу поглинання на червоному зміщенні, що нас цікавить.

На Рис. 3.3 ми зобразили область значень f_* в залежності від маси теплового релікта для яких мінімум абсорбційного сигналу лежить в межах $15.8 \leq z \leq 18.7$. Можна побачити, що починаючи з $m_{TH} \leq 4$ кеВ f_* має бути порядку 100%, як і для менших мас частинок. З огляду на кілька порядків величини невизначеності в f_* (як обговорювалося раніше), максимально надійне обмеження на масу теплового релікта може бути отримано лише, якщо покласти екстремальне значення $f_* = 1$ — екстремальний випадок практично всі баріони в гало підуть на формування зірок. Як можна побачити, теплові релікти з масами $m_{TH} \geq 2$ кеВ не можуть бути виключені надійно (див. Рис. 3.4).

Кількість маломасивних галактик також сильно залежить від того, як утворювалися в них зорі. Перші зорі могли також утворюватися в легких гало з невеликою віріальною температурою $\sim 10^3$ К [59, 160], в яких міг охолоджуватися молекулярний водень. Вплив таких зір на положення та форму 21 см глобального сигналу може бути суттєвим, особливо для моделі холодної ТМ, див. Рис.3.5.

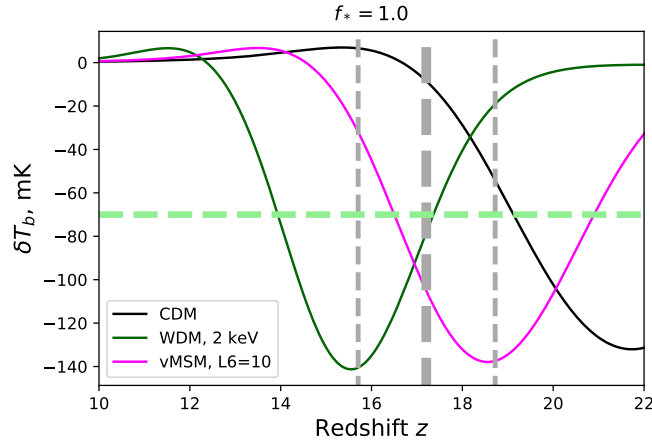


Рис. 3.4 Теж саме, що і Рис. 3.2, але для випадку $f_* = 1.0$. Навіть теплові релікти з масою $m_{\text{TH}} = 2$ кеВ не суперечать спостереженням в такому випадку.

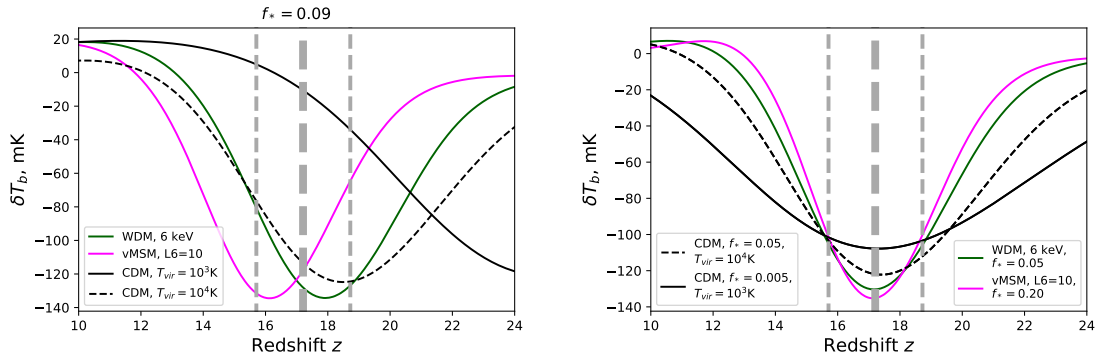


Рис. 3.5 *Ліва частина:* Теж саме, що і на Рис. 3.2, але для мінімальної віріальної температури галактик $T_{\text{vir}} = 10^3$ К, що відповідає молекулярному охолодженню; див., наприклад, [160] та Рис. 12 з [78]. Чорна штрихова лінія відповідає випадку холодної ТМ та $T_{\text{vir}} = 10^4$ К. *Права сторона:* f_* підібрана так, щоб червоне зміщення сигналу поглинання найкраще відповідало спостереженням EDGES.

Порівнюючи Рис. 3.2 та 3.5 ми бачимо, що зменшення T_{vir} з 10^4 К до 10^3 К не змінює суттєво профіль лінії поглинання для 6 кеВ WDM або стерильних нейтрино з лептонною асиметрією $L_6 = 10$. Однак, для моделі CDM, передбачення змінюються дуже суттєво як для положення, так і для вигляду сигналу поглинання, що пов'язано з більшою кількістю маломасивних гало, в якому могли утворюватися зорі III покоління.

3.4 Висновки

Було показано, що використовуючи положення 21 см сигналу космологічного поглинання, заявленого колаборацією EDGES, неможливо сильно обмежити параметри моделей темної матерії, наприклад, масу частинки теплої темної матерії, враховуючи великі невизначеності у зореутворенні на великих червоних зміщеннях. Максимально консервативне обмеження знизу на масу частинки теплої темної матерії складає ~ 2 кеВ за умови максимально можливої в принципі 100% ефективності зореутворення і близько 3 – 4 кеВ за умови $f_\star \simeq 0.1$. Отримані обмеження на частинку теплої темної матерії є порівняними із іншими, отриманими з аналізу малих структур, наприклад, Лайман-альфа лісу, див., наприклад, [161].

Також показано, що стерильні нейтрино з масою 7 кеВ, розпади яких можуть генерувати 3.5 кеВ лінію, не можуть бути виключені виходячи з даних EDGES про епоху 21 см сигналу космологічного поглинання.

Розділ 4 Розподіл густини ферміонної темної матерії в гало галактик

4.1 Проблема поведінки густини в центрі гало темної матерії

Розподіл густини гало галактик в CDM моделі часто описується т.зв. профілем Наварро-Френка-Уайта (Navarro–Frenk–White, NFW profile) [162, 163]:

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_s r_s}{r \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}. \quad (4.1)$$

Його параметри ρ_s та r_s пов'язані з масою гало M_{200} (маса всередині сфери з радіусом R_{200} , всередині якої густина в 200 разів більша за критичну густину ρ_{crit} Всесвіту) та параметром концентрації гало $c_{200} = R_{200}/r_s$.

Фазова густина гало в CDM моделі стає *нескінченною* поблизу центру; див, наприклад, [164]. У WDM це неможливо: її максимальна фазова густина f_{max} є скінченною в ранньому Всесвіті та не росте протягом формування структур. Зазвичай, розподіл густини в гало теплої темної матерії з максимальною фазовою густиною f_{max} був отриманий з аналітичного опису самогравітуючої ферміонної темної матерії (див., наприклад [165–170]) або за допомогою N -частинкового моделювання, в якому задавалися додаткові початкові швидкості частинок темної матерії [171–175].

Перший підхід вимагає нетривіальних припущень щодо мікрофізики частинок темної матерії. Також, отримані у ньому розв'язки часто мають проблему з *одночасним* описом як центральної частини гало темної матерії (де фазова густина частинок темної матерії близька до f_{max}) та зовнішній регіон (де $\ll f_{\text{max}}$). Гало ферміонної темної матерії можуть

бути добре описані за допомогою N -частинкових моделювань. Але такі моделювання дуже обчислювано складні. Водночас для отримання обмежень з даних спостережень необхідно генерувати велику кількість профілів густини темної матерії в гало.

Ми запропонували новий підхід для обрахунку розподілу густини гало темної матерії, що дозволяє обійти зазначені вище труднощі.

4.2 Алгоритм обрахунку розподілу густини ферміонної ТМ

4.2.1 Гало темної матерії з ізотропним розподілом швидкостей частинок ТМ

Згідно з т.зв. ‘сильною’ теоремою Джинса [176, 177], розподіл фазової густини $f(\vec{r}, \vec{v})$ рівноважної системи із частинок, що не стикаються, у просторі координат $\vec{r}$ та швидкостей $\vec{v}$ залежить виключно від т.зв. ізольованих інтегралів руху [178]. Ми вважаємо рівноважне гало темної матерії тим, що не обертається, ізотропним, сферично-симетричним та таким, в якому відсутні зіткнення.¹ Фазова густина $f(\vec{r}, \vec{v})$ частинок темної матерії m_{FD} у гало залежить *лише* від їх повної енергії $\mathcal{E}$, $E \equiv \frac{\mathcal{E}}{m_{\text{FD}}} = v^2/2 + \Phi(r)$ [177], де $\Phi(r)$ — гравітаційний потенціал в точці, де знаходиться частинка.

$$\Phi(r) = -4\pi G_N \int_r^\infty \frac{dx}{x^2} \int_0^x \rho(y) y^2 dy. \quad (4.2)$$

¹Для спостережуваних карликових сфероїдальних галактик ці припущення не обов’язково виконуються. Наприклад, стверджувалося, що галактики Sagittarius [179], Ursa Major II [180] та Boötes III [181] могли бути сильно змінені припливними силами, що ставить під питання припущення про рівноважність та симетрію. Виходячи з робіт [182–187], ми очікуємо лише невеликі відхилення від ізотропії швидкостей частинок ТМ у центральних регіонах гало ТМ карликових сфероїдальних галактик. Хоча у [188, 189] повідомлялося про відхилення від сферичної симетрії у гало ТМ карликових сфероїдальних галактик, незрозуміло, якою мірою їх результат може впливати на розподіл густини. Наприклад, згідно з [190], відсутність сферичної симетрії не змінює висновок [191] про присутність центральних серцевин (див., однак, [192]). Також у [193] було показано, що малі галактики мають тенденцію бути більш сферично-симетричними та їх розподіл ТМ є більш симетричним, ніж розподіл зірок. Нарешті, хоча обертання виявляються у кількох окремих об’єктах (див., наприклад, [194–196]), спектроскопічні спостереження [12, 197–199] показують відсутність обертання зі швидкістю, порівнянню зі спостережуваними дисперсіями швидкостей зір у СКГ.

У цьому випадку, розподіл фазовою густини пов'язаний зі звичайною густиною ρ за допомогою перетворення Еддінгтона [177, 200]:

$$f(E) = \frac{1}{\pi^2 \sqrt{8}} \frac{d}{dE} \int_E^0 \frac{d\rho}{d\Phi} \frac{d\Phi}{\sqrt{E - \Phi}}. \quad (4.3)$$

Ми стартуємо з профілю густини Наварро-Френка-Уайта згідно з Рівн. (4.1). Для такого профілю густини фазова густина $f_{\text{NFW}}(E)$ стає нескінченною при $E \rightarrow \Phi(0) \equiv -4\pi G_N \rho_s r_s^2$ [201]. Ця поведінка фазової густини протирічить очікуванням для WDM: згідно з теоремою Ліувілля, $f(E)$ не може перевищувати деякого максимального початкового максимального значення f_{max} у ранньому Всесвіті.

Особливим прикладом, що цікавить, є темна матерія з початковим розподілом Фермі-Дірака, що має масу частинок m_{FD} та g внутрішніх ступенів свободи. Для такої темної матерії максимальна початкова фазова густина буде [19]:

$$\begin{aligned} f_{\text{max}} &= \frac{g m_{\text{FD}}^4}{2(2\pi\hbar)^3} \\ &= 1.31 \times 10^4 \left(\frac{g}{2}\right) \left(\frac{m_{\text{FD}}}{400 \text{ eV}}\right)^4 M_{\odot}/(\text{кпк}^3 \text{ км/с}^3), \end{aligned} \quad (4.4)$$

(тут і далі ми вважатимемо $g = 2$). Для будь-якої іншої моделі частинок темної матерії з відомою f_{max} , можна перевиразити її у термінах m_{FD} використовуючи Рівн. (4.4).

Для врахування максимальної фазової густини, ми *обрізаємо* $f(E)$ таким чином, що вона не може перевищувати попередньо вибране максимальне значення f_{max} :

$$f_{\text{tNFW}}(E) = \begin{cases} f_{\text{NFW}}(E), & f_{\text{NFW}}(E) < f_{\text{max}}, \\ f_{\text{max}}, & f_{\text{NFW}}(E) \geq f_{\text{max}}. \end{cases} \quad (4.5)$$

Отриманий розподіл фазової густини $f_{\text{tNFW}}(E)$ потім конвертується у звичайну густину за допомогою [200]:

$$\rho_{\text{tNFW}}(r) = 4\pi \int_{\Phi(r)}^0 f_{\text{tNFW}}(E) \sqrt{2(E - \Phi(r))} dE. \quad (4.6)$$

Оскільки в Рівн. (4.6) потенціальна енергія $\Phi(r)$ залежить від густини речовини $\rho(r)$, ми розв'язуємо систему Рівнянь 4.10–4.6 ітеративно.

Ми використовуємо наступну ітеративну процедуру: ми розраховуємо чисельно $\Phi_{i-1}(r)$ та $f_{i-1}(E)$ з густини $\rho_{i-1}(r)$ обрахованої на попередньому кроці. Потім, ми обрізаємо $f_{i-1}(E)$ згідно Рівн. 4.10 та отримуємо наступний розподіл густини $\rho_i(r)$ з цього обрізаної функції розподілу фазової густини Рівн.(4.6). Ми виконуємо всі розрахунки на сітці в межах (r_0, r_{max}) . Ми обираємо $r_0 \ll r_s$ для регуляризації на першій ітерації. r_{max} визначено як $\rho_{\text{NFW}}(r_{\text{max}}) = \bar{\rho}_{\text{DM}}$ та $r_{\text{max}} \gg R_{200}$, тому ми використовуємо його як верхню межу інтегрування в Рівн. (4.2). Ми використовуємо величину $\max \left| \frac{\rho_i(r) - \rho_{i-1}(r)}{\rho_{i-1}(r)} \right|$ як критерій збіжності. Як було показано на Рис. 4.1, п'ять ітерацій достатньо для досягнення збіжності ($\max \left| \frac{\rho_5(r) - \rho_4(r)}{\rho_4(r)} \right| < 0.01$). Ми показали збіжність цієї ітеративної процедури за допомогою численних чисельних тестів та не доводили її строго. Отримані результати показували також дуже слабку залежність отриманих обрізаних профілів густини від параметрів сітки.

4.2.2 Порівняння результатів методу та N -частинкових моделювань

Щоб перевірити обґрунтованість запропонованого підходу, ми порівняли усічений розподіл густини темної матерії $\rho_{\text{tNFW}}(r)$ з результатами двох незалежних N -частинкових симуляцій [171, 172]. Обидва моделювання включають ефект максимальної густини фазового простору шляхом призначення ненульових початкових швидкостей частинкам темної матерії. У роботі [171] використовується розподіл Фермі-Дірака $f(v) = [\exp(v/v_0) + 1]^{-1}$, де v_0 — характеристичні швидкості темної ма-

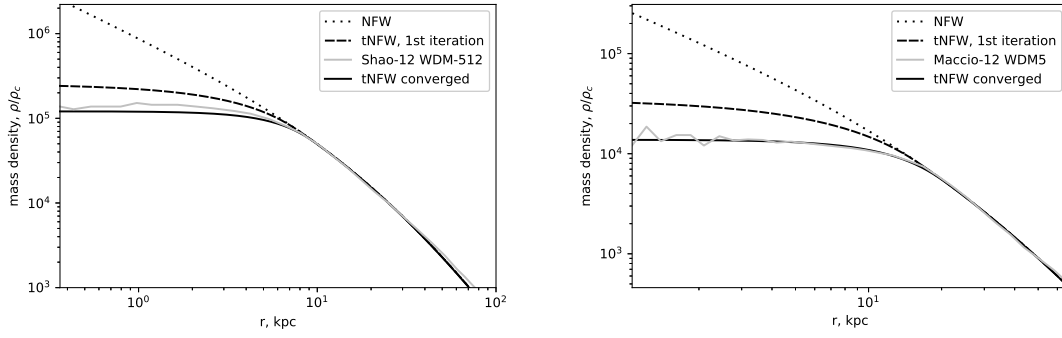


Рис. 4.1 Ліва частина: Порівняння профілю tNFW з N -частинковим моделюванням P-WDM₅₁₂ [171]. Права частина: порівняння розподілу густини від моделювання WDM-5 [172](див. текст).

терії [202], у той час як [172] апроксимує його за допомогою *гауссівсько-го* розподілу швидкостей.

На Рис. 4.1, ми порівнюємо tNFW розподіл густини з симуляціями P-WDM₅₁₂ з [171] та WDM-5 з [172], що відповідають масам частинки ферміонної ТМ $m_{\text{FD}} = 30$ eV and 23 eV. Останнє число відрізняється від величини, вказаної у Таблиці 1 з [172]. Для того, щоб отримати його, ми врахували, що у [172] використовувалися гауссівський розподіл швидкостей з дисперсією $\sigma = 3.571v_0$ [202], тому відповідна максимальна фазова густина може бути обрахована зі звичайної густини ТМ ρ_{DM} :

$$f_{\text{max}} = \frac{\rho_{\text{DM}}}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}}.$$

Для симуляцій WDM-5 з [172] $f_{\text{max}} = 0.151 M_{\odot}/\text{kpc}^3(\text{km/s})^3$, що відповідає $m_{\text{FD}} = 23$ eV згідно до Рівн. (4.4). Ми отримали НФВ параметри з Рис. 2 [171] та Рис. 2 [172]. Рис. 4.1 показує, що tNFW профіль відповідає відповідним розподілам теплої ТМ з точністю $\lesssim 30\%$. Також ми не спостерігаємо жодних систематичних розбіжностей між профілем tNFW та іншими профілями теплої ТМ, отриманих за допомогою N -частинкових симуляцій [171, 172, 174].

dSph	m_{FD}, eB	$r_c, \text{кпк}$
‘classical’	100	3.82
	200	0.86
	300	0.41
	400	0.26
‘ultra-faint’	100	5.57
	200	1.08
	300	0.46
	400	0.27

Табл. 4.1 Радіуси серцевин гало для розподілу густини tNFW “класичних” та “ультра-тьмянних” карликових сфероїдальних галактик з $m_{\text{FD}} = 100, 200, 300$ and 400 eB .

4.2.3 Характерні розміри серцевин гало ферміонної ТМ

Важливою властивістю розподілу $\rho_{\text{tNFW}}(r)$ є згладження на малих радіусах профілю густини. Це згладжування зазвичай характеризується радіусом т.зв. “серцевини” гало темної матерії. Існують різні визначення такого радіусу; див., наприклад, [172, 203]. В цій роботі, ми визначаємо радіус серцевини r_c для даного розподілу густини темної матерії $\rho_{\text{DM}}(r)$ наступним чином:

$$\rho_{\text{tNFW}}(r_c) = \frac{\rho_{\text{tNFW}}(0)}{4}. \quad (4.7)$$

Це визначення збігається з характерним радіусом широко використовуваного розподілу густини Буркерта [204], як і з радіусом серцевини, визначеним у [167, 205]. Найбільший ефект від обмеженої фазової густини на розміри серцевини очікується у карликових сфероїдальних галактиках.

Ми аналізували умовно два типи гало карликових сфероїдальних галактик: “класичні” СКГ, для яких ми поклали параметри профілю НФВ $M_{200} = 4 \times 10^8 M_{\odot}$ та $c_{200} = 30$, та “ультра-тьмянні” КСГ з $M_{200} = 1 \times 10^8 M_{\odot}$ та $c_{200} = 40$. Ми згенерували tNFW профілі густини з $m_{\text{FD}} = 100, 200, 300$ and 400 keV для цих двох типів гало. Отримані радіуси серцевин r_c приведені на Табл. 4.1.

Необхідно зазначити, що у [206] отримано, що карликова галактика Fornax має серцевину розміром $r_c = 1_{-0.4}^{+0.8} \text{кпк}$. Для того, щоб карликові

сфероїдальні галактики в мали гало з серцевинами такого розміру виключно через можливу ферміонну природу частинок темної матерії, необхідні дуже легкі частинки з $m_{\text{FD}} < 300$ еВ, згідно з Табл. 4.1. Така темна матерія суперечить великій кількості обмежень на масу частинки темної матерії, отриманим з аналізу розповсюдженості спостережних гравітаційно зв'язаних структур у Всесвіті; див, наприклад, роботи [110, 117, 118, 207–213]. Однак, через невеликий гравітаційний потенціал, карликові галактики дуже чутливі до процесів баріонного “фідбеку”; див., наприклад, [214–220]. Такі процеси можуть призводити до утворення гало з “серцевинами” розмірами ~ 1 кпк.

4.2.4 Вплив анізотропії швидкостей частинок в гало ферміонної темної матерії на розподіл густини

Анізотропія швидкостей (частинок темної матерії, зірок, газу, etc.) у галактиці зазвичай описується параметром:

$$\beta(r) = 1 - \frac{\sigma_t^2(r)}{\sigma_r^2(r)}, \quad (4.8)$$

де σ_t та σ_r тангенційні та радіальні дисперсії швидкостей. Розподіл густини у попередньому розділі був отриманий за умови, що для темної матерії $\beta = 0$ ($\sigma_r = \sigma_t$) — ми вважали гало темної матерії сферично-симетричним та з ізотропним розподілом швидкостей. Для перевірки впливу можливої анізотропії швидкостей частинок темної матерії ми використали т.зв. анзац Осіпкова-Мерріта [221, 222]. Ця модель базується на припущенні, що функція розподілу у фазовому просторі залежить від ізольованих інтегралів руху $Q = E + \frac{L^2}{2r_a^2}$, де E — енергія, L — кутовий момент, r_a — характерний радіус (параметр, що описує анізотропію гало). Параметр анізотропії в цій моделі тоді:

$$\beta = 1 - \frac{\sigma_t^2}{\sigma_r^2} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{r^2}{r_a^2}}. \quad (4.9)$$

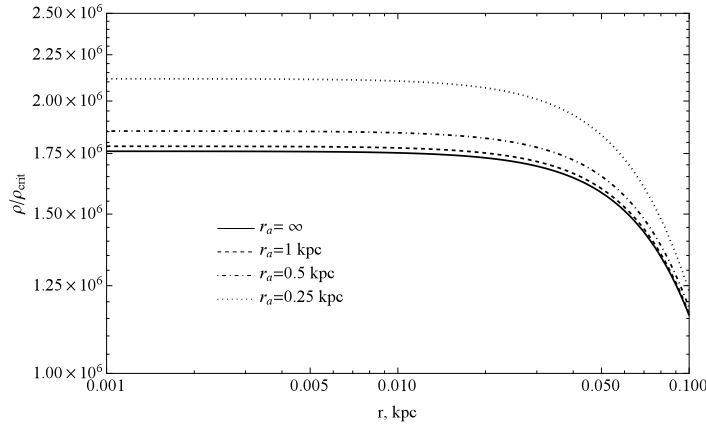


Рис. 4.2 Приклад впливу можливої анізотропії швидкостей частинок ТМ у моделі Осіпкова-Мерріта на розподіл густини в гало.

Для $r \ll r_a$ розподіл швидкостей є практично ізотропним. Випадок $r_a \rightarrow \infty$ відповідає ізотропному розподілу швидкостей.

Перепозначаючи $\rho_Q(r) = \left(1 + \frac{r^2}{r_a^2}\right) \rho(r)$, перетворення Еддінгтона модифікується:

$$f(Q) = \frac{1}{\pi^2 \sqrt{8}} \frac{d}{dQ} \int_Q^0 \frac{d\rho_Q}{d\Phi} \frac{d\Phi}{\sqrt{Q - \Phi}}. \quad (4.10)$$

Розподіл фазової густини $f(Q)$ усікається так, що не перевищувати f_{max} :

Для усіченого розподілу у фазовому просторі густина відтворюється як:

$$\rho_{tNFW}(r) = \frac{4\pi}{\left(1 + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} \int_{\Phi(r)}^0 f_{tNFW}(Q) \sqrt{2(Q - \Phi(r))} dQ. \quad (4.11)$$

Природнім припущенням про r_a є те, що найменший характерний радіус анізотропії має бути зіставним з r_c для гало з ізотропним розподілом швидкостей. Це припущення базується на тому факті, що центральна частина гало скоріш за все є ізотропною [19]. Ми використовували $m_{FD} = 500$ еВ, тому було обрано мінімальний $r_a = 0.25$ кпк. Було отримано, що вплив анізотропії швидкостей нехтовно малий для всіх r_a . Наприклад, густина в центрі гало збільшувалася максимум на 20 %

за наявності анізотропії швидкостей. Для $r_a \geq 1$ кпк різниця між ізотропним та анізотропним профілями є незначною.

4.3 Висновки

Було запропоновано новий простий підхід до обрахунку профілю густини гало з урахуванням максимальної можливої фазової густини $f_{\max}$ функції розподілу темної матерії. На відміну від інших моделей, ми базуємося на добре відомому профілі густини Наварро-Френка-Уайта, який добре узгоджується як з N -частинковим моделюваннями, так і із спостереженими даними щодо кінематики галактик на великих радіусах. Потім, використовуючи ітеративну процедуру, що базується на усіченні фазової густини максимальним значенням $f_{\max}$ та використанні перетворення Еддінгтона. Отриманий ‘усічений НФВ’ (truncated Navarro-Frenk White, tNFW) профіль густини має згладжену поведінку на малих відстанях від центру, утворюючи т.зв. “серцевину” або core. Незважаючи на простоту алгоритму, tNFW профіль добре узгоджується з N -частинковими чисельними моделюваннями з високою роздільною здатністю [171, 172].

Для оцінки впливу можливої анізотропії швидкостей частинок ТМ на розподіл густини гало ферміонної ТМ нами було використано модель Осіпкова-Мерріта, що базується на припущенні, що функція розподілу залежить від $Q = E + \frac{L^2}{2r_a^2}$ замість енергії E . В такому випадку анізотропія $\beta = \frac{r^2}{r^2 + r_a^2}$. Для оцінки впливу анізотропії було використано природне припущення про те, що характерний радіус анізотропії r_a має бути зіставним з радіусом серцевини r_c для гало з ізотропним розподілом за швидкостями. Було отримано, що зменшення характерного радіусу анізотропії (простими словами, збільшення анізотропії швидкостей на великих радіусах) призводить збільшення густини в центрі гало, хоча для $r_a > r_c$ такий вплив не є значним (густина в центрі гало збільшується максимум на 25-30%).

ВИСНОВКИ

Природа темної матерії є однією із найбільших загадок сучасної фізики. Стандартна космологічна модель Λ CDM включає в себе холодну темну матерію, частинки якої початково були нерелятивістськими. Передбачення такої моделі дуже добре узгоджуються із спостережними даними про великомасштабну структуру Всесвіту, однак на масштабах галактик та груп галактик результати моделювань у моделі холодної ТМ можуть суттєво відрізнятися від спостережної картини. Однією із найбільш мотивованих альтернативних моделей темної матерії є т.зв. тепла темна матерія, з масою частинки декілька кілоелектронвольт. Наприклад, одним із можливих кандидатів на роль теплої темної матерії є гіпотетичні стерильні нейтрино з масою 7 кеВ, проявом розпадів яких може бути 3.5 кеВ лінія випромінювання, задетектована в спектрах темною матерією об'єктів, в яких домінує темна матерія.

Частинки теплої ТМ мають релятивістські початкові швидкості і досить великі довжини фрі-стрімінгу. Тому, у моделі теплої темної матерії буде утворюватися значно менше маломасивних галактик, порівняно із моделлю холодної ТМ. Це дозволяє узгодити теоретичні передбачення та спостережні дані щодо маломасштабних структур між собою. Одним із відбитків процесу формування структур є процес реіонізації раннього Всесвіту – іонізації міжгалактичного газу. Через те, що при “заміні” сценарію холодної темної матерії на теплу найбільш розповсюджених малих галактик стає менше, природно очікувати відмінність “історії” реіонізації в моделях холодної і теплої ТМ. Це робить спостережні дані щодо епохи реіонізації та “Темних віків” потенційно цікавими для пошуку нових обмежень на параметри частинок темної матерії.

Було показано, що у моделі ТМ у вигляді стерильних нейтрино з масою 7 кеВ та початковим спектром частинок, сумісним зі спостережним

значенням потоку 3.5 кеВ лінії, реіонізація має йти швидше у порівнянні з моделлю холодної ТМ. Це призводить в свою чергу до зменшення стовпчикової густини вільних електронів і меншої оптичної товщини розсіяння фотонів КМФ на них, порівняно із холодною ТМ. Також було отримано, що набір модельно-незалежних спостережних даних в епоху реіонізації описується у моделлю стерильних нейтрино з масою 7 кеВ краще (різниця статистик $\Delta\chi^2 \sim 2 - 3$), ніж в моделі холодної темної матерії. Однак, отримана статистична значимість не є достатньою для того, щоб надати суттєву перевагу моделі стерильних нейтрино з масою 7 кеВ перед моделлю холодної ТМ.

Одним із найбільш перспективних напрямків вивчення Всесвіту під час епохи формування перших галактик є дослідження випромінювання або поглинання, спричиненого переходом між підрівнями надтонкої структури найнижчого рівня енергетичного рівня атома водню, що відповідає радіолінії з довжиною хвилі 21 см. Таке поглинання було спричинено зміною заселеності рівнів надтоної структури. Це є результатом зв'язку між спіновою і кінетичною температурами водню в епоху “Темних віків” через поглинання і перевипромінювання Лайман-альфа фотонів, згенерованих першими галактиками. У 2018 році колаборація EDGES заявила детектування глобального (усередненого по всьому небу) сигналу поглинання у спектрі космічного мікрохвильового фону, спричиненого 21 см переходом. Було показано, що використовуючи лише положення (по частоті) сигналу поглинання, заявленого EDGES, маси частинок $m_{TH} \geq 2$ кеВ у вигляді теплових реліктів не можуть бути виключені через великі наявні невизначеності у ефективності зореутворення у перших галактиках. Це робить чутливість обмежень на темну матерію, отриману з аналізу сигналу EDGES, аналогічною попереднім спостережним підходам, наприклад, аналізу Лайман-альфа лісу.

У майбутньому такі експерименти, як SKA [223, 224] можуть надати детальну інформацію про просторовий розподіл випромінювання чи поглинання на довжині хвилі 21 см. Це дозволить говорити про тривимірну

томографію Всесвіту під час епохи реіонізації, що дасть великий масив даних про властивості перших галактик. Іншим перспективним шляхом є дослідження впливу реіонізації на космічного мікрохвильового фону, зокрема ефекту Сюняєва-Зельдовича. Всі ці дані разом напіваналітичними методами, перевіреними на детальних гідродинамічних симуляціях, можуть стати потужним методом для обмеження параметрів темної матерії за спостережними даними епохи реіонізації.

Іншою задачею, яка досліджувалася під час дисертаційного дослідження, була побудова профілю густини самогравітуючого гало темної матерії, з обмеженою фазовою густиною в центрі гало та реалістичною асимптотикою на великих відстанях від центра. Такий профіль може бути використано для пошуку обмежень на параметри теплої темної матерії, яка зазвичай складається із частинок-ферміонів. Було запропоновано модифікацію профіля Наварро-Френка-Уайта, яка враховує той факт, що фазова густина темної матерії є обмеженою. Така модифікація виключно параметризується параметрами профілю НФВ та масою частинки ферміонної ТМ для випадку функції розподілу Фермі-Дірака. Було перевірено, що передбачення запропонованого нами профілю добре узгоджується з результатами N -частинкових моделювань інших авторів. Також ми показали, що для того, щоб серцевини в гало карликових галактик мали розмір порядку ~ 100 пк, необхідні частинки масою порядку сотень еВ, що значно менше за обмеження знизу. За рамками даного дисертаційного дослідження, запропонований нами метод обчислення профілю густини ферміонної темної матерії було використано у роботі [225] (яка не увійшла до дисертаційного дослідження) для отримання нового обмеження на масу частинки теплої темної матерії з комбінованого аналізу кінематики карликових сферичних галактик. В ній було показано, що моделі темної матерії з частинок, масою меншою за 190 еВ мають бути відкинуті з довірчим рівнем не меншим за 2σ , що є суттєвим покращенням обмеження знизу на масу. Майбутні дані великих телескопів щодо кінематики надслабких карликових сфероїдальних галактик, які характе-

ризуються найбільшою густиною темної матерії, можуть дозволити значно покращити обмеження знизу на масу частинки ферміонної темної матерії.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] A. Rudakovskiy and D. Iakubovskiy, «Influence of 7 keV sterile neutrino dark matter on the process of reionization», JCAP **1606**, 017 (2016) DOI: 10.1088/1475-7516/2016/06/017, arXiv: 1604.01341 [astro-ph.CO].
- [2] A. Rudakovskiy, «Cores in Dark Matter Haloes with Anisotropic Osipkov-Merritt Distribution and Maximal Phase-Space Density», Odessa Astronomical Publications **30**, 41 (2017) DOI: 10.18524/1810-4215.2017.30.114259.
- [3] A. V. Rudakovskiy and D. O. Savchenko, «New Model of Density Distribution for Fermionic Dark Matter Halos», Ukr. J. Phys. **63**, [Ukr. Phys. J.63,769(2018)], 769 (2018) DOI: 10.15407/ujpe63.9.769, arXiv: 1908.11196 [astro-ph.GA].
- [4] A. Rudakovskiy and D. Iakubovskiy, «Dark matter model favoured by reionization data: 7 keV sterile neutrino versus cold dark matter», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 4080–4084 (2019) DOI: 10.1093/mnras/sty3057, arXiv: 1811.02799 [astro-ph.CO].
- [5] A. Boyarsky, D. Iakubovskiy, O. Ruchayskiy, A. Rudakovskiy, and W. Valkenburg, «21-cm observations and warm dark matter models», Phys. Rev. D **100**, 123005 (2019) DOI: 10.1103/PhysRevD.100.123005, arXiv: 1904.03097 [astro-ph.CO].
- [6] F. Zwicky, «Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln», Helvetica Physica Acta **6**, 110–127 (1933).
- [7] V. C. Rubin, N. Thonnard, and J. Ford W. K., «Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. I. The angle between the rotation axis of the nucleus and the outer disk of NGC 3672.», APJL **217**, L1–L4 (1977) DOI: 10.1086/182526.

- [8] V. C. Rubin, J. Ford W. K., and N. Thonnard, «Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa -> Sc.», *APJL* **225**, L107–L111 (1978) DOI: 10.1086/182804.
- [9] M. Milgrom, «The MOND paradigm», arXiv e-prints, arXiv:0801.3133, arXiv:0801.3133 (2008), arXiv: 0801 . 3133 [astro-ph].
- [10] J. Einasto, «Dark Matter», arXiv e-prints, arXiv:0901.0632, arXiv:0901.0632 (2009), arXiv: 0901.0632 [astro-ph.CO].
- [11] V. Sahni, «Dark Matter and Dark Energy», in *The Physics of the Early Universe*, Vol. 653, edited by E. Papantonopoulos (2005), p. 141, DOI: 10.1007/978-3-540-31535-3_5.
- [12] M. G. Walker, M. Mateo, E. W. Olszewski, R. Bernstein, X. Wang, and M. Woodroffe, «Internal Kinematics of the Fornax Dwarf Spheroidal Galaxy», *AJ* **131**, 2114–2139 (2006) DOI: 10.1086/500193, eprint: astro-ph/0511465.
- [13] M. G. Walker, M. Mateo, E. W. Olszewski, J. Peñarrubia, N. Wyn Evans, and G. Gilmore, «A Universal Mass Profile for Dwarf Spheroidal Galaxies?», *APJ* **704**, 1274–1287 (2009) DOI: 10.1088/0004-637X/704/2/1274, arXiv: 0906.0341 [astro-ph.CO].
- [14] J. Silk et al., *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches*, edited by G. Bertone (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2010), ISBN: 978-1-107-65392-4, DOI: 10.1017/CBO9780511770739.
- [15] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, and D. Zaritsky, «A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter», *APJL* **648**, L109–L113 (2006) DOI: 10.1086/508162, arXiv: astro-ph/0608407 [astro-ph].

- [16] Planck Collaboration, «Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters», ArXiv e-prints, arXiv:1807.06209 (2018), arXiv: 1807.06209 [astro-ph.CO].
- [17] M. Aker et al., **KATRIN** Collaboration, «Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN», *Phys. Rev. Lett.* **123**, 221802 (2019) DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.221802, arXiv: 1909.06048 [hep-ex].
- [18] S. Tremaine and J. E. Gunn, «Dynamical role of light neutral leptons in cosmology», *Phys. Rev. Lett.* **42**, 407–410 (1979) DOI: 10.1103/PhysRevLett.42.407.
- [19] A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, and D. Iakubovskyi, «A lower bound on the mass of dark matter particles», *JCAP* **3**, 005, 005 (2009) DOI: 10.1088/1475-7516/2009/03/005, arXiv: 0808.3902 [hep-ph].
- [20] H. Baer, K.-Y. Choi, J. E. Kim, and L. Roszkowski, «Dark matter production in the early Universe: Beyond the thermal WIMP paradigm», *Physics Reports* **555**, 1–60 (2015) DOI: 10.1016/j.physrep.2014.10.002, arXiv: 1407.0017 [hep-ph].
- [21] D. H. Weinberg, J. S. Bullock, F. Governato, R. Kuzio de Naray, and A. H. G. Peter, «Cold dark matter: Controversies on small scales», *Proceedings of the National Academy of Science* **112**, 12249–12255 (2015) DOI: 10.1073/pnas.1308716112, arXiv: 1306.0913 [astro-ph.CO].
- [22] J. S. Bullock and M. Boylan-Kolchin, «Small-Scale Challenges to the Λ CDM Paradigm», *ARA&A* **55**, 343–387 (2017) DOI: 10.1146/annurev-astro-091916-055313, arXiv: 1707.04256.
- [23] N. Yoshida, V. Springel, S. D. M. White, and G. Tormen, «Weakly Self-interacting Dark Matter and the Structure of Dark Halos», *APJL* **544**, L87–L90 (2000) DOI: 10.1086/317306, arXiv: astro-ph/0006134 [astro-ph].

- [24] S. Tulin and H.-B. Yu, «Dark matter self-interactions and small scale structure», *Physics Reports* **730**, 1–57 (2018) DOI: 10.1016/j.physrep.2017.11.004, arXiv: 1705.02358 [hep-ph].
- [25] W. Hu, R. Barkana, and A. Gruzinov, «Fuzzy Cold Dark Matter: The Wave Properties of Ultralight Particles», *Rhys. Rev. Lett.* **85**, 1158–1161 (2000) DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.1158, arXiv: astro-ph/0003365 [astro-ph].
- [26] L. Hui, J. P. Ostriker, S. Tremaine, and E. Witten, «Ultralight scalars as cosmological dark matter», *Phys. Rev. D* **95**, 043541, 043541 (2017) DOI: 10.1103/PhysRevD.95.043541, arXiv: 1610.08297 [astro-ph.CO].
- [27] A. Boyarsky, M. Drewes, T. Lasserre, S. Mertens, and O. Ruchayskiy, «Sterile neutrino Dark Matter», *Progress in Particle and Nuclear Physics* **104**, 1–45 (2019) DOI: 10.1016/j.pnpnp.2018.07.004, arXiv: 1807.07938 [hep-ph].
- [28] M. Viel, J. Lesgourgues, M. G. Haehnelt, S. Matarrese, and A. Riotto, «Constraining warm dark matter candidates including sterile neutrinos and light gravitinos with WMAP and the Lyman- α forest», *Phys. Rev. D* **71**, 063534, 063534 (2005) DOI: 10.1103/PhysRevD.71.063534, arXiv: astro-ph/0501562 [astro-ph].
- [29] T. Asaka, S. Blanchet, and M. Shaposhnikov, «The ν MSM, dark matter and neutrino masses [rapid communication]», *Physics Letters B* **631**, 151–156 (2005) DOI: 10.1016/j.physletb.2005.09.070, eprint: hep-ph/0503065.
- [30] T. Asaka and M. Shaposhnikov, «The @nMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe [rapid communication]», *Physics Letters B* **620**, 17–26 (2005) DOI: 10.1016/j.physletb.2005.06.020, eprint: hep-ph/0505013.

- [31] A. D. Dolgov and S. H. Hansen, «Massive sterile neutrinos as warm dark matter», *Astroparticle Physics* **16**, 339–344 (2002) DOI: 10.1016/S0927-6505(01)00115-3, eprint: hep-ph/0009083.
- [32] E. Bulbul, M. Markevitch, A. Foster, R. K. Smith, M. Loewenstein, and S. W. Randall, «Detection of an Unidentified Emission Line in the Stacked X-Ray Spectrum of Galaxy Clusters», *APJ* **789**, 13, 13 (2014) DOI: 10.1088/0004-637X/789/1/13, arXiv: 1402.2301.
- [33] A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, D. Iakubovskiy, and J. Franse, «Unidentified Line in X-Ray Spectra of the Andromeda Galaxy and Perseus Galaxy Cluster», *Phys. Rev. Lett.* **113**, 251301, 251301 (2014) DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.251301, arXiv: 1402.4119.
- [34] A. Boyarsky, J. Franse, D. Iakubovskiy, and O. Ruchayskiy, «Checking the Dark Matter Origin of a 3.53 keV Line with the Milky Way Center», *Phys. Rev. Lett.* **115**, 161301, 161301 (2015) DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.161301, arXiv: 1408.2503.
- [35] D. Iakubovskiy, E. Bulbul, A. R. Foster, D. Savchenko, and V. Sadova, «Testing the origin of ~ 3.55 keV line in individual galaxy clusters observed with XMM-Newton», *ArXiv e-prints* (2015), arXiv: 1508.05186 [astro-ph.HE].
- [36] A. Boyarsky, D. Iakubovskiy, O. Ruchayskiy, and D. Savchenko, «Surface brightness profile of the 3.5 keV line in the Milky Way halo», (2018), arXiv: 1812.10488 [astro-ph.HE].
- [37] J. E. Gunn and B. A. Peterson, «On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space.», *APJ* **142**, 1633–1641 (1965) DOI: 10.1086/148444.
- [38] Z. Haiman and L. Knox, «Reionization of the Intergalactic Medium and its Effect on the CMB», in *Microwave Foregrounds*, Vol. 181, edited by A. de Oliveira-Costa and M. Tegmark, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (Jan. 1999), p. 227, arXiv: astro-ph/9902311 [astro-ph].

- [39] S. Zaroubi, «The Epoch of Reionization», in *The First Galaxies*, Vol. 396, edited by T. Wiklind, B. Mobasher, and V. Bromm (2013), p. 45, DOI: 10.1007/978-3-642-32362-1_2.
- [40] N. Kashikawa, Y. Ishizaki, C. J. Willott, M. Onoue, M. Im, H. Furusawa, J. Toshikawa, S. Ishikawa, Y. Niino, K. Shimasaku, M. Ouchi, and P. Hibon, «The Subaru High- z Quasar Survey: Discovery of Faint $z \sim 6$ Quasars», *APJ* **798**, 28, 28 (2015) DOI: 10.1088/0004-637X/798/1/28, arXiv: 1410.7401.
- [41] F. Ricci, S. Marchesi, F. Shankar, F. La Franca, and F. Civano, «Constraining the UV emissivity of AGN throughout cosmic time via X-ray surveys», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 1915–1925 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stw2909, arXiv: 1610.01638.
- [42] M. Onoue, N. Kashikawa, C. J. Willott, P. Hibon, M. Im, H. Furusawa, Y. Harikane, M. Imanishi, S. Ishikawa, S. Kikuta, Y. Matsuoka, T. Nagao, Y. Niino, Y. Ono, M. Ouchi, M. Tanaka, J.-J. Tang, J. Toshikawa, and H. Uchiyama, «Minor Contribution of Quasars to Ionizing Photon Budget at $z \sim 6$: Update on Quasar Luminosity Function at the Faint End with Subaru /Suprime-Cam», *APJ* **847**, L15, L15 (2017) DOI: 10.3847/2041-8213/aa8cc6, arXiv: 1709.04413 [astro-ph.GA].
- [43] S. Parsa, J. S. Dunlop, and R. J. McLure, «No evidence for a significant AGN contribution to cosmic hydrogen reionization», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 2904–2923 (2018) DOI: 10.1093/mnras/stx2887, arXiv: 1704.07750.
- [44] Y. Qin, S. J. Mutch, G. B. Poole, C. Liu, P. W. Angel, A. R. Duffy, P. M. Geil, A. Mesinger, and J. S. B. Wyithe, «Dark-ages reionization and galaxy formation simulation - X. The small contribution of quasars to reionization», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **472**, 2009–2027 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stx1909, arXiv: 1703.04895.

- [45] S. Hassan, R. Davé, S. Mitra, K. Finlator, B. Ciardi, and M. G. Santos, «Constraining the contribution of active galactic nuclei to reionization», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 227–240 (2018) DOI: 10.1093/mnras/stx2194, arXiv: 1705.05398.
- [46] E. Giallongo, A. Grazian, F. Fiore, A. Fontana, L. Pentericci, E. Vanzella, M. Dickinson, D. Kocevski, M. Castellano, S. Cristiani, H. Ferguson, S. Finkelstein, N. Grogin, N. Hathi, A. M. Koekemoer, J. A. Newman, and M. Salvato, «Faint AGNs at $z \geq 4$ in the CANDELS GOODS-S field: looking for contributors to the reionization of the Universe», *A&A* **578**, A83, A83 (2015) DOI: 10.1051/0004-6361/201425334, arXiv: 1502.02562.
- [47] P. Madau and F. Haardt, «Cosmic Reionization after Planck: Could Quasars Do It All?», *APJL* **813**, L8, L8 (2015) DOI: 10.1088/2041-8205/813/1/L8, arXiv: 1507.07678.
- [48] B. Yue and X. Chen, «Reionization in the Warm Dark Matter Model», *APJ* **747**, 127, 127 (2012) DOI: 10.1088/0004-637X/747/2/127, arXiv: 1201.3686.
- [49] Z. Haiman, T. Abel, and P. Madau, «Photon Consumption in Minihalos during Cosmological Reionization», *APJ* **551**, 599–607 (2001) DOI: 10.1086/320232, eprint: astro-ph/0009125.
- [50] I. T. Iliev, P. R. Shapiro, and A. C. Raga, «Minihalo photoevaporation during cosmic reionization: evaporation times and photon consumption rates», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **361**, 405–414 (2005) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09155.x, eprint: astro-ph/0408408.
- [51] B. Ciardi, E. Scannapieco, F. Stoehr, A. Ferrara, I. T. Iliev, and P. R. Shapiro, «The effect of minihaloes on cosmic reionization», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **366**, 689–696 (2006) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09908.x, eprint: astro-ph/0511623.

- [52] A. A. Kaurov and N. Y. Gnedin, «Recombination Clumping Factor during Cosmic Reionization», *APJ* **787**, 146, 146 (2014) DOI: 10.1088/0004-637X/787/2/146, arXiv: 1311.2594.
- [53] H. Park, P. R. Shapiro, J.-h. Choi, N. Yoshida, S. Hirano, and K. Ahn, «The Hydrodynamic Feedback of Cosmic Reionization on Small-Scale Structures and Its Impact on Photon Consumption during the Epoch of Reionization», *ArXiv e-prints* (2016), arXiv: 1602.06472.
- [54] S. R. Furlanetto, M. Zaldarriaga, and L. Hernquist, «The Growth of H II Regions During Reionization», *APJ* **613**, 1–15 (2004) DOI: 10.1086/423025, eprint: astro-ph/0403697.
- [55] S. Mitra, T. R. Choudhury, and A. Ferrara, «Cosmic reionization after Planck», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **454**, L76–L80 (2015) DOI: 10.1093/mnras/slv134, arXiv: 1505.05507.
- [56] I. T. Iliev, E. Scannapieco, and P. R. Shapiro, «The Impact of Small-Scale Structure on Cosmological Ionization Fronts and Reionization», *APJ* **624**, 491–504 (2005) DOI: 10.1086/429083, eprint: astro-ph/0411035.
- [57] C. Leitherer, D. Schaerer, J. D. Goldader, R. M. G. Delgado, C. Robert, D. F. Kune, D. F. de Mello, D. Devost, and T. M. Heckman, «Starburst99: Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation», *ApJS* **123**, 3–40 (1999) DOI: 10.1086/313233, eprint: astro-ph/9902334.
- [58] P. S. Behroozi, R. H. Wechsler, and C. Conroy, «The Average Star Formation Histories of Galaxies in Dark Matter Halos from $z = 0-8$ », *APJ* **770**, 57, 57 (2013) DOI: 10.1088/0004-637X/770/1/57, arXiv: 1207.6105 [astro-ph.CO].
- [59] J. H. Wise, V. G. Demchenko, M. T. Halicek, M. L. Norman, M. J. Turk, T. Abel, and B. D. Smith, «The birth of a galaxy - III. Propelling reionization with the faintest galaxies», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*

- 442**, 2560–2579 (2014) DOI: 10.1093/mnras/stu979, arXiv: 1403.6123.
- [60] B. Siana, A. E. Shapley, K. R. Kulas, D. B. Nestor, C. C. Steidel, H. I. Teplitz, A. Alavi, T. M. Brown, C. J. Conselice, H. C. Ferguson, M. Dickinson, M. Giavalisco, J. W. Colbert, C. R. Bridge, J. P. Gardner, and D. F. de Mello, «A Deep Hubble Space Telescope and Keck Search for Definitive Identification of Lyman Continuum Emitters at $z \sim 3.1$ », *APJ* **804**, 17, 17 (2015) DOI: 10.1088/0004-637X/804/1/17, arXiv: 1502.06978.
- [61] A. Grazian, E. Giallongo, R. Gerbasi, F. Fiore, A. Fontana, O. Le Fèvre, L. Pentericci, E. Vanzella, G. Zamorani, P. Cassata, B. Garilli, V. Le Brun, D. Maccagni, L. A. M. Tasca, R. Thomas, E. Zucca, R. Amorín, S. Bardelli, L. P. Cassarà, M. Castellano, A. Cimatti, O. Cucciati, A. Durkalec, M. Giavalisco, N. P. Hathi, O. Ilbert, B. C. Lemaux, S. Paltani, B. Ribeiro, D. Schaerer, M. Scodeggio, V. Sommariva, M. Talia, L. Tresse, D. Vergani, A. Bonchi, K. Boutsia, P. Capak, S. Charlot, T. Contini, S. de la Torre, J. Dunlop, S. Fotopoulou, L. Guaita, A. Koekemoer, C. López-Sanjuan, Y. Mellier, E. Merlin, D. Paris, J. Pforr, S. Pilo, P. Santini, N. Scoville, Y. Taniguchi, and P. W. Wang, «The Lyman continuum escape fraction of galaxies at $z = 3.3$ in the VUDS-LBC/COSMOS field», *A&A* **585**, A48, A48 (2016) DOI: 10.1051/0004-6361/201526396, arXiv: 1509.01101.
- [62] Y. I. Izotov, I. Orlitová, D. Schaerer, T. X. Thuan, A. Verhamme, N. G. Guseva, and G. Worseck, «Eight per cent leakage of Lyman continuum photons from a compact, star-forming dwarf galaxy», *Nature* **529**, 178–180 (2016) DOI: 10.1038/nature16456.
- [63] S. Borthakur, T. M. Heckman, C. Leitherer, and R. A. Overzier, «A local clue to the reionization of the universe», *Science* **346**, 216–219 (2014) DOI: 10.1126/science.1254214, arXiv: 1410.3511.

- [64] X. Ma, P. F. Hopkins, D. Kasen, E. Quataert, C.-A. Faucher-Giguere, D. Keres, and N. Murray, «Binary Stars Can Provide the "Missing Photons" Needed for Reionization», ArXiv e-prints (2016), arXiv: 1601.07559.
- [65] W. H. Press and P. Schechter, «Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation», APJ **187**, 425–438 (1974) DOI: 10.1086/152650.
- [66] J. R. Bond, S. Cole, G. Efstathiou, and N. Kaiser, «Excursion set mass functions for hierarchical Gaussian fluctuations», APJ **379**, 440–460 (1991) DOI: 10.1086/170520.
- [67] R. G. Bower, «The evolution of groups of galaxies in the Press-Schechter formalism», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **248**, 332–352 (1991) DOI: 10.1093/mnras/248.2.332.
- [68] C. Lacey and S. Cole, «Merger rates in hierarchical models of galaxy formation», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **262**, 627–649 (1993) DOI: 10.1093/mnras/262.3.627.
- [69] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, and et al., **Planck** Collaboration, «Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters», ArXiv e-prints (2015), arXiv: 1502.01589.
- [70] V. R. Eke, S. Cole, and C. S. Frenk, «Cluster evolution as a diagnostic for Omega», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **282** (1996) DOI: 10.1093/mnras/282.1.263, eprint: astro-ph/9601088.
- [71] D. J. Heath, «The growth of density perturbations in zero pressure Friedmann-Lemaitre universes», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **179**, 351–358 (1977) DOI: 10.1093/mnras/179.3.351.

- [72] D. J. Eisenstein, «An Analytic Expression for the Growth Function in a Flat Universe with a Cosmological Constant», ArXiv Astrophysics e-prints (1997), eprint: astro-ph/9709054.
- [73] M. Laine and M. Shaposhnikov, «Sterile neutrino dark matter as a consequence of ν MSM-induced lepton asymmetry», JCAP **6**, 031, 031 (2008) DOI: 10.1088/1475-7516/2008/06/031, arXiv: 0804.4543 [hep-ph].
- [74] K. N. Abazajian, «Resonantly Produced 7 keV Sterile Neutrino Dark Matter Models and the Properties of Milky Way Satellites», Phys. Rev. Lett. **112**, 161303, 161303 (2014) DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.161303, arXiv: 1403.0954.
- [75] T. Venumadhav, F.-Y. Cyr-Racine, K. N. Abazajian, and C. M. Hirata, «Sterile neutrino dark matter: A tale of weak interactions in the strong coupling epoch», ArXiv e-prints (2015), arXiv: 1507.06655.
- [76] J. Ghiglieri and M. Laine, «Improved determination of sterile neutrino dark matter spectrum», Journal of High Energy Physics **11**, 171, 171 (2015) DOI: 10.1007/JHEP11(2015)171, arXiv: 1506.06752 [hep-ph].
- [77] M. R. Lovell, S. Bose, A. Boyarsky, S. Cole, C. S. Frenk, V. Gonzalez-Perez, R. Kennedy, O. Ruchayskiy, and A. Smith, «Satellite galaxies in semi-analytic models of galaxy formation with sterile neutrino dark matter», ArXiv e-prints (2015), arXiv: 1511.04078.
- [78] R. Barkana and A. Loeb, «In the beginning: the first sources of light and the reionization of the universe», Physics Reports **349**, 125–238 (2001) DOI: 10.1016/S0370-1573(01)00019-9, eprint: astro-ph/0010468.
- [79] A. Loeb, *How Did the First Stars and Galaxies Form?* (2010).
- [80] P. R. Shapiro, I. T. Iliev, and A. C. Raga, «Photoevaporation of cosmological minihaloes during reionization», Mon. Not. Roy. Astron.

- Soc. **348**, 753–782 (2004) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.07364.x, eprint: astro-ph/0307266.
- [81] K. Finlator, S. P. Oh, F. Özel, and R. Davé, «Gas clumping in self-consistent reionization models», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **427**, 2464–2479 (2012) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.22114.x.
 - [82] R. K. Sheth, «An excursion set model for the distribution of dark matter and dark matter haloes», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **300**, 1057–1070 (1998) DOI: 10.1046/j.1365-8711.1998.01976.x, eprint: astro-ph/9805319.
 - [83] S. R. Furlanetto and S. P. Oh, «Reionization through the lens of percolation theory», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **457**, 1813–1827 (2016) DOI: 10.1093/mnras/stw104, arXiv: 1511.01521.
 - [84] P. Dayal, T. R. Choudhury, V. Bromm, and F. Pacucci, «Reionizing the Universe in Warm Dark Matter cosmologies», *ArXiv e-prints* (2015), arXiv: 1501.02823.
 - [85] M. Kuhlen and C.-A. Faucher-Giguère, «Concordance models of reionization: implications for faint galaxies and escape fraction evolution», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **423**, 862–876 (2012) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20924.x, arXiv: 1201.0757.
 - [86] S. Horiuchi, B. Bozek, K. N. Abazajian, M. Boylan-Kolchin, J. S. Bullock, S. Garrison-Kimmel, and J. Onorbe, «Properties of resonantly produced sterile neutrino dark matter subhaloes», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **456**, 4346–4353 (2016) DOI: 10.1093/mnras/stv2922, arXiv: 1512.04548.
 - [87] O. Ruchayskiy, A. Boyarsky, D. Iakubovskiy, E. Bulbul, D. Eckert, J. Franse, D. Malyshev, M. Markevitch, and A. Neronov, «Searching for decaying dark matter in deep XMM-Newton observation of the Draco dwarf spheroidal», *ArXiv e-prints* (2015), arXiv: 1512.07217 [astro-ph.HE].

- [88] H. Liu, T. R. Slatyer, and J. Zavala, «The Darkest Hour Before Dawn: Contributions to Cosmic Reionisation from Dark Matter Annihilation and Decay», ArXiv e-prints (2016), arXiv: 1604.02457.
- [89] I. M. Oldengott, D. Boriero, and D. J. Schwarz, «Reionization and dark matter decay», ArXiv e-prints (2016), arXiv: 1605.03928.
- [90] T. R. Slatyer and C.-L. Wu, «General constraints on dark matter decay from the cosmic microwave background», *Phys. Rev. D* **95**, 023010, 023010 (2017) DOI: 10.1103/PhysRevD.95.023010, arXiv: 1610.06933.
- [91] V. Poulin, J. Lesgourgues, and P. D. Serpico, «Cosmological constraints on exotic injection of electromagnetic energy», *JCAP* **3**, 043, 043 (2017) DOI: 10.1088/1475-7516/2017/03/043, arXiv: 1610.10051.
- [92] X. Fan, M. A. Strauss, R. H. Becker, R. L. White, J. E. Gunn, G. R. Knapp, G. T. Richards, D. P. Schneider, J. Brinkmann, and M. Fukugita, «Constraining the Evolution of the Ionizing Background and the Epoch of Reionization with $z \sim 6$ Quasars. II. A Sample of 19 Quasars», *AJ* **132**, 117–136 (2006) DOI: 10.1086/504836, eprint: arXiv:astro-ph/0512082.
- [93] I. D. McGreer, A. Mesinger, and V. D’Odorico, «Model-independent evidence in favour of an end to reionization by $z \sim 6$ », *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **447**, 499–505 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stu2449, arXiv: 1411.5375.
- [94] J. Schroeder, A. Mesinger, and Z. Haiman, «Evidence of Gunn-Peterson damping wings in high- z quasar spectra: strengthening the case for incomplete reionization at $z \sim 6-7$ », *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **428**, 3058–3071 (2013) DOI: 10.1093/mnras/sts253, arXiv: 1204.2838.
- [95] R. Chornock, E. Berger, D. B. Fox, R. Lunnan, M. R. Drout, W.-f. Fong, T. Laskar, and K. C. Roth, «GRB 130606A as a Probe of the

Intergalactic Medium and the Interstellar Medium in a Star-forming Galaxy in the First Gyr after the Big Bang», *APJ* **774**, 26, 26 (2013) DOI: 10.1088/0004-637X/774/1/26, arXiv: 1306.3949.

- [96] K. Ota, M. Iye, N. Kashikawa, K. Shimasaku, M. Kobayashi, T. Totani, M. Nagashima, T. Morokuma, H. Furusawa, T. Hattori, Y. Matsuda, T. Hashimoto, and M. Ouchi, «Reionization and Galaxy Evolution Probed by $z = 7$ Ly α Emitters», *APJ* **677**, 12-26, 12–26 (2008) DOI: 10.1086/529006, arXiv: 0707.1561.
- [97] M. Ouchi, K. Shimasaku, H. Furusawa, T. Saito, M. Yoshida, M. Akiyama, Y. Ono, T. Yamada, K. Ota, N. Kashikawa, M. Iye, T. Kodama, S. Okamura, C. Simpson, and M. Yoshida, «Statistics of 207 Ly α Emitters at a Redshift Near 7: Constraints on Reionization and Galaxy Formation Models», *APJ* **723**, 869–894 (2010) DOI: 10.1088/0004-637X/723/1/869, arXiv: 1007.2961.
- [98] Planck Collaboration, «Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters», *A&A* **594**, A13, A13 (2016) DOI: 10.1051/0004-6361/201525830, arXiv: 1502.01589 [astro-ph.CO].
- [99] R. Adam et al., **Planck** Collaboration, «Planck 2016 intermediate results. XLVII. Planck constraints on reionization history», ArXiv e-prints (2016), arXiv: 1605.03507.
- [100] J. S. Bolton, M. G. Haehnelt, S. J. Warren, P. C. Hewett, D. J. Mortlock, B. P. Venemans, R. G. McMahon, and C. Simpson, «How neutral is the intergalactic medium surrounding the redshift $z = 7.085$ quasar ULAS J1120+0641?», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **416**, L70–L74 (2011) DOI: 10.1111/j.1745-3933.2011.01100.x, arXiv: 1106.6089.
- [101] K. L. Dixon, I. T. Iliev, G. Mellema, K. Ahn, and P. R. Shapiro, «The large-scale observational signatures of low-mass galaxies during reionization», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **456**, 3011–3029 (2016) DOI: 10.1093/mnras/stv2887, arXiv: 1512.03836.

- [102] S. Bose, C. S. Frenk, J. Hou, C. G. Lacey, and M. R. Lovell, «Reionization in sterile neutrino cosmologies», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **463**, 3848–3859 (2016) DOI: 10.1093/mnras/stw2288, arXiv: 1605.03179.
- [103] G. C. So, M. L. Norman, D. R. Reynolds, and J. H. Wise, «Fully Coupled Simulation of Cosmic Reionization. II. Recombinations, Clumping Factors, and the Photon Budget for Reionization», *APJ* **789**, 149, 149 (2014) DOI: 10.1088/0004-637X/789/2/149, arXiv: 1311.2152.
- [104] M. McQuinn, «Constraints on X-ray emissions from the reionization era», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **426**, 1349–1360 (2012) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21792.x, arXiv: 1206.1335.
- [105] H. Shukla, G. Mellema, I. T. Iliev, and P. R. Shapiro, «The effects of Lyman-limit systems on the evolution and observability of the epoch of reionization», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **458**, 135–150 (2016) DOI: 10.1093/mnras/stw249, arXiv: 1602.01144.
- [106] B. Greig and A. Mesinger, «The global history of reionization», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 4838–4852 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stw3026, arXiv: 1605.05374.
- [107] K. Finlator, R. Thompson, S. Huang, R. Davé, E. Zackrisson, and B. D. Oppenheimer, «The reionization of carbon», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **447**, 2526–2539 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stu2668, arXiv: 1412.4810.
- [108] P. Ocvirk, N. Gillet, P. R. Shapiro, D. Aubert, I. T. Iliev, R. Teyssier, G. Yepes, J.-H. Choi, D. Sullivan, A. Knebe, S. Gottloeber, A. D’Aloisio, H. Park, Y. Hoffman, and T. Stranex, «Cosmic Dawn (CoDa): the First Radiation-Hydrodynamics Simulation of Reionization and Galaxy Formation in the Local Universe», *ArXiv e-prints* (2015), arXiv: 1511.00011.

- [109] E. M. George, C. L. Reichardt, K. A. Aird, B. A. Benson, L. E. Bleem, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H.-M. Cho, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, M. A. Dobbs, J. Dudley, N. W. Halverson, N. L. Harrington, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, Z. Hou, J. D. Hrubes, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, M. Lueker, D. Luong-Van, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, M. Millea, L. M. Mocanu, J. J. Mohr, T. E. Montroy, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, H. G. Spieler, Z. Staniszewski, A. A. Stark, K. T. Story, A. van Engelen, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, R. Williamson, and O. Zahn, «A Measurement of Secondary Cosmic Microwave Background Anisotropies from the 2500 Square-degree SPT-SZ Survey», *APJ* **799**, 177, 177 (2015) DOI: 10.1088/0004-637X/799/2/177, arXiv: 1408.3161.
- [110] J. Baur, N. Palanque-Delabrouille, C. Yèche, A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, É. Armengaud, and J. Lesgourgues, «Constraints from Ly- α forests on non-thermal dark matter including resonantly-produced sterile neutrinos», *JCAP* **12**, 013, 013 (2017) DOI: 10.1088/1475-7516/2017/12/013, arXiv: 1706.03118.
- [111] R. J. Bouwens, G. D. Illingworth, P. A. Oesch, J. Caruana, B. Holwerda, R. Smit, and S. Wilkins, «Reionization After Planck: The Derived Growth of the Cosmic Ionizing Emissivity Now Matches the Growth of the Galaxy UV Luminosity Density», *APJ* **811**, 140, 140 (2015) DOI: 10.1088/0004-637X/811/2/140, arXiv: 1503.08228.
- [112] B. E. Robertson, R. S. Ellis, S. R. Furlanetto, and J. S. Dunlop, «Cosmic Reionization and Early Star-forming Galaxies: A Joint Analysis of New Constraints from Planck and the Hubble Space Telescope», *APJL* **802**, L19, L19 (2015) DOI: 10.1088/2041-8205/802/2/L19, arXiv: 1502.02024.

- [113] A. Mesinger, A. Ferrara, and D. S. Spiegel, «Signatures of X-rays in the early Universe», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **431**, 621–637 (2013) DOI: 10.1093/mnras/stt198, arXiv: 1210.7319.
- [114] B. Greig, A. Mesinger, Z. Haiman, and R. A. Simcoe, «Are we witnessing the epoch of reionisation at $z = 7.1$ from the spectrum of J1120+0641?», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **466**, 4239–4249 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stw3351, arXiv: 1606.00441.
- [115] B. Greig, A. Mesinger, and E. Bañados, «Constraints on reionisation from the $z=7.5$ QSO ULASJ1342+0928», *ArXiv e-prints* (2018), arXiv: 1807.01593.
- [116] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, and et al., **Planck** Collaboration, «Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters», *A&A* **571**, A16, A16 (2014) DOI: 10.1051/0004-6361/201321591, arXiv: 1303.5076.
- [117] P. Dayal, T. R. Choudhury, F. Pacucci, and V. Bromm, «Warm dark matter constraints from high- z direct collapse black holes using the JWST», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **472**, 4414–4421 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stx2282, arXiv: 1705.00632.
- [118] L. Lopez-Honorez, O. Mena, S. Palomares-Ruiz, and P. Villanueva-Domingo, «Warm dark matter and the ionization history of the Universe», *Phys. Rev. D* **96**, 103539, 103539 (2017) DOI: 10.1103/PhysRevD.96.103539, arXiv: 1703.02302.
- [119] J. R. Pritchard and A. Loeb, «21-cm cosmology», *Rept. Prog. Phys.* **75**, 086901 (2012) DOI: 10.1088/0034-4885/75/8/086901, arXiv: 1109.6012 [astro-ph.CO].
- [120] S. R. Furlanetto, «Physical Cosmology From the 21-cm Line», *arXiv e-prints*, arXiv:1909.12430, arXiv:1909.12430 (2019), arXiv: 1909.12430 [astro-ph.CO].

- [121] S. R. Furlanetto, S. P. Oh, and E. Pierpaoli, «Effects of dark matter decay and annihilation on the high-redshift 21cm background», *Phys. Rev. D* **74**, 103502, 103502 (2006) DOI: 10.1103/PhysRevD.74.103502, eprint: astro-ph/0608385.
- [122] J. D. Bowman, A. E. E. Rogers, R. A. Monsalve, T. J. Mozdzen, and N. Mahesh, «An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum», *Nature* **555**, 67–70 (2018) DOI: 10.1038/nature25792.
- [123] A. Cohen, A. Fialkov, R. Barkana, and M. Lotem, «Charting the Parameter Space of the Global 21-cm Signal», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **472**, 1915–1931 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stx2065, arXiv: 1609.02312 [astro-ph.CO].
- [124] P. Madau, «Constraints on early star formation from the 21-cm global signal», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, L43–L47 (2018) DOI: <https://doi.org/10.1093/mnrasl/sly125>, arXiv: arXiv:1807.01316 [astro-ph].
- [125] M. Safarzadeh, E. Scannapieco, and A. Babul, «A limit on the warm dark matter particle mass from the redshifted 21 cm absorption line», *Astrophys. J.* **859**, L18 (2018) DOI: 10.3847/2041-8213/aac5e0, arXiv: 1803.08039 [astro-ph.CO].
- [126] A. Schneider, «Constraining noncold dark matter models with the global 21-cm signal», *Phys. Rev.* **D98**, 063021 (2018) DOI: 10.1103/PhysRevD.98.063021, arXiv: 1805.00021 [astro-ph.CO].
- [127] A. Chatterjee, P. Dayal, T. R. Choudhury, and A. Hutter, «Ruling out 3 keV warm dark matter using 21 cm EDGES data», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 3560–3567 (2019) DOI: 10.1093/mnras/stz1444, arXiv: 1902.09562 [astro-ph.CO].
- [128] M. Leo, T. Theuns, C. M. Baugh, B. Li, and S. Pascoli, «Constraining structure formation using EDGES», *JCAP* **04**, arXiv:1909.04641 (2020) DOI: 10.1088/1475-7516/2020/04/004, arXiv: 1909.04641 [astro-ph.CO].

- [129] S. Clark, B. Dutta, Y. Gao, Y.-Z. Ma, and L. E. Strigari, «21 cm limits on decaying dark matter and primordial black holes», *Phys. Rev.* **D98**, 043006 (2018) DOI: 10.1103/PhysRevD.98.043006, arXiv: 1803.09390 [astro-ph.HE].
- [130] A. Mitridate and A. Podo, «Bounds on Dark Matter decay from 21 cm line», *JCAP* **1805**, 069 (2018) DOI: 10.1088/1475-7516/2018/05/069, arXiv: 1803.11169 [hep-ph].
- [131] K. Cheung, J.-L. Kuo, K.-W. Ng, and Y.-L. S. Tsai, «The impact of EDGES 21-cm data on dark matter interactions», *Phys. Lett.* **B789**, 137–144 (2019) DOI: 10.1016/j.physletb.2018.11.058, arXiv: 1803.09398 [astro-ph.CO].
- [132] H. Liu and T. R. Slatyer, «Implications of a 21-cm signal for dark matter annihilation and decay», *Phys. Rev.* **D98**, 023501 (2018) DOI: 10.1103/PhysRevD.98.023501, arXiv: 1803.09739 [astro-ph.CO].
- [133] Y. Yang, «Contributions of dark matter annihilation to the global 21 cm spectrum observed by the EDGES experiment», *Phys. Rev.* **D98**, 103503 (2018) DOI: 10.1103/PhysRevD.98.103503, arXiv: 1803.05803 [astro-ph.CO].
- [134] G. D’Amico, P. Panci, and A. Strumia, «Bounds on Dark Matter annihilations from 21 cm data», *Phys. Rev. Lett.* **121**, 011103 (2018) DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.011103, arXiv: 1803.03629 [astro-ph.CO].
- [135] S. Fraser et al., «The EDGES 21 cm Anomaly and Properties of Dark Matter», *Phys. Lett.* **B785**, 159–164 (2018) DOI: 10.1016/j.physletb.2018.08.035, arXiv: 1803.03245 [hep-ph].
- [136] R. Barkana, «Possible interaction between baryons and dark-matter particles revealed by the first stars», *Nature* **555**, 71–74 (2018) DOI: 10.1038/nature25791, arXiv: 1803.06698 [astro-ph.CO].

- [137] A. Fialkov, R. Barkana, and A. Cohen, «Constraining Baryon–Dark Matter Scattering with the Cosmic Dawn 21-cm Signal», *Phys. Rev. Lett.* **121**, 011101 (2018) DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.011101, arXiv: 1802.10577 [astro-ph.CO].
- [138] C. Feng and G. Holder, «Enhanced Global Signal of Neutral Hydrogen Due to Excess Radiation at Cosmic Dawn», *APJL* **858**, L17, L17 (2018) DOI: 10.3847/2041-8213/aac0fe, arXiv: 1802.07432.
- [139] A. Ewall-Wice, T.-C. Chang, J. Lazio, O. Doré, M. Seiffert, and R. A. Monsalve, «Modeling the Radio Background from the First Black Holes at Cosmic Dawn: Implications for the 21 cm Absorption Amplitude», *APJ* **868**, 63, 63 (2018) DOI: 10.3847/1538-4357/aae51d, arXiv: 1803.01815.
- [140] A. Fialkov and R. Barkana, «Signature of excess radio background in the 21-cm global signal and power spectrum», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **486**, 1763–1773 (2019) DOI: 10.1093/mnras/stz873, arXiv: 1902.02438 [astro-ph.CO].
- [141] J. Mirocha, G. J. A. Harker, and J. O. Burns, «Interpreting the Global 21 cm Signal from High Redshifts. I. Model-independent constraints», *Astrophys. J.* **777**, 118 (2013) DOI: 10.1088/0004-637X/777/2/118, arXiv: 1309.2296 [astro-ph.CO].
- [142] J. Mirocha, «Decoding the X-ray Properties of Pre-Reionization Era Sources», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **443**, 1211–1223 (2014) DOI: 10.1093/mnras/stu1193, arXiv: 1406.4120 [astro-ph.GA].
- [143] J. Mirocha, G. J. A. Harker, and J. O. Burns, «Interpreting the Global 21-cm Signal from High Redshifts. II. Parameter Estimation for Models of Galaxy Formation», *Astrophys. J.* **813**, 11 (2015) DOI: 10.1088/0004-637X/813/1/11, arXiv: 1509.07868 [astro-ph.CO].
- [144] J. Mirocha, S. R. Furlanetto, and G. Sun, «The global 21-cm signal in the context of the high- z galaxy luminosity function», *Mon. Not. Roy.*

- Astron. Soc. **464**, 1365–1379 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stw2412, arXiv: 1607.00386.
- [145] J. R. Pritchard and S. R. Furlanetto, «Descending from on high: Lyman-series cascades and spin-kinetic temperature coupling in the 21-cm line», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **367**, 1057–1066 (2006) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.10028.x, arXiv: astro-ph/0508381 [astro-ph].
 - [146] R. K. Sheth and G. Tormen, «An excursion set model of hierarchical clustering: ellipsoidal collapse and the moving barrier», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **329**, 61–75 (2002) DOI: 10.1046/j.1365-8711.2002.04950.x, arXiv: astro-ph/0105113 [astro-ph].
 - [147] P. A. Oesch, R. J. Bouwens, G. D. Illingworth, I. Labbé, and M. Stefanon, «The Dearth of $z \sim 10$ Galaxies in All HST Legacy Fields – The Rapid Evolution of the Galaxy Population in the First 500 Myr», APJ **855**, 105, 105 (2018) DOI: 10.3847/1538-4357/aab03f, arXiv: 1710.11131.
 - [148] J. Mirocha and S. R. Furlanetto, «What does the first highly-redshifted 21-cm detection tell us about early galaxies?», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 1980–1992 (2019) DOI: 10.1093/mnras/sty3260, arXiv: 1803.03272 [astro-ph.GA].
 - [149] J. Park, A. Mesinger, B. Greig, and N. Gillet, «Inferring the astrophysics of reionization and cosmic dawn from galaxy luminosity functions and the 21-cm signal», **484**, 933–949 (2019) DOI: 10.1093/mnras/stz032, arXiv: 1809.08995 [astro-ph.GA].
 - [150] G. Sun and S. R. Furlanetto, «Constraints on the star formation efficiency of galaxies during the epoch of reionization», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **460**, 417–433 (2016) DOI: 10.1093/mnras/stw980, arXiv: 1512.06219.

- [151] T. Sawala et al., «Bent by baryons: the low mass galaxy-halo relation», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **448**, 2941–2947 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stu2753, arXiv: 1404.3724 [astro-ph.GA].
- [152] P. S. Corasaniti, S. Agarwal, D. J. E. Marsh, and S. Das, «Constraints on dark matter scenarios from measurements of the galaxy luminosity function at high redshifts», *Phys. Rev.* **D95**, 083512 (2017) DOI: 10.1103/PhysRevD.95.083512, arXiv: 1611.05892 [astro-ph.CO].
- [153] N. Menci, A. Grazian, A. Lamastra, F. Calura, M. Castellano, and P. Santini, «Galaxy Formation in Sterile Neutrino Dark Matter Models», *Astrophys. J.* **854**, 1 (2018) DOI: 10.3847/1538-4357/aaa773, arXiv: 1801.03697 [astro-ph.CO].
- [154] J. H. Wise, V. G. Demchenko, M. T. Halicek, M. L. Norman, M. J. Turk, T. Abel, and B. D. Smith, «The birth of a galaxy – III. Propelling reionization with the faintest galaxies», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **442**, 2560–2579 (2014) DOI: 10.1093/mnras/stu979, arXiv: 1403.6123 [astro-ph.CO].
- [155] H. Xu, J. H. Wise, M. L. Norman, K. Ahn, and B. W. O’Shea, «Galaxy Properties and UV Escape Fractions during the Epoch of Reionization: Results from the Renaissance Simulations», *APJ* **833**, 84, 84 (2016) DOI: 10.3847/1538-4357/833/1/84, arXiv: 1604.07842.
- [156] X. Ma, P. F. Hopkins, S. Garrison-Kimmel, C.-A. Faucher-Giguère, E. Quataert, M. Boylan-Kolchin, C. C. Hayward, R. Feldmann, and D. Kereš, «Simulating galaxies in the reionization era with FIRE-2: galaxy scaling relations, stellar mass functions, and luminosity functions», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **478**, 1694–1715 (2018) DOI: 10.1093/mnras/sty1024, arXiv: 1706.06605 [astro-ph.GA].
- [157] J. Rosdahl, H. Katz, J. Blaizot, T. Kimm, L. Michel-Dansac, T. Garel, M. Haehnelt, P. Ocvirk, and R. Teyssier, «The SPHINX cosmological simulations of the first billion years: the impact of binary stars on

- reionization», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **479**, 994–1016 (2018) DOI: 10.1093/mnras/sty1655, arXiv: 1801.07259.
- [158] M. Sharma and T. Theuns, «The $I\kappa\epsilon\alpha$ model of feedback-regulated galaxy formation», (2019), arXiv: 1906.10135 [astro-ph.GA].
 - [159] P. Dayal and A. Ferrara, «Early galaxy formation and its large-scale effects», *Phys. Rept.* **780–782**, 1–64 (2018) DOI: 10.1016/j.physrep.2018.10.002, arXiv: 1809.09136 [astro-ph.GA].
 - [160] D. Galli and F. Palla, «The Chemistry of the early universe», *Astron. Astrophys.* **335**, 403–420 (1998), arXiv: astro-ph/9803315 [astro-ph].
 - [161] A. Garzilli, A. Magalich, T. Theuns, C. S. Frenk, C. Weniger, O. Ruchayskiy, and A. Boyarsky, «The Lyman- α forest as a diagnostic of the nature of the dark matter», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **489**, 3456–3471 (2019) DOI: 10.1093/mnras/stz2188, arXiv: 1809.06585 [astro-ph.CO].
 - [162] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, «The Structure of Cold Dark Matter Halos», *APJ* **462**, 563 (1996) DOI: 10.1086/177173, eprint: astro-ph/9508025.
 - [163] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, «A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering», *APJ* **490**, 493–508 (1997) DOI: 10.1086/304888, eprint: astro-ph/9611107.
 - [164] J. E. Taylor and J. F. Navarro, «The Phase-Space Density Profiles of Cold Dark Matter Halos», *APJ* **563**, 483–488 (2001) DOI: 10.1086/324031, eprint: astro-ph/0104002.
 - [165] G. W. Angus, «A lower limit on the dark particle mass from dSphs», *JCAP* **3**, 026, 026 (2010) DOI: 10.1088/1475-7516/2010/03/026, arXiv: 0907.1526 [astro-ph.CO].
 - [166] H. J. de Vega and N. G. Sanchez, «The dark matter distribution function and halo thermalization from the Eddington equation in galaxies», *International Journal of Modern Physics A* **31**, 1650073,

1650073 (2016) DOI: 10.1142/S0217751X16500731, arXiv: 1401.0726.

- [167] V. Domcke and A. Urbano, «Dwarf spheroidal galaxies as degenerate gas of free fermions», JCAP **1**, 002, 002 (2015) DOI: 10.1088/1475-7516/2015/01/002, arXiv: 1409.3167 [hep-ph].
- [168] R. Ruffini, C. R. Argüelles, and J. A. Rueda, «On the core-halo distribution of dark matter in galaxies», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **451**, 622–628 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv1016, arXiv: 1409.7365.
- [169] P.-H. Chavanis, M. Lemou, and F. Méhats, «Models of dark matter halos based on statistical mechanics: The fermionic King model», Phys. Rev. D **92**, 123527, 123527 (2015) DOI: 10.1103/PhysRevD.92.123527, arXiv: 1409.7840.
- [170] C. R. Argüelles, A. Krut, J. A. Rueda, and R. Ruffini, «Novel constraints on fermionic dark matter from galactic observables», ArXiv e-prints (2016), arXiv: 1606.07040 [astro-ph.GA].
- [171] S. Shao, L. Gao, T. Theuns, and C. S. Frenk, «The phase-space density of fermionic dark matter haloes», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **430**, 2346–2357 (2013) DOI: 10.1093/mnras/stt053, arXiv: 1209.5563 [astro-ph.CO].
- [172] A. V. Macciò, S. Paduroiu, D. Anderhalden, A. Schneider, and B. Moore, «Cores in warm dark matter haloes: a Catch 22 problem», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **424**, 1105–1112 (2012) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21284.x, arXiv: 1202.1282.
- [173] A. V. Macciò, S. Paduroiu, D. Anderhalden, A. Schneider, and B. Moore, «Erratum: Cores in warm dark matter haloes: a Catch 22 problem», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **428**, 3715–3716 (2013) DOI: 10.1093/mnras/sts251.
- [174] A. V. Macciò, O. Ruchayskiy, A. Boyarsky, and J. C. Muñoz-Cuartas, «The inner structure of haloes in cold+warm dark matter models»,

- Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **428**, 882–890 (2013) DOI: 10.1093/mnras/sts078, arXiv: 1202.2858 [astro-ph.CO].
- [175] D. Anderhalden, A. Schneider, A. V. Macciò, J. Diemand, and G. Bertone, «Hints on the nature of dark matter from the properties of Milky Way satellites», JCAP **3**, 014, 014 (2013) DOI: 10.1088/1475-7516/2013/03/014, arXiv: 1212.2967.
 - [176] J. H. Jeans, «On the theory of star-streaming and the structure of the universe», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **76**, 70–84 (1915) DOI: 10.1093/mnras/76.2.70.
 - [177] C. Efthymiopoulos, N. Voglis, and C. Kalapotharakos, «Special Features of Galactic Dynamics», in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 729, edited by D. Benest, C. Froeschle, and E. Lega, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag (2007), pp. 297–389, DOI: 10.1007/978-3-540-72984-6_11, eprint: astro-ph/0610246.
 - [178] G. Contopoulos, «A Classification of the Integrals of Motion.», APJ **138**, 1297 (1963) DOI: 10.1086/147724.
 - [179] S. R. Majewski, M. F. Skrutskie, M. D. Weinberg, and J. C. Ostheimer, «A Two Micron All Sky Survey View of the Sagittarius Dwarf Galaxy. I. Morphology of the Sagittarius Core and Tidal Arms», APJ **599**, 1082–1115 (2003) DOI: 10.1086/379504, eprint: astro-ph/0304198.
 - [180] R. Smith, M. Fellhauer, G. N. Candlish, R. Wojtak, J. P. Farias, and M. Blaña, «Ursa Major II - reproducing the observed properties through tidal disruption», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **433**, 2529–2544 (2013) DOI: 10.1093/mnras/stt925, arXiv: 1305.5535.
 - [181] J. L. Carlin, C. J. Grillmair, R. R. Muñoz, D. L. Nidever, and S. R. Majewski, «Kinematics and Metallicities in the Boötes III Stellar Overdensity: A Disrupted Dwarf Galaxy?», APJL **702**, L9–L13 (2009) DOI: 10.1088/0004-637X/702/1/L9, arXiv: 0907.3738 [astro-ph.GA].

- [182] S. H. Hansen and J. Stadel, «The velocity anisotropy – density slope relation», *JCAP* **5**, 014, 014 (2006) DOI: 10.1088/1475-7516/2006/05/014, eprint: astro-ph/0510656.
- [183] G. A. Mamon, A. Biviano, and G. Boué, «MAMPOSSt: Modelling Anisotropy and Mass Profiles of Observed Spherical Systems - I. Gaussian 3D velocities», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **429**, 3079–3098 (2013) DOI: 10.1093/mnras/sts565, arXiv: 1212.1455 [astro-ph.CO].
- [184] L. Beraldo e Silva, G. A. Mamon, M. Duarte, R. Wojtak, S. Peirani, and G. Boué, «Anisotropic q-Gaussian 3D velocity distributions in Λ CDM haloes», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **452**, 944–955 (2015) DOI: 10.1093/mnras/stv1321, arXiv: 1310.6756.
- [185] C. A. Vera-Ciro, L. V. Sales, A. Helmi, and J. F. Navarro, «The shape of dark matter subhaloes in the Aquarius simulations», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 2863–2872 (2014) DOI: 10.1093/mnras/stu153, arXiv: 1402.0903.
- [186] K. El-Badry, A. R. Wetzel, M. Geha, E. Quataert, P. F. Hopkins, D. Kereš, T. K. Chan, and C.-A. Faucher-Giguère, «When the Jeans Do Not Fit: How Stellar Feedback Drives Stellar Kinematics and Complicates Dynamical Modeling in Low-mass Galaxies», *APJ* **835**, 193, 193 (2017) DOI: 10.3847/1538-4357/835/2/193, arXiv: 1610.04232.
- [187] A. Eilersen, S. H. Hansen, and X. Zhang, «Analytical derivation of the radial distribution function in spherical dark matter haloes», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **467**, 2061–2065 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stx226, arXiv: 1701.04908.
- [188] K. Hayashi and M. Chiba, «Probing Non-spherical Dark Halos in the Galactic Dwarf Galaxies», *APJ* **755**, 145, 145 (2012) DOI: 10.1088/0004-637X/755/2/145, arXiv: 1206.3888.
- [189] K. Hayashi and M. Chiba, «Structural Properties of Non-spherical Dark Halos in Milky Way and Andromeda Dwarf Spheroidal

- Galaxies», *APJ* **810**, 22, 22 (2015) DOI: 10.1088/0004-637X/810/1/22, arXiv: 1507.07620.
- [190] C. F. P. Laporte, M. G. Walker, and J. Peñarrubia, «Measuring the slopes of mass profiles for dwarf spheroidals in triaxial cold dark matter potentials», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **433**, L54–L58 (2013) DOI: 10.1093/mnrasl/slt057, arXiv: 1303.1534.
 - [191] M. G. Walker and J. Peñarrubia, «A Method for Measuring (Slopes of) the Mass Profiles of Dwarf Spheroidal Galaxies», *APJ* **742**, 20, 20 (2011) DOI: 10.1088/0004-637X/742/1/20, arXiv: 1108.2404.
 - [192] A. Genina, A. Benítez-Llambay, C. S. Frenk, S. Cole, A. Fattahi, J. F. Navarro, K. A. Oman, T. Sawala, and T. Theuns, «The core-cusp problem: a matter of perspective», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 1398–1411 (2018) DOI: 10.1093/mnras/stx2855, arXiv: 1707.06303.
 - [193] D. J. R. Campbell, C. S. Frenk, A. Jenkins, V. R. Eke, J. F. Navarro, T. Sawala, M. Schaller, A. Fattahi, K. A. Oman, and T. Theuns, «Knowing the unknowns: uncertainties in simple estimators of galactic dynamical masses», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **469**, 2335–2360 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stx975, arXiv: 1603.04443.
 - [194] N. C. Amorisco and N. W. Evans, «A Troublesome Past: Chemodynamics of the Fornax Dwarf Spheroidal», *APJL* **756**, L2, L2 (2012) DOI: 10.1088/2041-8205/756/1/L2, arXiv: 1206.6691.
 - [195] N. Ho, M. Geha, R. R. Munoz, P. Guhathakurta, J. Kalirai, K. M. Gilbert, E. Tollerud, J. Bullock, R. L. Beaton, and S. R. Majewski, «Stellar Kinematics of the Andromeda II Dwarf Spheroidal Galaxy», *APJ* **758**, 124, 124 (2012) DOI: 10.1088/0004-637X/758/2/124, arXiv: 1209.2116.
 - [196] A. del Pino, E. L. Łokas, S. L. Hidalgo, and S. Fouquet, «The structure of Andromeda II dwarf spheroidal galaxy», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **469**, 4999–5015 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stx1195, arXiv: 1611.08446.

- [197] P. M. Frinchaboy, S. R. Majewski, R. R. Muñoz, D. R. Law, E. L. Łokas, W. E. Kunkel, R. J. Patterson, and K. V. Johnston, «A 2MASS All-sky View of the Sagittarius Dwarf Galaxy. VII. Kinematics of the Main Body of the Sagittarius dSph», *APJ* **756**, 74, 74 (2012) DOI: 10.1088/0004-637X/756/1/74, arXiv: 1207.3346.
- [198] A. W. McConnachie, «The Observed Properties of Dwarf Galaxies in and around the Local Group», *AJ* **144**, 4, 4 (2012) DOI: 10.1088/0004-6256/144/1/4, arXiv: 1204.1562.
- [199] M. E. Spencer, M. Mateo, M. G. Walker, and E. W. Olszewski, «A Multi-epoch Kinematic Study of the Remote Dwarf Spheroidal Galaxy Leo II», *APJ* **836**, 202, 202 (2017) DOI: 10.3847/1538-4357/836/2/202, arXiv: 1702.08836.
- [200] J. Binney and S. Tremaine, *Galactic Dynamics: Second Edition* (Princeton University Press, Princeton, NJ USA, 2008), ISBN: 978-0-691-13026-2.
- [201] L. M. Widrow, «Distribution Functions for Cuspy Dark Matter Density Profiles», *ApJS* **131**, 39–46 (2000) DOI: 10.1086/317367.
- [202] P. Bode, J. P. Ostriker, and N. Turok, «Halo Formation in Warm Dark Matter Models», *APJ* **556**, 93–107 (2001) DOI: 10.1086/321541, eprint: astro-ph/0010389.
- [203] L. Randall, J. Scholtz, and J. Unwin, «Cores in Dwarf Galaxies from Fermi Repulsion», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **467**, 1515–1525 (2017) DOI: 10.1093/mnras/stx161, arXiv: 1611.04590.
- [204] A. Burkert, «The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies», *APJL* **447**, L25–L28 (1995) DOI: 10.1086/309560, eprint: astro-ph/9504041.
- [205] C. Di Paolo, F. Nesti, and F. L. Villante, «Phase-space mass bound for fermionic dark matter from dwarf spheroidal galaxies», *Mon. Not.*

- Roy. Astron. Soc. **475**, 5385–5397 (2018) DOI: 10.1093/mnras/sty091, arXiv: 1704.06644.
- [206] N. C. Amorisco, A. Agnello, and N. W. Evans, «The core size of the Fornax dwarf spheroidal», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **429**, L89–L93 (2013) DOI: 10.1093/mnrasl/sls031, arXiv: 1210.3157.
 - [207] P. S. Corasaniti, S. Agarwal, D. J. E. Marsh, and S. Das, «Constraints on dark matter scenarios from measurements of the galaxy luminosity function at high redshifts», Phys. Rev. D **95**, 083512, 083512 (2017) DOI: 10.1103/PhysRevD.95.083512, arXiv: 1611.05892.
 - [208] A. Schneider, «Astrophysical constraints on resonantly produced sterile neutrino dark matter», ArXiv e-prints (2016), arXiv: 1601.07553.
 - [209] N. Menci, A. Merle, M. Totzauer, A. Schneider, A. Grazian, M. Castellano, and N. G. Sanchez, «Fundamental Physics with the Hubble Frontier Fields: Constraining Dark Matter Models with the Abundance of Extremely Faint and Distant Galaxies», APJ **836**, 61, 61 (2017) DOI: 10.3847/1538-4357/836/1/61, arXiv: 1701.01339.
 - [210] J. F. Cherry and S. Horiuchi, «Closing in on resonantly produced sterile neutrino dark matter», Phys. Rev. D **95**, 083015, 083015 (2017) DOI: 10.1103/PhysRevD.95.083015, arXiv: 1701.07874 [hep-ph].
 - [211] V. Iršič, M. Viel, M. G. Haehnelt, J. S. Bolton, S. Cristiani, G. D. Becker, V. D’Odorico, G. Cupani, T.-S. Kim, T. A. M. Berg, S. López, S. Ellison, L. Christensen, K. D. Denney, and G. Worseck, «New constraints on the free-streaming of warm dark matter from intermediate and small scale Lyman- α forest data», Phys. Rev. D **96**, 023522, 023522 (2017) DOI: 10.1103/PhysRevD.96.023522, arXiv: 1702.01764.
 - [212] C. Yèche, N. Palanque-Delabrouille, J. Baur, and H. du Mas des Bourboux, «Constraints on neutrino masses from Lyman-alpha forest

power spectrum with BOSS and XQ-100», *JCAP* **6**, 047, 047 (2017)
DOI: 10.1088/1475-7516/2017/06/047, arXiv: 1702.03314.

- [213] N. Menci, E. Giallongo, A. Grazian, D. Paris, A. Fontana, and L. Pentericci, «Observing the very low surface brightness dwarfs in a deep field in the VIRGO cluster: constraints on dark matter scenarios», *A&A* **604**, A59, A59 (2017) DOI: 10.1051/0004-6361/201731237, arXiv: 1706.04360.
- [214] A. Ferrara and E. Tolstoy, «The role of stellar feedback and dark matter in the evolution of dwarf galaxies», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **313**, 291–309 (2000) DOI: 10.1046/j.1365-8711.2000.03209.x, eprint: astro-ph/9905280.
- [215] S. Mashchenko, J. Wadsley, and H. M. P. Couchman, «Stellar Feedback in Dwarf Galaxy Formation», *Science* **319**, 174 (2008) DOI: 10.1126/science.1148666, arXiv: 0711.4803.
- [216] A. Pontzen and F. Governato, «How supernova feedback turns dark matter cusps into cores», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **421**, 3464–3471 (2012) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20571.x, arXiv: 1106.0499.
- [217] F. Governato, A. Zolotov, A. Pontzen, C. Christensen, S. H. Oh, A. M. Brooks, T. Quinn, S. Shen, and J. Wadsley, «Cuspy no more: how outflows affect the central dark matter and baryon distribution in Λ cold dark matter galaxies», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **422**, 1231–1240 (2012) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20696.x, arXiv: 1202.0554.
- [218] R. Teyssier, A. Pontzen, Y. Dubois, and J. I. Read, «Cusp-core transformations in dwarf galaxies: observational predictions», *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **429**, 3068–3078 (2013) DOI: 10.1093/mnras/sts563, arXiv: 1206.4895.
- [219] A. Di Cintio, C. B. Brook, A. V. Macciò, G. S. Stinson, A. Knebe, A. A. Dutton, and J. Wadsley, «The dependence of dark matter profiles on the stellar-to-halo mass ratio: a prediction for cusps versus cores», *Mon.*

- Not. Roy. Astron. Soc. **437**, 415–423 (2014) DOI: 10.1093/mnras/stt1891, arXiv: 1306.0898.
- [220] J. I. Read, O. Agertz, and M. L. M. Collins, «Dark matter cores all the way down», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **459**, 2573–2590 (2016) DOI: 10.1093/mnras/stw713, arXiv: 1508.04143.
 - [221] L. P. Osipkov, «Spherical systems of gravitating bodies with ellipsoidal velocity distribution.», Pisma v Astronomicheskii Zhurnal **5**, 77–80 (1979).
 - [222] D. Merritt, «Spherical stellar systems with spheroidal velocity distributions», AJ **90**, 1027–1037 (1985) DOI: 10.1086/113810.
 - [223] L. V. E. Koopmans et al., «The Cosmic Dawn and Epoch of Reionization with the Square Kilometre Array», PoS AASKA14, 001 (2015) DOI: 10.22323/1.215.0001, arXiv: 1505.07568 [astro-ph.CO].
 - [224] P. Bull et al., «Fundamental Physics with the Square Kilometer Array», (2018), arXiv: 1810.02680 [astro-ph.CO].
 - [225] D. Savchenko and A. Rudakovskiy, «New mass bound on fermionic dark matter from a combined analysis of classical dSphs», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **487**, 5711–5720 (2019) DOI: 10.1093/mnras/stz1573, arXiv: 1903.01862 [astro-ph.CO].

ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ТА ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ

Результати даної дисертаційної роботи представлено у 5-и роботах, що опубліковані у провідних фізичних журналах [1–5]

- [1] A. Rudakovskiy and D. Iakubovskiy, «Influence of 7 keV sterile neutrino dark matter on the process of reionization», JCAP **1606**, 017 (2016) DOI: 10.1088/1475-7516/2016/06/017, arXiv: 1604.01341 [astro-ph.CO].
- [2] A. Rudakovskiy, «Cores in Dark Matter Haloes with Anisotropic Osipkov-Merritt Distribution and Maximal Phase-Space Density», Odessa Astronomical Publications **30**, 41 (2017) DOI: 10.18524/1810-4215.2017.30.114259.
- [3] A. V. Rudakovskiy and D. O. Savchenko, «New Model of Density Distribution for Fermionic Dark Matter Halos», Ukr. J. Phys. **63**, [Ukr. Phys. J.63,769(2018)], 769 (2018) DOI: 10.15407/ujpe63.9.769, arXiv: 1908.11196 [astro-ph.GA].
- [4] A. Rudakovskiy and D. Iakubovskiy, «Dark matter model favoured by reionization data: 7 keV sterile neutrino versus cold dark matter», Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 4080–4084 (2019) DOI: 10.1093/mnras/sty3057, arXiv: 1811.02799 [astro-ph.CO].
- [5] A. Boyarsky, D. Iakubovskiy, O. Ruchayskiy, A. Rudakovskiy, and W. Valkenburg, «21-cm observations and warm dark matter models», Phys. Rev. D **100**, 123005 (2019) DOI: 10.1103/PhysRevD.100.123005, arXiv: 1904.03097 [astro-ph.CO].

Матеріали роботи було представлено на семінарах в Інституті теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України та семінарі відділу астрофізики Астрономічної обсерваторії Київського національного уні-

верситету імені Тараса Шевченка. Окремі результати доповідалися на українських та закордонних конференціях:

- A. Rudakovskiy, D. Iakubovskiy, «Reionization in realistic dark matter models», «Cosmology and First Light», December 7–11, 2015, Paris, France.
- A. Rudakovskiy, «Influence of ~ 7 keV sterile neutrino dark matter on the process of reionization», «Astronomy and Space Physics», May 24–27, 2016, Kiev, Ukraine.
- A. Rudakovskiy, «Influence of sterile neutrino dark matter on the process of reionization», «Illuminating the Dark Ages: Quasars and Galaxies in the Reionization Epoch», June 27 – July 1, 2016, Heidelberg, Germany.
- A. Rudakovskiy, «Influence of ~ 7 keV sterile neutrino dark matter on the process of reionization», XVI Gamow International Conference, August 14–21, 2016, Odessa, Ukraine.
- A. Rudakovskiy, «Influence of ~ 7 keV sterile neutrino dark matter on the process of reionization», VII Young scientists conference «Problems of Theoretical Physics», December 13–15, 2016, Kyiv, Ukraine.
- A. Rudakovskiy, D. Iakubovskiy, «7 keV sterile neutrino dark matter and its influence on reionization of the Universe», International School «Relativistic Heavy Ion Collisions, Cosmology and Dark Matter, Cancer Therapy», May 15–26, 2017, Oslo, Norway.
- A. Rudakovskiy, D. Iakubovskiy, «Cores in dark matter halos with maximal phase-space density», XVII Gamow International Conference, August 13–20, 2017, Odessa, Ukraine.
- A. Rudakovskiy, D. Iakubovskiy, «Cores in dark matter halos with maximal phase-space density», VIII Young scientists conference «Problems of Theoretical Physics», December 12–14, 2017, Kyiv, Ukraine.
- A. Rudakovskiy, D. Iakubovskiy, «Dark matter model favoured by reionization data», «Shedding Light on the Dark Universe with Extremely Large Telescopes», July 2–6, 2018, Trieste, Italy.

- A. Rudakovskiy, D. Iakubovskiy, «Dark matter model favoured by reionization data: 7 keV sterile neutrino vs cold dark matter», XVIII Gamow International Conference, August 13–20, 2018, Odessa, Ukraine.
- A. Rudakovskiy, «21-cm observations and warm dark matter models», International Workshop on Dark Matter and Stars, December 11–12, 2018, Lisbon, Portugal.
- A. Rudakovskiy, «21-cm observations and warm dark matter models», IX Young Scientists Conference «Problems of Theoretical Physics», December 4–6 2018, Kiev, Ukraine.
- A. Rudakovskiy, D. Savchenko, «New mass bound on fermionic dark matter», Conference «Matera Oscura: Cosmology and dark matter within Galaxies and Clusters», September 2–6, 2019, Matera, Italy.
- A. Rudakovskiy, D. Iakubovskiy, D. Savchenko, M. Tsizh, «Searching the warm dark matter signatures from Cosmic Dawn and Reionization epoch», X Young Scientists Conference «Problems of Theoretical Physics», December 23–24, 2019, Kyiv, Ukraine.

