

# СИГНАЛ У ЛІНІЇ НАДТОНКОЇ СТРУКТУРИ ОСНОВНОГО СТАНУ ГІДРОГЕНУ З ЕПОХИ ТЕМНИХ ВІКІВ ЯК КОСМОЛОГІЧНИЙ ТЕСТ

Б. Новосядлий<sup>1,2</sup>, Ю. Кулініч<sup>1</sup>, О. Коноваленко<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка, вул. Кирила і Мефодія, 8, м. Львів, 79005, Україна,

<sup>2</sup>Коледж фізики та Міжнародний центр наук майбутнього Цзілінського університету, вул. Кванцзінь, 2699, м. Чаньчунь, 130012, КНР,

<sup>3</sup>Радіоастрономічний інститут НАН України, вул. Мистецтв, 4, Харків 61002, Україна

(Отримано 16 жовтня 2023 р.; в остаточному вигляді — 29 листопада 2023 р.; прийнято до друку — 04 грудня 2023 р.; опубліковано онлайн — 31 січня 2024 р.)

Ми аналізуємо формування сигналу в лінії надтонкої структури 21 см гідрогену в Темні віки ( $30 \leq z \leq 300$ ) в різних космологічних моделях та можливості його детектування радіотелескопами декаметрового діапазону. Для дослідження залежності інтенсивності та профілю лінії від значень космологічних параметрів і фізичних умов у міжгалактичному середовищі була розрахована еволюція глобальної (усередненої по небу) диференційної яскравісної температури в цій лінії в стандартній і нестандартній космологічних моделях з різними параметрами. Стандартна  $\Lambda$ CDM-модель з постпланківськими параметрами передбачає значення диференційної яскравісної температури в центрі лінії поглинання  $\delta T_{br} \approx -35$  мК на  $z \approx 87$ . Частота лінії в максимумі поглинання 16 МГц, ефективна ширина лінії  $\approx 25$  МГц. Глибина лінії помірно чутлива до  $\Omega_b$  і  $H_0$ , слабо чутлива до  $\Omega_{dm}$  і нечутлива до інших параметрів стандартної  $\Lambda$ CDM-моделі. Але лінія дуже чутлива до додаткових механізмів нагрівання або охолодження баріонної матерії під час Темних віків, тому вона може бути ефективним тестом нестандартних космологічних моделей. У моделях з темною матерією, що розпадається й самоанігілює, а також із первісним глобальним стохастичним магнітним полем, температура баріонної матерії в цей період тим вища, що більша густина цих компонент темної матерії та напруженості магнітного поля. Лінія поглинання мілішає, щезає й переходить в емісію за значень параметрів компонент, нижчих за верхні межі на них, які впливають з даних спостережень. Оцінки показують, що такі спектральні особливості можуть бути задетектовані радіотелескопами декаметрового діапазону довжин хвиль у недалекому майбутньому.

**Ключові слова:** космологічні Темні віки, лінія 21 см гідрогену, самоанігіляційна темна матерія, розпадна темна матерія, первісні магнітні поля.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.28.1901>

## I. ВСТУП

Відкриття Космічним телескопом імені Джеймса Вебба двох галактик з інтенсивним зореутворенням на червоних зміщеннях 12.63 (JADES-GS-z12-0) і 13.20 (JADES-GS-z13-0) [1, 2] підсилили зацікавлення ранніми епохами еволюції Всесвіту, коли почали формуватися перші світні об'єкти. Їхні маси  $2.5 \cdot 10^8 M_\odot$  і  $6.3 \cdot 10^7 M_\odot$  відповідно. Наявність галактик таких мас і такої концентрації в молодому Всесвіті (340 і 320 мільйонів років після Великого вибуху) є викликом для сучасної космології. Інша актуальна проблема — розбіжності визначення сталої Габбла на рівні  $> 4\sigma$  за надновими типу Ia ближнього (пізнього) Всесвіту ( $z \leq 3$ ,  $H_0 = 74.0 \pm 1.4$  км/с·Мпк) і за спектром потужності флюктуацій температури й поляризації реліктового випромінювання, який сформований на ранніх етапах його еволюції ( $z > 1000$ ,  $H_0 = 67.4 \pm 0.5$  км/с·Мпк) [3, 4]. Це змушує шукати нові космологічні тести, зокрема, на проміжних червоних зміщеннях  $z \sim 10 - 300$ , в епоху Темних віків і Космічного світанку, коли ще не було ні зір, ні галактик. Які сигнали можна очікувати з тих часів?

Важливим інформаційним каналом про стан баріонної матерії в цей період є лінія надтонкої структури

ри основного стану гідрогену  $\lambda_0 = 21$  см (див. огляди [5–12]). Наведена довжина хвилі випромінювання переходу у власній системі відліку, її частота у вакуумі становить  $\nu_0 = 1420$  МГц. Для земного спостерігача ця лінія зміщена в бік більших довжин хвиль  $\lambda_{obs} = 21(1+z)$  см ( $\nu_{obs} = 1420/(1+z)$  МГц) через космологічне розширення Всесвіту, де  $z$  — це червоне зміщення області формування лінії. Найдавніші сигнали про формування гало перших галактик в епоху Темних віків також можна отримати в цій спектральній лінії [13–17, 45]. Фізичні умови в дозоряну епоху, стан збудження та йонізації гідрогену аналізували в різних космологічних моделях і сценаріях утворення перших джерел світла. Відомі спектральні особливості включають широкі лінії поглинання, зміщені до  $\sim 10 - 20$  МГц на  $z \sim 80 - 90$  і  $\sim 70 - 130$  МГц на  $z \sim 20 - 10$ , а також слабку емісійну лінію перед повною реїонізацією. Друга лінія поглинання спричинена ефектом Восайшена-Філда [19–21] і визначається переважно спектральним розподілом енергії перших джерел світла [22–29].

Останніми роками реалізовано кілька проєктів для детектування лінії поглинання 21 см, яка формується в інтервалі червоних зміщень  $10 - 20$  (спостережувана довжина радіохвилі  $\sim 2 - 4$  м, частота



$\sim 68 - 130$  МГц). Єдине виявлення цієї лінії в експерименті з Детектування глобальної епохи реіонізації (Experiment to Detect the Global Epoch of Reionization Signature, EDGES) [30] укажує на профіль незвичайної форми та несподівано велику глибину з центром на 78 МГц, у  $\sim 3 - 4$  рази глибшою, ніж це очікується в стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі. Пояснення виходять за межі стандартної космології, включаючи додаткові механізми для охолодження баріонів, надлишковий радіофон за високих червоних зміщень, в'язку темну енергію тощо [31–33]. Інше пояснення [34] полягає в складності усунення шумів переднього фону, вилучення синхротронного випромінювання міжзоряної плазми нашої галактики, випромінювання йоносфери Землі та радіовипромінювання техногенного походження, які за інтенсивністю в кілька разів перевищують корисний позагалактичний сигнал у цьому діапазоні довжин хвиль. Нещодавні аналогічні вимірювання в експерименті SARAS 3 (Shaped Antenna measurement of the background RAdio Spectrum 3) [35] підтверджують останнє припущення: зареєстрований спектр не має ознак, знайдених в EDGES, на рівні достовірності 95.3%. Але SARAS 3 [35] не виявив якоїсь спектральних особливостей у діапазоні частот 55 – 85 МГц, тому актуальними є як теоретичні передбачення, так і вимірювання сигналу в лінії 21 см з раннього Всесвіту.

Лінія поглинання 21 см, сформована в більш ранню епоху на  $z \sim 100$ , в епоху Темних віків, менш досліджена з погляду її інформативності та можливостей її детектування. Для земного спостерігача вона лежить у декаметровому діапазоні довжин хвиль  $\lambda_{\text{obs}} \sim 20$  м ( $\nu_{\text{obs}} \sim 15$  МГц), ще складнішому для детектування позагалактичних сигналів з поверхні Землі. Щоб усунути завади земного походження (природного й техногенного характеру), наукові команди різних країн пропонують проекти радіотелескопів декаметрового діапазону довжин хвиль, розташованих на зворотному від Землі боці Місяця [36–40], серед яких і команда Радіоастрономічного інституту НАН України. Два з них [36, 37] уже на етапах реалізації.

У цій статті ми аналізуємо чутливість положення і глибини глобальної (усередненої по всьому небу) лінії поглинання 21 см нейтрального гідрогену до космологічних параметрів стандартної  $\Lambda$ CDM-моделі, а також нагріву/охолодження баріонної компоненти в нестандартних космологічних моделях з розпадною та самоаніляційною темною матерією, первісним магнітним полем та додатковим охолодженням. Стандартною (реперною) космологічною моделлю ми вважаємо  $\Lambda$ CDM з космологічними параметрами з [41, 42]:  $H_0 = 67.36 \pm 0.54$  км/с·Мпк (стала Габбла),  $\Omega_b = 0.0493 \pm 0.00112$  (параметр густини<sup>1</sup> баріонної матерії),  $\Omega_{\text{dm}} = 0.266 \pm 0.0084$  (параметр густини темної матерії),  $\Omega_r = 2.49 \cdot 10^{-5}$  (параметр густини реля-

тивістської компоненти (реліктове випромінювання і нейтрино)),  $\Omega_\Lambda = 0.6847 \pm 0.0073$  та  $\Omega_K = 0$  (знерозмірені<sup>2</sup> космологічна стала  $\Lambda$  та кривина 3-простору  $K$  відповідно).

План роботи такий. У розділі II ми описуємо стан міжгалактичного середовища і, зокрема, йонізацію та збудження нейтрального гідрогену в різних космологічних моделях упродовж епохи Темних віків, від космологічної рекомбінації до початку реіонізації в епоху Космічного світанку. У розділі III ми аналізуємо залежність положення та глибини лінії поглинання 21 см в епоху Темних віків від космологічних параметрів у стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі та додаткового нагріву й охолодження баріонної складової в нестандартних космологічних моделях. У розділі IV ми аналізуємо можливості та перспективи детектування цієї лінії активними та запланованими до будівництва радіотелескопами декаметрового діапазону довжин хвиль. Результати підсумовані у Висновках.

## II. СТАН МІЖГАЛАКТИЧНОГО СЕРЕДОВИЩА В ТЕМНІ ВІКИ

Для розрахунку свічення нейтрального гідрогену в лінії 21 см в епоху Темних віків необхідно вираховувати йонізаційну й теплову історії газу, а також заселеність рівнів надтонкої структури атомарного гідрогену. Усі вони залежать від параметрів космологічної моделі, механізмів йонізації та нагрівання й охолодження баріонного газу. У цьому розділі розглянемо йонізаційну й теплову історії газу в стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі, у моделі з первісним магнітним полем, з розпадною й самоаніляційною темною матерією, а також у моделі з додатковим охолодженням. Це аж ніяк не всі можливості розширення стандартної  $\Lambda$ CDM-моделі, але такі, що демонструють перспективи постановки спостережних досліджень у цьому напрямі.

### A. Стандартна $\Lambda$ CDM-модель

Після епохи космологічної рекомбінації та до епохи реіонізації майже весь гідроген у Всесвіті,  $> 99\%$ , був у нейтральному стані. Наслідком розширення Всесвіту є його залишкова або загартувальна йонізація. Частка йонізованої фракції  $x_{\text{HI}}$  менша від 1% на  $30 < z < 700$  і залежить від густини, механізмів нагрівання/охолодження газу й темпу розширення Всесвіту. Для однорідного ізотропного Всесвіту, який розширюється, температуру газу та йонізацію атомів розраховуємо, інтегруючи систему диференціальних рівнянь енергетичного балансу та кінетики йонізації-рекомбінації атомів<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> Параметр густини — це середня густина компоненти в сучасну епоху в одиницях критичної:  $\Omega_i \equiv \rho_i^0 / \rho_{\text{cr}}^0$ , де  $\rho_{\text{cr}}^0 \equiv 3H_0^2 / 8\pi G$

<sup>2</sup>  $\Omega_\Lambda \equiv c^2 \Lambda / 3H_0^2$ ,  $\Omega_K \equiv -c^2 K / H_0^2$

<sup>3</sup> Перші молекули становлять невелику частку всіх частинок (детальніше див. [43–46]) і в цій роботі не обговорюються

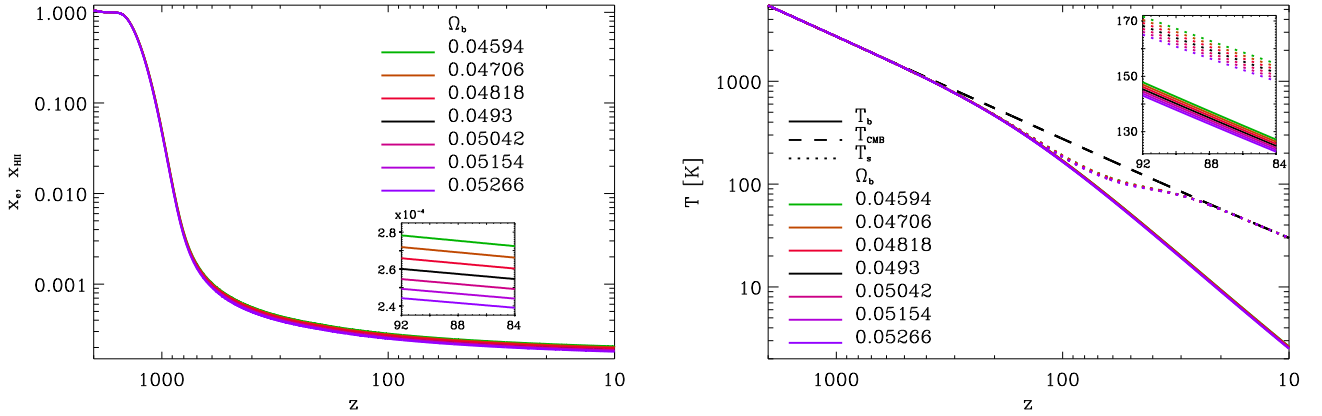


Рис. 1. Залежність фракції йонізованого гідрогену (зліва) і температури (справа) від червоного зміщення в епохи космологічної рекомбінації і Темних віків у стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі. Суцільними лініями показана температура баріонної матерії в моделях з  $\Omega_b = 0.0493 \pm 1\sigma, \pm 2\sigma, \pm 3\sigma$ , точковими — відповідні спінові температури, а штриховою — температура реліктового випромінювання. На вставках показано залежності фракції йонізованого гідрогену, температури газу та спінової температури від червоного зміщення в області формування лінії поглинання HI 21 см

Fig. 1. Dependence of the fraction of ionized hydrogen (left) and temperature (right) on redshift in the epochs of cosmological recombination and the Dark Ages in the standard  $\Lambda$ CDM model. Solid lines show the temperature of baryonic matter in the models with  $\Omega_b = 0.0493 \pm 1\sigma, \pm 2\sigma, \pm 3\sigma$ , dotted lines show the corresponding spin temperatures, and dashed lines show the relict radiation temperature. The insets show the dependence of the ionized hydrogen fraction, gas temperature, and spin temperature on the redshift in the region of the HI 21 cm absorption line formation

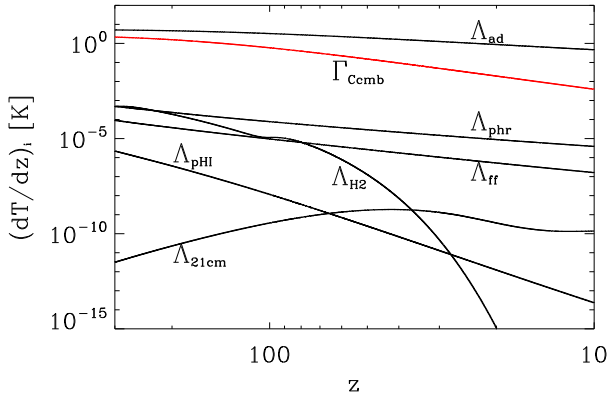


Рис. 2. Функції нагрівання/охолодження в міжгалактичному середовищі епохи Темних віків у стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі

Fig. 2. Heating/cooling functions in the intergalactic medium of the Dark Ages in the standard  $\Lambda$ CDM model

У стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі основним механізмом нагрівання газу в цей період є комптонівське розсіювання реліктового випромінювання на вільних електронах, а охолодження — адіабатичне розширення. Усі інші механізми, які є в астрофізичній плазмі, в умовах Темних віків слабші на три порядки й більше (див. рис. 4 і додаток у [29]). Температуру плазми та йонізацію гідрогену й гелію впродовж космологічної рекомбінації і в епоху Темних віків до  $z = 200$  ми розраховуємо на основі ефективної 3-рівневої моделі атома, реалізованої в загальнодоступній програмі

RecFast<sup>4</sup> [47, 48], а на  $z < 200$  системи рівнянь

$$-\frac{3}{2}n_{\text{tot}}k_B(1+z)H\frac{dT_b}{dz} = \Gamma_{C_{\text{cmb}}} - \Lambda_{\text{ad}} - \Lambda_{\text{ff}} - \Lambda_{\text{pHr}} - \Lambda_{21\text{cm}} - \Lambda_{\text{H}_2} + \Gamma_{\text{nSM}} - \Lambda_{\text{nSM}'}, \quad (1)$$

$$-(1+z)H\frac{dx_{\text{HI}}}{dz} = R_{\text{HI}}x_{\text{HI}} + C_{\text{HI}}^i n_i x_{\text{HI}} - \alpha_{\text{HI}} x_{\text{HI}} x_e n_{\text{H}}, \quad (2)$$

$$-(1+z)H\frac{dx_{\text{HeII}}}{dz} = R_{\text{HeII}}x_{\text{HeII}} + C_{\text{HeII}}^i n_i x_{\text{HeII}} - \alpha_{\text{HeII}} x_{\text{HeII}} x_e n_{\text{H}}, \quad (3)$$

$$H = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_K(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}, \quad (4)$$

де  $T_b$  — температура баріонного газу,  $n_{\text{tot}} \equiv n_{\text{HI}} + n_{\text{HII}} + n_e + n_{\text{HeI}} + n_{\text{HeII}} = n_{\text{tot}}^0(1+z)^3$  — концентрація частинок усіх сортів,  $n_{\text{H}} \equiv n_{\text{HI}} + n_{\text{HII}} = n_{\text{H}}^0(1+z)^3$  — концентрація гідрогену,  $k_B$  — стала Больцмана,  $\Gamma_{C_{\text{cmb}}}$  — функція нагрівання внаслідок комптонівського розсіювання реліктового випромінювання на вільних електронах [47, 48],  $\Lambda_{\text{ad}}$  — функція адіабатичного охолодження внаслідок розширення Всесвіту [47],  $\Lambda_{\text{ff}}$  — функція охолодження внаслідок вільно-вільних переходів електронів [49],  $\Lambda_{\text{pHr}}$  — функція охолодження внаслідок фоторекомбінацій [50],  $\Lambda_{21\text{cm}}$  — функція охолодження внаслідок випромінювання в лінії 21 см [47],  $\Lambda_{\text{H}_2}$  — функція охолодження внаслідок випромінювання в обертово-коливних переходах молекули

<sup>4</sup> <http://www.astro.ubc.ca/people/scott/recfast.html>.

$H_2$  [47],  $\Gamma_{nSM}$  і  $\Lambda_{nSM'}$  — функції нагрівання й охолодження в нестандартних моделях (див. параграф III),  $R_{HI}$ ,  $R_{HeI}$  — швидкості фотойонізації атомів гідрогену і гелію,  $C_{HI}^i$ ,  $C_{HeI}^i$  — коефіцієнти ударної йонізації

$i$ -им сортом частинок,  $\alpha_{HI}$ ,  $\alpha_{HeII}$  — коефіцієнти рекомбінації йонів гідрогену та гелію,  $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{dm}$ ,  $H(z)$  — темп розширення Всесвіту.

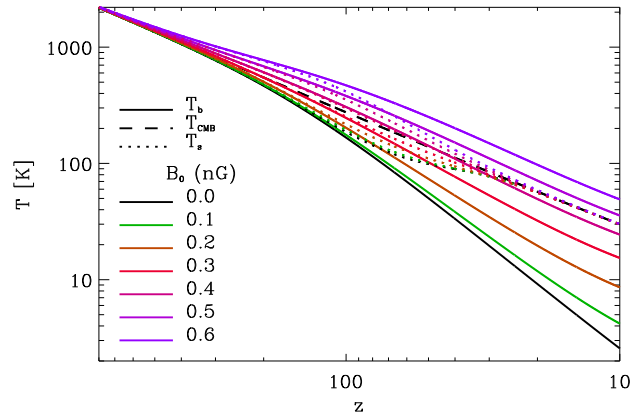
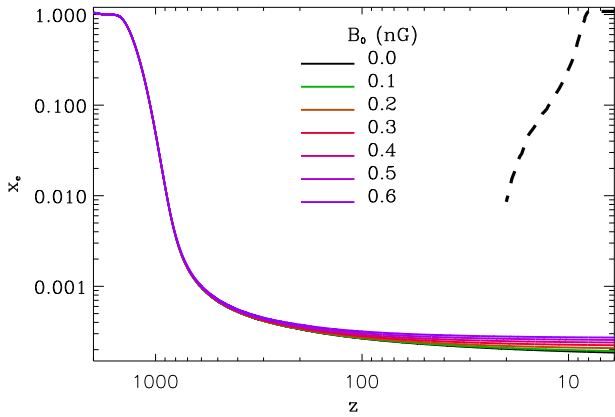


Рис. 3. Залежність фракції йонізованого гідрогену (зліва) і температури баріонної матерії (справа) від червоного зміщення в моделях з первісними стохастичними магнітними полями з різними середньоквадратичними значеннями індукції  $B_0$ , які зростають для ліній знизу вгору. Штрихова лінія на графіку зліва —  $2\sigma$  верхня межа з даних поляризації реліктового випромінювання [41]

Fig. 3. Dependence of ionized hydrogen fraction (left) and baryonic matter temperature (right) on redshift in the models with primordial stochastic magnetic fields with different rms values of induction  $B_0$ , which increase for lines from bottom to top. The dashed line in the left panel is the  $2\sigma$  upper limit from the relict radiation polarization data [41]

На рис. 1 показано розрахунки йонізаційної і термічної історій середовища від епохи космологічної рекомбінації гідрогену ( $z = 2000$ ) до кінця епохи Темних віків ( $z = 10$ ). Розкид значення  $\Omega_b$  у межах  $3\sigma$  ( $\pm 6.8\%$  від найбільш оптимального значення  $0.0493$ ) зумовлює  $7.2\%$ -й розкид  $x_e$  довкола значення  $1.918 \cdot 10^{-3}$  та  $2.7\%$ -й розкид  $T_b$  довкола значення  $2.563$  K на  $z = 10$ . Основним механізмом нагрівання газу в цей період є комптонівське розсіювання реліктового випромінювання на вільних електронах, а охолодження — адіабатичне розширення. Усі інші механізми, які наявні в астрофізичній плазмі, в умовах Темних віків у стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі слабші на три порядки й більше, що добре ілюструє рис. 2. Однак у нестандартних космологічних моделях з додатковими механізмами йонізації нагрівання чи охолодження термічна та йонізаційна історія плазми епохи Темних віків може бути іншою.

### Б. Модель з первісними магнітними полями

Включення первісних магнітних полів (ПМП) в космологічні сценарії формування структури Всесвіту зумовлене, з одного боку, гіпотетичними механізмами їх генерації в ранньому Всесвіті (див. огляд [51]) та, з іншого, експериментальними підставами наявності позагалактичних магнітних полів, що впливають з даних спостережень випромінювання блазарів у GeV- і TeV-діапазонах енергії Космічною обсерваторією Фермі, Стереоскопічною системою приймачів  $\gamma$ -квантів високої енергії H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) в Намібії та масиву детекторів

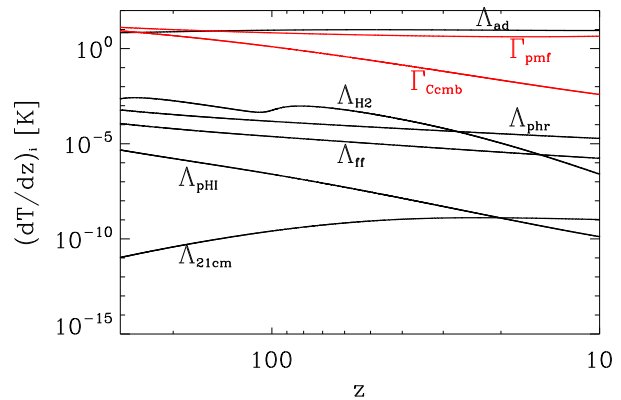


Рис. 4. Функції нагрівання/охолодження в моделі з  $B_0 = 0.6$  нГс  
Fig. 4. Heating/cooling functions in the model with  $B_0 = 0.6$  nG

ARGO-YBJ в Тибеті [52, 53]. Останні вказують на нижню межу значення індукції таких полів на масштабах кілька мегапарсек:  $B_0 > 10^{-20}$  Гс. Верхня межа отримана з досліджень впливу стохастичного фону ПМП на анізотропію температури й поляризації реліктового випромінювання в експерименті Planck [54]:  $B_0 < 9 \cdot 10^{-10}$  Гс.

Ці поля розпадаються, що призводить до нагрівання баріонної матерії, впливу на теплову та йонізаційну історію Всесвіту в епоху Темних віків. Розглядають

два механізми нагрівання баріонної матерії — унаслідок загасання турбулентної складової магнітного поля та амбіполярної дифузії. Залежність функції нагрівання для них від червоного зміщення з урахуванням результатів у [55–58] можна записати так:

$$\Gamma_{\text{mfdt}}(z \geq z_{\text{rec}}) = 1.5\rho_{\text{mf}}H(z)\frac{m}{a}[f_D(z)]^{n_{\text{B}}+3} \times \exp\left\{-\frac{(z-z_{\text{rec}})^2}{5000}\right\}\left(\frac{1+z_{\text{rec}}}{1+z}\right)^4,$$

$$\Gamma_{\text{mfdt}}(z < z_{\text{rec}}) = 1.5\rho_{\text{mf}}H(z)[f_D(z)]^{n_{\text{B}}+3} \times \frac{ma^m}{(a+1.5\ln((1+z_{\text{rec}})/(1+z)))^{m+1}},$$

$$\Gamma_{\text{mfad}}(z) = \frac{1-x_{\text{HI}}}{g(T_{\text{b}})x_{\text{HI}}}[f_D(z)]^{2n_{\text{B}}+8} \times \left[\frac{(1+z)k_D}{3.086 \cdot 10^{22}} \frac{\rho_{\text{mf}}}{\rho_{\text{b}}}\right]^2 f_L,$$

де  $z_{\text{rec}}$  і  $t_{\text{rec}}$  — червоне зміщення та час космологічної рекомбінації,  $\rho_{\text{mf}} = 3.98 \cdot 10^{-20} (B_0/\text{нГс})^2 (1+z)^4 \text{ ерг}\cdot\text{см}^{-3}$  — густина енергії ПМП,  $n_{\text{B}} = -2.9$  — спектральний індекс спектра потужності ПМП,  $a = \ln(1+t_{\text{d}}/t_{\text{rec}})$ ,  $m \equiv 2(n_{\text{B}}+3)/(n_{\text{B}}+5)$ ,  $t_{\text{d}}/t_{\text{rec}} = 14.8/(B_0k_D)$ ,  $k_D = (2.89 \cdot 10^4 h)^{1/(n_{\text{B}}+5)} B_{\lambda}^{-2/(n_{\text{B}}+5)} k_{\lambda}^{(n_{\text{B}}+3)/(n_{\text{B}}+5)} \text{ Мпк}^{-1}$ ,  $\lambda = 1 \text{ Мпк}$ ,  $B_{\lambda} = B_1 = B_0$ ,  $k_{\lambda} = k_1 = 2\pi \text{ Мпк}^{-1}$ ,  $x_{\text{HI}} = n_{\text{HI}}/n_{\text{H}}$ ,  $f_L = 0.8313(n_{\text{B}}+3)^{1.105}(1.0-0.0102(n_{\text{B}}+3))$ ,  $g(T_{\text{b}}) = 1.95 \cdot 10^{14} T_{\text{b}}^{0.375} \text{ см}^3/\text{с}/\text{Г}$ ,  $\rho_{\text{b}} = \rho_{\text{cr}}^{(0)} \Omega_{\text{b}}(1+z)^3$ ,  $k_D = 286.91(B_0/\text{нГс})^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . Фактор  $f_D(z)^{n_{\text{B}}+3}$  описує еволюцію масштабу обрізання спектру первісного магнітного поля (див. [58]), який ми апроксимуємо для  $z \leq 1178$  і фіксованих значень  $n_{\text{B}}$  та  $k_D$  поліномом 4-го порядку  $[f_D(z)]^{n_{\text{B}}+3} \simeq 0.6897525 + 0.2944149 \cdot 10^{-3}z - 0.3805730 \cdot 10^{-6}z^2 + 0.2259742 \cdot 10^{-9}z^3 + 0.6354026 \cdot 10^{-13}z^4$ . Для  $z \geq 1178$   $f^{n_{\text{B}}+3}(z) \equiv 1$ .

Результати розрахунків теплового та йонізаційного стану баріонної матерії в епоху Темних віків в моделях з ПМП з різними середньоквадратичними значеннями індукції поля в сучасну епоху  $B_0 = 0.1, 0.2, \dots, 0.6$  наведені на рис. 3. Як бачимо, ПМП з  $B_0$ , меншими від верхніх спостережних обмежень, помітно підвищують температуру баріонної матерії на  $z < 300$ . Якщо  $B_0 \gtrsim 0.4$  нГс, тоді температура  $T_{\text{b}}$  впродовж епохи Темних віків є вища від температури реліктового випромінювання. Фракція йонізованого гідрогену в цю епоху дещо зростає, залишаючись у межах  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ , через зменшення коефіцієнта рекомбінації. Гелій залишається повністю нейтральним, тому  $x_{\text{He}} = x_{\text{e}}$ .

На рис. 4 наведено основні функції нагрівання/охолодження на  $10 < z < 300$  для моделі  $B_0 = 0.6$  нГс. Зауважуємо, що величина функції нагрівання  $\Gamma_{\text{pmf}} = \Gamma_{\text{mfdt}} + \Gamma_{\text{mfad}}$  є значно більшою від величини функції нагрівання внаслідок комптонівського розсіювання реліктового випромінювання на вільних електронах, але дещо меншою від величини функції адіабатичного охолодження.

Значно зросла величина функції охолодження  $\Lambda_{\text{H}_2}$ , зумовленої втратами на збудження обертово-коваливних ліній найпоширенішої молекули гідрогену  $\text{H}_2$  на  $z < 50$  порівняно зі стандартною моделлю (рис. 2). На  $z = 20$  це зростання на 10 порядків (!), хоч  $\Lambda_{\text{H}_2}$  залишається, проте нехтівно малим порівняно з основними механізмами нагрівання/охолодження. З іншого боку, це вказує на те, що інтенсивність свічення в молекулярних лініях значно зростає в таких моделях. У моделях з  $B_0 = 0.1$  нГс  $\Gamma_{\text{pmf}}$  стає більшим  $\Gamma_{C_{\text{cmb}}}$  на  $z < 40$ .

Температура збудження верхнього рівня надтонкої структури основного стану гідрогену або спінова температура, стає вищою від температури реліктового випромінювання в моделях з  $B_0 \gtrsim 0.4$  нГс (точкові лінії на рис. 3).

## В. Модель з самоанігіляційною темною матерією

Стандартна  $\Lambda\text{CDM}$ -модель має лише один параметр, що відповідає за холодну темну матерію, — це її масова густина. На інші допустимі параметри є лише верхні обмеження, що випливають з астрофізичних спостережень та лабораторних експериментів, у яких не зареєстровано передбачувані сигнали в припущенні певної природи частинок темної матерії. Тут ми хочемо отримати оцінку значень параметрів самоанігіляційної темної матерії, за яких зміна йонізаційної та теплової історій баріонної матерії в епоху Темних віків проявилась би, зокрема, в характеристиках лінії 21 см нейтрального гідрогену. Для цього використаємо просту модель самоанігіляційної темної матерії, яка запропонована в роботі [59]. У ній припускається, що частка темної матерії здатна самоанігілювати з ефективним перерізом  $\langle\sigma v\rangle$ , усередненим за швидкостями частинок темної матерії з масою  $m_{\text{dm}}$ . Енергія, яка йде на нагрівання баріонної матерії в одиниці об'єму за одиницю часу, складає

$$\Gamma_{\text{dman}} = 1.6 \cdot 10^{-12} f_{\text{dman}} g_{\text{h}} \epsilon_0 n_{\text{H}} (1+z)^3 \frac{\text{ерг}}{\text{см}^3 \text{с}}, \quad (5)$$

$$\epsilon_0 = 4.26 \cdot 10^{-28} \left[\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\text{dm}}}\right] \left[\frac{\Omega_{\text{dm}} h^2}{0.12}\right]^2 \left[\frac{\langle\sigma v\rangle}{10^{-29} \text{ см}^3/\text{с}}\right],$$

де  $\epsilon_0$  — безрозмірний параметр самоанігіляції частинок темної матерії,  $f_{\text{dman}}$  — це частка від вивільненої енергії, яку абсорбує баріонна матерія,  $g_{\text{h}} = (1+2x_{\text{HI}}+f_{\text{He}}(1+2x_{\text{HeII}}))/3(1+f_{\text{He}})$  — частка з неї, яка йде на нагрівання газу.

Продукти анігіляції частинок темної матерії з енергією  $c^2 m_{\text{dm}} \gg 20$  еВ здатні йонізувати гідроген і гелій. У межах моделі [59] темп йонізації можна розрахувати таким чином:

$$(1+z)H \frac{dx_{\text{HI}}}{dz} \Big|_{\text{dman}} = 0.0735 f_{\text{dman}} g_{\text{ion}}^{(\text{HI})} \frac{\epsilon_0 n_{\text{H}} (1+z)^3}{n_{\text{HI}} (1+f_{\text{He}})},$$

$$(1+z)H \frac{dx_{\text{HeI}}}{dz} = 0.04065 f_{\text{dman}} g_{\text{ion}}^{(\text{HeI})} \frac{\epsilon_0 n_{\text{H}} f_{\text{He}} (1+z)^3}{n_{\text{HeI}} (1+f_{\text{He}})},$$

де  $g_{\text{ion}}^{(\text{HI})} = (1 - x_{\text{HI}})/3$  і  $g_{\text{ion}}^{(\text{HeI})} = (1 - x_{\text{HeII}})/3$  — це частки виділеної енергії, які йдуть на йонізацію гідрогену й гелію відповідно. Як бачимо,  $g_h \propto g_{\text{ion}} \propto 1/3$ , тобто, приблизно третина інжектованої в баріонну компоненту енергії йде на нагрівання, приблизно третина на йонізацію гідрогену та гелію і решта — на збуджен-

ня енергетичних рівнів нейтральних атомів. Оскільки феноменологічна модель [59] не пропонує конкретної моделі частинок темної матерії, яка самоанігілює, то ми оцінимо йонізацію й температуру баріонного газу для різних значень сукупного безрозмірного параметра  $f_{\text{dman}}\epsilon_0$ .

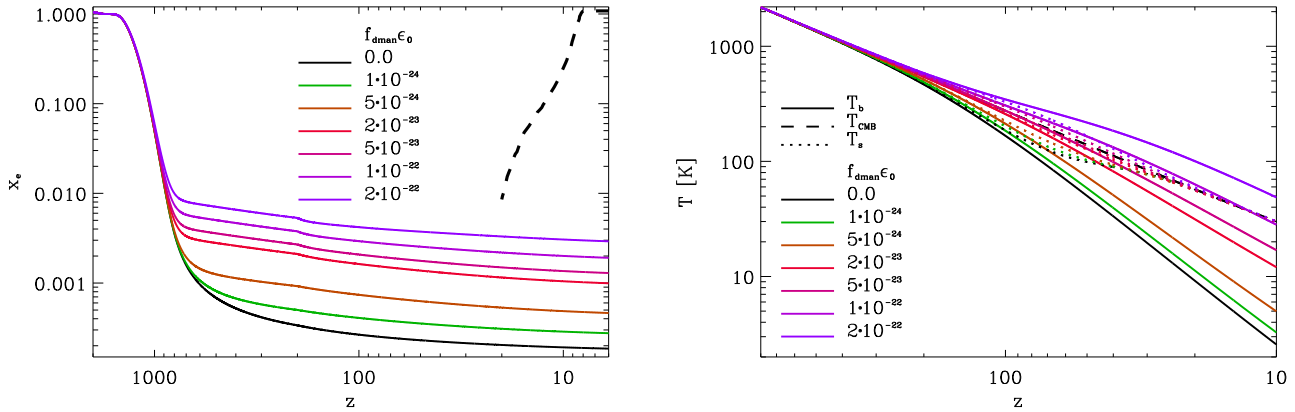


Рис. 5. Залежність фракції йонізованого гідрогену (зліва) і температури баріонної матерії (справа) від червоного зміщення в моделях з самоанігіляційною темною матерією з різними значеннями сукупного параметра  $f_{\text{dman}}\epsilon_0$ , які зростають для ліній знизу вгору. Штрихова лінія на графіку зліва — те саме, що й на рис. 3

Fig. 5. Dependence of ionized hydrogen fraction (left) and baryonic matter temperature (right) on redshift in the models with self-annihilating dark matter with different values of the aggregate parameter  $f_{\text{dman}}\epsilon_0$ , which increase for lines from bottom to top. The dashed line in the left panel is the same as in Fig. 3

Результати наведені на рис. 5. Оскільки швидкість самоанігіляції частинок темної матерії пропорційна квадрату їх концентрації, то внесок в йонізаційну й теплову історію баріонної матерії в епоху Темних віків помітний для значень сукупного параметра  $f_{\text{dman}}\epsilon_0 \geq 10^{-24}$ . Космологічна рекомбінація гідрогену й гелію стає виразно відмінною від стандартної в моделях з  $f_{\text{dman}}\epsilon_0 \gtrsim 10^{-22}$ . Температура баріонної компоненти за таких значень вища від температури реліктового випромінювання на  $200 < z < 10$ .

Величина функції нагрівання  $\Gamma_{\text{dman}}$  у моделі з  $f_{\text{dman}}\epsilon_0 = 2 \cdot 10^{-22}$ , яка наведена на рис. 6, є співмірною з адіабатичним охолодженням і вища від величини функції нагрівання реліктовим випромінюванням  $\Gamma_{\text{Ccmb}}$  на  $z < 300$ .

### Г. Модель з розпадною темною матерією

Частинки темної матерії можуть бути розпадними з періодом піврозпаду значно більшим від віку Всесвіту. Ключовими параметрами такої моделі є частка темної матерії, частинки якої розпадаються, їхній характерний час піврозпаду, а також частки, які йдуть на нагрівання, йонізацію та збудження атомів. Тут ми, як і в попередніх моделях, оцінимо значення параметрів розпадної темної матерії, за яких йонізаційна й теплова історія баріонної матерії в епоху Темних віків відрізняються від стандартної, але не суперечать спостережуваним обмеженням щодо оптичної глибини реіонізації. Для цього використаємо феноменологічну модель розпадної темної матерії [60], згідно з

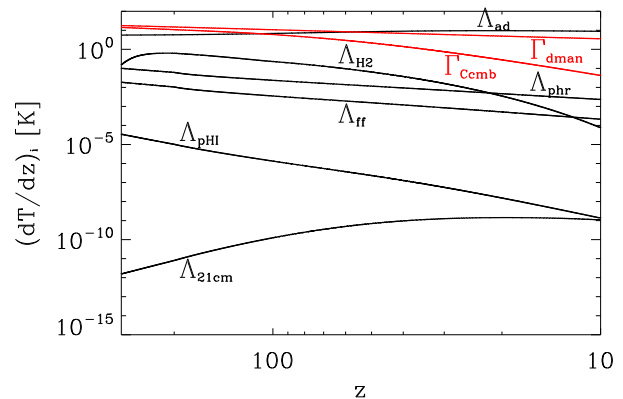


Рис. 6. Функції нагрівання/охолодження в моделі з  $f_{\text{dman}}\epsilon_0 = 2 \cdot 10^{-22}$

Fig. 6. Heating/cooling functions in the model with  $f_{\text{dman}}\epsilon_0 = 2 \cdot 10^{-22}$

якою функцію нагрівання можна записати так:

$$\Gamma_{\text{dmd}} = 1.69 \cdot 10^{-8} f_{\text{dmd}} g_h \left[ \frac{\Omega_{\text{dm}} h^2}{0.12} \right] \frac{(1+z)^3}{\tau_{\text{dmd}}} \frac{\text{eрг}}{\text{см}^3 \text{с}}, \quad (6)$$

де  $\tau_{\text{dmd}}$  — характерний час піврозпаду частинок темної матерії в секундах,  $f_{\text{dmd}}$  — це частка вивільненої енергії, яку абсорбує баріонна матерія,  $g_h$  — частка з неї, що йде на нагрівання газу.

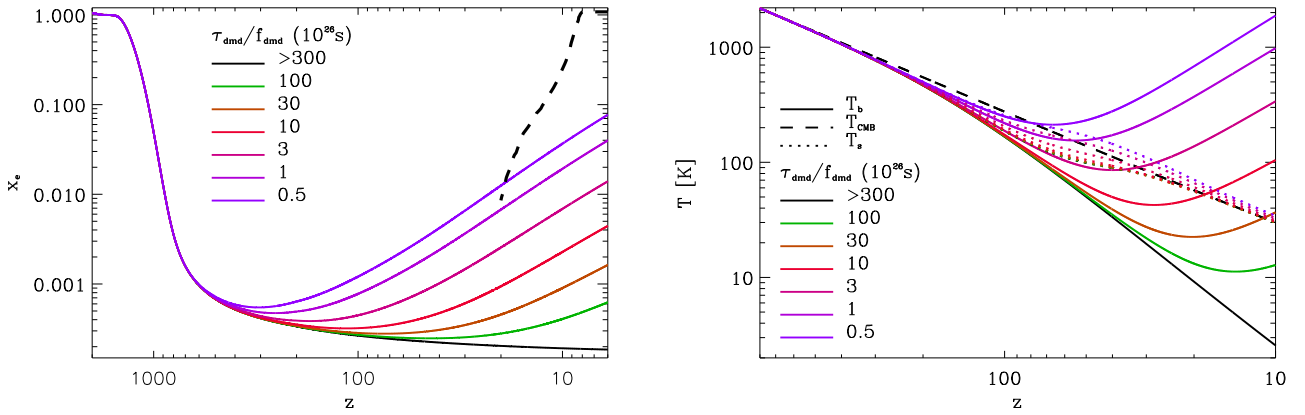


Рис. 7. Залежність фракції йонізованого гідрогену (зліва) і температури баріонної матерії (справа) від червоного зміщення в моделях з розпадною темною матерією з різними значеннями сукупного параметра  $\tau_{\text{dmd}}/f_{\text{dmd}}$ , які зменшуються для ліній знизу вгору. Штрихова лінія на графіку зліва — те саме, що й на рис. 3

Fig. 7. Dependence of ionized hydrogen fraction (left) and baryonic matter temperature (right) on redshift in the models with decaying dark matter with different values of the aggregate parameter  $\tau_{\text{dmd}}/f_{\text{dmd}}$ , which decrease for lines from bottom to top. The dashed line in the left panel is the same as in fig. 3

Продукти розпаду частинок темної матерії з енергіями в діапазоні кеВ–ГеВ можуть йонізувати атоми гідрогену й гелію,

$$(1+z)H \frac{dx_{\text{HI}}}{dz} = 7.35 \cdot 10^{-2} \frac{g_{\text{ion}}^{(\text{HI})}}{g_h} \frac{n_{\text{H}} \Gamma_{\text{dmd}}}{n_{\text{HI}}(1+f_{\text{He}})},$$

$$(1+z)H \frac{dx_{\text{HeI}}}{dz} = 4.065 \cdot 10^{-2} \frac{g_{\text{ion}}^{(\text{HeI})}}{g_h} \frac{n_{\text{H}} f_{\text{He}} \Gamma_{\text{dmd}}}{n_{\text{HeI}}(1+f_{\text{He}})},$$

де частки виділеної енергії, що йдуть на нагрівання та йонізацію гідрогену й гелію,  $g_h$ ,  $g_{\text{ion}}^{(\text{HI})}$  і  $g_{\text{ion}}^{(\text{HeI})}$ , розраховуємо так само як і у попередньому випадку самоанігільційної темної матерії.

Результати розрахунків йонізаційної та теплової історій газу від епохи космологічної рекомбінації гідрогену через Темні віки до  $z = 10$  для значень сукупного параметра  $\tau_{\text{dmd}}/f_{\text{dmd}} \in 5 \cdot 10^{25} - 10^{28}$  с показано на рис. 7. За значень цього параметра, більших від  $3 \cdot 10^{28}$  с, йонізаційна й тепла історії газу практично не відрізняються від історії в стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі. За значень, менших від  $10^{25}$  с, йонізація гідрогену на  $z \sim 20 - 10$  є вищою за  $2\sigma$ -верхню межу, встановлену в експерименті Планк [41].

Еволюція температури газу в цій моделі, зображена на правому рис. 7, суттєво відрізняється від еволюції в інших моделях, наведених тут:  $T_b \propto T_{\text{min}} + T_c(11-z)$ . Швидке зростання  $x_e$  і  $T_b > T_{\text{cmb}}$  проявляються у зміні характеру функції нагрівання  $\Gamma_{C_{\text{cmb}}}$  і  $\Lambda_{21\text{cm}}$ , як це можна бачити на рис. 8. Перша стала функцією охолодження, друга — функцією нагрівання. Це пояснюється тим, що  $\Gamma_{C_{\text{cmb}}} \propto (T_{\text{cmb}} - T_b)$  і  $\Lambda_{21\text{cm}} \propto (n_{\text{H}_0} C_{01} - n_{\text{HI}_1} C_{10})$  [47].

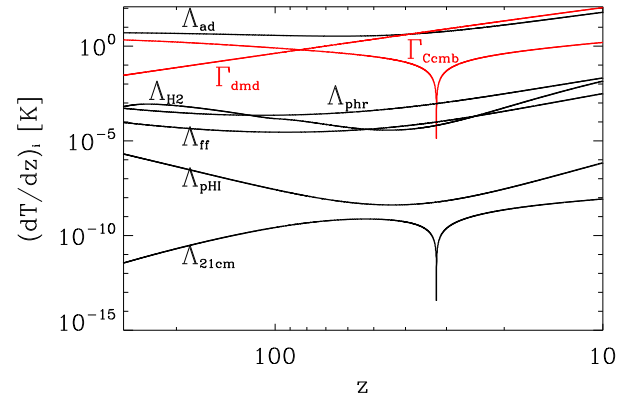


Рис. 8. Функції нагрівання/охолодження в моделі з  $\tau_{\text{dmd}}/f_{\text{dmd}} = 3 \cdot 10^{26}$  с

Fig. 8. Heating/cooling functions in the model with  $\tau_{\text{dmd}}/f_{\text{dmd}} = 3 \cdot 10^{26}$  с

#### Д. Модель з додатковим охолодженням

Серед інших нестандартних моделей темної матерії розглядають такі, які взаємодіють з баріонною матерією, зумовлюючи її охолодження [31, 61–63]. Для оцінки впливу таких моделей на теплову історію баріонної матерії в епоху Темних віків і їхнього впливу на формування лінії поглинання в лінії 21 см нейтрального гідрогену на  $z \sim 90$  тут ми розглянемо просту модель охолодження:  $\Lambda_{\text{NSM}} = \beta \Lambda_{\text{ad}}$ . Результати розрахунків еволюції температури баріонного газу в епоху Темних віків для  $\beta = 0.1, 0.2, \dots, 0.6$  наведено на рис. 9. Порівняння з [61] показує, що наша проста феноменологічна модель відтворює хід  $T_b(z)$

у фізичній моделі темної матерії, що взаємодіє з баріонною. Це зумовлює додаткове охолодження газу в епоху Темних віків.

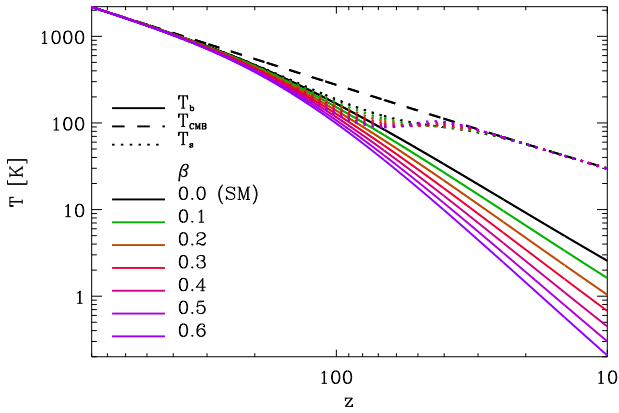


Рис. 9. Залежність температури баріонної матерії від червоного зміщення в моделях з додатковим охолодженням з різними значеннями  $\beta$ , яке зростає для ліній зверху вниз Fig. 9. Baryonic matter temperature versus redshift in the models with additional cooling with different values of  $\beta$ , which increases for lines from top to bottom

### III. ЛІНІЯ 21 СМ З ЕПОХИ ТЕМНИХ ВІКІВ

Сигнал у лінії 21 см з епохи Темних віків може бути джерелом інформації про йонізаційну та теплову історію баріонної матерії в цю епоху, оскільки інтенсивність лінії залежить від концентрації нейтрального водню та кінетичної температури газу. А що вони визначаються в стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі залишковою (або загартувальною) йонізацією після космологічної рекомбінації та конкуренцією між адіабатичним охолодженням і нагріванням через комптонівське розсіювання реліктового випромінювання на вільних електронах, то вільними параметрами розв'язку рівнянь (1)–(4) є густина баріонної компоненти  $\Omega_b$ , густина темної матерії  $\Omega_{dm}$  та стала Габбла  $H_0$ . Вимірюванням такого сигналу можна уточнити значення цих параметрів. У нестандартних космологічних моделях з додатковим нагріванням та йонізацією чи охолодженням, як ми бачили, тепла та йонізаційна історія можуть помітно відрізнятися від такої в  $\Lambda$ CDM-моделі, навіть якщо параметри цих моделей не виходять за межі сучасних обмежень на них. Отже, вимірювання сигналу в лінії 21 см з епохи Темних віків може бути додатковим тестом на такі космологічні моделі.

На  $z < 850$  адіабатичне охолодження переважає нагрівання, зумовлене комптонівським розсіюванням реліктового випромінювання на вільних електронах, і кінетична температура газу падає швидше, ніж температура реліктового випромінювання. Спінова температура  $T_s$ , яка визначає населеність рівнів надтонкої структури водню в епоху Темних віків, визначається процесами збудження та деактивації кванта реліктового випромінювання й зіткненнями з е-

лектронами, протонами та нейтральними атомами водню (див. детальніше [45]), добре описується співвідношенням

$$T_s = T_b \frac{T_{cmb} + T_0}{T_b + T_0} = \frac{(1 + x_c)T_{cmb}}{T_b + x_c T_{cmb}}, \quad (7)$$

яке отримуємо за умови квазістаціонарності відповідного кінетичного рівняння. Тут  $x_c \equiv T_0/T_{cmb}$  — параметр зв'язку, зумовлений зіткненнями,  $T_0 = h_P \nu_{21} C_{10}/k_B A_{10}$ , де  $h_P$  — стала Планка,  $\nu_{21}$  — лабораторна частота лінії 21 см,  $A_{10}$  — коефіцієнт спонтанного переходу Айнштейна,  $C_{10}$  — швидкість деактивації зіткненнями з електронами, протонами та нейтральними атомами водню. На рисунках 1, 3, 5, 7, 9 точковими лініями зображені результати розрахунків спінової температури у моделях, які ми аналізуємо тут.

Оскільки частота лінії надтонкої структури  $\nu_{21}$  міститься в діапазоні Релея–Джинса енергетичного розподілу реліктового випромінювання, зручно використовувати яскравісну температуру  $T_{br}$  замість інтенсивності:  $I_\nu = 2k_B T_{br} \nu^2/c^2$ . При цьому корисним сигналом є різниця інтенсивностей фонового реліктового випромінювання та випромінювання в лінії  $\delta I_\nu = (I_\nu - I_\nu^{cmb})/(1+z)$ , і вираз для диференціальної яскравісної температури в лінії 21 см, який отримуємо розв'язанням рівняння перенесення випромінювання, є наступним [7, 9, 64, 65]:

$$\delta T_{br}(z) = 23x_{HI}(z) \left[ \left( \frac{0.15}{\Omega_m} \right) \left( \frac{1+z}{10} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \times \left[ \frac{\Omega_b h}{0.02} \right] \left[ 1 - \frac{T_{cmb}(z)}{T_s(z)} \right] \text{ мК}. \quad (8)$$

Як бачимо, диференціальна яскравісна температура пропорційна різниці  $T_s - T_{cmb}$ : за  $T_s < T_{cmb}$  матимемо лінію поглинання, за  $T_s > T_{cmb}$  — емісійну лінію. Лінія щезає, коли  $T_s \rightarrow T_{cmb}$ .

#### A. Стандартна $\Lambda$ CDM-модель

Для оцінки можливостей уточнення значень космологічних параметрів стандартної  $\Lambda$ CDM-моделі на основі вимірювань диференціальної яскравісної температури з епохи Темних віків ми розраховували її для різних значень  $\Omega_b$  і  $\Omega_{dm}$  у  $3\sigma$ -межах за умови виконання рівняння (4) для сучасної епохи,

$$\Omega_b + \Omega_{dm} + \Omega_K + \Omega_\Lambda = 1, \quad (9)$$

а також різних значень  $H_0$  в околі значень, отриманих на основі вимірювань спектра потужності флюктуацій температури й поляризації реліктового випромінювання [41] та тесту видима зоряна величина — червоне зміщення для наднових типу Ia [4]. Результати розрахунків наведені на рис. 10 і 11. Залежність положення лінії, глибини та ефективної ширини від цих параметрів, крім очевидної зі співвідношення (8), відбувається через залежність від них  $x_{HI}$ . Оскільки стан



баріонної матерії практично не чутливий до варіацій  $\Omega_K$  і  $\Omega_\Lambda$ , то для виконання (9) за варіювання  $\Omega_b$  і

$\Omega_{\text{dm}}$  стосовно значень реперної моделі ми варіювали  $\delta\Omega_b = -\delta\Omega_b$  та  $\delta\Omega_\Lambda = -\delta\Omega_{\text{dm}}$  відповідно.

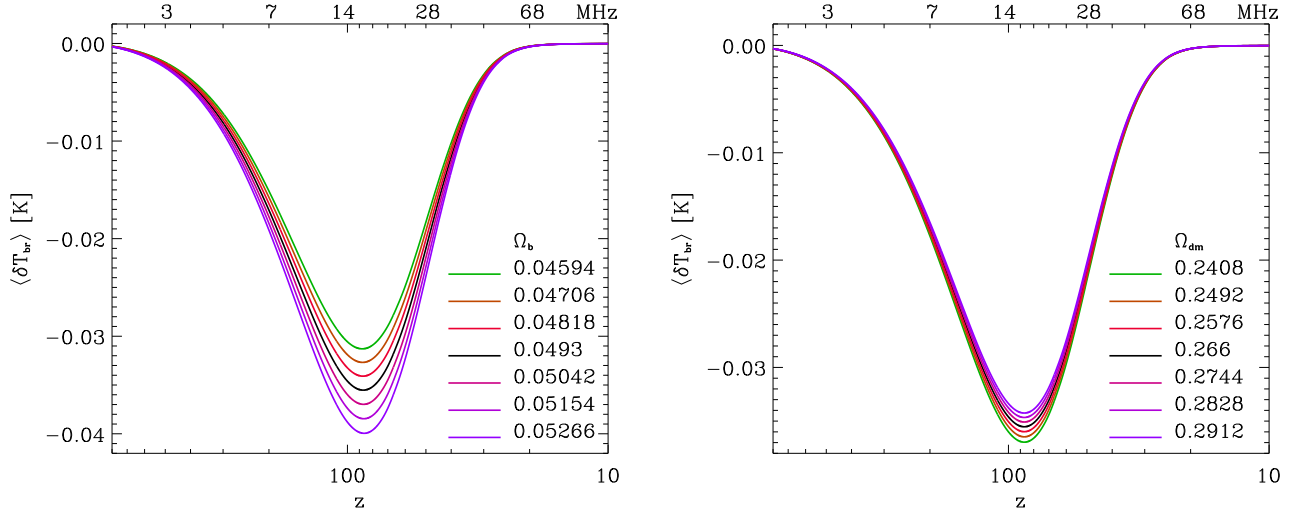


Рис. 10. Лінія поглинання 21 см нейтрального гідрогену з епохи Темних віків у стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі з різними значеннями  $\Omega_b = 0.0493 \pm 1\sigma, \pm 2\sigma, \pm 3\sigma$  (зліва) та  $\Omega_{\text{dm}} = 0.266 \pm 1\sigma, \pm 2\sigma, \pm 3\sigma$  (справа)  
 Fig. 10. Absorption line of 21 cm neutral hydrogen from the Dark Ages in the standard  $\Lambda$ CDM model with different values of  $\Omega_b = 0.0493 \pm 1\sigma, \pm 2\sigma, \pm 3\sigma$  (left) and  $\Omega_{\text{dm}} = 0.266 \pm 1\sigma, \pm 2\sigma, \pm 3\sigma$  (right)

Як бачимо на рис. 10 і 11, варіювання  $\Omega_b$ ,  $\Omega_{\text{dm}}$  та  $H_0$  змінюють глибину й ширину  $z$ -профілю лінії. Збільшення  $\Omega_b$  збільшує глибину лінії поглинання (зменшує  $\delta T_{\text{br}}^{\text{min}}$ ) через більшу щільність поглиначів квантів реліктового випромінювання та більшу ефективність зіткнювальних процесів у деактивації верхнього рівня надтонкої структури атома гідрогену, що наближає спінову температуру  $T_s$  до  $T_b$ . І навпаки, збільшення  $\Omega_{\text{dm}}$  зменшує глибину лінії через збільшення темпу розширення Всесвіту в епоху Темних віків,  $H(z) \sim \sqrt{(\Omega_b + \Omega_{\text{dm}})(1+z)^3}$ . Варіація лінії  $z$ -профілю внаслідок варіації сталої Габбла  $H_0$  показана рис. 11: збільшення  $H_0$  збільшує глибину лінії, оскільки концентрація нейтральних атомів гідрогену  $\propto H_0^2$ . У всіх випадках мінімуми є в діапазоні червоних зміщень  $86 \leq z \leq 88$  ( $\sim 16.1 \pm 0.2$ ) МГц.  $2\sigma$ -відхилення цих параметрів від реперних становлять 4.5% для  $\Omega_b$ , 5.2% для  $\Omega_{\text{dm}}$  та 1.6% для  $H_0$ . Варіації глибини лінії поглинання 21 см для них становлять 8.2%, 2.5% та 4.3% відповідно. Повна ширина лінії на половині максимуму для моделей на рис. 10 і 11 є в межах 23.2 – 23.6 МГц.

### Б. Нестандартні космологічні моделі

Результати розрахунків, які наведені в попередньому параграфі, демонструють значну зміну йонізації гідрогену та температури баріонного газу в епоху Темних віків у нестандартних космологічних моделях з первинним магнітним полем, із самоанігіляційною темною матерією, з розпадною темною матерією та в моделі з додатковим охолодженням. Оскільки йонізація й нагрівання світлом перших джерел в епоху Космічного світанку та реіонізації затирає попередню

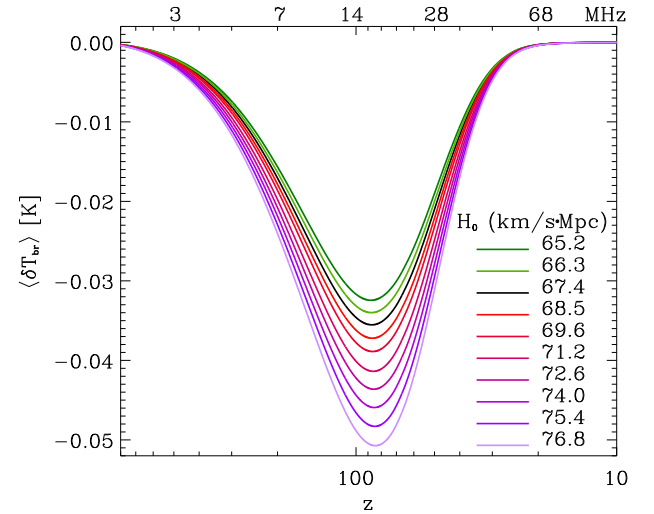


Рис. 11. Лінія поглинання 21 см нейтрального гідрогену з епохи Темних віків у стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі з різними значеннями  $H_0 = 67.36 \pm 1\sigma, \pm 2\sigma$  км/с·Мпк та  $H_0 = 74 \pm 1\sigma, \pm 2\sigma$  км/с·Мпк  
 Fig. 11. The absorption line of 21 cm neutral hydrogen from the Dark Ages in the standard  $\Lambda$ CDM model with different values of  $H_0 = 67.36 \pm 1\sigma, \pm 2\sigma$  км/с·Мпк and  $H_0 = 74 \pm 1\sigma, \pm 2\sigma$  км/с·Мпк

йонізаційну та теплову історії, то сигнал у лінії 21 см нейтрального гідрогену може бути єдиним джерелом інформації про такі моделі за підпорогових значень сигналів інших свідчень, як-от: реєстрація продуктів самоанігіляції, розпаду, інших прямих чи непрямих проявів.

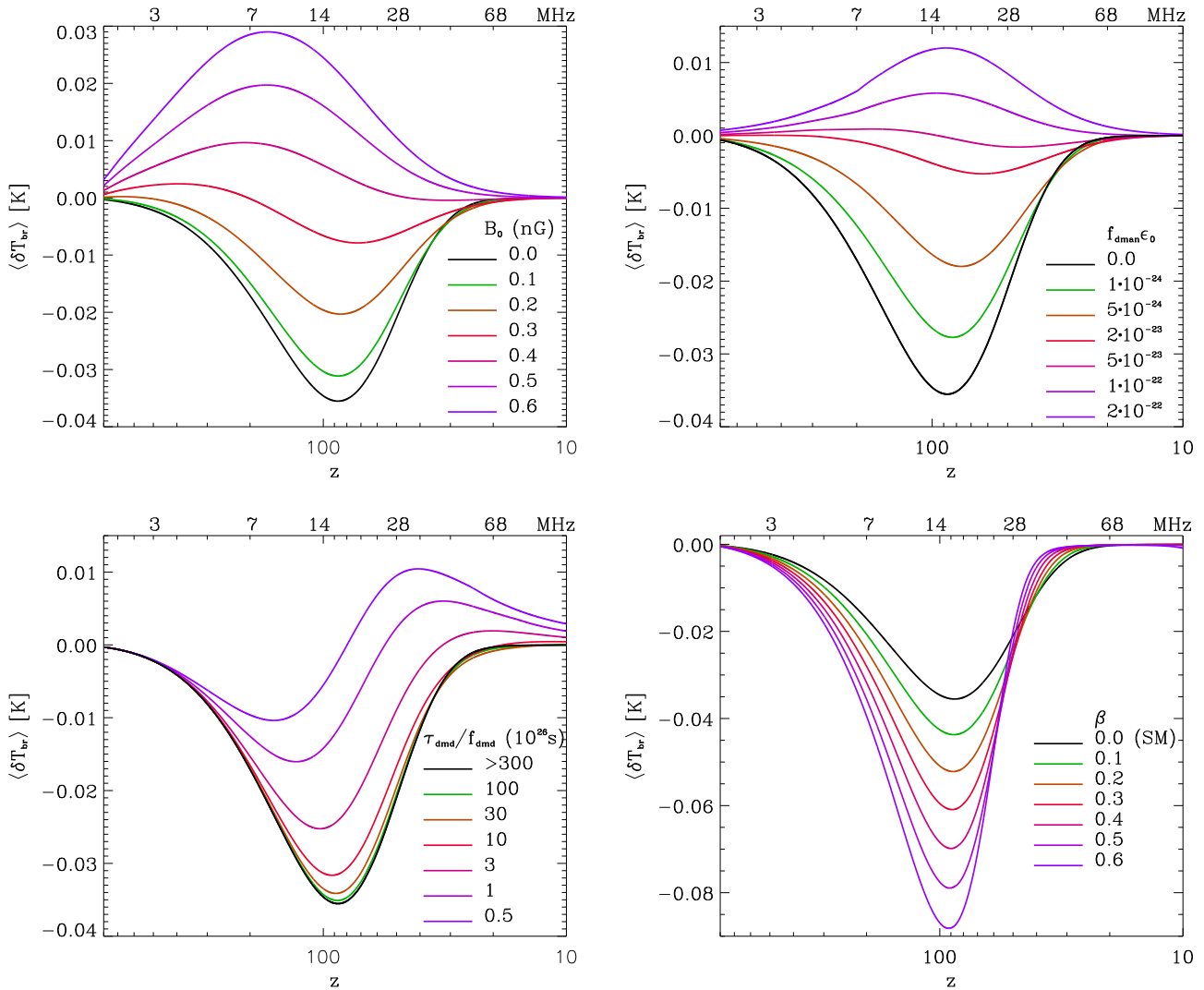


Рис. 12. Лінія поглинання 21 см нейтрального гідрогену з епохи Темних віків у нестандартних моделях з первинним магнітним полем (зліва вгорі), самоанігіляційною темною матерією (справа вгорі), з розпадаючою темною матерією (зліва внизу) та в моделі з додатковим охолодженням. Параметри моделей ті самі, що й на відповідних рисунках попереднього параграфа

Fig. 12. Absorption line 21 cm neutral hydrogen from the Dark Ages in non-standard models with a primordial magnetic field (top left), self-annihilating dark matter (top right), with decaying dark matter (bottom left), and in a model with additional cooling. Model parameters are the same as in the corresponding figures of the previous paragraph

На рис. 12 наведені результати розрахунків диференціальної яскравісної температури в лінії 21 см нейтрального гідрогену з епохи Темних віків ( $10 \leq z \leq 800$ ,  $1.8 \leq \nu_{\text{obs}} \leq 130$  МГц) для всіх нестандартних моделей, для яких розрахована йонізаційна та тепла історія в попередньому параграфі. Як бачимо, у космологічних моделях з додатковим нагріванням чи охолодженням профіль лінії 21 см нейтрального гідрогену суттєво відрізняється від профілю в стандартній  $\Lambda$ CDM-моделі.

### 1. Первісне магнітне поле

Із зростанням  $B_0$  глибина лінії поглинання зменшується, зникає й переходить в емісійну лінію (ліва па-

нель у верхньому ряду рис. 12). Перехід відбувається за  $B_0 \approx 0.3$  нГс через появу малого емісійного “горба”  $\delta T_{\text{br}} \approx 2$  мК в низькочастотному крилі лінії поглинання на  $z \approx 390$ , що відповідає  $\nu_{\text{obs}} \approx 3.6$  МГц. Її ширина на половині максимуму становить  $\Delta \nu_{\text{obs}} \approx 3.8$  МГц. Положення лінії поглинання в цій моделі магнітного поля змістилося в бік більших частот  $\nu_{\text{obs}} \approx 20$  МГц ( $z \approx 72$ ), глибина зменшилась до  $\approx -8$  мК, ширина на половині максимуму  $\Delta \nu_{\text{obs}} \approx 28$  МГц. За більших значень  $B_0$  лінія поглинання зникає у високочастотному крилі, а лінія випромінювання зміщується в бік більших частот, зростають її амплітуда та ширина. За  $B_0 = 0.6$  нГс її максимум  $\delta T_{\text{br}} \approx 30$  мК є на частоті 8.3 МГц ( $z \approx 170$ ), ширина на половині максимуму  $\Delta \nu_{\text{obs}} \approx 16$  МГц.

2. Самоанігіляційна темна матерія

Поведінка профілю лінії 21 см у моделях із самоанігіляційною темною матерією (права панель у верхньому ряду рис. 12) із зростанням значення сукупного параметра  $f_{\text{dman}}\epsilon_0$  якісно подібна до поведінки в моделях з первісними магнітними полями: поява “горба” в низькочастотному крилі лінії, щезання поглинання у високочастотному. У цьому разі емісійний “горб” стає помітним за  $f_{\text{dman}}\epsilon_0 \approx 5 \cdot 10^{-23}$ ; його амплітуда  $\delta T_{\text{br}} \approx 2.5$  мК на  $\nu_{\text{obs}} \approx 11$  МГц ( $z = 128$ ), ширина на половині максимуму  $\Delta\nu_{\text{obs}} \approx 21$  МГц. За більших значень  $f_{\text{dman}}\epsilon_0$  лінія поглинання щезає у високочастотному крилі, а лінія випромінювання зміщується в бік більших частот, зростають її амплітуда і ширина. При  $f_{\text{dman}}\epsilon_0 \approx 2 \cdot 10^{-22}$  її амплітуда  $\delta T_{\text{br}} \approx 13$  мК є на частоті 16 МГц ( $z \approx 88$ ), ширина на половині максимуму  $\Delta\nu_{\text{obs}} \approx 34$  МГц.

Більші значення сукупного параметра, як видно з рис. 5, обмежені даними щодо поляризації реліктового випромінювання на низьких сферичних гармоніках, отриманими в експерименті Планк [41]. Хоч якісно поведінка профілю в моделі із самоанігілюючою темною матерією така сама, як і в моделі з первісним магнітним полем, за кількісними характеристиками профілів лінії 21 см вони є розрізняваними за верхніми допустимих значень  $B_0$  та  $f_{\text{dman}}\epsilon_0$ .

3. Розпадна темна матерія

У моделях з розпадними частинками темної матерії йонізаційна й теплова історії значно відрізняються від таких історій в інших моделях, розглянутих у цій статті. Слід очікувати, що профілі лінії 21 см з Темних віків будуть також особливими, що й ілюструє ліва панель у нижньому ряду рис. 12. Емісійний “горб” у цій моделі з’являється у високочастотному крилі лінії 21 см на  $z \approx 25$  ( $\nu_{\text{obs}} \approx 55$  МГц), коли  $\tau_{\text{dmd}}/f_{\text{dmd}} \approx 3 \cdot 10^{26}$  с. Його амплітуда  $\delta T_{\text{br}} \approx 2$  мК, повна ширина на половині максимуму  $\Delta\nu_{\text{obs}} \approx 8$  МГц. Глибокий абсорбційний мінімум у цій моделі  $\delta T_{\text{br}} \approx -25$  мК є в низькочастотному крилі лінії на  $\nu_{\text{obs}} \approx 13.7$  МГц ( $z \approx 103$ ). Із зменшенням характерного часу піврозпаду чи зростання частки розпадних частинок темної матерії, тобто зменшенням сукупного параметра  $\tau_{\text{dmd}}/f_{\text{dmd}}$  до  $5 \cdot 10^{25}$  с амплітуда емісійного “горба” зростає до 10 мК, зміщується в бік нижчих частот до 34 МГц ( $z \approx 41$ ), його повна ширина на половині максимуму  $\Delta\nu_{\text{obs}}$  становить  $\approx 35$  МГц. Абсорбційний мінімум у низькочастотному крилі лінії зменшується до  $-10$  мК, зміщується на  $\nu_{\text{obs}} \approx 9$  МГц, а повна ширина на половині максимуму зменшується до 10 МГц.

Така відмінність профілю лінії 21 см у цій моделі від профілю в попередніх зумовлена темпом виділення енергії у відповідних процесах:  $\propto (1+z)^4$  у первісному магнітному полі,  $\propto (1+z)^6$  у самоанігіляційній темній матерії і  $\propto (1+z)^3$  у розпадній темній матерії, що описують відповідні функції нагрівання, розглянуті в розділі II.

4. Додаткове охолодження

Лінія поглинання 21 см з епохи Темних віків може бути також ефективним тестом моделей з додатковим охолодженням. Таким може бути розсіювання електронів на мілізаряджених частинках темної матерії [61–63]. Реннан Баркана [31] використав таку модель для інтерпретації аномально глибокого мінімуму лінії поглинання 21 см на  $z \approx 17$ , зареєстрованої командою EDGES [30]. Теплова історія баріонного газу в простій феноменологічній моделі з різною величиною додаткового охолодження показана на рис. 9. Профілі лінії 21 см з епохи Темних віків для них зображені на правій панелі нижнього ряду рис. 12. Як і очікувалось, із збільшенням функції додаткового охолодження, пропорційного адіабатичному охолодженню газу внаслідок розширення Всесвіту  $\Lambda_{\text{nSM}} = \beta\Lambda_{\text{ad}}$  при  $\beta = 0, 0.1, \dots, 0.6$ , глибина лінії поглинання зростає від  $-36$  мК до  $-88$  мК. Її положення зміщується від  $z \approx 87$  ( $\nu_{\text{obs}} \approx 16$  МГц) до  $z \approx 92$  ( $\nu_{\text{obs}} \approx 15$  МГц), ширина на половині максимуму зменшується від 23.3 МГц до 16.6 МГц. Депресія в короткохвильовому крилі лінії зумовлена швидкою втратою ефективності ударного збудження рівня надтонкої структури гідрогену внаслідок космологічного розширення (точкова лінія на рис. 9).

Ці результати можна порівняти з аналогічними в [31]. Суцільна червона лінія на рис. 2 із статті [31] приблизно відповідає найбільш ймовірному спостережуваному значенню пікового поглинання в епоху Космічного світанку, зареєстрованого EDGES [30]. Вона вказує на мінімальне поглинання в епоху Темних віків  $\approx -67$  мК на частоті  $\approx 17$  МГц. У нашій моделі це відповідає  $\beta \approx 0.4$ .

Результати, наведені на рис. 10–12, показують, що лінія надтонкої структури основного стану нейтрального гідрогену 21 см, яка формується в епоху Темних віків на  $z \sim 80 - 100$ , може бути ефективним тестом космологічних моделей. Питання можливостей її детектування поки все ще відкрите.

IV. МОЖЛИВОСТІ ДЕТЕКТУВАННЯ ЛІНІЇ 21 см З ЕПОХИ ТЕМНИХ ВІКІВ

Із викладеного вище випливає, що для детектування глобального сигналу в лінії 21 см надтонкої структури нейтрального гідрогену з епохи Темних віків необхідні радіотелескопи декаметрового діапазону довжин хвиль:  $\nu = 3 - 30$  МГц ( $\lambda = 10 - 100$  м). Найбільший у світі радіотелескоп, що діє в Україні в цьому діапазоні частот, — це Український Т-подібний радіотелескоп УТР-2<sup>5</sup>, який створили фахівці Радіоастрономічного інституту НАН України

<sup>5</sup> Діючий до 24 лютого 2022 року, зруйнований російськими військами під час звільнення Харківщини восени того ж року. Тепер на ньому ведуть відновлювальні роботи.

поблизу м. Чугуєва Харківської області. Його колектив має понад півстолітній досвід спостережень, обробки та інтерпретації випромінювання від небесних об'єктів різної природи в декаметровому діапазоні довжин хвиль, складному для спостережень із Землі через високий рівень завад як галактичного, так і йоносферного та штучного походження. У цьому розділі ми подаємо стислий виклад аналізу можливостей детектування лінії 21 см з епохи Темних віків на основі технічних характеристик УТР-2 та досвіду наукової школи Радіоастрономічного інституту. Повний виклад аналізу цієї складної задачі можна знайти в супутній статті [66].

Для формування вимог до експериментального пошуку зміщеної лінії 21 см гідрогену необхідно ретельно врахувати особливості радіоастрономії декаметрових хвиль як з погляду астрофізики, так і апаратно-методичних аспектів. Одним із головних параметрів кожного радіотелескопа є його чутливість. Вона визначається співвідношенням

$$\Delta S_{\min} = \frac{2k_B T_{\text{noise}}}{A_{\text{ef}} \sqrt{\Delta f \Delta t}} \left( 1 + \frac{T_N}{T_a} \right) \text{ Ян}, \quad (10)$$

де  $\Delta S_{\min}$  — мінімальна густина потоку електромагнітного випромінювання, що задетектована від радіоджерела,  $T_{\text{noise}}$  — шумова температура системи,  $A_{\text{ef}}$  — ефективна площа радіотелескопа,  $\Delta f$  — частотна смуга реєстрації (роздільна здатність за частотою),  $\Delta t$  — час інтегрування або накопичення (роздільна здатність за часом),  $T_N$  — шумова температура приймача,  $T_a$  — антенна температура (потужність радіосигналу від галактичного фону) на виході антени або антенного елемента. Останню розраховують так:  $T_a = \eta_A T_B$ , де  $\eta_A$  — це частотно-залежне ослаблення сигналу, а  $T_B$  — яскравісна температура переднього фону. На декаметрових хвилях шумову температуру системи визначають переважно яскравісною температурою галактичного фону,  $T_{\text{noise}} \approx T_B(\nu)$ , яка досягає десятків та сотень тисяч К залежно від частоти. У діапазоні частот, що нас цікавить, це синхротронне випромінювання міжзоряного середовища з  $T_B(\nu) \propto \nu^{-2.6}$ .

Співвідношення (10) справедливе для точкових радіоджерел з кутковими розмірами меншими за ширину діаграми спрямованості радіотелескопа. Для протяжних або ізотропних радіоджерел, яким є глобальний сигнал у лінії 21 см гідрогену з Темних віків, можна скористатись виразом для мінімальної яскравісної температури, яку можна задетектувати в смузі частот  $\Delta f$  за час інтегрування  $\Delta t$

$$\Delta T_{\min} = \frac{T_B}{\sqrt{\Delta f \Delta t}} \left( 1 + \frac{T_N}{T_a} \right). \quad (11)$$

Ще однією характеристикою радіотелескопів є коефіцієнт зменшення чутливості  $m \equiv T_a / (T_a + T_N)$ , максимізація якого є важливою складовою будь-якого експерименту. Для українських телескопів він досягає

$\approx 0.9$ . Вираз (11) дає змогу отримати оцінку необхідного часу накопичення сигналу для отримання мінімальної яскравісної температури  $T_{\min}$ , необхідної для детектування сигналу:  $\Delta T_{\min} \approx \delta T_{\text{br}} / (S/N)$ , де відношення сигнал/шум покладаємо рівним  $S/N = 10$ . На основі карти радіовипромінювання галактичного фону на частоті 20 МГц, наведеної в [66] (рис. 9), можна оцінити температуру “найхолодніших” частин неба в ділянках полюсів Галактики на заданій частоті:  $T_B(\nu) \approx 2 \cdot 10^4 (\nu/20 \text{ МГц})^{-2.6}$  К. Для лінії поглинання з яскравісною температурою  $\delta T_{\text{br}} = 35$  мК на частоті  $\nu_{\text{obs}} = 16$  МГц, де  $T_B \approx 36000$  К, під час спостережень у смузі частот  $\Delta f = \Delta \nu = 25$  МГц у “найхолодніших” частинах неба в ділянках полюсів Галактики отримаємо  $\approx 60$  дБ. Цей оптимістичний результат оцінки є підставою для глибшого аналізу можливостей детектування лінії 21 см нейтрального гідрогену з епохи Темних віків.

Зважаючи на радіоспектроскопічні вимоги та досвід реєстрації рекомбінаційних ліній радіотелескопом УТР-2 на декаметрових хвилях [66], для лінії з наведеними параметрами можна сформулювати вимоги для її детектування: смуга аналізу  $\Delta F = (2 - 10) \Delta \nu_L \approx 50 - 250$  МГц; роздільна здатність за частотою  $\Delta f = \Delta \nu_{\text{obs}} / (1 - 10) \approx 25 - 2.5$  МГц; кількість частотних каналів  $M = \Delta F / \Delta f_{\min} = 20 - 100$ ; частота дискретизації  $F \geq 2 \Delta F = 100 - 500$  МГц; розрядність дискретизації  $q = 16$  біт; роздільна здатність із погляду радіозвад та рекомбінаційних ліній  $\Delta f_{\text{int}} = 1 - 10$  кГц; кількість каналів  $M_{\text{int}} = 5000 - 25000$ ; кутова роздільна здатність  $\Theta_A = 30^\circ - 180^\circ$ ; поляризація  $N_p = 2$ ; відносна чутливість  $\Delta T_L / T_B \approx 10^{-6}$ ; відношення сигнал/шум  $S/N \sim 10$ ; рівень флуктуацій на спектрах  $\tau \leq (\Delta T_L / T_B) / (S/N) = 10^{-7}$ ; роздільна здатність за часом не потрібна (ефект стаціонарний); тип спектроаналізатора — а) цифровий автокореляційний; б) цифровий із прямим швидким Фур'є-перетворенням.

Ці вимоги задовольняє радіотелескоп Радіоастрономічного інституту НАН України ГУРТ із смугою 8 – 80 МГц.

Прокоментуємо та звернемо увагу на деякі важливі вимоги до експерименту в галузі низькочастотної астрорадіоспектроскопії. Смуга аналізу повинна бути в декілька разів більшою, ніж ширина лінії. Це забезпечує реалізацію відносних спектроскопічних вимірювань, які набагато точніші, ніж абсолютні. Інтенсивність у лінії порівнюється з сусіднім рівнем спектра, де ліній явно немає. Оцінки показують, що досягнути значно ширшої смуги за збереження максимальних чутливості  $m \sim 0.9$  та завадостійкості практично неможливо<sup>6</sup>. Роздільна здатність повинна бути в декілька разів кращою, ніж ширина лінії, щоб з'ясувати профіль лінії (кількість каналів декілька десятків). За наявності вузькосмугових радіозвад, що є в декаметровому діапазоні довжин хвиль, роздільна здатність

<sup>6</sup> Антенні елементи на зворотному боці Місяця в майбутньому поліпшать ситуацію.

повинна бути досить високою ( $\leq 10$  кГц), а кількість каналів досягати багатьох тисяч. Суперечність двох останніх вимог знімається використанням вищої роздільної здатності на етапі спостережень, а під час вторинної обробки отриманих спектрів із завадами й рекомбінаційними лініями останні усуваються спеціальною цифровою фільтрацією, а потім самі спектри “згладжуються” за частотою й відповідно до очікуваної ширини космологічних ліній.

Детальний опис природних й апаратурних перешкод під час реєстрації позагалактичного радіовипромінювання декаметрового діапазону довжин хвиль та способи їх усунення викладені в супутній статті [66]. Там же описана методика спостережень на радіотелескопі ГУРТ НАН України для реєстрації лінії 21 см з Темних віків.

## V. ВИСНОВКИ

У статті показано, що глобальний сигнал у лінії надтонкої структури основного стану нейтрального гідрогену 21 см з епохи Темних віків ( $z \sim 100$ ), зміщеної в декаметровий діапазон довжин хвиль розширенням Всесвіту, може бути ефективним тестом параметрів стандартної  $\Lambda$ CDM-моделі та космологічних моделей з додатковими механізмами нагрівання/охолодження. Для цього розраховано еволюцію глобальної (усередненої по небу) диференційної яскравісної температури в цій лінії в стандартній і нестандартній космологічних моделях з різними параметрами.

Стандартна  $\Lambda$ CDM-модель з постпланківськими параметрами передбачає значення диференційної яскравісної температури в центрі лінії поглинання  $\delta T_{\text{br}} \approx 35$  мК на  $z \approx 87$ . Частота лінії в максимумі поглинання  $\approx 16$  МГц, ефективна ширина лінії  $\approx 25$  МГц. Глибина лінії помірно чутлива до  $\Omega_b$  і  $H_0$ , слабо чутлива до  $\Omega_{\text{dm}}$  і нечутлива до інших параметрів стандартної  $\Lambda$ CDM-моделі.

Наявність у міжгалактичному просторі первісних магнітних полів впливає зі спостережень випромінювання блазарів у TeV і GeV діапазонах енергії, які дають нижню межу значення індукції такого поля:  $B_0 \simeq 10^{-20}$  Гс [52, 53]. Верхня 95% межа отримана з комплексних вимірювань флюктуацій температури й поляризації реліктового випромінювання КО “Планк”:  $B_0 \simeq 0.9$  нГс. Ми проаналізували вплив таких полів на теплову історію Всесвіту в епоху Темних віків унаслідок розпаду турбулентності та амбіполярної дифузії й показали, що поля з  $B_0 \geq 0.1$  нГс уже помітно зменшують глибину лінії поглинання 21 см стандартної  $\Lambda$ CDM-моделі. За  $B_0 \sim 0.3$  нГс лінія поглинання переходить в емісійну в низькочастотному крилі лінії поглинання. Її амплітуда зростає  $\propto B_0^{3 \div 4}$ . У досліджених моделях амплітуда лінії поглинання-випромінювання є в межах  $-31 - 29$  мК, положення на частоті  $16 - 8$  МГц, ширина на половині максимуму  $23 - 21$  МГц. Отже, глобальний сигнал у лінії 21 см

може вказати на значення  $B_0$  первісних магнітних полів у діапазоні  $0.1 - 0.9$  нГс або понизити його верхню межу.

Природним розширенням  $\Lambda$ CDM-моделі є припущення про різноманітність фізичних властивостей частинок темної матерії. Серед них можуть бути такі, що самоанігілюють, розпадаються та беруть участь у значно послабленій кулонівській взаємодії з електронами чи протонами.

Енергія, інжектвана в баріонну компоненту згідно з моделлю із самоанігіляційною темною матерією, іде на нагрівання, йонізацію та збудження атомів гідрогену й гелію. Тому значення сукупного параметра<sup>7</sup> такої моделі темної матерії обмежується даними щодо космологічної рекомбінації та оптичної глибини реїонізації. У діапазоні його значень  $10^{-24} \leq f_{\text{dman}} \epsilon_0 \leq 2 \cdot 10^{-22}$  таку темну матерію можна виявити за впливом на параметри лінії 21 см з епохи Темних віків: глибину/висоту та ширину абсорбційного/емісійного провалу/піка. У досліджених моделях амплітуда лінії поглинання-випромінювання є в межах  $-38 - 12$  мК, положення на частоті  $18 - 16$  МГц, ширина на половині максимуму  $24 - 4$  МГц.

Модель з розпадною темною матерією, продукти розпаду якої нагрівають та йонізують баріонну компоненту, проявляється впливом на профіль лінії 21 см за значень сукупного параметра (відношення тривалості характерного часу розпаду до частки розпадної темної матерії)  $\tau_{\text{dmd}}/f_{\text{dmd}} < 3 \cdot 10^{28}$  с. За його значень  $< 3 \cdot 10^{26}$  с йонізація стає більшою від  $2\sigma$ -межі на  $z \sim 20$ , отриманої колаборацією Планк [41]. Модель виділяється характерною асиметрією профілю лінії: поглинанням у низькочастотному крилі лінії та емісією у високочастотному. У досліджених моделях амплітуда лінії поглинання є в межах  $-10 - 35$  мК, положення на частоті  $9 - 16$  МГц, ширина на половині максимуму  $10 - 23$  МГц. Амплітуда лінії випромінювання є в межах  $2 - 10$  мК, положення на частоті  $34 - 55$  МГц, ширина на половині максимуму  $8 - 35$  МГц.

Модель з додатковим охолодженням передбачає тим більшу глибину лінії, чим більше значення функції охолодження на  $z \sim 100$ . Якщо воно становить 60% від адіабатичного охолодження, то глибина лінії поглинання становить 88 мК на частоті 15.3 МГц. У нашій моделі, що близька до найбільш оптимальної зі статті [31], яка пояснює лінію поглинання на частоті  $\approx 78$  МГц [30] розсіюванням електронів на мілізаряджених частинках темної матерії, глибина лінії  $\approx 70$  мК на частоті  $\approx 16$  МГц.

Аналіз можливостей детектування глобального сигналу в лінії 21 см з Темних віків за допомогою вітчизняних радіотелескопів декаметрового діапазону довжин хвиль УТР-2 та ГУРТ доводить перспективність постановки й реалізації такої спостережної задачі.

<sup>7</sup> Добуток ефективного перерізу самоанігіляції, усередненого за швидкостями частинок, на частку густини самоанігіляційної темної від всієї темної матерії, поділений на масу частинки [див. вираз (6)].

ПОДЯКИ

Робота виконана в межах проекту Міністерства освіти і науки України “Моделювання світності елементів великомасштабної структури раннього Всесвіту та залишки галактичних наднових зірок та спосте-

реження змінних зірок” (номер державної реєстрації 0122U001834) і за підтримки Міжнародного центру науки майбутнього та Фізичного коледжу Цзілінського університету (КНР). Праця над нею була можливою завдяки стійкості та мужності Збройних Сил України, які протистоять неспровокованій агресії росії проти України.

- 
- [1] B. E. Robertson *et al.*, *Nat. Astron.* **7**, 611 (2023); <https://doi.org/10.1038/s41550-023-01921-1>.
- [2] E. Curtis-Lake. Four metal-poor galaxies spectroscopically confirmed beyond redshift ten. Submitted to *Nat. Astron.*
- [3] L. Verde, T. Treu, A. G. Riess, *Nat. Astron.* **3**, 891 (2019); <https://doi.org/10.1038/s41550-019-0902-0>.
- [4] A. G. Riess *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **934**, 7 (2022); <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac5c5b>.
- [5] R. Barkana, A. Loeb, *Phys. Rep.* **349**, 125 (2001); [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(01\)00019-9](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(01)00019-9).
- [6] X. Fan, C. L. Carilli, B. Keating, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **44**, 415 (2006); <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.44.051905.092514>.
- [7] S. R. Furlanetto, S. P. Oh, F. H. Briggs, *Phys. Rep.* **433**, 181 (2006); <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.08.002>.
- [8] V. Bromm, N. Yoshida, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 373 (2011); <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081710-102608>.
- [9] J. R. Pritchard, A. Loeb, *Rep. Prog. Phys.* **75**, 086901 (2012); <https://doi.org/10.1088/0034-4885/75/8/086901>.
- [10] A. Natarajan, N. Yoshida, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2014**, 06B112 (2014); <https://doi.org/10.1093/ptep/ptu067>.
- [11] H. Shimabukuro, K. Hasegawa, A. Kuchinomachi, H. Yajima, S. Yoshiura, *Publ. Astron. Soc. Jpn* **75**, 1 (2023); <https://doi.org/10.1093/pasj/psac042>.
- [12] T. Minoda *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Jpn* **75**, S154 (2023); <https://doi.org/10.1093/pasj/psac015>.
- [13] I. T. Iliev, P. R. Shapiro, A. Ferrara, H. Martel, *Astrophys. J.* **572**, L123 (2002); <https://doi.org/10.1086/341869>.
- [14] I. T. Iliev, E. Scannapieco, H. Martel, P. R. Shapiro, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **341**, 81 (2003); <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06410.x>.
- [15] S. R. Furlanetto, S. P. Oh, *Astrophys. J.* **652**, 849 (2006); <https://doi.org/10.1086/508448>.
- [16] P. R. Shapiro *et al.*, *Astrophys. J.* **646**, 681 (2006); <https://doi.org/10.1086/504972>.
- [17] M. Kuhlen, P. Madau, R. Montgomery, *Astrophys. J. Lett.* **637**, 1 (2006); <https://doi.org/10.1086/500548>.
- [18] B. Novosyadlyj, V. Shulga, Yu. Kulinich, W. Han, *Phys. Dark Universe* **27**, 100422 (2020); <https://doi.org/10.1016/j.dark.2019.100422>.
- [19] S. Wouthuysen, *Astrophys. J.* **57**, 31 (1952); <https://doi.org/10.1086/106661>.
- [20] G. B. Field, *Proc. IRE* **46**, 240 (1958); <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1958.286741>.
- [21] G. B. Field, *Astrophys. J.* **129**, 536 (1959); <https://doi.org/10.1086/146653>.
- [22] J. R. Pritchard, A. Loeb, *Phys. Rev. D* **82**, 023006 (2010); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.023006>.
- [23] J. Mirocha, G. J. A. Harker, J. O. Burns, *Astrophys. J.* **777**, 118 (2013); <https://doi.org/10.1088/0004-637X/777/2/118>.
- [24] J. Mirocha, G. J. A. Harker, J. O. Burns, *Astrophys. J.* **813**, 11 (2015); <https://doi.org/10.1088/0004-637X/813/1/11>.
- [25] A. Cohen, A. Fialkov, R. Barkana, M. Lotem, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **472**, 1915 (2017); <https://doi.org/10.1093/mnras/stx2065>.
- [26] R. A. Monsalve, A. E. E. Rogers, J. D. Bowman, T. J. Mozdzen, *Astrophys. J.* **847**, 64 (2017); <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa88d1>.
- [27] R. A. Monsalve *et al.*, *Astrophys. J.* **863**, 11 (2018); <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aace54>.
- [28] R. A. Monsalve *et al.*, *Astrophys. J.* **875**, 67 (2019); <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab07be>.
- [29] B. Novosyadlyj, Yu. Kulinich, G. Milinevsky, V. Shulga, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **526**, 2724 (2023); <https://doi.org/10.1093/mnras/stad2927>.
- [30] J. D. Bowman *et al.*, *Nature* **555**, 67 (2018); <https://doi.org/10.1038/nature25792>.
- [31] R. Barkana, *Nature* **555**, 71 (2018); <https://doi.org/10.1038/nature25791>.
- [32] A. Ewall-Wice *et al.* *Astrophys. J.* **868**, 63 (2018); <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aae51d>.
- [33] A. Halder, S. Shekhar Pandey, A.S. Majumdar, J. Cosmol. Astropart. Phys. **22**, 049 (2022); <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2022/10/049>.
- [34] R. Hills, G. Kulkarni, P. D. Meerburg, E. Puchwein, *Nature* **564**, E32 (2018); <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0796-5>.
- [35] S. Singh *et al.*, *Nat. Astron.* **6**, 607 (2022); <https://doi.org/10.1038/s41550-022-01610-5>.
- [36] M. J. Bentum *et al.*, *Adv. Space Res.* **65**, 856 (2020); <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.09.007>.
- [37] D. Rapetti, J. Hibbard, N. Bassett, J. Burns, *Bull. Am. Astron. Soc.* **55**, 2023n6i315p07 (2023); <https://baas.aas.org/pub/2023n6i315p07/release/1>.
- [38] L. Plice, K. Galal, J.O Burns, preprint arXiv:1702.00286 (2017); <https://doi.org/10.48550/arXiv.1702.00286>.
- [39] A. Goel *et al.*, *Bull. AAS*, **54**, 6 (2022); <https://baas.aas.org/pub/2022n6i312p06/release/1>.
- [40] Y. G. Shkuratov *et al.*, *Acta Astronaut.* **154**, 214 (2019); <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2018.03.038>.
- [41] Planck Collaboration: N. Aghanim *et al.*, *Astron. Astrophys.* **641**, A1 (2020); <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833880>.

- [42] Planck Collaboration: N. Aghanim *et al.*, *Astron. Astrophys.*, **641**, A6 (2020); <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>.
- [43] B. Novosyadlyj, O. Sergijenko, V.M. Shulga, *Kinemat. Phys. Celest. Bodies*, **33**, 255; <https://doi.org/10.3103/S088459131706006X>.
- [44] Yu. Kulinich, B. Novosyadlyj, V. Shulga, W. Han, *Phys. Rev. D* **101**, 083519 (2020); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.083519>.
- [45] B. Novosyadlyj, Yu. Kulinich, V. Shulga, W. Han, *Astron. Astrophys. J.* **888**, 27 (2020); <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab530f>.
- [46] B. Novosyadlyj, Yu. Kulinich, B. Melekh, V. Shulga, *Astron. Astrophys.* **663**, A120 (2022); <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243238>.
- [47] S. Seager, D. D. Sasselov, D. Scott, *Astrophys. J. Lett.* **523**, p. 1 (1999); <https://doi.org/10.1086/312250>.
- [48] S. Seager, D. D. Sasselov, D. Scott, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **128**, 407 (2000); <https://doi.org/10.1086/313388>.
- [49] P. R. Shapiro, H. Kang, *Astrophys. J.* **318**, 32 (1987); <https://doi.org/10.1086/165350>.
- [50] P. Anninos, Y. Zhang, T. Abel, M. L. Norman, *New Astron.* **2**, 209 (1997); [https://doi.org/10.1016/S1384-1076\(97\)00009-2](https://doi.org/10.1016/S1384-1076(97)00009-2).
- [51] K. Subramanian, *Rep. Prog. Phys.* **79**, 076901 (2016); <https://doi.org/10.1088/0034-4885/79/7/076901>.
- [52] A. Neronov, I. Vovk, *Science* **328**, 73 (2010); <https://doi.org/10.1126/science.1184192>.
- [53] K. Takahashi, M. Mori, K. Ichiki, S. Inoue, H. Takami, *Astrophys. J. Lett.* **771**, L42 (2013); <https://doi.org/10.1088/2041-8205/771/2/L42>.
- [54] Planck Collaboration: P. A. R. Ade *et al.*, *Astron. Astrophys.* **594**, A19 (2016); <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525821>.
- [55] S. K. Sethi, K. Subramanian, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **356**, 778 (2005); <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08520.x>.
- [56] J. Chluba, D. Paoletti, F. Finelli, J.A. Rubiño-Martín, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **451**, 2244 (2015); <https://doi.org/10.1093/mnras/stv1096>.
- [57] A. Mack, T. Kahniashvili, A. Kosowsky, *Phys. Rev. D* **65**, 123004 (2002); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.123004>.
- [58] T. Minoda, H. Tashiro, T. Takahashi, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **488**, 2001 (2019); <https://doi.org/10.1093/mnras/stz1860>.
- [59] J. Chluba, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **402**, 1195 (2010); <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15957.x>.
- [60] H. Liu, T.R. Slatyer, *Phys. Rev. D* **98**, 023501 (2018); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.023501>.
- [61] J. B. Muñoz, E. D. Kovetz, Y. Ali-Haïmoud, *Phys. Rev. D* **92**, 083528 (2015); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.083528>.
- [62] Y. Ali-Haïmoud, J. Chluba, M. Kamionkowski, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 071304 (2015); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.071304>.
- [63] R. Essig, T. Volansky, T.-T. Yu, *Phys. Rev. D* **96**, 043017 (2017); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.043017>.
- [64] P. Madau, A. Meiksin, M. J. Rees, *Astrophys. J.* **475**, 429 (1997); <https://doi.org/10.1086/303549>.
- [65] M. Zaldarriaga, S. R. Furlanetto, L. Hernquist, *Astrophys. J.* **608**, 622 (2004); <https://doi.org/10.1086/386327>.
- [66] O. Konovalenko *et al.*, this issue; *J. Phys. Stud.* **28**, 1902 (2024); <https://doi.org/10.30970/jps.28.1902>.

## SIGNAL IN THE HYPERFINE STRUCTURE LINE OF ATOMIC HYDROGEN'S GROUND STATE FROM THE DARK AGES AS A COSMOLOGICAL TEST

B. Novosyadlyj<sup>1,2</sup>, Yu. Kulinich<sup>1</sup>, O. Konovalenko<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Astronomical Observatory of Ivan Franko National University of Lviv, Ukraine,*

<sup>2</sup>*College of Physics, International Center of Future Science, Jilin University, Changchun, China,*

<sup>3</sup>*Institute of Radio Astronomy NAS Ukraine, Kharkiv, Ukraine*

We analyze the formation of the redshifted hyperfine structure line 21-cm of hydrogen atoms in Dark Ages at  $30 \leq z \leq 300$  in different cosmologies. To study its dependence on the values of cosmological parameters and physical conditions in the intergalactic medium, the evolution of the global (sky-averaged) differential brightness temperature in this line was computed in standard and non-standard cosmological models with different parameters. The standard  $\Lambda$ CDM model with post-Planck parameters predicts the following value of the differential brightness temperature in the center of the absorption line:  $\delta T_{\text{br}} \approx 35$  mK at  $z \approx 87$ . The frequency of the line in the absorption maximum is 16 MHz, the effective half-width of the line is 17 MHz. The depth of the line is moderately sensitive to  $\Omega_b$  and  $H_0$ , weakly sensitive to  $\Omega_{\text{dm}}$ , and insensitive to other parameters of the standard  $\Lambda$ CDM model. But the line is very sensitive to additional mechanisms of heating or cooling of baryonic matter during the Dark Ages, so it can be a good test of non-standard cosmological models. In the models featuring decaying and self-annihilating dark matter, along with a primordial stochastic magnetic field, the temperature of baryonic matter in this period increases with higher densities of these dark matter components and stronger magnetic field strengths. The absorption line gradually becomes shallower, and eventually disappears, transitioning into emission when the values of the component parameters are lower than their upper limits, as determined by current observational data. Estimates show that such spectral features may be detected by radio telescopes in the decameter wavelength range in the near future.

**Key words:** cosmological Dark Ages, hydrogen 21 cm line, self-annihilating dark matter, decaying dark matter, primordial magnetic fields