

ТЕМНА МАТЕРІЯ І ТЕМНА ЕНЕРГІЯ У ВСЕСВІТІ

Богдан НОВОСЯДЛИЙ, Степан АПУНЕВИЧ, Юрій КУЛІНІЧ

Львівський національний університет імені Івана Франка,
вул. Кирила і Мефодія 8, Львів 79005

Редакція отримала статтю 10 березня 2010 р.

Подано огляд проблеми темної матерії і темної енергії в спостережуваному Всесвіті з точки зору галузей, на межі яких лежить ця фундаментальна задача, – астрофізичної і теоретико-фізичної. Підкреслено, що врахування міждисциплінарного характеру проблеми “темного” сектору Всесвіту є передумовою її розв’язання. Оминувши історичний розвиток проблематики, зосереджуємося на виявленні головних тенденцій і перспективних напрямів.

1. ВСТУП

На сучасному етапі космологія – поле активних теоретичних і експериментальних досліджень. Саме в цій галузі фундаментальні дослідження природи взаємодій та елементарних частинок знаходять точки дотику з астрофізикою (теорією еволюції зір і галактик, теорією раннього Всесвіту). На межі релятивістської астрофізики і космології та теорії елементарних частинок формується нова галузь знань – космомікрофізика (англ. *astroparticle physics*), яка в багатьох країнах світу визнана найбільш пріоритетним напрямом фундаментальних досліджень. У 2005 р. сформовано міжгалузевий координаційний план досліджень у галузі космомікрофізики і в Україні, а у 2007 р. розпочато цільову комплексну програму наукових досліджень НАН України “Дослідження структури та складу Всесвіту, прихованої маси і темної енергії”.

До визначених можна віднести такі властивості Всесвіту: нестационарність, ізотропність, однорідність у великих масштабах і структурованість у малих, існування реліктового випромінювання з високим рівнем ізотропності, відсутність топологічних дефектів, наявність темної матерії і темної енергії. Відповідно формулюються основні положення Стандартної моделі: **а)** розбігання галактик описується рівняннями Айнштейна для однорідного ізотропного Всесвіту, заповненого звичайною баріонною речовиною, випромінюванням, темною матерією і темною енергією; **б)** на ранньому етапі еволюції Всесвіт пройшов через фазу експоненціального розширення (інфляція); **в)** спостережуваний

Всесвіт розвинувся з однієї причинно-зв'язаної області простору-часу, яка розтягнулась до розмірів сучасного горизонту частинки чи значно більших; г) спостережувана великомасштабна структура Всесвіту є наслідком розвитку квантових флюктуацій метрики простору-часу, згенерованих до чи в період інфляції.

Серед складових космологічної моделі найбільш проблематичною залишається її "темний" сектор – темна енергія і темна матерія. Природа цих головних складових Всесвіту не відома, відомі лише їх загальні властивості.

2. ТЕМНА ЕНЕРГІЯ

Темна енергія – домінуюча в сучасну епоху енергетична складова Всесвіту, яка зумовлює його розширення з додатним прискоренням $\ddot{a} > 0$, де $a(t)$ – радіус 3-сфери у випадку 3-простору Рімана додатної кривини, радіусом 3-псевдосфери у випадку 3-простору Рімана від'ємної кривини (3-простір Лобачевського) або масштабний множник у випадку 3-простору Евкліда. Ця величина описує динаміку розширення однорідного ізотропного Всесвіту, яким він є у великих масштабах, як розв'язок рівнянь Айнштайна

$$R_{ij} - \frac{1}{2}g_{ij}R = \frac{8\pi G}{c^4} \left(T_{ij}^{(m)} + T_{ij}^{(de)} \right), \quad (1)$$

де R_{ij} – тензор Річчі 4-простору; $T_{ij}^{(m)}$ і $T_{ij}^{(de)}$ – тензори енергії-імпульсу матерії (m) і темної енергії (de); g_{ij} – фундаментальний метричний тензор 4-простору

$$ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2) \right]. \quad (2)$$

Тут r, ϑ, φ – сферичні координати; $k = \{+1, 0, -1\}$ у 3-просторі додатної, нульової та від'ємної кривини відповідно. Тут і далі латинські індекси i, j, \dots пробігають значення 0, 1, 2, 3, а грецькі ν, μ, \dots – 1, 2, 3. Якщо матерію, яка включає баріонну речовину і темну матерію, та темну енергію описувати тензором енергії-імпульсу ідеальної рідини з густинами ρ_m і ρ_{de} й тисками $p_m = 0$ і $p_{de} = w_{de}\rho_{de}$ відповідно та перейти до безрозмірених величин

$$\Omega_m = \frac{\rho_m^{(0)}}{\rho_{cr}^{(0)}}, \quad \Omega_{de} = \frac{\rho_{de}^{(0)}}{\rho_{cr}^{(0)}}, \quad \Omega_k = -\frac{ka_0^{-2}}{H_0^2},$$

де H_0 – стала Габбла в сучасну епоху; $\rho_{cr}^{(0)} = 3H_0^2/8\pi G$ – критична густина Всесвіту, то рівняння Айнштайна набудуть такого вигляду:

$$H = H_0 \sqrt{\Omega_m (a_0/a)^3 + \Omega_k (a_0/a)^2 + \Omega_{de} (a_0/a)^{3(1+w_{de})}}; \quad (3)$$

$$q = \frac{1}{2} \frac{\Omega_m (a_0/a)^3 + (1 + 3w_{de})\Omega_{de} (a_0/a)^{3(1+w_{de})}}{\Omega_m (a_0/a)^3 + \Omega_k (a_0/a)^2 + \Omega_{de} (a_0/a)^{3(1+w_{de})}}; \quad (4)$$

де $H \equiv \dot{a}/a$ – стала Габбла; $q \equiv -\ddot{a}/(aH^2)$ – параметр прискорення в довільний момент часу t . Для сучасної епохи ($a = a_0$) отримаємо: $\Omega_{de} + \Omega_m + \Omega_k = 1$, $q = (\Omega_m + (1 + 3w_{de})\Omega_{de})/2$. Додатне прискорення ($q < 0$) можливе лише за умови $w_{de} < -1/3$. Таким чином, для заданих властивостей матерії (густина та рівняння стану) динаміка розширення Всесвіту визначається вмістом темної енергії Ω_{de} та параметром рівняння стану $w_{de} \equiv p_{de}/\rho_{de}$.

2.1. Спостережувальні дані

Червоне зміщення ліній у спектрах далеких галактик $z = \Delta\lambda/\lambda$, яке безпосередньо визначається зі спостережень, пов'язане із масштабним множителем $a(t)$ в момент випромінювання простим співвідношенням: $z = a_0/a - 1$. Оскільки залежність масштабного множника від часу визначається параметрами темної енергії (рівняння (3-4)), то можна будувати спостережувальні тести, які базуються на співвідношеннях “відстань, визначена за світністю, – червоне зміщення” та “відстань, визначена за кутковими розмірами, – червоне зміщення”. Саме ці тести, реалізовані за допомогою космічного телескопа імені Габбла (Hubble space telescope, HST) та зонда анізотропії мікрохвильового випромінювання імені Вілкінсона (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, WMAP), дали незаперечні докази існування в нашому Всесвіті домінуючої за густиною темної енергії.

Перший із тестів можна представити у вигляді залежності “видима зоряна величина – червоне зміщення” для джерел випромінювання з відомою світністю або абсолютною зоряною величиною M :

$$m = 42.38 + M - 5 \log h + 5 \log z - 1.086(q_0 - 1)z,$$

де $h \equiv H_0/100 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$. Реалізований для наднових зір типу Ia (SNIa) в далеких галактиках (до $z = 1.62$) за допомогою найпотужніших оптичних телескопів світу [90, 97, 91, 98, 12, 13, 99, 116], він дає значення параметра прискорення в діапазоні $-1.08 \leq q_0 \leq -0.55$ [98], тобто $\ddot{a} > 0$ і $\Omega_{de} > 0$ на рівні достовірності $> 3\sigma$. Найбільш оптимальні значення параметрів темної енергії: $\Omega_{de} = 0.71_{-0.05}^{+0.03}$ і $w_{de} = -1.02_{-0.19}^{+0.13}$, похибки 1σ отримані маргіналізацією за всіма параметрами.

У [111] тест “видима зоряна величина – червоне зміщення” було застосовано до γ -спалахів із визначеними червоними зміщеннями. Сьогодні відомо 63 такі спалахи в діапазоні червоних зміщень $0.3 < z < 5.6$. Спалахи з червоними зміщеннями $z < 1.62$ використані для нормування залежності $m(z)$ за надновими типу Ia, а з діапазону $1.62 < z < 5.6$ для визначення основних параметрів темної енергії. Точність такого визначення значно менша, ніж за надновими типу Ia, але найбільш оптимальні значення є близькими. Це важливий результат, оскільки покриває значно більші масштаби в просторі і часі.

Тест “відстань, визначена за кутковими розмірами, – червоне зміщення” може бути реалізований для структур з відомими лінійними розмірами D . Зіставляючи відстань $d_A = D/\alpha_D$, визначену за кутковими розмірами об'єкта α_D , із відстанню, обчисленою за його червоним зміщенням, можна визначати параметри темної енергії.

Найбільш фізично обґрунтованим є застосування цього тесту до даних про кутовий спектр потужності флюктуацій температури реліктового випромінювання, отриманих в низці наземних, стратосферних і космічних експериментів [19, 20, 61, 86, 64, 87]. Цей кутовий спектр містить акустичні піки, положення n -го акустичного піка визначається простим співвідношенням:

$$\ell_n = n\pi \frac{d_A(\Omega_m + \Omega_{de}, h)}{r_s(\Omega_m, \Omega_b, h)},$$

де d_A – відстань до сфери останнього розсіювання; r_s – акустичний горизонт на момент космологічної рекомбінації, який відіграє роль “стандартного метра”. Саме положення піків чутливе до суми $\Omega_m + \Omega_{de} = 1 - \Omega_k$, тобто до параметра кривини Ω_k . Уже перші визначення в стратосферних експериментах та перші дані WMAP показали [20, 61, 86, 19], що $\Omega_k \approx 0$. Беручи до уваги положення та амплітуди всіх піків і впадин між ними, можна з великою точністю з’ясувати значення вмістів усіх компонент – баріонної речовини Ω_b , темної матерії Ω_{dm} і темної енергії Ω_{de} . За результатами п’яти років вимірювань космічного мікрохвильового фону в експерименті WMAP отримано такі значення для параметрів темної енергії: $\Omega_{de} = 0.73 \pm 0.1$, $w_{de} = -1.06 \pm 0.4$ [48].

Інші застосування тесту “відстань, визначена за кутовими розмірами, – червоне зміщення” пов’язані із оптичними спостереженнями на малих червоних зміщеннях. Зокрема, у спектрах потужності збурень густини речовини, отриманих у цифрових оглядах неба SDSS та 2dFGRS, було виявлено баріонні акустичні осциляції (BAO, в англійській літературі BAO), передбачені А. Сахаровим ще у 60-х роках минулого століття, тому їх інколи ще називають “сахаровськими осциляціями”. Їх положення у спектрі є своєрідним “стандартним метром”. Порівняння спостережуваних положень із положеннями, обчисленими в космологічній моделі з заданими параметрами, дає змогу визначити параметри темної енергії [51]. Точність цих даних ще недостатня, щоб конкурувати з даними за надновими типу Ia чи флюктуаціями температури реліктового випромінювання, але вони є важливим доповненням, оскільки у площині $\Omega_{de} - w_{de}$ ізолінії функції правдоподібності мають інший нахил. Комбінація даних за надновими типу Ia та BAO дає такі значення для параметрів темної енергії: $\Omega_{de} = 0.73 \pm 0.02$, $w_{de} = -1.02 \pm 0.09$ [13], а комбінація WMAP+SNIa+BAO: $\Omega_{de} = 0.722 \pm 0.02$, $w_{de} = -0.972 \pm 0.06$ [75]¹. Комбінація більшого числа даних спостережувальної космології (див. [1, 75]) дає результати, близькі до цитованих тут у межах 1σ довірчих інтервалів.

Параметри темної енергії отримуються також за визначенням масової частки міжгалактичного газу f_{gas}^{obs} у рентгенівських скупченнях галактик, відстані до них за кутовими розмірами d_A та їх червоного зміщення z . Порівняння з теоретично обчисленою масовою часткою

¹На сайті <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map> можна знайти результати 57 визначень із різних комбінацій даних для різних моделей.

газу

$$f_{\text{gas}}^{\text{th}}(z, h, \Omega_m, p, \Omega_b, Q) = \frac{KA\gamma b_0(1 + \alpha_b z)}{1 + s_0(1 + \alpha_s z)} \left(\frac{\Omega_b}{\Omega_m} \right) \left[\frac{d_A^{de}(z)}{d_A(z)} \right]^{1.5},$$

де перший дріб у правій частині – параметри моделі рентгенівського скупчення [7], а d_A^{de} – відстань, визначена за кутовими розмірами у космологічній моделі із заданими параметрами, дає змогу визначити параметри темної енергії. У [95] цей метод застосовано до результатів визначень масової частки газу 42 рентгенівських скупчень галактик на основі даних космічного телескопа Chandra й отримано такий результат: $\Omega_{de} = 0.89 \pm 0.3$, $w_{de} = -1.2 \pm 0.5$. Точність методу невисока порівняно з іншими, але його цінність полягає в тому, що астрофізичні дані добре узгоджуються з космологічними.

Реліктове випромінювання, яке ми зараз спостерігаємо, дійшло до нас від сфери останнього розсіяння крізь неоднорідний Всесвіт. Присутність темної енергії зумовлює зміну із часом глибин потенціальних ям, утворених збуреннями матерії на шляху від сфери останнього розсіяння до нас. Оскільки відстань до сфери останнього розсіяння є скінченною, то збурення великих розмірів спричиняють появу анізотропії в накопичувальному зміщенні частоти реліктових квантів унаслідок різниці потенціалів, як це передбачає загальна теорія відносності. Такий накопичувальний ефект має назву інтегрального ефекту Сакса-Вольфа. Внаслідок цього ефекту кутовий розподіл матерії на великих масштабах має корелювати з кутовими неоднорідностями температури реліктового випромінювання. Виявлені кореляції [82] фактично підтверджують попередні значення параметрів темної енергії.

Ще одним непрямим доказом існування темної енергії з параметрами $\Omega_{de} \approx 0.73$, $w_{de} \approx -1$ є добре узгодження теоретично обчисленого віку Всесвіту $t_0 = 13.73 \pm 0.12$ млрд років [65] із віком найстарших білих карликів 14.5 ± 1.5 млрд років [96], кулястих скупчень 13.5 ± 2 млрд років [70, 35, 36, 34] та віком старих зір гало Галактики, визначеним за вмістом урану U-238, 14.0 ± 2.4 млрд років [63].

Як бачимо, усі визначення параметра рівняння стану темної енергії w_{de} дають близьке до -1 значення, яке відповідає космологічній сталій Айнштайна [49]. Що більше, це значення потрапляє в 1σ діапазон довірчих інтервалів у всіх цитованих тут визначеннях. Таким чином, можна ствержувати, що теоретичні передбачення моделей з космологічно сталою узгоджуються з усією сукупністю космологічних і астрофізичних спостережуваних даних. Різниця максимальних значень функції правдоподібності для різних спостережуваних даних у Λ -моделях з найбільш оптимальними значеннями параметрів та моделей темної енергії з $w_{de} = \text{const}$ є статистично незначущою. Введення змінного з червоним зміщенням параметра рівняння стану темної енергії $w_{de}(z)$ не змінює суттєво значень параметрів темної енергії (див. наприклад [75]), наведених у цьому параграфі.

Отже, моделі Всесвіту із космологічно сталою ще залишаються “життєздатними” з точки зору спостережуваних даних, але не мають поки що задовільної інтерпретації в межах фізичних теорій фундаментальних взаємодій та моделей раннього Всесвіту.

2.2. Класичне скалярне поле як темна енергія

Спостережувані факти можна цілком адекватно описати без уведення Λ -сталюї у космологічних моделях зі скалярним полем [113, 94]. Для цього необхідно припустити, що скалярні поля, які є невід'ємною частиною сучасних теорій елементарних частинок², присутні у Всесвіті як одна з його компонент. Густина лагранжіана скалярного поля в найпростішому випадку має такий загальний вигляд: $\mathcal{L}_\varphi = (1/2)\varphi_{,i}\varphi^{,i} - \mathcal{U}(\varphi)$, де $\mathcal{U}(\varphi)$ – потенціальна енергія. Якщо врахувати скалярне поле, у правій частині рівнянь Айнштейна з'являється тензор енергії-імпульсу:

$$T_{(\varphi)ij} = \varphi_{,i}\varphi_{,j} - g_{ij} \left(\frac{1}{2}g^{kl}\varphi_{,k}\varphi_{,l} - \mathcal{U}(\varphi) \right). \quad (5)$$

Тут і надалі кома перед нижнім чи верхнім індексом означає частинну похідну за відповідною координатою. У фоновій метриці (2) цей тензор має діагональний вигляд $T_{(\varphi)ij} = \text{diag}(\rho_\varphi, -p_\varphi, -p_\varphi, -p_\varphi)$, де $\rho_\varphi = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + \mathcal{U}(\varphi)$ та $p_\varphi = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - \mathcal{U}(\varphi)$, тут і далі покладається $c = 1$; крапка зверху позначає похідну по координаті x^0 . З рівняння збереження $T_{(\varphi)j;i} = 0$, запишемо

$$\ddot{\varphi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\varphi} + \frac{\partial\mathcal{U}(\varphi)}{\partial\varphi} = 0,$$

звідки при відомій залежності $\mathcal{U}(\varphi)$ та заданих початкових значеннях функцій $\dot{\varphi}$ і φ отримуємо величини ρ_φ та p_φ на заданий момент часу. Близька до нуля спостережувана кривина простору вимагає, щоб у теперішній момент часу $\rho_\varphi \simeq 3H_0^2/(8\pi G) - \rho_m$, де H_0 – стала Габбла. Для прискореного розширення Всесвіту ($\ddot{a} > 0$), на основі рівнянь Фрідмана також необхідно, щоб у теперішній момент часу $p_\varphi < -\frac{1}{3}(\rho_\varphi + \rho_m)$. Щоб скалярне поле було альтернативою Λ -сталій, потрібно, щоб у наш час кінетична складова енергії скалярного поля $\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2$ була значно менша за його потенціальну енергію $\mathcal{U}(\varphi)$, так, щоб параметр рівняння стану $\omega_{de} = (\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - \mathcal{U}(\varphi)) / (\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + \mathcal{U}(\varphi))$ наближався до значення -1 . Це можливо, якщо кінетичний член у лагранжіані впродовж часу існування галактик значно менший від значення потенціальної енергії в теперішній момент часу: $\dot{\varphi} \ll \mathcal{U}(\varphi)$. Цю умову можна послабити, розглядаючи складніший випадок, коли скалярне поле внаслідок взаємодії з певною компонентою Всесвіту (скажімо із ще одним скалярним полем) втрачає кінетичну енергію.

²У квантовій теорії поля скалярне поле асоціюється з частинками, які мають нульовий спін, зокрема, бозонами та мезонами. У межах стандартної теорії елементарних частинок маси лептонів пояснюються як наслідок їх взаємодії із бозонами Хіггса [62]. Гіпотезу про існування бозона Хіггса можуть спростувати або підтвердити експерименти на Великому адронному колайдері, <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>. Мезони не розглядаються як кандидати на утворення космологічних скалярних полів, оскільки час життя цих частинок незначний.

2.3. Моделі темної енергії

Окрім класичного скалярного поля, в космології на роль темної енергії розглядають чимало інших кандидатів. Якщо спосіб опису темної енергії є таким, що задається залежність її густини від часу або, що те ж саме, від масштабного фактора, або коли задається рівняння стану у вигляді $p_{de}(\rho_{de}, s)$, де s – ентропія, то таку темну енергію називають динамічною. Якщо темну енергію представляють у вигляді скалярного поля, то, залежно від вигляду його лагранжіана, таку темну енергію називають квінтесенцією [31, 113, 94], фантомом [32, 33], К-есенцією [11, 56] чи тахіонним полем [103, 104, 105].

Серед описів динамічної темної енергії поширеним є спосіб, при якому задається залежність від масштабного фактора параметра рівняння стану $\omega_{de} = p_{de}/\rho_{de}$. Густина темної енергії у цьому випадку залежатиме від масштабного фактора за законом

$$\rho_{de} = \rho_{de}^0 a^{-3} \exp\left(-3 \int_0^a \omega_{de}(a') d \ln a'\right). \quad (6)$$

Якщо при цьому значення параметра рівняння стану ω_{de} взяти сталим у часі, то отримаємо, що $\rho_{de} = \rho_{de}^0 a^{-3(1+\omega_{de})}$. Якщо $\omega_{de} = -1$, то темна енергія відповідатиме енергії вакууму або Λ -сталій, тоді як при $\omega_{de} = -2/3$ темна енергія може описувати гіпотетичну наявність топологічних дефектів у вигляді стінок доменів. До динамічних типів темної енергії належить також газ Чаплигіна з рівнянням стану $p = -A\rho^{-1}$ [72, 22], де A – додатна константа. Газ Чаплигіна допускає зміну параметра стану в межах $-1 < \omega_{de} < 0$, причому у ранньому Всесвіті матимемо $\omega_{de} \rightarrow 0$, тоді як у безмежному майбутньому отримаємо $\omega_{de} \rightarrow -1$. Подібним чином може поводитися і тахіонне поле з лагранжіаном $\mathcal{L}_\varphi = -\mathcal{U}(\varphi)\sqrt{1 - g^{ik}\varphi_{,i}\varphi_{,k}}$. Взевши в лагранжіані тахіонного поля потенціальну енергію рівною величині \sqrt{A} , отримаємо скалярне поле, яке для однорідного розподілу темної енергії еквівалентне до газу Чаплигіна. Подібну залежність параметра рівняння стану також матимемо для класичного скалярного поля. Скажімо, якщо для такого поля квадрат швидкості звукових хвиль $c_\varphi^2 \equiv \dot{p}_\varphi/\dot{\rho}_\varphi$ покладати сталим у часі, то в ранньому Всесвіті матимемо, що $\omega_{de} \rightarrow c_s^2$, тоді як у безмежно віддаленому майбутньому отримаємо $\omega_{de} \rightarrow -1$.

Цілкові інші значення параметра стану має фантомне скалярне поле, для якого $\omega_{de} < -1$. Лагранжіан такого поля $\mathcal{L}_\varphi = -\frac{1}{2}g^{ik}\varphi_{,i}\varphi_{,k} - \mathcal{U}(\varphi)$. Його особливістю є те, що густина енергії фантомного поля з часом зростає, тоді як для всіх інших типів скалярних полів вона з часом спадає. Темна енергія у вигляді фантомного скалярного поля не призводить до проблеми тонкого налаштування, оскільки можемо вважати її енергію в ранньому Всесвіті такою, що дорівнює нулю. Запровадження інших типів скалярних полів не розв'язує проблему остаточно. Попри все, розбіжність густини темної енергії та густин усіх інших компонент у ранньому Всесвіті значно менша ніж для Λ -

сталої, особливо якщо розглядати скалярні поля, для яких виконується нерівність $0 \leq \lim_{a \rightarrow 0} \omega_{de}(a) \leq 1/3$.

Оскільки припущення про існування темної енергії зроблено для пояснення прискореного розширення Всесвіту на основі рівнянь загальної теорії відносності Айнштейна, то альтернативними до викладених вище моделей темної енергії є узагальнення цієї теорії та модифікації ньютонівської взаємодії. Цілком виправданим шляхом узагальнення загальної теорії відносності є ускладнення геометрії [112, 52, 50] та/або топології [81, 71, 73, 30], які лежать в її основі. Згідно з основним постулатом цієї теорії, рух частинки в гравітаційному полі є її рухом у викривленому матеріальними полями просторі. Тому ускладнення геометрії та/або топології може бути виправданим з точки зору врахування нових ступенів вільності або нових джерел гравітаційного поля. Сьогодні відсутні аргументи, які б змусили відмовитись від ріманової геометрії. Запровадження додаткових вимірів (що еквівалентно зміні топології без зміни ріманової геометрії), дає змогу інтерпретувати темну енергію як їх прояв.

3. ТЕМНА МАТЕРІЯ

За означенням, “темна матерія” (або прихована маса) – матеріальна складова Всесвіту (маса), що не бере участі в електромагнітній та сильній взаємодіях, її присутність можна непрямо виявити за гравітаційною дією на видиму (світну) речовину. У межах сучасної стандартної космологічної моделі для опису темної матерії використовують параметр вмісту (густини енергії) $\Omega_{dm} \equiv \rho_{dm}/\rho_{cr}$. Цей параметр не описує реального наповнення темної матерії, себто із яких саме частинок (чи класу частинок) вона складається, з якими масами та квантовими числами, у яких концентраціях та пропорціях. За наявними відомостями можна лише стверджувати, що переважна частина маси має небаріонну природу. У цьому плані проблема темної матерії межує з фізикою елементарних частинок, головним завданням якої на сучасному етапі є запропонувати узгоджені кандидати на ці частинки. Таким чином, проблема темної матерії є за своєю суттю міждисциплінарною, на межі фізики елементарних частинок, високих енергій, астрофізики та космології.

Загалом частинки темної матерії у космологічному контексті вважаються *реліктовими*, оскільки припускається, що вони утворилися на ранніх етапах еволюції Всесвіту, у певний момент внаслідок розширення Всесвіту припинили взаємодію з іншими компонентами (окрім гравітаційної). Залежно від швидкостей частинок уведено поділ темної матерії на гарячу (ультрарелятивістські швидкості) та холодну (нерелятивістські), а також проміжний варіант – теплу. У цьому контексті постають додаткові параметри, наприклад: температура (червоне зміщення) відокремлення цих частинок; довжина вільного пробігу (пов’язана з перерізом взаємодії та швидкістю), яка визначає властивості скупчування темної матерії та масштаб загасання збурень густини в цій компоненті.

Темна матерія має виявлятися в широкому діапазоні масштабів: на локальному (на рівні гравітаційних систем Землі, Сонячної систе-

ми), на рівні окремих астрофізичних об'єктів (галактики різних типів і скупчення), на рівні великомасштабної структури та Всесвіту загалом.

Очевидно, що в основу поняття темної матерії закладено припущення про справедливість теорії тяжіння в її сучасному вигляді (класична теорія Ньютона та загальна теорія відносності). Як альтернатива до темної матерії пропонуються різноманітні модифікації теорій тяжіння, див. розділ 11 у [17] та частину 3 у [88]. Тут ми сповідуватимемо консерватизм і не розглядатимемо таких гіпотез, позаяк їм бракує всебічної перевірки спостережуваними даними, а гіпотеза про темну матерію є найпростішою та найбільш правдоподібною з точки зору як астрофізики, так і фізики елементарних частинок.

3.1. Спостережувальні підстави існування

Темна матерія за приблизно 70-річну історію обговорення отримала багато доказів (переважно непрямих) на користь свого існування. На сучасному етапі дискусія вже відбувається не в площині існування чи неіснування цієї компоненти, а радше щодо пошуку найбільш повного та відповідного до спостережень пояснення численних астрофізичних проявів.

Астрофізичні прояви ТМ можна умовно класифікувати за методикою досліджень:

- Астрофізичні (вивчається роль ТМ у динаміці формування певного об'єкта, наприклад, окремої галактики, групи чи скупчення галактик);
- гравітаційне лінзування;
- формування великомасштабної структури Всесвіту;
- загальні космологічні підстави.

Історично перший доказ на користь існування темної матерії отримав Цвікі [118], який застосував теорему віріала до скупчення галактик у сузір'ї Кома (Coma cluster). Скупчення галактик вважаються найбільшими гравітаційно зв'язаними об'єктами у Всесвіті, їх розглядають як систему, що вже динамічно релаксувала. За рухами галактик на краю скупчення на основі теореми віріала можна оцінити повну гравітаційну масу скупчення, а отже і відношення гравітаційної маси скупчення до загальної маси світної речовини у ньому, отриманої на основі сумарної світності, M/L , яке може сягати кількох сотень. Вимірювання рентгенівської температури міжгалактичного газу в скупченнях галактик дають змогу незалежно визначити масу і профіль густини цих об'єктів. Фізика скупчень галактик — одне з найбагатших джерел інформації у космології (див. огляд [25] і розділ 6 у [88]). За функціями рентгенівської температури скупчень галактик було визначено [102]: $\Omega_m = 0.34^{+0.03}_{-0.08}$ і $\sigma_8 = 0.71^{+0.03}_{-0.14}$.

Іншим джерелом інформації є динаміка утворення скупчення галактик, яка може виявлятися до моменту віріалізації. За допомогою

аналізу зображень унікального явища злиття двох скупчень галактик унаслідок зіткнення, 1E0657-56 (скупчення “Куля”, Bullet cluster), отриманих наземними телескопами і космічним телескопом Габбла, було реконструйовано розподіл темної матерії цього об’єкта і порівняно його з зображенням із орбітальної рентгенівської обсерваторії Chandra [39]. Як наслідок, із високим рівнем достовірності виявлено просторове відокремлення світної плазми від загального центра мас. За аналогічною методикою, доповненою даними сильного лінзування, згодом було проаналізовано ще одне масивне злиття скупчень галактик, MACS J0025.4-1222 [26]. Очевидна відмінність у розподілі темної та світної мас однозначно вказує, що в цих об’єктах переважна частина поводить ся як беззіткнювальний пил (тобто є холодною темною матерією), а внутрішня щодо скупчення плазма має набагато складнішу поведінку. Об’єкти такого типу практично неможливо пояснити за допомогою модифікацій теорії гравітації, або припущенням про самовзаємодію темної матерії.

В еліптичних галактиках вміст темної матерії визначається за вимірюваннями дисперсії швидкостей зір або кулястих скупчень зір, як наприклад у [100].

Дослідження процесу формування галактик різної морфології, астрофізичних проявів динаміки формування подає засіб для вивчення темної матерії. Наприклад, застосування ньютонівської динаміки (законів Кеплера) до пояснення швидкості обертання рукавів класичної спіральної галактики дає передбачення, що крива обертання зір (залежність швидкості обертання від відстані до центра галактики) має спадати до периферії. Здійснені у 70-их рр. спектроскопічні спостереження спіральних галактик “з ребра” [101] виявили плоску криву обертання, що найкраще пояснювалося домінуючою за масою темною матерією. Це було практично першим надійним свідченням про існування ТМ у галактиках.

Дослідження структури галактик засвідчують їх доволі складну внутрішню будову. Динаміка утворення галактик (точніше, її темної складової – гало) моделюється за допомогою комп’ютерних N -тільних моделювань. Яскравий приклад таких обчислень — недавні результати моделювань GHALO [108] та Via Lactea [43]. Але під час порівняння результатів моделювання зі спостереженнями з’являється низка концептуальних проблем. Наприклад, потрібно побудувати складну модель для процесу виносу галактичних баріонів у так зване “тепло-гаряче” міжгалактичне середовище. Це явище можна описати за допомогою вітрів, що спричиняються вибухами наднових зір, динамічними ефектами навколо активних ядер галактик або надмасивних чорних дір. Щоб правдоподібно змоделювати ці процеси, потрібно докладно вивчити фізику зореутворення та її динамічного зворотного зв’язку з формуванням галактики.

Крім цього, числові моделювання передбачають занадто велику кількість супутників малої маси (гало карликових галактик), аніж це спостерігається сьогодні. Виникають проблеми й у відтворенні деталізованої структури розподілу темної матерії в галактиці – профілю густини, для якого моделювання передбачає гострий перелом у центрі замість плоского плато [40].

Для тестування результатів такого моделювання природно викори-

стати нашу галактику – Молочний Шлях, яка складається із зоряного диска, гало старих зір, центрального балджу із зір, а також із гало темної матерії, галактик-супутників. Дослідження мас 23 галактик-супутників Молочного Шляху [110] виявило, що, незважаючи на суттєві відмінності між цими галактиками, усім їм властивий спільний найменший масштаб мас на рівні $10^7 M_{\odot}$, що суперечить властивостям холодної темної матерії і може свідчити на користь її теплового виду. Для карликових галактик загалом характерний високий вміст темної матерії [18]. У 2005 р. за спостереженнями в радіолінії нейтрального водню відкрито темну галактику, що є практично окремим гало із темної матерії [83]. У підсумку дедалі більше спостережуваних фактів дають змогу деталізувати роль темної матерії у формуванні конкретних астрофізичних об'єктів.

Як зазначалося вище, темна матерія відіграє головну роль у формуванні динамічних систем типу галактик і скупчень галактик, які сукупно формують великомасштабну структуру Всесвіту. Цей процес описується теорією гравітаційної нестійкості, яка описує розвиток первинних збурень густини на тлі однорідного ізотропного Всесвіту, що заповнений випромінюванням, баріонною речовиною, темною матерією та темною енергією.

У цьому механізмі важливим є питання ієрархії виникнення структури, тобто у якому порядку відбувається скупчування речовини. У моделі з домінуючою холодною темною матерією структура має формуватися за принципом “знизу-догори” — першими утворюються структури найменшого масштабу, з яких складаються структури більших масштабів. Незважаючи на успішне пояснення моделюванням з холодною темною матерією великомасштабної структури Всесвіту, а саме – відтворення спостережуваного галактичного спектра потужності та картини павутиноподібного розподілу галактик, залишаються незгодженості, переважно пов'язані з неоднозначностями в тлумаченні фізики утворення галактик. Динамічні ефекти формування (від'ємний зворотний зв'язок) можуть призводити до “антиієрархічної” поведінки, коли масивні галактики раннього типу старші за своїх відповідників із малою масою.

Дослідження пекулярних швидкостей галактик на тлі Габблівського розбігання є важливим засобом визначення розподілу речовини, оскільки ці швидкості прямо відслідковують поле швидкостей речовини, що своєю чергою лінійно пов'язано з полем збурень густини. Із аналізу пекулярних швидкостей спіральних і еліптичних галактик в околицях Місцевої групи галактик знайдено, що $\Omega_m = 0.30_{-0.07}^{+0.17}$ [54], 0.22 ± 0.02 [84], $0.21_{-0.09}^{+0.22}$ [89].

Важливим є також аналіз співвідношення просторового розподілу галактик і темної матерії. Фізика формування галактик пов'язує функцію розподілу заселеності гало із просторовим зміщенням (байсінгом) та зміщенням швидкостей галактик у гало. Для заданого набору космологічних параметрів і функції розподілу заселеності гало можна розрахувати статистику кластеризації галактик на різних масштабах. На основі порівняння змодельованого розподілу просторово-обмеженої вибірки 200 000 яскравих галактик зі спостережуваними даними з каталогу SDSS у [4] було знайдено найбільш оптимальні значення трьох параметрів: $\Omega_m = 0.278 \pm 0.027$, $h = 0.698 \pm 0.026$ і

$\sigma_8 = 0.812 \pm 0.028$.

Обмеження на значення параметра Ω_m та амплітуди збурення густини речовини σ_8 впливають із порівняння змодельованої функції мас багатих скупчень галактик та отриманої на основі каталогу SDSS у [16]: $\sigma_8 \Omega_m^{0.6} = 0.33 \pm 0.05$.

Дослідження гравітаційного лінзування покладається лише на загальну теорію відносності й не потребує припущень щодо внутрішньої будови об'єкта. Сильне гравітаційне лінзування спостерігається у випадку, якщо масивні скупчення галактик сильно спотворюють зображення галактик поля (тла). Вимірюванням форми спотворень у вигляді кілець (дуг) можна оцінити масу скупчення-лінзи, а сучасні методики дають змогу визначати профіль густини і навіть картографувати розподіл маси у скупченні. Гравітаційне лінзування в слабкому режимі призводить до спотворень у розподілі об'єктів тла під дією поля гравітації об'єкта переднього фону, що виявляються статистичними методами. За допомогою гравітаційного лінзування було проаналізовано вміст темної матерії багатьох скупчень галактик, дані досліджень сильного і слабого лінзування для 139 скупчень зведені у препринті [42]. Успіхи в методиках картографування розподілу темної матерії у кількох наймасивніших галактиках описані в [79].

Із появою великих оглядів неба стало можливим космологічне застосування слабого гравітаційного лінзування для отримання статистичної оцінки середньої густини речовини, а точніше комбінації параметрів $\sigma_8 \Omega_m^{0.52}$. Огляд сучасного стану досліджень слабого гравітаційного лінзування подано в [85, 66].

Ще один вид явища гравітаційного лінзування – мікролінзування, яке дає змогу з'ясувати, чи може баріонна речовина становити суттєву частку темної матерії у нашій галактиці. Для досліджень мікролінзування використовуються фотометричні спостереження блиску далеких зір у режимі моніторингу, завдяки чому можна виявити компактні об'єкти малої маси та низької світності – темні зорі, планети тощо. Таким чином було встановлено верхню межу на масову частку матерії баріонної природи в диску Галактики – у декілька разів меншу за гравітаційну масу Галактики [59].

В узгодженій космологічній моделі Ω_{dm} є одним із найголовніших параметрів серед близько 11 параметрів. Параметри космологічної моделі визначаються на основі спостережуваних даних із різних джерел:

- глобальні властивості Всесвіту — динаміка розширення Всесвіту;
- анізотропія реліктового випромінювання;
- великомасштабна структура Всесвіту.

Велика кількість даних, що стосуються різних червоних зміщень і масштабів, дає змогу визначити космологічні параметри вмісту з точністю кілька відсотків [1], тому говорять про епоху прецизійної космології. Досягнення такої точності можливе саме завдяки комплексному підходу та широкому набору використаних даних. Наприклад, за даними з анізотропії температури реліктового випромінювання при фіксованому значенні сталої Габбла H_0 фіксуються не самі параметри,

а приблизна комбінація $\Omega_m + \Omega_{de}$, дані аналізу швидкості розширення Всесвіту за надновими зорями фіксують приблизно $\Omega_m - \Omega_{de}$, слабке лінзування, пекулярні швидкості, Ly_α -ліс ліній поглинання згрубша фіксують значення $\sigma_8 \Omega_m^{-0.6}$, виявлені баріонні акустичні осциляції — Ω_m / Ω_b .

Таким чином отримується значення для вмісту всіх видів матерії $\Omega_m = 0.27$. Водночас теорія космологічного нуклеосинтезу у застосуванні до даних про вміст легких елементів у міжгалактичному середовищі (дейтерій) і атмосферах найстаріших зір (гелій, літій та ін.) визначає густину баріонної речовини не вище $\approx 5\%$ середньої повної густини енергії Всесвіту. Отже, речовина у Всесвіті має складатися головним чином із небаріонної темної матерії. Цей факт констатовано через спільне визначення параметрів космологічної моделі з сукупності даних. Ці параметри дають передбачення, що найкращим чином відповідають різномірним даним із різних джерел. Найточніше вміст темної матерії визначено за даними космічного експерименту WMAP: $\Omega_{dm} = 0.22 \pm 0.04$.

Кількісні визначення вмісту баріонної речовини та прихованої маси, що базуються на різних методах, добре узгоджуються між собою: баріонна речовина становить 3–5%, а темна матерія – 20–30% повної густини енергії Всесвіту.

3.2. Темна матерія з точки зору фізики частинок

У фізиці елементарних частинок у межах кожної можливої фізичної теорії виникають частинки, які можуть бути кандидатами на складові небаріонної темної матерії. Існування певних частинок у теорії не вмотивоване безпосередньо астрофізичними чи космологічними міркуваннями, тому збіг у прогнозованих властивостях свідчить на користь обидвох межуючих галузей.

Згідно зі спостережуваними підставами слід висунути такі вимоги до кандидатів:

- Стабільність або тривалий період піврозпаду;
- Нейтральність щодо електромагнітної і сильної взаємодій, участь лише у слабких взаємодіях;
- Масивність (радіше мала швидкість).

Клас частинок, які відповідають таким вимогам, отримав назву “масивних частинок зі слабкою взаємодією”, WIMP (Weakly Interacting massive particles).

Стандартна модель елементарних частинок (SM, Standard Model) може запропонувати на роль темної матерії лише масивні нейтрино, але вони, очевидно, не задовольняють третю із перерахованих вимог, оскільки є гарячою темною матерією. Нейтрино можуть становити незначну частину загальної темної матерії, тобто наявна модель зі змішаною темною матерією.

Загалом, частинки-кандидати можна класифікувати так:

- аксіони;

- суперсиметричні частинки;
- інші.

Аксіони – це природне розв’язання так званої сильної CP-проблеми (очевидна відсутність порушення симетрії зарядової спряженості й парності у сильній взаємодії, що впливає з експериментальних обмежень на електричний диполь нейтрона). Аксіони – добрі кандидати на холодну темну матерію, хоча вони й легкі, бо утворюються у стані спокою. Обмеження (вікно) на масу аксіона із загальних міркувань і стандартних припущень $m_a \leq 10^{-2}$ eВ доволі вузьке. Тому аксіони можуть призводити до великих амплітуд ізокривинних збурень густини, і не можуть скласти всю масу темної матерії, а лише її частину.

Найлегші суперсиметричні частинки (lightest supersymmetric particles, LSP) — природний наслідок практично всіх суперсиметричних теорій елементарних частинок (SUSY); за умови збереження P_R -парності вони є стабільними. До цього класу частинок належать нейтраліно, гравітіно, аксіно чи с-нейтрино. На сучасному етапі найімовірнішим кандидатом на WIMP виглядає нейтраліно, з масою $m_{\tilde{\chi}} \approx 100$ GeВ. Нейтраліно — типова холодна матерія. Реалістичні значення для реліктової густини прямо впливають із найбільш економних суперсиметричних розширень Стандартної моделі, (див. огляд [21]). Нейтраліно – це ферміони Майорана³, лінійна суперпозиція нейтральних компонент суперпартнерів хіггсіно, віно і біно. Отримані з різних джерел обмеження на властивості цього кандидата трансформуються в обмеження у просторі параметрів відповідної частинкової моделі, наприклад Обмеженої мінімальної суперсиметричної моделі (Constrained Minimal Super Symmetric Model). Це стало ще однією причиною “популярності” кандидатури нейтраліно, оскільки область параметрів, яку найближчим часом має дослідити Великий адронний колайдер, відповідає нейтраліно. Нейтраліно також здатне до самоанігіляції, що може відбуватися у гало Галактики, її центрі, і навіть у ядрі Сонця, утворюючи надлишок антипротонів, гамма-променів і нейтрино відповідно.

Гравітіно $g_{3/2}$ – це суперпартнер гравітона у теоріях Супергравітації, наприклад mSUGRA. Хоча гравітіно може бути добрим кандидатом на холодну темну матерію, із ним виникають проблеми, пов’язані з первинним нуклеосинтезом та постінфляційним пере-нагріванням.

Категорія “інші” може містити практично неохопну кількість пропозицій. Тут можна згадати “легку” темну матерію (light dark matter) [24], скалярні частинки з масою порядку 1 MeВ, які мають переваги теплої ТМ і можуть анігілювати. Ще один кандидат – гіперзарядові калібровочні бозони Калуци-Кляйна в моделях із додатковими вимірами (Universal Extra Dimensions) [68]. Із більшістю цих частинок пов’язані різні проблеми – або вони мають бурхливі прояви, або теорії, на основі яких їх запропоновано, не повні.

Підсумовуючи, можна стверджувати, що сучасні теорії елементарних частинок пропонують досить широкий вибір кандидатів на темну

³частинки є власними античастинками

матерію. Спільною проблемою всіх цих теорій є надто велика кількість ступенів свободи, що не дає змоги обмежити простір параметрів моделі за допомогою одного експерименту. Лише комплексний підхід, який включатиме численні експерименти з прямого і непрямого детектування частинок, а також астрофізичні та космологічні дані, зможе зібрати необхідний обсяг інформації. Великі надії покладаються і на Великий адронний колайдер, що найближчим часом зможе дати обмеження на базові припущення Стандартної моделі – існування частинок Хіггса.

3.3. Стратегії пошуку ТМ

Загалом пошуки частинок темної матерії йдуть у двох напрямках: пряме детектування енергії віддачі ядра під час пружного розсіяння частинки ТМ на нуклоні та непрямі пошуки слідів чи наслідків анігіляції чи взаємодії частинок ТМ у вигляді надміру на тлі електромагнітного випромінювання, нейтрино, чи антиречовини. Слід зауважити, що виявлення частинок ТМ в одному з напрямів не вистачить для отримання висновків щодо їх природи [67] — астрофізичним даним бракуватиме інформації, щоб обґрунтувати фундаментальну фізику (наприклад, чинність Суперсиметрії), а експерименти на прискорювачах не можуть відрізнити стабільні частинки від частинок із довгим часом життя, або визначити їх реліктову концентрацію. Лише комплексний і взаємодоповнювальний підхід може забезпечити успіх.

Пряме детектування. У першому напрямі за останні десятиліття докладено значних зусиль, проводиться понад десяток підземних експериментів, спрямованих на пошуки WIMP. Із них лише DAMA/NaI і DAMA/Libra та CDMS оголосили про ймовірне детектування часової (річної) модуляції сигналу, що передбачається в сценарії із нейтраліно, наслідок річного руху Землі по навколосонячній орбіті. Усі ці експерименти залежні від передбачень, які має надати теорія щодо залежності поперечного перерізу взаємодії WIMP-частинки з нуклоном та від маси самої частинки. Зростаюча чутливість експериментів поволі звужує область у цій площині, що прийнятна з експериментальної точки зору.

Непрямі пошуки. Нейтраліно можуть анігілювати різним шляхом, залежно від їх маси і параметрів конкретного розширення теорії Суперсиметрії.

Обчислення можливого детектування сигналу від антипротонів, що породжуються анігіляцією WIMP-частинок у гало Галактики⁴ вимагає розуміння процесів дифузії й перерозподілу енергії під час поширення в міжзоряному середовищі. Крім цього, цей сигнал детектується на фоні космічних променів. У цьому сенсі перспективнішим виглядає пошук сигналу від антидейтеронів, тоді фон космічних променів незначний. На це спрямовані місії AMS та GAPS, що найближчим часом запрацюють на повну потужність. У 2005 р. опубліковано

⁴Попередні результати експерименту PAMELA вказують на існування такого сигналу

дані вимірювання неба в анігіляційній лінії 511 кеВ, отримані спектрометром SPI на борту γ -обсерваторії INTEGRAL [74], які ймовірно містять сигнал від анігіляції легкої темної матерії. Нові результати орбітальної обсерваторії імені Фермі (GLAST) мають дати відповіді на ці запитання.

Аналіз слідів анігіляції WIMP-частинок ускладнюється, якщо взяти до уваги виявлені властивості до скупчування (“грудкуватості”). У грудках швидкість анігіляції може суттєво зростати, а отже, вона може впливати через інжекцію енергії на теплову та іонізаційну історію міжгалактичного водню у “темні віки”⁵. Цей вплив можна виявити за допомогою радіоінтерферометричних спостережень зміщеної лінії 21-см нейтрального водню. Проведені оцінки [41] свідчать, що майбутні експерименти (наприклад, LOFAR <http://www.lofar.org>) будуть досить чутливими, щоб детектувати варіації інтенсивності в цій лінії в різних ділянках неба.

ЛІТЕРАТУРА

- [1] *Апуневич С., Венгльовська Б., Кулинич Ю., Новосядлий Б.* Кинематика и физика небесных тел. 2007. **23**. 67–82.
- [2] *Зельдович Я.Б.* Успехи физ. наук. 1968. **91**. 209-230.
- [3] *Кейн Г.* Современная физика элементарных частиц. Москва: Мир, 1990.
- [4] *Abazajian K., Zheng Z., Zehavi I., et al.* Astrophys. J. 2005. **625**. 613-620.
- [5] *Abe F., Akimoto H., Akopian A., et al. (CDF collab)* Phys. Rev. Lett. 1996. **76**. 2006–2010.
- [6] *Abachi S., Abbott B., Abolins M. et al (D0 collab)* Phys. Rev. Lett. 1995. **75**. 618–623.
- [7] *Allen S.W., Rapetti D.A., Schmidt R.W. et al.* Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2008. **383**. 879-895.
- [8] *Antoniadis I., Dimopoulos S., Dvali G.* Nucl.Phys. 1998. **B516**. 70–82.
- [9] *Arbuzov A.B., Glinka L.A., Pervushin V.N.* 2007. arXiv:0705.4672
- [10] *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.* Physics Letters B. 1998. **429**, Issue 3-4. 263–272.
- [11] *Armendariz-Picon C., Damour T., Mukhanov V.* Phys. Lett. B. 1999. **458**, No. 2 - 3. 209–218.
- [12] *Astier P., Guy J., Regnault N., et al.* American Astron. Soc. 2005. **37**. 1176.

⁵Проміжок часу від рекомбінації до виникнення перших джерел світла

- [13] *Astier P., Regnault N., Pain R. et al.* Astron. and Astrophys. 2006. **447**. 31–48.
- [14] *Athron P., Miller D.J.* Phys. Rev. D. 2007. **76**, 7. id. 075010.
- [15] *Athron P., Miller D.J.* In SUSY07 Proceedings. 2007. arXiv:0710.2486A.
- [16] *Bahcall N.A., Dong F., Bode P., et al.* Astrophys. J. 2003. **585**. 182–190.
- [17] *Bahcall J., Piran T., Weinberg S.* Dark Matter in the Universe. 2ed. World Scientific, 2004.
- [18] *Baumgardt H., Mieske S.* Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2008. **391**. 942–948.
- [19] *Bennett C. L., Halpern M., Hinshaw G., et al.* Astrophys. J. Suppl. Ser. 2003. **148**. 1–28.
- [20] *de Bernardis P., Ade P. A. R., Bock J. J., et al.* Nature. 2000. **404**. 995–999.
- [21] *Bertone G., Hooper D., Silk J.* Phys. Rept. 2005. **405**. 279-390.
- [22] *Bilic N., Lindebaum R.J., Tupper G.B., Viollier R.D.* Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2004. **2004**, Issue 11, 008-019.
- [23] *Birrell N.D., Davis P.C.W.* Quantum Field in Curved Space, Cambridge University Press, Cambridge, 1982.
- [24] *Boehm C., Fayet P.* Nucl.Phys. 2004. **B683**. 219-263
- [25] *Borgani S.* Lecture Notes in Physics. 2008. **740**. 474–523.
- [26] *Bradac M., Allen S.W., Treu T., et al.* Astrophys. J. 2008. **687**. 959–967.
- [27] *Brans C., Dicke R.H.* Phys. Rev. 1961. **124**. 925-935.
- [28] *Brans, C.H.* 2005. arXiv:gr-qc/0506063.
- [29] *Brax P.H., Martin J.* Physics Letters B, 1999. **468**, iss.1-2. 40-45.
- [30] *DeBroglie L.* Journal de Physique. 1927. **8**. 65–73.
- [31] *Caldwell R.R., Dave R., Steinhardt P.J.* Phys. Rev. Lett. 1998. **80**, Issue 8. 1582–1585.
- [32] *Caldwell R.R.* Phys. Lett. B. 2002. **545**, Issue 1-2. 23-29.
- [33] *Caldwell R.R., Kamionkowski M., Weinberg N.N.* Phys. Rev. Lett. 2003. **91**, Issue 7. id. 071301.
- [34] *Carretta E., Gratton R.C., Clementini G., Fusi Pecci F.* Astrophys. J. 1999. **533**. 215–235.
- [35] *Chaboyer B.* Physics Reports. 1998. **307**. 23–30.

- [36] *Chaboyer B., Demarque P., Kernan P.J., Krauss L. M.* Astrophys. J. 1998. **494**. 96–110.
- [37] *Chamseddine A., Arnowitt R., Nath P.* Phys. Rev. Lett. 1982. **49**. 970–974.
- [38] *Chiba T.* “Frontiers of Cosmology and Gravitation”: Proceedings of International Workshop at Yukawa Institute for Theoretical Physics (YITP) on April 25-27, 2001. Edited by M. Sakagami. Kyoto, Japan: Yukawa Institute, 2001, p.121. arXiv:gr-qc/0110118
- [39] *Clowe D., Bradac M., Gonzalez A.H., et al.* Astrophys. J. Let. 2006. **648**, 2. L109-L113
- [40] *Colin P., Valenzuela O., Avila-Reese V.* Astrophys.J. 2008. **673**. 203-214.
- [41] *Cumberbatch D.T., Lattanzi M., Silk J.* arXiv:0808.0881
- [42] *Dahle H.* 2007. arXiv:astro-ph/0701598
- [43] *Diemand J., Kuhlen M., Madau P.* Astrophys. J. 2007. **667**, I.2. 859-877.
- [44] *Dimopoulos S., Georgi H.* Nucl.Phys.B. 1981. **193**. 150-162.
- [45] *Dirac P.A.M.* Proc.Roy.Soc. London, 1938. **A165**. 199-208.
- [46] *Dobado A., Tabares-Cheluci L., Peñaranda S.* Phys. Rev. D. 2007. **75**. id. 083527.
- [47] *Drees M.* Lectures given at Seoul summer symposium on field theory, August 1996; p.42. arXiv:hep-ph/9611409
- [48] *Dunkley J., Komatsu E., Nolta M.R., et al.* Astrophys. J. Suppl. Ser. 2009. **180**. 306–329.
- [49] *Einstein A.* Sitz.Preuss.Akad. Wiss.Phys. Math. 1917. 142-152.
- [50] *Einstein A.* Sitz. Preuss. Akad. Wiss. 1925. **1**. 414–419.
- [51] *Eisenstein D., Zehavi I., Hogg D.W., et al.* Astrophys. J. 2005. **633**. 560–574.
- [52] *Eddington A.S.* Proc.Roy.Soc. 1921. **A99**. 104.
- [53] *Erler J. J.* Phys. G: Nuclear and Particle Physics. 2003. **29**. 49–56.
- [54] *Feldman H., Juszkiewicz R., Ferreira P., et al.* Astrophys. J. 2003. **596**. 131–134.
- [55] *Friedmann A.* Z.Phys. 1922. **10**. 377-386.
- [56] *Garriga J., Mukhanov V.F.* Phys. Lett. B. 1999. **458**, No. 2-3. 219–225.
- [57] *Giudice G. F., Rattazzi R.* Physics Reports, 1999. **322**, Issue 6. 419–499.

- [58] *Giudice G., Luty M., Murayama H., Rattazzi R.* JHEP. 1998. id.9812:027.
- [59] *Gould A.* Review presented at “The Variable Universe: A Celebration of Bohdan Paczynski”. 2008. eprint arXiv:0803.4324.
- [60] *Grib A.A., Pavlov Yu.V.* Talk on V International Conference on Cosmoparticle Physics “COSMION-2001”, Moscow - St.Petersburg, Russia. May 21-30, 2001; Grav.Cosmol.Suppl. 8 N1 (2002) 148-153. arXiv:gr-qc/0206040
- [61] *Hanany S., Ade P., Balbi A., et al.* Astrophys. J. 2000. **545**. 5–9.
- [62] *Higgs P.W.* Phys. Rev. Lett. 1964. **13**. 508-509.
- [63] *Hill V., Plez B., Cayrel R., et al.* Astron. Astrophys. 2002. **387**. 560–579.
- [64] *Hinshaw G., Nolta M.R., Bennett C.L., et al.* Astrophys. J. Suppl. Ser. 2007. **170**. 288–334.
- [65] *Hinshaw G., Weiland J.L., Hill R.S., et al.* 2008. arXiv: 0803.0732.
- [66] *Hoekstra H., Jain B.* Annual Reviews of Nuclear and Particle Science, eprint arXiv:0805.0139
- [67] *Hooper D., Baltz E.A.* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2008. **58**.
- [68] *Hooper D., Profumo S.* Phys.Rept. 2007. **453**. 29-115.
- [69] *Hubble E.* Proceedings of the National Academy of Sciences of the USA. 1929. **15**. 168–173.
- [70] *Jimenez R., Thejll P., Jorgensen U. G., et al.* Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1996. **282**. 926–942.
- [71] *Kaluza T.* Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin. 1921. 966-972.
- [72] *Kamenshchik A., Moschella U., Pasquier V.* Physics Letters B. 2001. **511**, Issue 2-4. 265–268.
- [73] *Klein, O. Z.* Phys. 1926. **37**. 895–906.
- [74] *Kn o dlseder J., Jean P., Lonjou V. et al.* Astron. and Astrophys. 2005. **441**. 513-532.
- [75] *Komatsu E., Dunkley J., Nolta M.R., et al.* Astrophys. J. Suppl. Ser. 2009. **180**. 330–376.
- [76] *Langacker P.* Phys. Rep. 1981. **72**. 185–385.
- [77] *Lemaitre G.* Ann.Soc.Sci.Bruxelles. 1933. A53. 51.
- [78] *Lemaitre G.* Proceedings of the National Academy of Sciences of the USA. 1934. **20**. 12–17.

- [79] *Limousin M.* Contribution to the Moriond 2008 Cosmology conference. 2008. arXiv:0807.2753.
- [80] *Linde A.D.* Particle Physics and Inflationary Cosmology. New York, 1990.
- [81] *Mandel H.* Z. Phys. 1926. **39**. 136.
- [82] *McEwen J.D., Wiaux Y., Hobson M.P. et al.* Mon. Not. R. Astron. Soc. 2008. **384**, Issue 4. 1289–1300.
- [83] *Minchin R., Davies J., Disney M., et al.* Astrophys. J. Lett. 2005. **622**, 1. L21-L24.
- [84] *Mohayaee R., Tully R.B.* Astrophys. J. 2005. **635**. 113–116.
- [85] *Munshi D., Valageas P., Van Waerbeke L., Heavens A.* Physics Reports. **462**, I. 3. 67-121.
- [86] *Netterfield C.B., Ade P.A.R., Bock J.J., et al.* Astrophys. J. 2002. **571**. 604–614.
- [87] *Nolta M.R., Dunkley J., Hill R.S., et al.* Astrophys. J. Suppl. Ser. 2009. **180**. 296–305.
- [88] *Papantonopoulos L.* The invisible universe: Dark Matter and Dark Energy. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2007.
- [89] *Parnovsky S.L., Sharov P.Yu., Gaydamaka O.Z.* Astrophys. Space Science. 2006. **302**. 207–211.
- [90] *Perlmutter S., Aldering G., della Valle M., et al.* Nature. 1998. **391**. 51–54.
- [91] *Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., et al.* Astrophys. J. 1999. **517**. 565–586.
- [92] *Petrosian V., Salpeter E., Szekeres P.* Astrophys. J. 1967. **147**. 1222–1226.
- [93] *Randall L., Sundrum R.* Nucl.Phys.B. 1999. **557**. 79–118.
- [94] *Ratra B., Peebles P.J.E.* Phys. Rev. D (Particles and Fields). 1988. **37**. 3406-3427.
- [95] *Samushia L., Ratra B.* Astrophys. J. 2008. **680**, I.1. L1-L4.
- [96] *Renzini A., Bragaglia A., Ferraro F.R., et al.* Astrophys. J. 1996. **465**. 23–26.
- [97] *Riess A.G., Filippenko A.V., Challis P., et al.* Astron. J. 1998. **116**. 1009–1038.
- [98] *Riess A.G., Strolger L.G., Tonry J., et al.* Astrophys. J. 2004. **607**. 665–687.

- [99] *Riess A.G., Strolger L.G., Casertano S., Ferguson H.C. et al.* *Astrophys. J.* 2007. **659**. 98–121.
- [100] *Romanowsky A.J., Strader J., Spitler L.R. et al.* *Astron. J.* 2009. **137**. 4956–4987.
- [101] *Rubin V.C., Ford W.K., Thonnard N., Burstein D.* *Astrophysical Journal*. 1982. Part 1, **261**. 439–456.
- [102] *Schuecker P., Bohringer H., Collins C. A., Guzzo L.* *Astron. and Astrophys.* 2003. **398**. 867–877.
- [103] *Sen A.* *Journal of High Energy Physics*. 2002. **2002**, Issue 07, 065–076.
- [104] *Sen A.* *Journal of High Energy Physics*. 2002. **2002**, Issue 04, 048–065.
- [105] *Sen A.* *Mod. Phys. Lett. A*. 2002. **17**, Issue 27. 1797–1804.
- [106] *Shklovsky J.* *Astrophys. J.* 1967. **150**. L1–L3.
- [107] *Sotiriou T.P., Faraoni V.* *Rev. Mod. Phys.* 2010. **82**. 451–497.
- [108] *Stadel J., Potter D., Moore B. et al.* *MNRAS*. 2009. **398**. L21–L25.
- [109] *Starobinsky A.A.* *Gravit. & Cosmol. Suppl.* 1998. **4**. 88–99.
- [110] *Strigari L.E., Bullock J.S., Kaplinghat M., et al.* *Nature*. 2008. **454**, 7208. P 1096–1097.
- [111] *Tsutsui R., Nakamura T., Yonetoku D. et al.* *MNRAS*. 2009. **394**. L31–L35.
- [112] *Weyl H.* *Sitzungsber. Konigl. Preuss. Akad. Wiss.* 1918. 465.
- [113] *Wetterich C.* *Nucl. Phys. B, Part. Phys.* 1988. **B302**. 668–696.
- [114] *Witten E.* Sources and Detection of Dark Matter and Dark Energy in the Universe. Fourth International Symposium, held February 23–25, 2000, at Marina del Rey, California, USA. Edited by David B. Cline. Published by Springer-Verlag, Berlin, New York, ISBN 3-540-41216-6, p.27 (2001);
- [115] *Witten E.* *Int. J. Mod. Phys. A*. 1995. **10**, No. 8. 1247–1248.
- [116] *Wood-Vasey W.M., Miknaitis G., Stubbs C.W., et al.* *Astrophys. J.* 2007. **666**. 694–715.
- [117] *Yao W.-M.* *J. Phys. G*. 2006. **33**. 1–1232. (<http://pdg.lbl.gov/>)
- [118] *Zwicky F.* *Helvetica Physica Acta*. 1933. Vol.6. 110–127.

DARK MATTER AND DARK ENERGY IN THE UNIVERSE

Bohdan NOVOSYADLYJ, Stepan APUNEVYCH, Yuriy KULINICH

Astronomical observatory of Ivan Franko National University of L'viv,
8 Kyrylo and Mefodiy Street, L'viv 79005

The general overview of the problems of dark matter and dark energy in the observable Universe is given in this paper. The issue is considered from the point of view of fields adjacent to this fundamental problem, namely astrophysics and particle physics. It is noted that an interdisciplinary character of the dark sector of Universe problem can be the clue to its solution. No history of development is given, but rather we have concentrated on the current trends and prospects.