ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 11, № 4 (2007) с. 473–480

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 11, No. 4 (2007) p. 473–480

РОЗВИТОК СФЕРИЧНО-СИМЕТРИЧНОГО ЗБУРЕННЯ В КОСМОЛОГІЧНИХ МОДЕЛЯХ ІЗ ТЕМНОЮ ЕНЕРҐІЄЮ. НАБЛИЖЕННЯ ІДЕАЛЬНОЇ РІДИНИ

Ю. Кулініч[1], Б. Новосядлий[1], В. Пелих[2]
[1]*Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка, Кирила і Мефодія, 8, 79005, Львів, Україна*
[2]*Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я. Підстригача НАНУ*
(Отримано 25 грудня 2006 р.; в остаточному вигляді — 20 червня 2007 р.)

Розглянуто розвиток сферично-симетричного збурення в космологічних моделях із темною енерґією (de) в наближенні ідеальної рідини. Для більшої загальности, темну енерґію віднесено до узагальненої компоненти (g) з рівнянням стану $p_{(g)} \equiv p_{(g)}(\rho_{(g)}, S)$, де S — ентропія, а баріонну компоненту — до пилоподібної матерії (d) з рівнянням стану $p_{(d)} = 0$. Темна матерія (dm), залежно від її природи, може входити до узагальненої компоненти чи пилоподібної матерії. Для такого двокомпонентного середовища отримано систему рівнянь, яка описує розвиток сферично-симетричної неоднорідности з довільним профілем радіяльного розподілу густини на нелінійній стадії її еволюції. Проаналізовано отримані рівняння. Зокрема показано, що космологічні моделі з узагальненою компонентою, яка має рівняння стану $p_{(g)} = -\rho_\Lambda$ при $\rho^0_{(g)} > \rho_\Lambda$, тотожні ΛCDM-моделям із відповідними значеннями космологічних параметрів. Отже, результати робіт [Yu. Kulinich, B. Novosyadlyj, J. Phys. Stud. **7**, 234 (2003); E. L. Lokas, Y. Hoffman, in *Proceedings of the 3rd International Workshop on the Identification of Dark Matter*, edited by N. J. C. Spooner, V. Kudryavtsev (World Scientific, Singapore, 2001), p. 121], у яких визначено параметри колапсу для ΛCDM-моделей, є справедливими також і для ширшого класу моделей. У моделях із ненульовою швидкістю звукових коливань узагальненої компоненти $c_{s(g)} \neq 0$ розвиток центральної ділянки збурення залежить від його профілю та масштабу. При цьому, якщо $c^2_{s(g)} < 0$, то збурення узагальненої компоненти є вкрай нестійкими до фраґментації, а тому суперечать спостережуваній малій анізотропії реліктового випромінювання. Якщо $c^2_{s(g)} > 0$, то збурення узагальненої компоненти, масштаб яких є меншим за $R_g \equiv c_{s(g)} H_0^{-1}$, загасатимуть унаслідок ґрадієнта тиску, а отже розміри збурень узагальненої компоненти обмежені знизу масштабом R_g.

Ключові слова: великомасштабна структура Всесвіту, темна енеґія, космологічні збурення.

PACS number(s): 98.80.Ik, 95.36.+x, 95.35.+d

ВСТУП

Космологічні моделі з Λ-сталою досить добре описують формування великомасштабної структури Всесвіту, але її фізична природа не має покищо задовільного пояснення. Щоб розв'язати цю проблему, в межах загальної теорії відносности Айнштайна введено компоненту середовища під загальною назвою "темна енерґія", для якої $\rho_{(\mathrm{de})} + 3p_{(\mathrm{de})} < 0$, однак $p_{(\mathrm{de})}/\rho_{(\mathrm{de})} \neq -1$. Можливості фізичної інтерпретації темної енерґії є значно ширшими, ніж у випадку Λ-сталої. Зокрема, оскільки $\dot{\rho}_{(\mathrm{de})} \neq 0$, то густина темної енерґії змінюється в часі, що значно розширює можливості для пояснення відносних умістів темної енерґії та темної матерії в теперішній та ранній моменти еволюції Всесвіту. Основним (однак не єдиним) проявом темної енерґії є прискорене розширення Всесвіту, доказом якого є тест: видима зоряна величина — червоне зміщення для наднових типу Ia [3,4]. В однорідному та ізотропному Всесвіті густини та тиски всіх компонент середовища (у тому числі й темної енерґії) залежатимуть лише від часової координати. Такі залежності задають рівняння станів у параметричному вигляді, які, однак, не завжди можна поширити на випадок збурень. Так, для однорідно розподіленого вільного електромагнетного поля можна записати просте рівняння стану $p_{(\gamma)} = \frac{1}{3}\rho_{(\gamma)}$ [5], тоді як для збуреного випадку необхідно, натомість, використовувати систему кінетичних рівнянь. Отже, опис збурень потребує значно більше інформації про природу відповідних компонент, ніж оцінка впливу цих компонент на динаміку однорідного та ізотропного Всесвіту. На відміну від Λ-сталої, темна енерґія може збурюватися під дією неоднорідного розподілу ґравітаційного потенціялу, а збурення своєю чергою дають внесок до неоднорідного розподілу ґравітаційного потенціялу, параметри якого можна визначити на основі астрономічних спостережень. Хоча ґравітаційне поле, утворене темною енерґією, не містить повної інформації про її природу, однак є єдиним її спостережуваним проявом, а відтак і тестом фізичних моделей, що висуваються в межах теорій елементарних частинок чи узагальнених теорій ґравітаційного поля.

Елементи великомасштабної структури Всесвіту, такі, як галактики та скупчення галактик, перебувають на нелінійній стадії свого формування або вже зазнали колапсу й утворили ґравітаційно-зв'язані об'єкти. Нелінійну стадію формування елементів великомасштабної структури можна проаналізувати шляхом розв'язання задачі еволюції космологічних скалярних збурень густини речовини та метрики простору–часу. Така задача потребує задання параметрів збурень — амплітуди та геометрії, параметрів космологічної моделі — сталої Габбла і фіксованих у деякий момент часу густин усіх компонент середовища та рівнянь, які пов'язують макропараметри компонент — рівнянь станів або кінетичних рівнянь. Під геометрією збурень розуміємо початковий розподіл густин та швидкостей у просторі. Космологія вивчає статистичні характеристики розподілів елементів великомасштабної структури, залишаючи дослідження окремих її елементів астрофізиці. Щоб компактифікувати велике розмаїття форм, амплітуд та розмірів збурень у Всесвіті, космологія опирається на гіпотезу про випадковий та незалежний характер їх початкових розподілів. У цьому разі для відтворення спостережуваної великомасштабної структури нема потреби задавати початковий просторовий розподіл речовини у Всесвіті. Натомість, достатньо обмежитись оцінкою впливу головних параметрів збурення на його еволюцію і, опираючись на статистичні розподіли цих параметрів у Всесвіті, обчислити спостережувані статистичні розподіли елементів великомасштабної структури. Одним із прикладів спостережуваного статистичного розподілу є функція мас багатих скупчень галактик [6]. Такі скупчення є наймасивнішими ґравітаційно зв'язаними об'єктами нашого Всесвіту, що утворилися у високих піках густини. Форма цих піків є наближено сферично-симетричною [7]. Тому для отримання такого розподілу можна обмежитися розглядом сферично-симетричних збурень. Розв'язок задачі на ґравітаційну нестійкість сферично-симетричних збурень на основі відомого початкового розподілу амплітуд дає змогу тестувати космологічні моделі шляхом порівняння розрахованої функції мас багатих скупчень галактик у межах формалізму Преса–Шехтера зі спостережуваною [1], і навпаки, у межах конкретної космологічної моделі перевірити правильність припущень про розподіл початкових збурень. Вивчення розвитку сферично-симетричних збурень є також важливим при розрахунку двоточкової кореляційної функції та спектра потужности розподілу видимої матерії у просторі, оскільки дає змогу взяти до уваги нелінійну стадію розвитку збурень [8]. Урахування розмаїття форм збурень у цьому випадку здійснюється порівнянням отриманих даних із результатами N-частинкових моделювань, які потребують значних обчислювальних ресурсів. Еволюцію сферичносиметричного збурення та розрахунок функції мас багатих скупчень галактик у космологічних моделях із Λ-сталою проаналізовано в роботах [1] та [2, 9].

Розвиток сферично-симетричних збурень у космологічних моделях із темною енерґією найширше розглянуто в наближенні однорідного розподілу цієї компоненти на масштабах скупчень галактик [10–14]. Однорідний розподіл темної енерґії в просторі з неоднорідним ґравітаційним потенціялом можливий у випадку взаємодії темної енерґії з темною матерією чи ґравітаційним полем [15, 16] або за наявности в цій компоненті процесів, які гальмуватимуть зростання амплітуди збурення. Найпростішою моделлю темної енерґії, що збурюється під дією неоднорідного ґравітаційного потенціялу, є рівноважне середовище, яке описується наближенням ідеальної рідини. Розгляд сферично-симетричних збурень у космологічних моделях із такою темною енерґією зроблено в роботі [17] та, як граничний випадок, у працях [15, 20]. Однак при цьому використано наближення однорідного збурення без урахування крайових умов на його межі, унаслідок чого знехтувано ґрадієнтом тиску, який виникає в неоднорідно розподіленій компоненті темної енерґії і приводить до асинхронного колапсу компонент темної енерґії та темної матерії. Наша робота покликана усунути цей недолік. У підсумку для моделей з темною енерґією в наближенні ідеальної рідини ми отримаємо систему рівнянь, які описують розвиток сферично-симетричного збурення з довільним початковим профілем густини. Для більшої загальности ми оперуватимемо узагальненою компонентою, яка за спільної природи або наявности взаємодії між темною енерґією й темною матерією описуватиме обидві ці компоненти. У разі відсутности взаємозв'язків між темною енерґією та темною матерією узагальнена компонента позначатиме лише темну енерґію, а темна матерія разом із баріонною компонентою входитиме до складу пилоподібної матерії. У будь-якому випадку узагальнена компонента позначатиме рівноважне непружне середовище з ненульовим тиском, тоді як пилоподібна матерія — непружне середовище з нульовим тиском. Тому ця робота зводиться до отримання та дослідження рівнянь, що описують розвиток сферично-симетричного збурення у двокомпонентному середовищі, одна з компонент якого — пилоподібна матерія — описується рівнянням стану $p_{(d)} = 0$, а інша — узагальнена компонента — рівнянням стану $p_{(g)} \equiv p_{(g)}(\rho_{(g)}, S)$, де S — ентропія.

I. ТЕНЗОРИ ЕНЕРҐІЇ-ІМПУЛЬСУ ПИЛОПОДІБНОЇ МАТЕРІЇ ТА УЗАГАЛЬНЕНОЇ КОМПОНЕНТИ

Розгляд задачі про колапс збурень у двокомпонентному середовищі ускладнений необхідністю використання двох систем відліку, супутніх до обох компонент середовища. Систему відліку, супутню до пилоподібної матерії, задамо векторним полем колективної 4-швидкости цієї компоненти $\mathbf{u}_{(d)}$. Тензор енерґії-імпульсу матиме такий вигляд: $T_{(d)\mu\nu} = \rho_{(d)} u_{(d)\mu} u_{(d)\nu}$, де $\rho_{(d)}$ — густина енерґії пилоподібної матерії, виміряна в супутній до неї системі відліку. Тензор енерґії-імпульсу узагальненої компоненти у наближенні ідеальної рідини має такий загальний вигляд: $T_{(g)\mu\nu} = (\rho_{(g)} + p_{(g)}) u_{(g)\mu} u_{(g)\nu} - p_{(g)} g_{\mu\nu}$, де векторне поле $\mathbf{u}_{(g)}$ є 4-швидкістю узагальненої компоненти, а величини $\rho_{(g)}$ та $p_{(g)}$ позначають відповідно густину та тиск узагальненої компоненти, виміряні в супутній до неї системі відліку. Перехід між системами відліку, асоційованими з кожною з компонент у кожній точці простору-часу здійснюватимемо за допомогою перетворень Лоренца — повороту вектора 4-швидкости спостерігачів у 4-вимірному просторі-часі [18]:

$$u_{(g)\mu} = \frac{u_{(d)\mu} + v_{(g)\mu}}{\sqrt{1 - v_{(g)}^2}}, \tag{1.1}$$

де $v_{(g)}$ — вектор 3-швидкости узагальненої компоненти відносно системи відліку, супутньої до пилоподібної матерії (в одиницях швидкости світла). Перетворення (1.1) дає змогу переписати тензор енерґії-імпульсу узагальненої компоненти в системі відліку, супутній до пилоподібної матерії:

$$\begin{aligned} T_{(g)\mu\nu} &= \Big(\rho_{(g)} + p_{(g)}\Big) u_{(g)\mu} u_{(g)\nu} - p_{(g)} g_{\mu\nu} \\ &= \frac{\rho_{(g)} + p_{(g)}}{1 - v_{(g)}^2} \Big(u_{(d)\mu} u_{(d)\nu} + u_{(d)\mu} v_{(g)\nu} \\ &\quad + v_{(g)\mu} u_{(d)\nu} + v_{(g)\mu} v_{(g)\nu} \Big) - p_{(g)} g_{\mu\nu}. \end{aligned} \tag{1.2}$$

Вираз (1.2) вказує на принципову відмінність узагальнених компонент із параметрами станів $\omega_{(g)} \equiv p_{(g)}/\rho_{(g)} = -1$ та $\omega_{(g)} \neq -1$. У першому випадку $\rho_{(g)} + p_{(g)} = 0$ і, відповідно, тензор енерґії-імпульсу є лоренц-інваріянтним. Збурення в такій компоненті можуть розвиватися лише за наявности неґравітаційної взаємодії з іншими компонентами. Однак, якщо $\rho_{(g)} + p_{(g)} \neq 0$ ($\omega_{(g)} \neq -1$), то неоднорідності ґравітаційного поля породжуватимуть неоднорідності в узагальненій компоненті без участи інших взаємодій. За відсутности взаємодій з іншими компонентами узагальнену компоненту з параметром стану $\omega_{(g)} = -1$ можна ототожнити з Λ-сталою Айнштайна.

II. РІВНЯННЯ РОЗВИТКУ СФЕРИЧНО-СИМЕТРИЧНИХ ЗБУРЕНЬ

Просторово-часовий інтервал у системі відліку, супутній до пилоподібної матерії — вільно "падаючих" у ґравітаційному полі спостерігачів — у кожній точці сферично-симетричного збурення за наявности лише радіяльної складової швидкости можна записати так [5]: $ds^2 = e^{\nu(\tau,R)} d\tau^2 - e^{\lambda(\tau,R)} dR^2 - r^2(\tau,R)(\cos^2\theta d\varphi^2 + d\theta^2)$. Ураховуючи, що в системі відліку, заданій у монадному формалізмі чотири-вектором швидкости $u_{(d)\mu}$ та ортогональним до неї метричним тензором просторової гіперповерхні $h_{(d)\mu\nu}$, метричний тензор набирає вигляду $g_{\mu\nu} = u_{(d)\mu} u_{(d)\nu} - h_{(d)\mu\nu}$; отримуємо такі компоненти 4-швидкости пилоподібної матерії: $u_{(d)\mu} = \{e^{\nu(\tau,R)/2}, 0, 0, 0\}$. Скориставшись умовами ортогональности ${u_{(d)}}^{\alpha} v_{(g)\alpha} = 0$ та радіяльного руху речовини $v_{(g)2} = v_{(g)3} = 0$, запишемо коваріянтні компоненти 3-вектора швидкости потоку узагальненої компоненти в 4 просторі-часі в такому вигляді: $v_{(g)\mu} = \{0, v_{(g)}(\tau,R), 0, 0\}$. У цій системі відліку тензори енерґії імпульсу пилоподібної матерії та узагальненої компоненти матимуть такі ненульові компоненти:

$$\begin{aligned} &T_{(d)00} = e^{\nu}\rho_{(d)};\ T_{(g)00} = e^{\nu}\varrho_{(g)},\ T_{(g)01} = T_{(g)10} = (\varrho_{(g)} + p_{(g)}) e^{\nu/2} v_{(g)}, \\ &T_{(g)11} = (\varrho_{(g)} + p_{(g)}) v_{(g)}^2 + p_{(g)} e^{\lambda},\ T_{(g)22} = p_{(g)} r^2 \cos^2\theta,\ T_{(g)33} = p_{(g)} r^2. \end{aligned} \tag{2.3}$$

Тут і далі використано позначення $\varrho_{(g)} \equiv (\rho_{(g)} + v_{(g)}^2 p_{(g)})/(1 - v_{(g)}^2)$.

Рівняння Айнштайна

Підставляючи метричний тензор та тензори енерґії-імпульсу в рівняння Айнштайна $G_{\mu\nu} = -8\pi G(T_{(d)\mu\nu} + T_{(g)\mu\nu})$, отримаємо таку систему рівнянь:

$$\begin{aligned} &e^{\nu-\lambda} r^{-2}(2r'' r + r'^2 - r r' \lambda') - r^{-2}(r\dot{r}\dot{\lambda} + \dot{r}^2 + e^{\nu}) = -8\pi G(\rho_{(d)} + \varrho_{(g)}) e^{\nu}, \\ &-r^{-1}(\dot{\lambda} r' - 2\dot{r}' + \dot{r}\nu') = -8\pi G(\varrho_{(g)} + p_{(g)}) e^{\nu/2} v_{(g)}, \\ &e^{\lambda-\nu} r^{-2}(2\ddot{r} r + \dot{r}^2 - \dot{\nu}\dot{r} r) + e^{\lambda} r^{-2} - r^{-2}(\nu' r' r + r'^2) = -8\pi G((\varrho_{(g)} + p_{(g)}) v_{(g)}^2 + p_{(g)} e^{\lambda}), \\ &r e^{-\nu}(\ddot{\lambda} r + 2\ddot{r} + r\dot{\lambda}^2/2 + \dot{\lambda}\dot{r} - \dot{\nu}\dot{r} - r\dot{\nu}\dot{\lambda}/2) - r e^{-\lambda}(2r'' - \lambda' r' + \nu' r' + r\nu'^2/2 + r\nu'' - r\nu'\lambda'/2) = -16\pi G p_{(g)} r^2. \end{aligned} \tag{2.4}$$

Для подальшого аналізу запишемо цю систему в зручнішому вигляді:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial R}\left(e^{-\nu}\dot{r}^2 r + f r\right) = 8\pi G(\rho_{(d)} + \varrho_{(g)}) r^2 r' - 8\pi G(\varrho_{(g)} + p_{(g)}) r^2 \dot{r} e^{-\nu/2} v_{(g)}, \\ &\frac{\partial}{\partial \tau}(1-f)^{1/2} = -4\pi G(\varrho_{(g)} + p_{(g)}) e^{\nu/2 - \lambda/2} r v_{(g)} + \dot{r}(\nu'/2) e^{-\lambda/2}, \\ &\frac{\partial}{\partial \tau}\left(e^{-\nu}\dot{r}^2 r + f r\right) = -8\pi G((\varrho_{(g)} + p_{(g)}) v_{(g)}^2 e^{-\lambda} + p_{(g)}) r^2 \dot{r} + 8\pi G(\varrho_{(g)} + p_{(g)}) e^{\nu/2 - \lambda/2} r^2 v_{(g)} (1-f)^{1/2}, \\ &e^{-\nu/2}\frac{\partial}{\partial \tau}\left(e^{-\nu/2}\frac{\partial}{\partial \tau}\left(r e^{\lambda/2}\right)\right) - e^{-\nu}\dot{r}\frac{\partial}{\partial \tau} e^{\lambda/2} - \frac{\partial}{\partial R}\left((1-f)^{1/2} + r e^{-\lambda/2}(\nu'/2)\right) = -8\pi G p_{(g)} r e^{\lambda/2}, \end{aligned} \tag{2.5}$$

де $f(\tau,R) \equiv 1 - r'^2 e^{-\lambda}$.

Рівняння збереження

Рівняння збереження для пилоподібної матерії та узагальненої компоненти, за відсутности між ними взаємодій, мають вигляд $T^{\alpha}_{(d)\mu;\alpha} = 0$ та $T^{\alpha}_{(g)\mu;\alpha} = 0$. Рівняння збереження енерґії пилоподібної матерії та узагальненої компоненти отримаємо при $\mu = 0$:

$$\begin{aligned}
&\dot\rho_{(d)} = -(\dot\lambda/2 + 2\dot r/r)\rho_{(d)},\\
&\frac{\partial}{\partial\tau}\varrho_{(g)} - \frac{\partial}{\partial R}\big((\varrho_{(g)} + p_{(g)})e^{\nu/2-\lambda}v_{(g)}\big) + \big(\dot\lambda(1+v_{(g)}^2)/2 + 2\dot r/r\big)(\varrho_{(g)} + p_{(g)})\\
&\qquad - (\nu'/2 + \lambda'/2 + 2r'/r)(\varrho_{(g)} + p_{(g)})e^{\nu/2-\lambda}v_{(g)} = 0.
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Рівняння збереження імпульсу кожної з компонент одержимо, покладаючи $\mu = 1$:

$$\begin{aligned}
&\nu'/2 = -p'_{(d)}/(\rho_{(d)} + p_{(d)}) = 0,\\
&\frac{\partial}{\partial\tau}\big((\varrho_{(g)} + p_{(g)})v_{(g)}\big) + (\dot\nu/2 + \dot\lambda/2 + 2\dot r/r)(\varrho_{(g)} + p_{(g)})v_{(g)}\\
&-r^2e^{\nu/2}\frac{\partial}{\partial R}\big((\varrho_{(g)} + p_{(g)})e^{-\lambda}r^{-2}v_{(g)}^2\big) - (\nu'/2)e^{\nu/2}(\varrho_{(g)} + p_{(g)}) - e^{\nu/2}p'_{(g)} = 0.
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Із рівняння збереження енерґії пилоподібної матерії матимемо $\rho_{(d)}(\tau, R) = \rho^0_{(d)}g(R)r^{-2}e^{-\lambda/2}$, де $\rho^0_{(d)}$ — теперішнє значення густини пилоподібної матерії, а $g(R)$ — довільна функція координати R. Із першого рівняння (2.7) випливає, що $\nu \equiv \nu(\tau)$ — довільна функція часу. З умови $\lim_{R\to|R_U|} d\tau_{(d)} = d\tau$, де R_U — радіус кривини Всесвіту, виходить, що $e^{\nu} = 1$.

У нерелятивістській границі, нехтуючи величинами $\sim v^2_{(g)}$, рівняння збереження енерґії та імпульсу узагальненої компоненти перепишімо так:

$$\begin{aligned}
&\dot\rho_{(g)} = -(\dot\lambda/2 + 2\dot r/r)(\rho_{(g)} + p_{(g)}) + e^{-\lambda/2}r^{-2}\frac{\partial}{\partial R}\Big((\rho_{(g)} + p_{(g)})e^{-\lambda/2}r^2v_{(g)}\Big),\\
&\frac{\partial}{\partial\tau}\Big((\rho_{(g)} + p_{(g)})e^{\lambda/2}r^2v_{(g)}\Big) = e^{\lambda/2}r^2p'_{(g)}.
\end{aligned} \tag{2.8}$$

III. ПОЧАТКОВІ УМОВИ ТА РІВНЯННЯ ЕВОЛЮЦІЇ

Спостережувана анізотропія температури реліктового випромінювання вказує на те, що збурення в момент рекомбінації $z_{\rm rec} \gtrsim 10^3$ були малими $(\rho_{(d)} - \overline\rho_{(d)})/\overline\rho_{(d)} \lesssim 10^{-4}$. Тому покладемо розподіл усіх компонент середовища в асимптотиці $\tau \to 0$ однорідним. Така умова виділяє наростаючу моду розвитку збурень та приводить до таких умов: $\lim_{\tau\to0}\rho_{(d)}(\tau, R) = \rho^0_{(d)}a(\tau)^{-3}$, $\lim_{\tau\to0}\rho_{(g)}(\tau, R) = \overline\rho_{(g)}(a)$, де $\overline\rho_{(g)}(a)$ — фонова густина узагальненої компоненти та $\lim_{\tau\to0} v_{(g)} = 0$.

Для того, щоб задати початковий профіль збурення, розгляньмо рівняння при малих значеннях масштабного фактора $a(\tau) \ll 1$ (див. також [19]). Виходячи з початково однорідного та ізотропного розподілу речовини у просторі, покладемо: $g(R) = \mathcal{M}(R)\chi^2(R)$, $r(\tau, R) = \chi(R)a(\tau)(1 + \delta_r(\tau, R))$ та $e^{\lambda(\tau,R)/2} = \mathcal{M}(R)a(\tau)(1+\delta_\lambda(\tau, R))$, де δ_r та δ_λ — величини першого порядку малості: $\delta_r \sim \delta_\lambda \propto a$. Оскільки $\frac{\partial}{\partial a}(r'^2e^{-\lambda}) \propto a$, з точністю до першого порядку малості $f \cong f_0(R)$. З рівности $r'^2e^{-\lambda} \simeq 1 - f_0(R)$, покладаючи $\delta_r(\tau, R) \simeq -(1/3)\alpha(R)a(\tau)$, матимемо $\delta_\lambda \simeq -(1/3){\chi'}^{-1}(\chi\alpha)'a$. Відносне збурення густини пилоподібної матерії в такому наближенні можна записати як $\delta_{(d)}(\tau, R) \simeq A(R)a(\tau)$, де $A(R)$ — профіль збурення густини. Оскільки в лінійному наближенні $\delta_{(d)} \simeq -2\delta_r - \delta_\lambda$, то $\alpha(R) = 3\chi^{-3}\int_0^R A(R)\chi^2\chi' dR$. Використовуючи ці розклади, з першого рівняння системи (2.5) отримаємо таку рівність:

$$5A\Omega^* H_0^2\chi^2\chi' = \frac{\partial}{\partial R}(f_0\chi - K\chi^3), \tag{3.9}$$

де $\Omega^* \equiv \lim_{\tau\to0} a^{3(1+\omega_0)}(\rho_{(d)} + \rho_{(g)})/\rho_c$, $\omega_0 \equiv \lim_{\tau\to0} p_{(g)}/(\rho_{(d)} + \rho_{(g)})$. Ця рівність пов'язує початкову кривину в ділянці збурення $f_0(R)/\chi^2(R)$ з його початковим профілем $A(R)$. Однак цей зв'язок є неоднозначним унаслідок довільности у виборі радіяльної координати $\tilde R \equiv \tilde R(R)$. Для однозначности одна з функцій $\chi(R)$ та $\mathcal{M}(R)$ має бути зафіксована довільно. Поклавши для зручности $\chi(R) = R$, з уже відомої рівности $r'^2e^{-\lambda} \simeq 1 - f_0(R)$ отримаємо $\mathcal{M}(R) = 1/(1 - f_0(R))^{1/2}$. Інтеґрал рівняння (3.9) в цьому випадку приводить до такої залежности:

$$\Omega_{f_0}(R) = -5\Omega^* R^{-3}\int_0^R A(y)y^2\,dy + \Omega_K, \tag{3.10}$$

де $\Omega_{f_0}(R) \equiv -f_0(R)/(H_0^2\chi^2(R)) = -f_0(R)/(H_0^2R^2)$ — безрозмірний параметр кривини 3-простору в ділянці збурення, $\Omega_K \equiv -K/H_0^2$ — безрозмірний параметр кривини 3-простору для однорідного та ізотропного Всесвіту, а $\Omega_{(d)} \equiv \rho^0_{(d)}/\rho_c$ — сьогоднішнє значення густини пилоподібної матерії, вираженої в одиницях критичної густини $\rho_c \equiv 3H_0^2/8\pi G$.

Задаючи для неоднорідного збурення залежність $A(R)$, ми задаємо профілі збурень компоненти пилоподібної матерії $\delta_{(d)} \simeq A(R)a + O(a^2)$ та узагальненої компоненти $\delta_{(g)} \simeq (1+\omega_{(g)0})A(R)a + O(a^2)$, де $\omega_{(g)0} \equiv \lim_{\tau\to 0} p_{(g)}/\rho_{(g)}$. Задамо, для прикладу, профіль збурення такою залежністю:

$$A(R) = \delta_0\left(1 - \frac{2}{3}\frac{R^2}{R^2+R_c^2}\right)\frac{R_c^2}{R^2+R_c^2}, \qquad (3.11)$$

де R_c — характерний розмір збурення, а δ_0 — амплітуда в центрі. Тоді матимемо, що

$$\Omega_{f_0}(R) = -\frac{5}{3}\Omega^*\delta_0\frac{R_c^2}{R^2+R_c^2} + \Omega_K. \qquad (3.12)$$

Для багатих скупчень галактик початковий характерний розмір збурення $R_c \simeq 8h^{-1}$ Мпк.

Перепишемо системи рівнянь (2.5) та (2.8), які описують розвиток сферично-симетричного збурення, так:

$$\ddot{x} = -\frac{3}{2}\frac{p_{(g)}}{\rho_c}x - \frac{1}{2}\frac{\dot{x}^2}{x} + \frac{1}{x}\frac{\Omega_f}{2}, \qquad (3.13)$$

$$\ddot{y} = -\frac{3}{2}\frac{p_{(g)}}{\rho_c}y - \left(\frac{\dot{x}\dot{y}}{x} - \frac{1}{2}\frac{\dot{x}^2y}{x^2}\right) + (\Omega_f + R\Omega'_f/2)\sqrt{\frac{1+H_0^2R^2\Omega_{f_0}}{1+H_0^2R^2\Omega_f}}\frac{1}{x} - \frac{y}{x^2}\frac{\Omega_f}{2}, \qquad (3.14)$$

$$\dot{\Omega}_f = -3\sqrt{1+H_0^2R^2\Omega_f}V, \qquad (3.15)$$

$$\dot{V} = -\left(2\frac{\dot{y}}{y} + \frac{\dot{x}}{x}\right)V + \frac{x}{y}\frac{1}{H_0^2}\frac{1}{R\mathcal{M}(R)}\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{p_{(g)}}{\rho_c}\right), \qquad (3.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\frac{\rho_{(g)}}{\rho_c} = -\left(\frac{\dot{y}}{y} + 2\frac{\dot{x}}{x}\right)\left(\frac{\rho_{(g)}+p_{(g)}}{\rho_c}\right) + \frac{(x^2y)^{-1}}{R^2\mathcal{M}(R)}\frac{\partial}{\partial R}\left(xVR^3\right), \qquad (3.17)$$

де $x \equiv r/\chi(R) = r/R$, $y \equiv e^{\lambda/2}/\mathcal{M}(R)$, $V \equiv (1+\omega_{(g)})(\rho_{(g)}/\rho_c)(x/y)\mathcal{M}^{-1}(R)v_{(g)}/(RH_0)$, $\Omega_f \equiv -f/(H_0^2\chi^2(R)) = -f/(H_0^2R^2)$. Тут і далі час вимірюється в одиницях H_0^{-1}. Початкові умови в деякий достатньо ранній момент часу $\tau_{\rm in} = \frac{2}{3}\Omega^{*-1/2}(1+\omega_0)^{-1}a_{\rm in}^{3(1+\omega_0)/2}$ для системи рівнянь матимуть такий вигляд:

$$x = y \simeq a_{\rm in},\ \dot{x} = \dot{y} \simeq \Omega^{*1/2}a_{\rm in}^{-(1+3\omega_0)/2},$$
$$\Omega_f \simeq \Omega_{f_0}(R),\ V \simeq 0,\ \rho_{(g)} \simeq \overline{\rho}_{(g)}. \qquad (3.18)$$

IV. АНАЛІЗ ОТРИМАНИХ РІВНЯНЬ

Система (3.13)–(3.17) зводиться до рівнянь Фрідмана шляхом покладання в початкових умовах (3.18) рівности $\Omega_{f_0}(R) = \Omega_K$ або, що те саме, у рівнянні (3.12) умови $\delta_0 = 0$. За наявности збурень розв'язки системи (3.13)–(3.17) в достатньо малій ($(R/R_c)^2 \ll 1$) центральній ділянці збурення можна шукати у вигляді ряду $\mathcal{Y} = \sum_{n=0}^{\infty}\mathcal{Y}_n(\tau)(R/R_c)^{2n}$, де $\mathcal{Y} \in \{\dot{x}, \dot{y}, x, y, \Omega_f, V, \rho_{(g)}\}$. Оскільки формування галактик та їх скупчень пов'язують із розвитком центральних ділянок відповідних збурень — протогалактик та протоскупчень, то достатньо обмежитися доданками нульового порядку $\mathcal{Y} \simeq \mathcal{Y}_0$. Надалі розрізнятимемо два випадки — коли рівняння для $\mathcal{Y}_0$ не міститимуть величин $\mathcal{Y}_1, \mathcal{Y}_2, \ldots, \mathcal{Y}_n, \ldots$ **(i)** та коли такі доданки в них наявні **(ii)**.

i) Якщо величини $\mathcal{Y}_0$ не залежатимуть від $\mathcal{Y}_1, \mathcal{Y}_2, \ldots, \mathcal{Y}_n, \ldots$, то розвиток центральної ділянки не залежить від профілю збурення і повністю визначається величиною амплітуди в його центрі $A(0) = \delta_0$. У цьому випадку можна використовувати наближення однорідного збурення, у якому вигляд метрики та рівнянь Айнштайна є значно простішими. Прикладом космологічних моделей, для яких розвиток центральних ділянок сферично-симетричних збурень визначається лише амплітудою в центрі, є моделі з Λ–сталою або, як випливає з (3.16), моделі з узагальненою компонентою, яка має нульову швидкість звукових коливань: $c^2_{s(g)} \equiv \frac{\partial p_{(g)}}{\partial\rho_{(g)}} = 0$. Рівняння стану узагальненої компоненти для такого випадку матиме такий загальний вигляд: $p_{(g)} \equiv p_{(g)}(S)$, де S — ентропія.

Як приклад, розгляньмо рівняння стану $p_{(g)} = -\rho_\Lambda$, де $\rho_\Lambda = \mathrm{const} > 0$. Нас цікавитиме випадок, коли $\rho_{(g)} > \rho_\Lambda$, тобто стан узагальненої компоненти $\omega_{(g)} \equiv p_{(g)}/\rho_{(g)}$ завжди залишатиметься в межах від 0 до -1, не досягаючи цих значень. Покладімо в теперішній момент часу середнє значення густини узагальненої компоненти рівним $\rho^0_{(g)} = \rho^0_{(\rm dm)} + \rho_\Lambda$, де стала $\rho^0_{(\rm dm)} > 0$ характеризує "вміст" темної матерії, а ρ_Λ — величину "Λ-сталої" ($\Lambda = 8\pi G\rho_\Lambda$). Система рівнянь (3.13)–(3.17) з урахуванням початкових умов (3.18) зведеться до єдиного рівняння (3.13). При цьому матимемо такі рівності: $y_0 = x_0$, $V_0 = 0$, $\Omega_{f0} = -\frac{5}{3}\Omega^*\delta_0 + \Omega_K$, $\Omega^* = (\rho^0_{(d)} + \rho^0_{(\mathrm{dm})})/\rho_c$, $p_{(g)0} = -\Omega_\Lambda\rho_c$, $\rho_{(g)0} = \rho^0_{(\mathrm{dm})}x_0^{-3} + \rho_\Lambda$. Отже, ми отримали таке ж рівняння для розвитку центральної ділянки збурення, як і для моделей з Λ-сталою та пилоподібною матерією [1]. Покладаючи в (3.13) $x = a(1+\delta_x) \simeq a(1-\frac{1}{3}\delta^*)$, одержимо лінійне рівняння

$$\ddot{\delta}^* + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta}^* - \frac{3}{2}\frac{h}{\rho_c}\delta^* = 0, \tag{4.19}$$

де $h = (\rho^0_{(\mathrm{dm})} + \rho^0_{(b)})a^{-3}$, та $\delta^* \equiv \delta_{(d)} = \delta_{(g)}/(1+\omega_{(g)})$. У підсумку ми маємо повну відповідність цієї моделі з відповідною їй за значеннями параметрів ΛCDM-моделлю. Отже, результати робіт [1,2], у яких визначено параметри колапсу для ΛCDM-моделей, є правильними також і для моделей із узагальненою компонентою, яка описується рівнянням стану $p_{(g)} = -\rho_\Lambda$ при умові $\rho_{(g)} > \rho_\Lambda$.

ii) Коли ж величини $\mathcal{Y}_0$ залежать від $\mathcal{Y}_n$, де $n > 0$, розвиток центральної ділянки збурення, яке має початковий профіль (3.11), залежатиме як від амплітуди в центрі, так і від специфічного розміру R_c. Характер такої залежности визначається знаком квадрата швидкости звукових коливань $c^2_{s(g)} \equiv \frac{\partial p_{(g)}}{\partial \rho_{(g)}} \neq 0$. Збурення узагальненої компоненти з $c^2_{s(g)} < 0$ є нестійкими, оскільки ділянка підвищеної густини (додатне збурення) є одночасно ділянкою пониженого тиску, а ділянка пониженої густини (від'ємне збурення) є ділянкою підвищеного тиску. Як приклад можна навести узагальнену компоненту з простим рівнянням стану: $p_{(g)} = \omega_{(g)}\rho_{(g)}$, де $\omega_{(g)} = \mathrm{const} < 0$. Таке рівняння стану, в разі його реалізації, приводило б до швидкої фраґментації узагальненої компоненти в ранньому Всесвіті, що не могло б не позначитися на спостережуваному спектрі кутової анізотропії реліктового випромінювання. Реалістичнішими, з погляду спостережуваних даних, є типи узагальненої компоненти з $c^2_{s(g)} > 0$. Збурення в такій узагальненій компоненті розвиватимуться лише тоді, коли їхній розмір R_c є значно більшим від величини $R_g \equiv c_{s(g)}H_0^{-1}$, тоді як збурення з $R_c \lesssim R_g$ загасатимуть унаслідок ґрадієнта тиску. Як приклад, розгляньмо модель узагальненої компоненти з рівнянням стану $p_{(g)} = -(1+c_s^2)\rho_\Lambda + c_s^2\rho_{(g)}$ та теперішнім значенням густини $\rho^0_{(g)} = \rho^0_{(\mathrm{dm})} + \rho_\Lambda$, де $c_s^2 = \mathrm{const} > 0$ та, як і раніше, $\rho_\Lambda = \mathrm{const} > 0$ та $\rho^0_{(\mathrm{dm})} = \mathrm{const} > 0$. При цьому, якщо $c_s \ll 1$, то з достатньою точністю узагальнену компоненту можна замінити Λ-сталою ($\Lambda = 8\pi G\rho_\Lambda$) та темною матерією з рівнянням стану $p_{(\mathrm{dm})} = c_s^2\rho_{(\mathrm{dm})}$ і теперішнім усередненим значенням густини $\rho^0_{(\mathrm{dm})}$. Для того, щоб темна матерія відповідно до спостережень утворювала протяжні гало галактик і не брала участі у формуванні компактних об'єктів, слід покласти $c_s^2 > 0$. Оскільки дисперсія швидкостей гіпотетичних частинок темної матерії в гало окремих галактик становить $\sim 10^2$ км/с [21], то очікуваний діяпазон значень швидкости звукових коливань у цій компоненті є таким: $0 < c_s \lesssim 10^{-3}$. Розклад системи (3.13–3.17) за арґументом $(R/R_c)^2$ для такого типу узагальненої компоненти приведе до множини рекурентних рівнянь: $\dot{\mathcal{Y}}_n = \varphi_n(\mathcal{Y}_0, \ldots, \mathcal{Y}_n) + (R_g/R_c)^2\psi_n(\mathcal{Y}_0, \ldots, \mathcal{Y}_{n+1})$, де $R_g = c_sH_0^{-1}$. Розглядаючи збурення, розміри яких задовольняють нерівність $R_c > R_g$, ми можемо знехтувати доданками $\sim (R_g/R_c)^{2n}$, де n досить велике ціле число, і тим самим обірвати нескінченну множину рекурентних рівнянь. Так, нехтування доданками $\sim (R_g/R_c)^4$ дає змогу обмежитися системами $\dot{\mathcal{Y}}_0 = \varphi_0(\mathcal{Y}_0) + (R_g/R_c)^2\psi_0(\mathcal{Y}_0, \mathcal{Y}_1)$ та $\dot{\mathcal{Y}}_1 \simeq \varphi_1(\mathcal{Y}_0, \mathcal{Y}_1)$. Якщо $R_c \leq R_g$, наведений вище розклад не є збіжним. Однак, якщо $R_c \ll R_g$, то амплітуда збурення узагальненої компоненти швидко загасає, унаслідок чого встановлюється умова $p'_{(g)} \simeq 0$. При цьому початкова нульова відносна швидкість набуває деякого значення $V \simeq -\frac{1}{3}\alpha\delta_0(R_g/R_c)^2$, де α — константа, яка характеризує початковий профіль збурення. Уважаючи проміжок часу, за який встановлюється умова $p'_{(g)} \simeq 0$, набагато меншим за проміжок часу, за який амплітуда збурення змінюється удвічі, на основі (3.13)–(3.17) в межі $R = 0$ отримуємо систему рівнянь, яка описує розвиток центральної ділянки сферично-симетричного збурення:

$$\dot{\Omega}_f = \alpha\delta_0\left(\frac{R_g}{R_c}\right)^2\frac{1}{x^3}, \tag{4.20}$$

$$\ddot{x} = -\frac{3}{2}\frac{p_{(g)}}{\rho_c}x - \frac{1}{2}\frac{\dot{x}^2}{x} + \frac{1}{x}\frac{\Omega_f}{2}, \tag{4.21}$$

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\frac{\rho_{(g)}}{\rho_c} = -3\frac{\dot{x}}{x}\left(\frac{\rho_{(g)} + p_{(g)}}{\rho_c}\right) - \alpha\delta_0\left(\frac{R_g}{R_c}\right)^2\frac{1}{x^5}. \tag{4.22}$$

При цьому були використані такі початкові умови:

$$\begin{aligned} &x \simeq y \simeq a_{\mathrm{in}},\ \dot{x} \simeq \dot{y} \simeq \Omega^{*1/2}a_{\mathrm{in}}^{-(1+3\omega_0)/2}, \\ &\Omega_f \simeq -\frac{5}{3}\Omega^*\delta_0 + \Omega_K, \\ &V \simeq -\frac{1}{3}\alpha\delta_0(R_g/R_c)^2,\ \rho_{(g)} \simeq \overline{\rho}_{(g)}, \end{aligned} \tag{4.23}$$

та очевидна в цьому випадку рівність $y(\tau) = x(\tau)$. Рівняння (4.20)–(4.22) описують розвиток центральної ділянки сферично-симетричного збурення для однорідно розподіленої узагальненої компоненти. Хоча ці рівняння отримані для $c_{s(g)} = \mathrm{const}$, однак є справедливими і для загальнішого випадку $c_{s(g)} \equiv c_{s(g)}(\rho_{(g)}, S)$. При цьому необхідно, щоб на всій стадії розвитку збурення виконувалась умова $(c_{s(g)}H_0^{-1}/R_c) \gg 1$. Причиною однорідного розподілу узагальненої компоненти в цьому випадку є загасання в ній збурень під впливом ґрадієнта тиску при $c_{s(g)} > 0$.

V. ВИСНОВКИ

Оскільки темна енерґія і, відповідно, узагальнена компонента є стисливим середовищем, то збурення в такій компоненті розвиватимуться не лише внаслідок ґравітаційної взаємодії, а й за рахунок ґрадієнта тиску, який виникає при неоднорідному її розподілі, якщо $c_{s(g)} \neq 0$. Збурення узагальненої компоненти (темної енерґії) в наближенні ідеальної рідини можуть бути нестійкими, коли квадрат швидкости звукових коливань у цій компоненті є від'ємним: $c^2_{(g)} < 0$. Такі нестійкості, унаслідок малої спостережуваної анізотропії реліктового випромінювання, не могли виникати в ранню епоху. Пояснити їх відсутність у цьому випадку можна по-різному. В роботах [15, 16] розглянуто взаємодію між темною матерією та темною енерґією, що запобігає утворенню збурень у компоненті темної енерґії під впливом неоднорідно розподіленого ґравітаційного поля. За відсутности взаємодій можна розглядати змінний у часі параметр стану темної енерґії, що приводитиме до умови $c^2_{(g)} \equiv \omega_{(g)} - \frac{1}{3}(\frac{\dot{a}}{a})^{-1}\dot{\omega}_{(g)}/(1+\omega_{(g)}) \geq 0$ [22] в дорекомбінаційну епоху еволюції Всесвіту. При такій умові збурення узагальненої компоненти, розміри яких $R_c \ll R_g$, загасатимуть унаслідок ґрадієнта тиску. Однак, якщо $R_c \gg R_g$, то збурення розвиватимуться так, як і в компоненті пилоподібної матерії. Покладаючи $R_c \ll R_g$, ми отримали систему рівнянь, яка описує розвиток збурення при однорідно розподіленій узагальненій компоненті (темній енерґії). Ця система відрізняється від наближених рівнянь, одержаних на основі емпіричних міркувань для такого випадку в роботах [10–14].

У моделях з узагальненою компонентою (темною енерґією) при $c_{s(g)} \neq 0$ наближення однорідного та ізотропного сферично-симетричного збурення не можливе, оскільки воно не враховує ґрадієнта тиску, який виникає на його межі. Такий ґрадієнт приводить до умови $V \neq 0$ в центральній ділянці збурення, а тому припущення про синхроний колапс компонент пилоподібної матерії та темної енерґії, зроблені для спрощення рівнянь у працях [15, 17, 20], не правильні. Такі наближення можна застосовувати лише тоді, коли $c_{s(g)} = 0$. Як приклад ми розглянули узагальнену компоненту з рівнянням стану $p_{(g)} = -\rho_\Lambda$ при додатковій умові $\rho^0_{(g)} > \rho_\Lambda$. Моделі з таким типом узагальненої компоненти виявилися повністю тотожними до ΛCDM-моделей із відповідними значеннями космологічних параметрів. Це вказує на можливість об'єднати ці дві компоненти в одну узагальнену, незважаючи на їхній різний ґравітаційний прояв. Така потреба може виникнути також і тоді, коли компоненти темної матерії та темної енерґії взаємодіють між собою. У цьому разі зручніше розглядати їхній сумарний ґравітаційний прояв, а не кожної компоненти зокрема.

[1] Yu. Kulinich, B. Novosyadlyj, J. Phys. Stud. **7**, 234 (2003).

[2] E. L. Lokas, Y. Hoffman, in *Proceedings of the 3rd International Workshop on the Identification of Dark Matter*, edited by N. J. C. Spooner, V. Kudryavtsev (World Scientific, Singapore, 2001), p. 121.

[3] A. G. Riess *et al.*, Astrophys. J. **659**, 98 (2007).

[4] A. Riess *et al.*, Astron. J. **116**, 1009 (1998).

[5] R. C. Tolman, *Relativity, thermodynamics and cosmology* (Clarendon Press, Oxford, 1969).

[6] K. Rines, A. Diaferio, P. Natarajan, Astrophys. J. **657**, 183 (2007).

[7] C. Adami *et al.*, Astron. Astrophys. **336**, 63 (1998).

[8] R. E. Smith *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **341**, 1311 (2003).

[9] V. R. Eke, S. Cole, C. S. Frenk, Mon. Not. R. Astron. Soc. **282**, 266 (1966).

[10] D. Zeng, Y. Gao, preprint astro-ph/0505164 (2005).

[11] E. L. Lokas, Acta Phys. Pol. B **32**, 3643 (2001).

[12] C. Horellou, J. Berge, Mon. Not. R. Astron. Soc. **360**, 1393 (2005).

[13] A. Klypin, A. V. Maccio, R. Mainini, S. A. Bonometto, Astrophys. J. **599**, 31 (2003).

[14] R. Mainini, A. V. Maccio, S. A. Bonometto, A. Klypin, Astrophys. J., **599**, 24 (2003).

[15] D. F. Mota, C. van de Bruck, Astron. Astrophys., **421**, 71 (2004).

[16] Yu. Kulinich, B. Novosyadlyj, Kin. Phys. Cel. Bodies. Suppl., 266 (2007).

[17] D. Zeng, Y. Gao, preprint astro-ph/0505163 (2005).

[18] Ю. С. Владимиров, *Системы отсчета в теории гравитации* (Энергоиздат, Москва, 1982)

[19] Б. С. Новосядлый, В. А. Пелых, Астрон. журн. **65**, 449 (1988)

[20] I. Maor, Intern. J. Theor. Phys. **46**, 2274 (2007); preprint astro-ph/0602441 (2006).

[21] O. Bienayme, C. Pichon, Astron. Astrophys. **321**, L43 (1997).

[22] W. Hu, Astrophys. J. **506**, 485 (1998).

THE DEVELOPMENT OF SPHERICALLY SYMMETRICAL PERTURBATION IN COSMOLOGICAL MODELS WITH DARK ENERGY. AN APPROXIMATION OF THE IDEAL LIQUID

Yu. Kulinich[1], B. Novosyadlyj[1], V. Pelykh[2]
[1] *Ivan Franko National University of Lviv, Astronomical Observatory, 8, Kyryla i Mefodija St., Lviv, UA–79005, Ukraine*
[2] *Pidstrygach Institute of Applied Problems of Mechanics and Mathematics, NASU*

The development of spherically symmetrical perturbation was considered within the framework of cosmological models with dark energy on the basis of ideal liquid approximation. To reach the generality dark energy is represented as generalized component governed by state equation $p_{(g)} \equiv p_{(g)}(\rho_{(g)}, S)$, where S is entropy, and barionic component is included into a dust-like component with the state equation $p_{(d)} = 0$. For such two-component medium the system of equations was built to describe the development of spherically symmetrical inhomogeneity with an arbitrary profile of radial density distribution at the non-linear stage of its evolution. These equations have been thoroughly analized. It was shown that cosmological models with a generalized component with state equation $p_{(g)} = -\rho_\Lambda$ at $\rho^0_{(g)} > \rho_\Lambda$ are equivalent to the ΛCDM models with proper values of parameters. Thus the result from [Yu. Kulinich, B. Novosyadlyj, J. Phys. Stud. **7**, 234 (2003); E. L. Lokas, Y. Hoffman, in *Proceedings of the 3rd International Workshop on the Identification of Dark Matter*, edited by N. J. C. Spooner, V. Kudryavtsev (World Scientific, Singapore, 2001), p. 121] where parameters of collapse were determined for the ΛCDM-models are still valid for a wider class of models. In the models with non-zero velocity of acoustical oscillations in the generalized component $c^2_{s(g)} \neq 0$, the development of central regions depends on the profile, and consequently on its dimensions. Besides, if $c^2_{s(g)} < 0$ then perturbations of the generalized component appear to be very unstable to fragmentation which contradicts a small anisotropy of the cosmic microwave background. If condition $c^2_{s(g)} > 0$ is valid then perturbations of the generalized component with the scale smaller than $R_g \equiv c_{s(g)} H_0^{-1}$ stop their development due to dissipation. Therefore the scales of perturbation of the generalized component appears to be constrained from below by the scale of R_g.