

вини у цих областях; причому форма ліній може бути схожою на випадок, коли, наприклад, випромінюють два незалежні акреційні диски біля різних об'єктів. Подібна форма ліній дійсно спостерігалася у деяких рентгенівських спектрах активних ядер [16, 17]. Втім, автори далекі від того, щоб вважати пояснення за участю скалярного поля найбільш прийнятним, оскільки є менш екзотичні і більш реалістичні моделі формування ліній [17]. Тим не менш, ретельний розгляд гравітуючих конфігурацій зі скалярним полем у зазначеному вище контексті також заслуговує на увагу.

Публікація містить результати досліджень, проведених при частковій підтримці Державного фонду фундаментальних досліджень за проектом Ф64/45-2016.

Список використаних джерел

1. Novosyadlyi B., Pelykh V., Shtanov Yu., Zhuk A. Dark energy and dark matter of the universe: in three volumes / Ed. V. Shulga. – Vol. 1: Dark matter: Observational evidence and theoretical models / – К.: Akadempriodyka, – 2013. – 380 p.
2. Яцкія Я. С., Александров О. М., Вавилова І. Б. [та ін.] Загальна теорія відносності: горизонти випробувань. – К.: ВАІТЕ, – 2013. – 264 С.
3. Александров А. Н., Вавилова И. Б., Жданов В. И. [и др.] Общая теория относительности: признание временем. – К.: Наукова Думка, 2015. – 330 с.
4. Фишер И. З. Поле скалярного мезона с учетом гравитационных эффектов // ЖЭТФ. – 1948. – Т. 18. – С. 636–640.
5. Janis A. I., Newman E. T., Winicour J. Reality of the Schwarzschild singularity // Phys. Rev. Lett. – 1968. – V. 20. – P. 878–880.
6. Chowdhury A. N., Patil M., Malafarina D., Joshi P. S. Circular geodesics and accretion disks in the Janis-Newman-Winicour and gamma metric spacetimes // Phys. Rev. D. – 2012. – V. 85, id. 104031.
7. Бронников К.А., Рубин С.Г. Лекции по гравитации и космологии. –М.: МИФИ, 2008. – 460 с.
8. Shikin G. N., Bronnikov K. A. Spherically Symmetric Scalar Vacuum: No-Go Theorems, Black Holes and Solitons // Gravitation and Cosmology. – 2002. – V. 8. – P. 107–116.
9. Nikonov V.V., Tchamarina Ju.V., Tsurilev A.N. A two-parameter family of exact asymptotically flat solutions to the Einstein-scalar field equations // Class. Quant. Grav. – 2008. – V. 25, id.138001.
10. Solov'yev D., Tsurilev A., General properties and exact models of static self-gravitating scalar field configurations // Class. Quant. Grav. – 2012. – V.29, id.055013.
11. Felder G., Frolov A., Kofman L., Linde A. Cosmology with negative potentials // Phys. Rev. D. – 2002. – V.66, id. 023507.
12. Azreg-Ainou M. Selection criteria for two-parameter solutions to scalar-tensor gravity GRG. – 2010. –V.42, Is.6. – P. 1427–1456 General Relativity and Gravitation, Volume 42, Issue 6, pp. 1427–1456.
13. Guilbert P.W., Rees M.J. "Cold" material in non-thermal sources // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. – 1988. – Vol. 233. – P. 475–484.
14. Lightman A. P., White T. R. Effects of cold matter in active galactic nuclei – A broad hump in the X-ray spectra // Astrophys. J. – 1988. – Vol. 335. – P. 57–66.
15. Fabian A. C., Rees M. J., Stella L., et al. X-ray fluorescence from the inner disc in Cygnus X-1 // Mon. Notic. Astron. Soc. – 1989. – V. 238. – P. 729–736.
16. Vasylenko A. A., Fedorova E. V.; Hnatyk B. I., Zhdanov V. I. Evidence for a binary black hole in active nucleus of NGC 1194 galaxy? // Kinemat. Phys. Celest. Bodies. – 2015. – Vol. 31, Is. 1. – P. 13–18.
17. Fedorova, E.; Vasylenko, A.; Hnatyk, B. I.; Zhdanov, V. I. The peculiar megamaser AGN NGC 1194: Comparison with the warped disk candidates NGC 1068 and NGC 4258 // Astronom. Nachr. – 2016. – V. 337, Is. 1–2, p. 96–100.

V. Zhdanov, Dr. Sci., Prof.
Astronomical Observatory of National
Taras Shevchenko University of Kyiv,
O. Stashko, student, Physical Dept.
National Taras Shevchenko University of Kyiv

TEST BODY MOTION IN GRAVITATIONAL FIELD OF A SPHERICALLY SYMMETRICAL CONFIGURATION WITH SCALAR FIELD IN GENERAL RELATIVITY

We study exact special solutions of the joint system of Einstein equations and scalar field equations with a non-zero self-interaction potential, which describe spherically symmetric static configurations. The space-time is asymptotically flat with a naked singularity at the center. The test body motion is analyzed; we found conditions for existence of non-connected regions of stable circular orbits. We show the existence of static trajectories of particles that hang above the configuration.

В. И. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф.
Астрономическая обсерватория
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко,
А. С. Сташко, студент физического факультета
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

ДВИЖЕНИЕ ПРОБНЫХ ТЕЛ В СТАТИЧЕСКОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОЙ СКАЛЯРНО-ПОЛЕВОЙ КОНФИГУРАЦИИ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Изучены частные точные решения совместной системы уравнений Эйнштейна и уравнений скалярного поля с ненулевым потенциалом самодействия, описывающие сферически-симметричные статические конфигурации в случае асимптотически-плоского пространства-времени с голой сингулярностью в центре. Для этих решений проанализировано движение пробных тел, которые взаимодействуют только гравитационно. Найдены условия, когда существуют несвязные области устойчивых круговых орбит пробных тел. Показано существование траекторий с нулевым угловым моментом, когда частицы "зависают" на определенном расстоянии от центра.

УДК 524.8

С. Парновський, д-р. физ.-мат. наук
Астрономічна обсерваторія Київського національного університету
імені Тараса Шевченка

ВПЛИВ БЛИЗЬКИХ АТРАКТОРІВ НА ВЕЛИКОМАСШТАБНІ ПЕКУЛЯРНІ РУХИ ГАЛАКТИК

Розраховано впливи окремих аттракторів на мультипольну модель колективних рухів галактик. Виведено формули, що теоретично дозволяють отримувати маси та положення аттракторів разом з параметрами мультипольної моделі. Але на сучасному рівні точності оцінки пекулярних швидкостей галактик це ще неможливо.

Вступ. В космології ми вважаємо, що Всесвіт є однорідним та ізотропним. Але на масштабах менших за $200\text{--}300h^{-1}$ Мпк він достатньо неоднорідний. Є місця зі збільшеною густиною матерії, наприклад надкупчення галактик, є пустоти або войди, де густина матерії значно менша за середню фонову густину ρ_b . Різниця густини δ характеризує відхилення густини у певному місці $\rho(\vec{r})$ від середньої та дорівнює

$$\delta(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r})}{\rho_b} - 1. \quad (1)$$

Зрозуміло, що ця величина може бути від'ємною у областях з меншою густиною, але $\delta > -1$. У надскупченнях ця величина натомість може бути досить великою. Ці відхилення є результатом зростання з часом невеликих початкових флуктуацій густини у ранньому Всесвіті. Швидкість зростання різна на різних просторових масштабах. Утворення надскупчень є результатом росту флуктуацій на більших масштабах, ніж утворення більш маломасштабних флуктуацій маси. В лінійній теорії збурень вони пов'язані співвідношенням

$$\delta_c = b_c \delta, \quad (2)$$

де δ_c це контраст густини у кластерах (скупченнях), δ це контраст густини для галактик, а b_c так званий параметр біасінгу. Разом з відсотком середньої густини матерії від критичної густини ρ_{cr} , який позначається $\Omega_m = \rho / \rho_{cr}$, він входить до параметра

$$\beta \approx \frac{\Omega_m^{0.6}}{b_c}, \quad (3)$$

що входить до формул, котрі описують великомасштабний рух. За спостережними даними $\beta \approx 0.2$.

Галактики поводяться як пробні частинки в неоднорідному Всесвіті. Вони мають додаткове прискорення до областей з надлишком густини та менше притягуються до пустот. Тому вони рухаються на фоні загального хабблівського розширення Всесвіту. Цей рух, так званий нехабблівський великомасштабний колективний рух галактик описується полем швидкостей, яке ми досліджуємо. Це поле швидкостей пов'язано з розподілом контрасту густини залежністю [5]

$$\vec{v}(\vec{r}) = \frac{\beta}{4\pi} \int \delta(\vec{r}') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}'. \quad (4)$$

За астрономічними спостереженнями ми можемо визначити тільки радіальну складову швидкості колективного руху галактик. Тому ми маємо справу зі спостережним полем радіальної складової швидкості колективного руху галактик. В наших роботах ми моделюємо її за допомогою мультипольної моделі колективних великомасштабних рухів галактик, яка докладно описана у статтях [4, 6].

Включення окремих аттракторів у мультипольну модель колективних рухів. Мультипольна модель колективного руху добре враховує вплив притягнення аттракторів, що знаходяться за межами галактик вибірки. Натомість аттрактори всередині просторових границь вибірки створюють проблеми і їх вплив бажано враховувати окремо, хоча б для найбільш масивних надскупчень. Таке удосконалення методу дає можливість одночасно з параметрами поля швидкостей отримати також маси та, можливо, характерні розміри аттракторів. Зазначимо, що ми будемо називати словом аттрактор кожен надлишкову масу (1), що суттєво впливає на поле великомасштабного руху. Зокрема войди з меншою густиною матерії ми розглядаємо як аттрактори з від'ємною надлишковою густиною.

Цей підхід раніш не застосовувався, тому спочатку треба вибрати деталі описання аттракторів, зокрема розподілу їх маси. Реальні аттрактори мають витягнуту форму та нерідко бімодальну або тримодальну структуру. Однак на першому етапі доцільно розглядати аттрактори зі сферично-симетричним розподілом густини. Замість одного витягнутого реального аттрактора можна взяти декілька близьких сферично-симетричних. Перехід до сферичної симетрії значно спрощує інтеграл (4). Введемо величину

$$\mu(r) = \int_0^r \delta(r') r'^2 dr', \quad (5)$$

пропорційну масі надскупчення всередині сфери радіуса r . Тоді для нехабблівської швидкості, викликані масою одного сферичного аттрактора ми маємо сферично-симетричний розподіл швидкостей, орієнтованих радіально з модулем

$$v(r) = \frac{\beta \mu(r)}{r^2}. \quad (6)$$

Якщо аттрактор має чітку границю, то ззовні полу швидкостей залежить тільки від його повної маси, але не від розподілу її. Тому розподіл важливий виключно в випадку, коли деякі галактики вибірки знаходяться всередині аттракторів. Якщо це не так, то можна розглядати простішу модель сфери радіусом R з однорідним надлишком густини та надлишковою масою $M = 4\pi \rho_b \delta R^3 / 3$. Для неї

$$\mu(r) = \begin{cases} \delta r^3 / 3 & r < R \\ \delta R^3 / 3 & r > R \end{cases}. \quad (7)$$

Але надскупчення не мають чітких границь. Можна для простоти розглянути модель з експоненціальним спаданням густини з $\delta(r) = \delta_0 \exp(-\alpha r)$, котра дає

$$\mu(r) = \delta_0 \alpha^{-3} \left[2 - (\alpha^2 r^2 + 2\alpha r + 2) \exp(-\alpha r) \right]. \quad (8)$$

Можна застосувати і більш звичний у позагалактичній астрономії профіль густини Кінга, для якого

$$\delta(r) = A \left[1 + x^2 \right]^{-3/2}, \quad x = \frac{r}{r_c}, \quad (9)$$

де r_c – характерний радіус скупчення. Тоді

$$\mu(r) = Ar_c^3 \left[\frac{x}{1+x^2} - \ln(x + \sqrt{1+x^2}) \right]. \tag{10}$$

Зазначимо, що маса такого атрактора розходить як логарифм радіуса, тому треба штучно обмежити область використання (9).

Нарешті можна застосувати профіль густини Наварро-Френка-Уайта, для якого

$$\delta(r) = Ax^{-\alpha} (1+x)^{\alpha-3}, \quad x = \frac{r}{r_c}, \tag{11}$$

де $0 \leq \alpha \leq 3/2$. Часто використовують значення $\alpha=0$, що не має особливості в центрі. Маса такого атрактора теж розходить як логарифм радіуса. Інтеграл (5) є гіпергеометричною функцією

$$\mu(r) = \frac{Ar_c^3}{3-\alpha} {}_2F_1(\alpha-3, 3-\alpha, 4-\alpha; -x). \tag{12}$$

Для зручності має сенс починати з найпростіших варіантів (7) та (8), при необхідності використовувати (10).

Сформулюємо нову модель колективного руху. На тлі поля швидкостей, що описується мультипольною моделлю, розглядаємо N окремих аттракторів з набором параметрів: надлишковою густиною, характерними розмірами та декартовими координатами x_i, y_i, z_i . Галактика, що має координати x_j, y_j, z_j за рахунок поля аттракторів має додаткову радіальну компоненту швидкості, яка дорівнює

$$\Delta v_j = \beta \sum_{i=1}^N \frac{\mu_i(r_{ij})}{r_{ij}^2} \cos(\theta_{ij}), \quad r_{ij}^2 = (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2, \quad \cos(\theta_{ij}) = \frac{x_j(x_i - x_j) + y_j(y_i - y_j) + z_j(z_i - z_j)}{r_{ij} \sqrt{(x_j^2 + y_j^2 + z_j^2)}} \tag{13}$$

Це відстань між галактикою та аттрактором r_{ij} та косинус кута між напрямками від спостерігача до галактики та від галактики до атрактора, відповідно. Формули (13) написані для плоского простору-часу, але оскільки на великих відстанях вплив аттракторів є незначним, ними можна користуватися як наближеними. Функція $\mu_i(r_{ij})$ залежить від відстані та від параметрів i-го атрактора та розподілу його надлишкової маси, загалом від 6 параметрів для кожного атрактора. Вираз (13) додається до загального мультипольного поля, яке описується 24 параметрами для нерелятивістської або напіврелятивістської DQO-моделі та 23 параметрами для напіврелятивістської DQO-моделі з фіксованим значенням параметру γ . Таким чином, повна кількість параметрів дорівнює 24+5N та 23+5N.

Для їх отримання застосовується МНК, причому це вимагає ітераційної процедури. Зазначимо, що 23+N параметрів входять лінійно, їх можна отримати досить простим чином, але 4N параметрів є нелінійними та вимагають складних обчислень для отримання оптимального набору параметрів аттракторів. Додаткова складність пов'язана з використанням різних моделей розподілу надлишкової маси, з котрих треба вибрати найбільш адекватну. Це є важливим етапом при оцінюванні надлишкових мас аттракторів.

Але проблему впливу окремих аттракторів принципово розв'язана при використанні формули (13), хоча у простішій моделі сферично-симетричних аттракторів.

Перевірка якості моделі руху з використанням списків пекулярних швидкостей RFGC-галактик. Перевіримо ефективність та робастність запропонованої моделі руху галактик. Застосуємо нерелятивістську DQO-модель з 4 додатковими аттракторами (Великого атрактора, надскупчень Діва та Персей-Риби, а також концентрації Шеплі, менша кількість аттракторів не може адекватно відобразити розподіл маси на відстанях до 150 Мпк) для опрацювання даних про пекулярні швидкості галактик каталогу RFGC [1,2]. Модель містить 28 лінійних та 16 нелінійних параметрів. Для первинної перевірки розглянемо спрощений варіант розрахунку, при якому значення нелінійних параметрів взято з літератури, точніше з роботи [3]

Для підвибірki 1459 RFGC-галактик з відстанями не більш ніж 100 h⁻¹ Мпк ми отримуємо наступні результати. Ітераційна процедура врахування впливу аттракторів сходиться. Після додавання в модель руху членів, що описують вплив аттракторів середня похибка зменшується, але не сильно. Натомість параметри мультипольної моделі сильно змінюють оптимальні по МНК значення. При цьому проблеми викликані не великою кількістю регресорів, у DQO-моделі їх більше, а сильна зкорельованість членів, що описують вплив аттракторів з складовими мультипольної моделі. Можливо також, що профіль густини Кінга (9) не описує адекватно розподіл надлишкової маси аттракторів або параметри, наведені у [3] не є коректними.

Таким чином, ми приходимо до висновку, що додавання впливу окремих аттракторів у мультипольну модель руху не дало очікуваного покращення моделі. Оскільки у найближчі часи не слід сподіватися на суттєве збільшення об'єму або точності вибірки даних про пекулярні швидкості, прогрес, пов'язаний з подальшими дослідженнями у цьому напрямку, уявляється малоімовірним. Відповідно, маси аттракторів оцінено з надто великими похибками і ці оцінки не має сенсу використовувати. Основним висновком даної пошукової роботи є те, що поки ми не можемо коректно враховувати вплив окремих аттракторів при дослідженні полів швидкостей колективних рухів галактик на масштабах порядку 100 Мпк та більше, але така можливість існує. При підвищенні точності вимірювань та збільшенні об'єму вибірки врахування впливів окремих аттракторів може бути доцільним.

Список використаних джерел

1. Karachentsev I. D., Karachentseva V.E., Parnovsky S.L. Flat Galaxy Catalogue // Astronom. Nachrichten. – 1993 – V. 314 – P. 97–222.
2. Karachentsev I. D., Karachentseva V.E., Kudrya Yu.N., Sharina M.E., Parnovsky S.L. Revised Flat Galaxy Catalogue // Bull. SAO. – 1999 – V. 47 – P. 5–185.
3. Marinoni C., Monaco P., Giuricin G., Costantini B. Galaxy Distances in the Nearby Universe: Corrections for Peculiar // ApJ – 1998 – V. 505. – P. 484–505.
4. Parnovsky S., Parnowski A. Large-scale collective motion of RFGC galaxies in curved space-time // Astrophysics and Space Science, – 2011 – V. 331 – P. 429–440.
5. Peebles P. J. E. The Large Scale Structure of the Universe // 1980. – Princeton: Princeton Univ. Press.
6. Парноєвський С.Л. Дослідження великомасштабних колективних рухів галактик на основі каталогу RFGC // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 2010. – № 46. – С. 26–29.