

ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ СКУПЧЕННЯ ГАЛАКТИК ЕЙБЕЛЛ 13

Ю. Бабик^{1,2}

¹ *Фізичний факультет, Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
пр. Глушкова, 4, 03127, Київ*

² *Головна астрономічна обсерваторія НАН України, вул. Акад. Заболотного, 27, 03680, Київ
(Отримано 15 грудня 2011 р.; в остаточному вигляді — 06 липня 2012 р.)*

У статті представлено дослідження рентгенівського скупчення ($kT = 5.76 \pm 0.15$ keV) Ейбелл 13, що розташовано на відстані в 400 Мпк ($z = 0.0943$) від нас. Дані про скупчення було отримано з рентгенівських спостережень Chandra. Для одержання повної маси скупчення використано чисельне моделювання та умову гідростатичної рівноваги міжгалактичного газу в складі скупчення. Для моделювання профіля густини темної матерії використано профіль Наварро–Френка–Уайта та умову сферичної симетрії скупчення, а для дослідження центральної частини скупчення — β -модель. У результаті отримано такі значення цієї моделі: $\beta = 0.87 \pm 0.07$ та $r_0 = 134 \pm 22$ кпк при моделюванні розподілу поверхневої яскравості. Для поліпшення точності при визначенні густини та маси скупчення Ейбелл 13 використано метод депроєкції (DSDEPROJ) спектрів. Отож, повна маса скупчення становила $M_{200} = 4.69_{-0.44}^{+0.51} 10^{14} M_{\odot}$ для радіуса $R_{200} = 1.51_{-0.33}^{+0.41}$ Мпк. Частка темної матерії у повній масі скупчення складала $\sim 90\%$, тоді як на долю газу припадає $\sim 10\%$. Варто відзначити, що галактичну компоненту ми не врахували, тобто під словом “повна” маємо на увазі масу темної матерії та міжгалактичного газу.

Ключові слова: скупчення галактик, міжгалактичний газ, темна матерія.

PACS number(s): 98.65.Cw, 98.65.Nb

I. ВСТУП

Спостереження в рентгенівському діапазоні є одними з найважливіших для вивчення скупчень галактик. Зумовлено це тим, що основна компонента скупчення — темна матерія — може безпосередньо спостерігатися лише завдяки гравітаційному лінзуванню, проте цей метод і до сьогодні часу не дає змоги проводити детальні дослідження. Тоді як за оптичним випромінюванням спостерігається лише зоряна речовина галактик, що містить малу частину ($\sim 1\%$) від повної маси скупчення. Основна частина баріонної матерії скупчення зосереджена в гарячому міжгалактичному газі з температурою в декілька кеВ, що проявляє себе в рентгенівському діапазоні за рахунок гальмівного випромінювання, а також у радіодіапазоні за рахунок ефекту Сюняєва–Зельдовича [1, 2].

У міжгалактичному газі скупчення виконується умова йонізаційного балансу, причому основним механізмом обміну енергією є збудження та йонізація електронними ударами. Практично завжди виконується умова оптичної тонкості плазми стосовно до власного й зовнішнього випромінювання. Усе це робить досить простим отримання теоретичних спектрів, оскільки зникає необхідність враховувати такі процеси, як перенос випромінювання або фотойонізація, а відповідне програмне забезпечення досягло високого ступення досконалості. Використання таких моделей дає змогу впевнено визначити температуру та металічність плазми з досить хорошою статистикою [3, 4].

Важливою властивістю гальмівного випромінювання є те, що при температурах, які перевищують бли-

зко 2 кеВ, світність у м'якому рентгені не залежить від температури. Спостережний потік випромінювання в такому випадку визначається об'ємним інтегралом квадрата густини плазми, а поверхнева яскравість — інтегралом за променем зору, $\int n_e n_p dl$, де n_e та n_p — електронна та протонна концентрація відповідно. Таким чином, рентгенівські телескопи теперішнього покоління дають змогу з високою точністю знайти розподіл густини гарячого міжгалактичного газу.

Теоретичні оцінки показують, що процеси встановлення динамічної рівноваги гарячого газу зазвичай відбуваються швидше, ніж рух окремих частин темної матерії, тому для газу в кожний момент часу виконується рівняння гідростатичної рівноваги $\nabla\varphi = -\frac{kT}{\mu m_p} \frac{\nabla\rho}{\rho}$ [5]. Отже, рентгенівські зображення скупчень можна розглядати як “фотографію” розподілу гравітаційного потенціалу.

Скупчення галактик не повністю ізольовані від навколишнього середовища й постійно збільшуються за рахунок поглинання нової матерії. Нові порції матерії поглинаються з надзвуковою швидкістю, і тому в зовнішній частині скупчення виникає акреційна ударна хвиля, яка умовно окреслює віріальний радіус — це радіус області скупчення, у середині якої всі напрямки руху газу й темної матерії пригнічені і приблизно встановлено стан рівноваги. Різні параметри скупчення досить сильно корельовані. Так, експериментально встановлена тісна кореляція рентгенівської світності й температури міжгалактичного газу скупчення, $L \sim T^{2.7}$. Із теоретичних міркувань очікується кореляція віріальної маси скупчення та температури,

$M \sim T^{3.2}$. Температура є настільки важливою характеристикою, що часто про масу скупчень говорять у термінах температури [6].

Профілі густини темної матерії й міжгалактичного газу на великих радіусах досить пологі, $\rho \sim r^{-2} - r^{-3}$. Отже, основна маса зосереджена на периферії, тоді як основне випромінювання приходить із ядра скупчення. У цьому і є основна проблема вивчення рентгенівських скупчень.

За останні роки накопичено багато матеріалу для вивчення скупчень у рентгенівському діапазоні, що зумовлено успішною роботою відразу 4 орбітальних обсерваторій із широким діапазоном можливостей (ROSAT, ASKA, Chandra та XMM). Обсерваторія ROSAT за рахунок великого поля зору, низького фону детектора та непоганої кутової роздільної здатності чудово підходить для вивчення структури близьких та пошуку далеких скупчень. Телескоп ASCA — це перший телескоп, що міг будувати зображення та спектри об'єктів; його використано для вивчення великомасштабної температурної структури близьких скупчень. Сучасні обсерваторії Chandra та XMM-Newton дають змогу докладно спостерігати як близькі, так і далекі скупчення. У цій праці було використано спостереження обсерваторії Chandra, щоб дослідити близьке скупчення галактик Ейбелл 13 ($z = 0.0943$).

Якраз точне визначення повної маси скупчення галактик є одним із основних завдань на сьогодні у космологічних дослідженнях. Оцінити це значення маси можна за допомогою аналізу рентгенівських властивостей міжгалактичного газу. Ми використали рів-

няння гідростатичної рівноваги та чисельне моделювання, щоб визначити повну масу скупчення. Також ми припустили, що наше скупчення має сферично-симетричний розподіл. Метою цієї праці є визначити повну масу скупчення Ейбелл 13 та дослідити інші фізичні властивості, такі, як розподіл густини темної матерії та газу, розподіл температури та інші.

У розділі 2 подано методи обробки рентгенівських даних обсерваторії Chandra, описано метод депроекції спектрів та отримання розподілу температури скупчення. У розділі 3 представлено математичні методи обрахунку повної маси скупчення на основі чисельного моделювання, профілю Наварро–Френка–Уайта та β -моделі. У розділах 4 та 5 обговорено та узагальнено результати всієї роботи, відповідно.

У статті використано такі космологічні параметри: $H_0 = 73 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.27$ та $\Omega_\Lambda = 0.73$.

II. ОБРОБКА ДАНИХ

Ейбелл 13 є рентгенівським скупченням зі світністю $8 \times 10^{43} \text{ ерг с}^{-1}$ та червоним зміщенням $z=0.0943$. Спостереження цього об'єкта проведено 25 серпня 2004 року за допомогою ACIS-S інструмента впродовж 56.04 ксек. Координати центра скупчення (центральної cD-галактики) за оптичними даними бази NED становлять RA:00:13:29.7 та DEC: $-19 : 30 : 05.5$. На Рис. 1 показано зображення цього скупчення. Із минулих досліджень [7] встановлено, що це скупчення не має потоків охолодження.

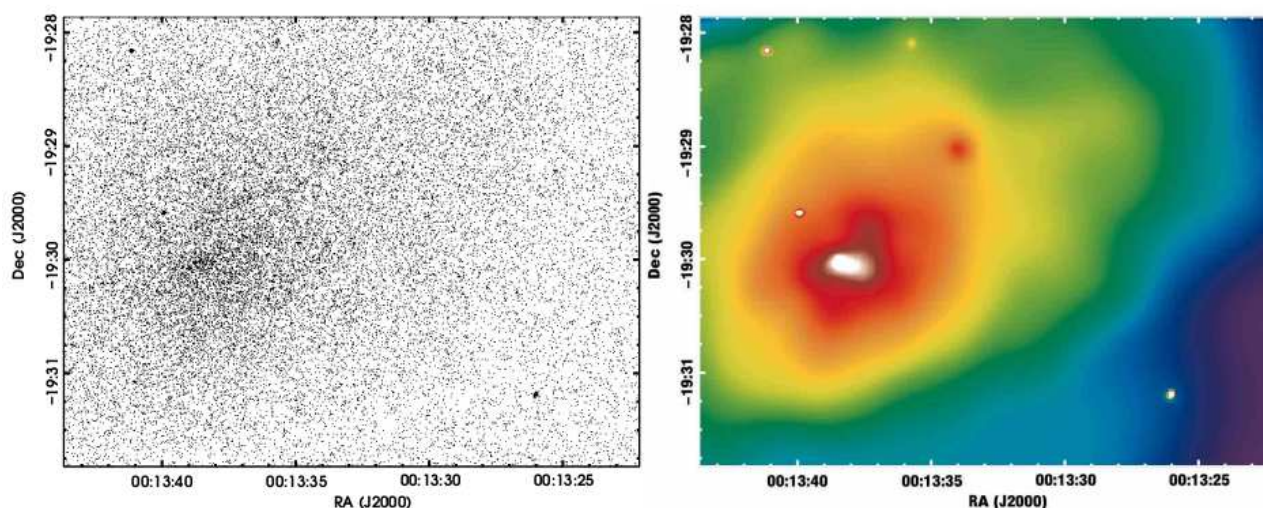


Рис. 1. (Кольоровий онлайн) Ліворуч: рентгенівське зображення скупчення Ейбелл 13, отримане з обсерваторії Chandra в діапазоні енергій 0.3–10 кеВ. Праворуч: згладжене зображення скупчення Ейбелл 13 (рисунок узято з праці [7]).

На початковому етапі ми знайшли координати максимуму рентгенівського випромінювання: RA:00:13:38.006 та DEC: $-19 : 30 : 04.92$. Отримане зображення очищено від точкових джерел за допомогою команди wadedetect (використане програмне

забезпечення CIAO версії 4.2) [8]. Далі зображення було розбито на концентричні кільця по ~ 4000 (± 50) фотонів у кожному. Використавши команду spexextract, ми згенерували RMF- та ARF-файли для побудови спектра в кожному кільці. Для моделюван-

ня спектрів ми використали програмне забезпечення Xspec версії 12.0. [9], точніше MEKAL модель у середовищі Xspec (ця модель розроблена [10] для опису рентгенівського випромінювання від воднево-гелієвої плазми). Також ми врахували галактичне поглинання від цього скупчення ($N_H = 2.03 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ [11]), у Xspec позначається як Wabs. Детальніше з методами обробки даних можна ознайомитись у попередніх статтях [12,13]. Отож, усі спектри були промодельовані з використанням Wabs*MEKAL; окрім параметра галактичного поглинання, при моделюванні використовували також температуру, уміст важких елементів (металічність), червоне зміщення та параметр Norm, що пропорційний електронній та протонній концентраціям. Параметри Wabs, металічність та червоне зміщення були заморожені (металічність вибрана близькою до сонячної — 0.3). Вільними були лише температура та параметр Norm. У результаті ми отримали радіальний розподіл температури в обраному

діапазоні енергій 0.5–7.0 кеВ. Далі спектри були відкореговані з використанням методики [14].

А. Депроекція спектрів кілець

Температура, густина та металічність міжгалактичного гарячого газу є важливими параметрами для дослідження різних фізичних процесів, що відбуваються у скупченні. Проте всі ці величини ми отримуємо із зображень у проекції, у “циліндрах”, а депроекція — це метод, що дає змогу отримати ці параметри з 3-вимірного зображення.

Ми використали, запропонований у праці [14], метод депроекції, що має назву DSDEPROJ. Його використовують для сферично-симетричного випадку. Працює він у такий спосіб: узявши спектр із проєктованого зображення кільця, DSDEPROJ усуває ту частину потоку, що не входить до відповідного кільця. Візуально цей процес показано на рис. 2,

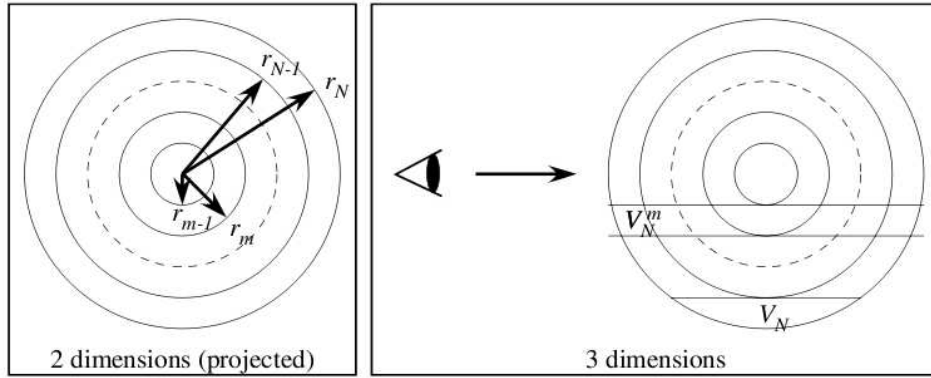


Рис. 2. Депроекція зображення рентгенівського скупчення.

математично це виглядає так:

$$V_N = (4/3)\pi(r_N^2 - r_{N-1}^2)^{3/2}, \quad (1)$$

тоді величина V_N^m (об’єм кільця) для $m < N$ має вираз:

$$V_N^m = (4/3)\pi \left((r_N^2 - r_{m-1}^2)^{3/2} - (r_N^2 - r_m^2)^{3/2} - (r_{N-1}^2 - r_{m-1}^2)^{3/2} + (r_{N-1}^2 - r_m^2)^{3/2} \right). \quad (2)$$

Спостережний потік F_m^{obs} у проєкційному $r_{m-1} < r < r_m$ кільці є сумою потоків від величин $V_m, V_{m+1}, \dots, V_N^m$. Якщо ми визначимо потік із величини V_i як f_i ,

$$\begin{aligned} F_m^{\text{obs}} &= f_m + \frac{V_{m+1}^m}{V_{m+1}} f_{m+1} + \dots + \frac{V_N^m}{V_N} f_N \\ &= \sum_{i=m}^N \frac{V_i^m}{V_i} f_i, \end{aligned} \quad (3)$$

припускаючи сферичну симетрію та $V_i^i \equiv V_i$. Оскільки величина $r_{m-1} < r < r_m$ поверхні є $W_m =$

$4/3\pi(r_m^3 - r_{m-1}^3)$, то потік у 3 – вимірному просторі $r_{m-1} < r < r_m$ буде

$$F_m^{3D} = \frac{W_m}{V_m} f_m = \frac{r_m^3 - r_{m-1}^3}{(r_m^2 - r_{m-1}^2)^{3/2}}. \quad (4)$$

Параметри	Значення
Wabs	$2.02 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$
kT	$5.76 (\pm 0.15) \text{ кеВ}$
Z	$0.29 (\pm 0.026) Z_{\odot}$
z	0.0943
χ^2	297/283 d.o.f.

Таблиця. Найкращі значення параметрів скупчення Ейбелл 13 з використанням моделі Wabs*MEKAL.

Отримані скореговані спектри використано для моделювання тією самою моделлю Wabs*MEKAL за тим самим алгоритмом, що описаний у попередньому параграфі. На рис. 3 показано розподіл температури

скупчення Ейбелл 13 у двох випадках. Як бачимо, метод депроєкції дає значно менший розкид у похибках та рівномірніший розподіл температури. Також ми визначили температуру та металічність скупчен-

ня галактик у межах найбільшого радіуса зовнішнього кільця ($r = 3'$). Дані про моделювання наведені в таблиці.

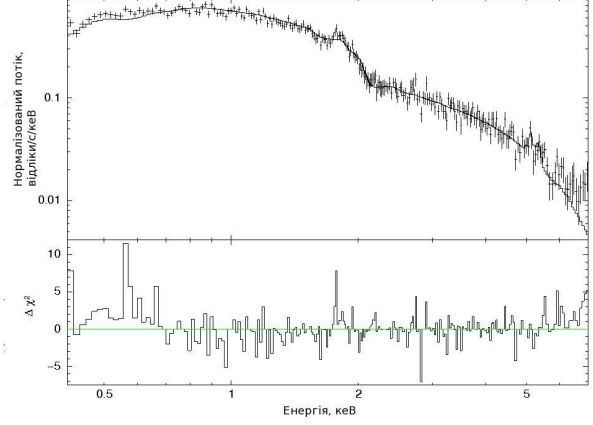
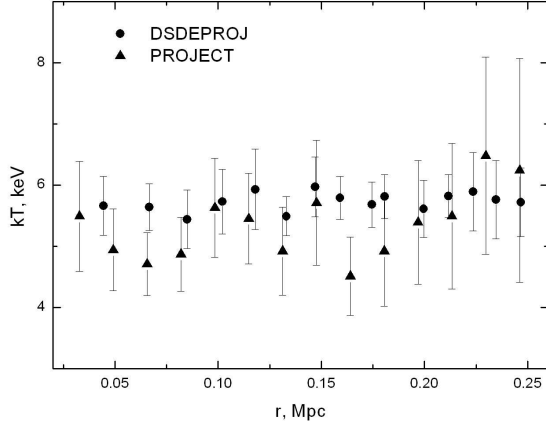


Рис. 3. Ліворуч: розподіл температури скупчення у проєкційному (трикутники) та депроєкційному (кружки) випадках. Праворуч: спектр для одного з кілець скупчення Ейбелл 13 та результат моделювання з використанням Wabs*MEKAL.

III. МАТЕМАТИЧНІ МЕТОДИ

Ми використали чисельне моделювання, щоб отримати розподіл міжгалактичного газу в скупченні. Узявши за основу метод у працях [15, 16], у цій статті ми не використовували припущення сталої температури на усьому радіусі скупчення, а ввели градієнт температури в модель. Було використано припущення сферичної симетрії та умову про гідростатичну рівновагу газу в складі скупчення галактик.

Для опису розподілу густини темної матерії ми використали профіль Наварро–Френка–Уайта [17, 18]

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_s}\right)\left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}, \quad (5)$$

де ρ_0 — характерна густина темної матерії, r_s — характеристичний радіус гало темної матерії, а r — радіус області скупчення, для якої обчислюється густина. Маса темної матерії може бути виражена як

$$M(< r) = 4\pi \int_0^r \rho(r') r'^2 dr' = 4\pi \rho_0 r_s^3 \times \left[\ln \left(1 + \frac{r}{r_s} \right) - \frac{r}{r_s + r} \right]. \quad (6)$$

Запишемо умову гідростатичної рівноваги:

$$\nabla P = -\rho_g \nabla \phi(r), \quad (7)$$

де P та ρ_g — тиск та густина газу відповідно. Зазначивши, що густина та тиск газу є дуже низькими, ми можемо використати рівняння стану ідеального газу у

вигляді $P = \frac{\rho_g k T_g}{\mu m_p}$. У результаті отримаємо рівняння для розподілу газу

$$\frac{\nabla \rho_g}{\rho_g} = -\nabla \phi(r) \frac{\mu m_p}{k T_g(r)}. \quad (8)$$

Узявши до уваги все сказане, отримали рівняння для знаходження радіального розподілу густини газу в складі скупчення:

$$M(< r) = -(k T_g(r) r / G \mu m_p) \left(\frac{d \ln \rho_g}{d \ln r} + \frac{d \ln T_g}{d \ln r} \right). \quad (9)$$

А. β -модель

Додатково, для докладнішого дослідження центральної частини скупчення, ми використали β -модель [19], щоб змоделювати профіль поверхневої яскравості. Ця модель має 2 вільні параметри: β — нахил профілю поверхневої яскравості, а r — радіус внутрішнього ядра скупчення. Центральну область розбито на 9 кілець із товщиною кільця $\sim 0.164'$. Радіус зовнішнього досяг $\sim 1.5'$.

IV. РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ

Використавши чисельне моделювання, умову гідростатичної рівноваги газу в скупченні та профіль Наварро–Френка–Уайта для розподілу густини темної матерії у складі скупчення, ми відтворили характеристичні параметри r_s та ρ_0 для темної матерії з

90% рівнем достовірності. Узявши до уваги ці значення, ми промоделивали спостережуваний профіль яскравості нашою моделлю (див. ліворуч на рис. 5) та отримали розподіл величин r_s та ρ_0 . Для перевірки даних використовували χ^2 тест.

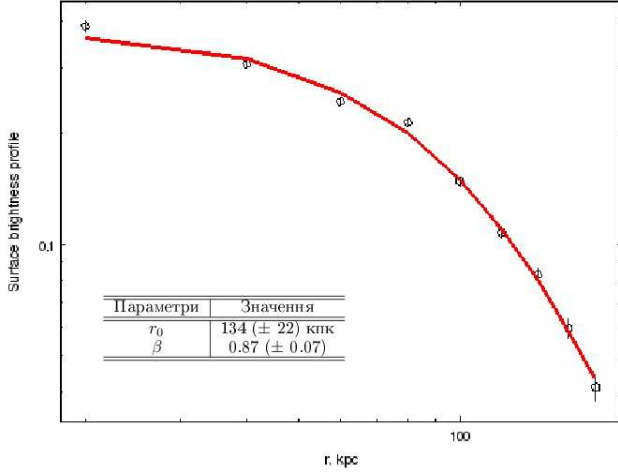


Рис. 4. Профіль поверхневої яскравості скупчення Ейбелл 13 та моделювання цього розподілу β -моделлю.

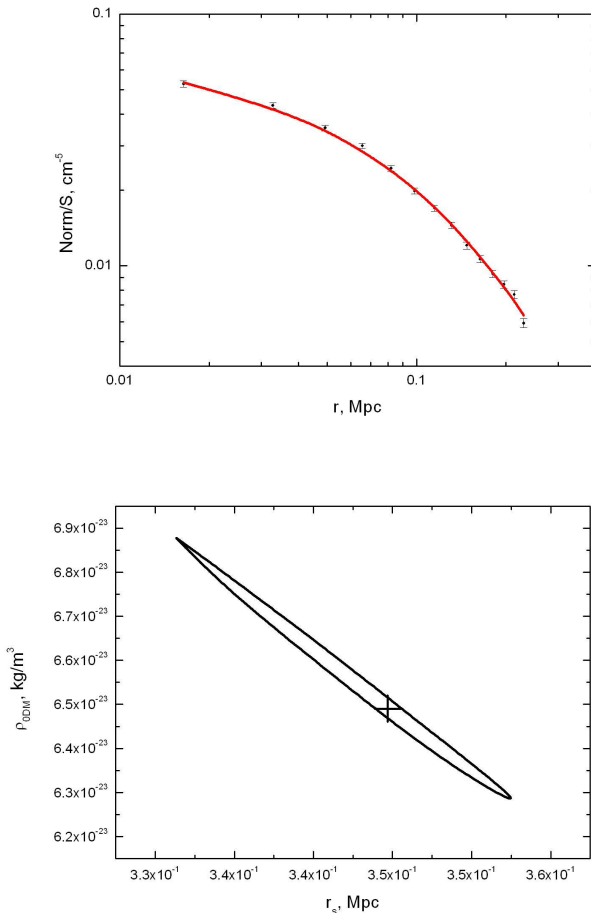


Рис. 5. Угорі: розподіл поверхневої яскравості (спостережний — чорні точки, модельованай — суцільна лінія). Внизу: область значень густини темної матерії ρ_0 та характеристичного радіуса r_s з рівнем значущості 90% для скупчення галактик Ейбелл 13.

Для відтворення профілю густини й маси темної матерії та міжгалактичного газу ми використали значення параметрів r_s та ρ_0 з рівнем достовірності 90%. Отримані профілі зображено на рис. 6. Повна маса скупчення галактик Ейбелл 13 (темної матерії й міжгалактичного газу, без урахування галактичного складника) становить $M_{200} = 4.69_{-0.44}^{+0.51} 10^{14} M_{\odot}$ для відповідного радіуса $R_{200} = 1.51_{-0.33}^{+0.41}$ Мпк. Радіус R_{200} — це відстань від центра скупчення, у межах якого повна густина відповідає значенню критичної густини ρ_c , збільшеної в 200 разів [20]. Значення критичної густини становить $\rho_c = 1.335 \cdot 10^{-26}$ кг/м³ для $z=0.0943$ ($\rho_{cr}(z) = 3E(z)^2 H_0^2 / 8\pi G$, де $E^2(z) = \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda$).

Внесок кожної з компонент в повну масу для радіуса R_{200} становить: $M_{200} = 4.31_{-0.38}^{+0.20} 10^{14} M_{\odot}$ ($\sim 90\%$ від повної маси), маса газу $M_{200} = 4.18_{-0.36}^{+0.26} 10^{13} M_{\odot}$ ($\sim 10\%$ від повної маси скупчення).

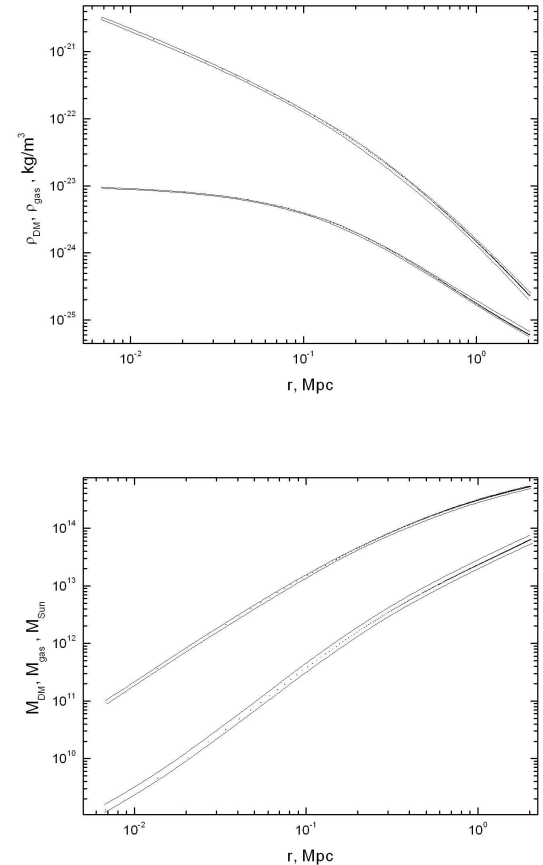


Рис. 6. Угорі: розподіл густини темної матерії та газу. Внизу: розподіл маси темної матерії та газу в скупченні А13.

V. ВИСНОВКИ

Для оцінки маси скупчення галактик ми використали дані космічної обсерваторії Chandra. Максимум

рентгенівського випромінювання відповідає галактиці (імовірно cD) з координатами: RA:00:13:38.006 та DEC: $-19 : 30 : 04.92$. Розподіл цього випромінювання має просторову структуру з яскравим хвостом на захід від максимуму рентгенівського випромінювання та слабким надлишком на північ. За рентгенівськими даними Chandra в цьому скупченні не виявлено великої кількості точкових джерел, окрім 3 масивних галактик. Також не було знайдено жодних доказів існування потоків охолодження [7]. Червоні зміщення галактик у складі Ейбелл 13 можна описати за допомогою бімодального розподілу [21]. Також у складі скупчення не було виявлено субструктур [7].

Складна структура рентгенівського випромінювання двох центральних галактик указує на їхнє злиття в межах скупчення й на те, що ці галактики мають значно більші швидкості порівняно із загальною швидкістю скупчення. Просторовий розподіл трьох зазначених галактик в Ейбелл 13 указує на північно-західний — південно-східний напрями розширення, тобто вздовж розподілу рентгенівського випромінювання [7].

Радіоспостереження на 610 МГц GMRT-телескопі виявили у скупченні Ейбелл 13 дифузне радіовипромінювання у вигляді радіо-гало, що утворилися, імовірно під час злиття менших субскупчень. Лише невелика частина скупчень галактик має таке дифузне радіовипромінювання, тоді як основна частина вже вивчених скупчень демонструє чіткі субскупчення в міжгалактичному середовищі. Деякі моделі дифузного випромінювання для Ейбелл 13 показують, що практично всі скупчення повинні мати дифузні джерела радіовипромінювання. Зовнішні ударні хвилі акреції пов'язані з ниткоподібними структурами в галактиках, вони також можуть прискорювати електрони до релятивістських енергій, а отже, створювати синхротронне випромінювання в дифузних регіонах. Виявлення радіовипромінювання від таких ниткоподібних структур важливе для розуміння походження WHIM (warm-hot intergalactic medium), релятивістських електронів та магнітного поля в космічному середовищі [22].

Це скупчення також використовували в оптичних дослідженнях. У роботі Ейнасто та ін. [23] показано, що частка сильно згрупованих рентгенівських скуп-

чень, у тому числі й Ейбелл 13, є вищою в багатих скупченнях та дуже багатих надскупченнях, тоді як частка ізольованих рентгенівських скупчень є меншою, ніж для цієї частки оптично відібраних скупчень. Ці результати дають підставу зробити висновок, що структура Всесвіту простежується в аналогічному напрямку для оптичних та рентгенівських скупчень галактик до червоного зміщення 0.13. Це скупчення використовували також для знаходження наступної генерації нейтринно та гамма-променів у скупченнях за допомогою GLAST-телескопа й експериментів ICE-CUBE та Auger [24].

У цій статті отримано температуру скупчення, що становить $kT = 5.76 \pm 0.15$ кеВ. Для знаходження повної маси скупчення використано умови сферичної симетрії скупчення, гідростатичної рівноваги газу з потенціалом скупчення та профіль Наварро-Френка-Вайта для розподілу густини темної матерії. У результаті знайдено, що повна маса Ейбелл 13 становить $M_{200} = 4.69^{+0.51}_{-0.44} 10^{14} M_{\odot}$. На частку темної матерії припадає $M_{200} = 4.31^{+0.20}_{-0.38} 10^{14} M_{\odot}$ повної маси скупчення, тоді як для міжгалактичного газу відведено $M_{200} = 4.18^{+0.26}_{-0.36} 10^{13} M_{\odot}$.

Для пліщення точності прикінцевих обчислень ми використали метод депроекції, а при визначенні маси скупчення — градієнт температури, що також вплинуло на точність оцінок фізичних характеристик скупчення Ейбелл 13.

ПОДЯКИ

Автор висловлює щирі подяки співробітникам проекту Chandra за надану можливість працювати з високоякісними рентгенівськими даними, організаційному комітету Шостої міжнародної конференції пам'яті Б. Т. Бабія за можливість опублікувати рукопис, І. Б. Вавиловій за корисні зауваження та дискусію і Ю. О. Зуб за технічну підтримку опрацювання даних для рентгенівського скупчення Ейбелл 13 в інших діапазонах електромагнітного спектра. Робота виконана за часткової підтримки Цільової комплексної програми з наукових космічних досліджень “Космомікрофізика” НАН України.

[1] С. Апунович, Ю. Кулініч, Б. Новосядлий, В. Пелих, Кінем. фіз. небесних тіл **25**, 83 (2009).
 [2] S. W. Allen, A. C. Fabian, Mon. Not. R. Astron. Soc. **297**, 63 (1998).
 [3] H. Boehringer, W. Norbert, astro-ph/0907.4277 (2009).
 [4] A. E. Evrard, C. A. Metzler, J. F. Navarro, Astrophys. J. **469**, 494 (1996).
 [5] T. F. Frederiksen *et al.*, Astrophys. J. **700**, 1603 (2009).
 [6] A. Vikhlinin, W. Forman, C. Jones, Astrophys. J. **525**, 47 (1999).
 [7] A. Juett *et al.*, Astrophys. J. **672**, 138 (2008).
 [8] A. Fruscione *et al.*, Proc. SPIE. **6270**, 62701V (2006).

[9] K. Arnaud, ASP Conf. **101**, 17 (1996).
 [10] R. Mewe, J. S. Kaastra, D. A. Liedahl, Legacy **6**, 16 (1995).
 [11] J. M. Dickey, F. J. Lockman, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **28**, 215 (1990).
 [12] Ю. Бабик, А. Елиїв, О. Мельник, В. Криводубський, Кінем. фіз. небес. тіл **28**, 34 (2012).
 [13] Ю. Бабик, Изв. крым. астрофиз. обсерв. **108**, 127 (2012).
 [14] H. R. Russell, J. S. Sanders, A. C. Fabian, Mon. Not. R. Astron. Soc. **390**, 1207 (2008).
 [15] Ю. Бабик *та ін.*, Кінем. фіз. небес. тіл. **28**, 34 (2012).

- [16] Iu. Babyk *et al.*, *Adv. Astron. Space Phys.* **2**, 56 (2012).
 [17] J. F. Navarro, C. S. Frenk, S. D. White, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **275**, 720 (1995).
 [18] J. F. Navarro, C. S. Frenk, S. D. White, *Astrophys. J.* **462**, 563 (1996).
 [19] A. Cavaliere, R. Fusco-Femiano, *Astron. Astrophys.* **49**, 137 (1976).
 [20] E. Pointecouteau, M. Arnaud, G. W. Pratt, *Astron. Astrophys.* **435**, 1 (2005).
 [21] D. Fadda, M. Girardi, G. Giuricin, *Astrophys. J.* **473**, 670 (1996).
 [22] R. Weeren *et al.*, *Astron. Astrophys.* **508**, 75 (2009).
 [23] M. Einasto *et al.*, *Astrophys. J.* **122**, 2222 (2001).
 [24] B. Wolfe *et al.*, *Astrophys. J.* **687**, 193 (2008).

PHYSICAL PROPERTIES OF GALAXY CLUSTER ABELL 13

Iu. Babyk^{1,2}

¹*Department of Physics, Kyiv National Taras Shevchenko University, 4, Glushkova Ave., UA-03127, Kyiv*

²*Main Astronomical Observatory of NAS of Ukraine, 27, Akad. Zabolotnoho St., UA-03680, Kyiv*

This paper presents a study of X-ray Abell 13 ($kT = 5.76 \pm 0.15$ keV) cluster located at the distance of 400 Mpc ($z = 0.0943$) from us. The data on cluster was obtained from Chandra X-ray Observatory. We used numerical simulations and the hydrostatic equilibrium condition on the intracluster gas for determining the total mass of the cluster. We used the Navarro–Frenk–White model and spherical symmetry assumption for modeling the density profile of a dark matter, and also the β -model to study a central region of the cluster in detail. As a result, the following parameters of the β -model were obtained after getting fit to the surface brightness: $\beta = 0.87 \pm 0.07$ and $r_0 = 134 \pm 22$ kpc. We used the DSDEPROJ method of deprojection for getting more accurate parameters to determine the density profile and mass of Abell 13. Thus, the total mass of the cluster was obtained as $M_{200} = 4.69_{-0.44}^{+0.51} 10^{14} M_{\odot}$ for the radius $R_{200} = 1.51_{-0.33}^{+0.41}$ Mpc. The fraction of a dark matter in the total mass is $\sim 90\%$, while the gas is $\sim 10\%$. We did not take into account the galactic component, so, the “total” mass is the sum of masses of a dark matter and intercluster gas.