

плазми". – М. – 1989. – С.117–122. 20. *Romanchuk P.R.* Forecast of the 23rd cycle of the solar activity // Інформаційний бюлетень Української астрономічної асоціації. – 1998. – № 2 – С.30. 21. *Romanchuk P.P.* Оправдаваемость прогнозов солнечной активности в 1972–1973 гг. // Препринт Астрон. обс. Киев. ун-та. – 1974. – № 3 – 8 с. 22. *Romanchuk P.P.* Оправдаваемость долгосрочных прогнозов относительных числе Вольфа/ Препринт Астрон. обс. Киев. ун-та. – 1979. – № 13 – 9 с. 23. *Romanchuk P.P.* Оправдаваемость прогнозов относительных числе Вольфа для 21-го цикла солнечной активности // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1983. – № 25 – С.15–19. 24. *Romanchuk P.P.* Оправдаваемость прогнозов внутригодовых флюктуаций солнечной активности (индекс наблюдаемые месячные относительные числа) на ветви спада 21-го цикла с заблаговременностью в несколько лет // Прогнозы солнечной активности и наблюдения солнечных активных явлений. Тезисы докладов. Симп. КАПГ. Ленинград 18–22 мая 1987. – 1987. С.24. 25. *Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.* Турбулентное динамо в астрофизике. – М., 1980. 26. *Краузе Ф., Рэдлер К-Х.* Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. – М., 1984. 27. *Кривоудубский В.Н., Романчук П.Р.* Динамические аспекты теории динамо среднего поля // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1984. – № 30 – С.27–37. 28. *Krivodubskij V.N.* Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // Astron. Nachr. – 2005. – V. 326, No 1. – P. 61–74. 29. *Кривоудубский В.Н., Черемных О.К.* О затянущемся во времени 23-м солнечном цикле // Космична наука і технологія. – 2011. – Т.17, №1. – С.23–28. 30. *Лозицкая Н.И., Лямова Г.В., Малащук В.М.* Сравнение результатов визуальных измерений магнитных полей крупных солнечных пятен, выполненных в разных обсерваториях в 23 цикле солнечной активности // Изв. КраО. – 2007. – Т.103, № 4. – С.59–67. 31. *Babcock H.W.* The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle // Astrophys. J. – 1961. – V.133. – P. 572–587. 32. *Leighton R.B.* A magneto-kinematic model of the solar cycle // Astrophys. J. – 1969. – V.156. – P. 1–26. 33. *Пишкало Н.И.* Прогноз максимума 24-го цикла солнечной активности // Космична наука і технологія. – 2010. – Т.16, № 3. – С. 32–38. 34. *Pishkalo M.I.* Prediction of amplitude of solar cycle 24 based on polar magnetic field of the Sun at cycle minimum // Sun and Geosphere. – 2010. – V.5, No.2. – P.47–51. 35. *Romanchuk P.P., Кривоудубский В.Н., Изотов Ю.И., Изотова И.Ю.* Прогнозирование хромосферных вспышек с заблаговременностью от 1 до 7 дней // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1977. – № 19 – С.29–36. 36. *Romanchuk P.P., Изотова И.Ю., Кривоудубский В.Н., Адаменко А.С., Бабий В.П.* Прогнозирование солнечных вспышек с заблаговременностью от одного до семи дней в Астрономической обсерватории Киевского университета в 1976–1980 гг. // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1982. – № 24 – С.50–56. 37. *Гневывшева Р.С.* Каталог солнечной деятельности за 1959 г. – Ленинград, 1965. 38. *Waldmeier M.* Heliographische Karten der Photosphäre für das Jahr 1959 // Publikationen der Eidgenössischen Sternwarte Zürich. – 1960. – V. 326, No 4. – S. 89–115. 39. *Warwick S.* Standardized solar flare data 1959 through 1961 // IGY Solar Report Series. – 1966. – No 333. – 333 p. 40. *Ефименко В.И., Ефименко В.М., Тельнюк-Адамчук В.В.* Краткосрочное прогнозирование вспышечной активности групп пятен // Сб. "Возникновение и эволюция активных областей на Солнце". – М., 1976. – С.182–185. 41. *Ефименко В.И., Ефименко В.М., Тельнюк-Адамчук В.В.* О краткосрочном прогнозировании вспышек на основе характеристик групп пятен // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1977. – № 19 – С.19–29. 42. *Ефименко В.М., Кравчук П.Ф., Тельнюк-Адамчук В.В.* Предсказание солнечных вспышек в группах пятен на несколько дней вперед // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1984. – № 26 – С.38–44. 43. *Долгунов Ю.Н.* Каталог хромосферных вспышек и соответствующих геофизических явлений за период с 1957 по 1965 г // В кн.: "Солнечно-земные связи". – М. – 1989. – Вып.2. – С.1–302. 44. *Изотов Ю.И., Изотова И.Ю., Романчук П.Р.* Долгосрочное прогнозирование хромосферных вспышек с заблаговременностью до нескольких месяцев // Солнеч. данные. – 1976. – № 7 – С.67–72. 45. *Изотов Ю.И., Изотова И.Ю., Романчук П.Р.* Вспышечная активность в процессе развития группы пятен // Сб. "Возникновение и эволюция активных областей на Солнце". – М., 1976. – С.162–165. 46. *Romanchuk P.P.* Солнечная активность и уровень Каспийского моря // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1985. – № 27 – С.23–26. 47. *Romanchuk P.P.* Уровень Каспийского моря и солнечная активность // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1986. – № 28 – С.51–53. 48. *Romanchuk P.P.* Колебания атмосферы Земли под действием приливных сил Юпитера // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1988. – № 30 – С.50–54. 49. *Нуждина М.А.* Динамика сумм осадков в связи с изменениями солнечной активности в 11-летнем цикле // Вестник Киев. ун-та. Астрономия. – 1988. – № 30 – С.54–62. 50. *Romanchuk P.P., Пасичник М.М.* Місячні варіації рівня Каспійського моря і сонячна активність // Вісник Київ. ун-ту. Фіз.-мат. науки. – 1992. – № 3 – С.74–79. 51. *Romanchuk P.P.* К решению проблемы солнечно-земных связей, прогнозирования климата, погоды и вулканических извержений // Препринт ГАО-96-3Р. ГАО НАНУ. – Киев, 1996. 52. *Romanchuk P.P., Пасичник М.М.* Клімат Києва і сонячна активність // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. – 1997. – № 34 – С.66–72. 53. *Romanchuk P.P.* Стік Дніпра і сонячна активність // Водне господарство України. – 1997. – № 1 – С.3–4.54. *Romanchuk P.P., Бабий В.П.* Изменения уровня Мирового океана и Черного моря // Труды международной конференции "Физика и динамика малых тел Солнечной системы". – Киев, 1998. – С.57–60.

Надійшла до редколегії 07.06.11

УДК 524.77

О. Мельник, канд. фіз.-мат. наук, А. Елиїв, канд. фіз.-мат. наук

ТЕМНА МАТЕРІЯ У ПАРАХ ГАЛАКТИК KPG84 ТА KPG431

Метою нашої роботи була перевірка наявності загального гало темної матерії у парах галактик на зразок знайдених у багатих групах та скупченнях. Ми використали архівні дані XMM-Newton пар галактик KPG84 та KPG431 та порівняли їхню рентгенівське випромінювання з модельованим розподілом гарячого газу. Було оцінено величини відношення маси до світності M_X/L_B усередині стандартного радіуса галактики R_{25} для галактик KPG84A, KPG84B, KPG431A та KPG431B: 4.9, 3.6, 14.7 та 21.2 M_\odot/L_\odot . Із порівняння спостережуваних профілів поверхневої яскравості, відношення маси до світності та відношення рентгенівської світності до оптичної з результатами моделювання, зроблено висновок про відсутність загального гало темної матерії в цих системах. Ми також знайшли, що модель взаємодіючої пари галактик краще описує форму профілю поверхневої яскравості KPG431, в той час як профіль пари KPG84 краще сумісний з моделлю оптичної пари галактик.

The goal of our work was to check for the presence of common dark matter halos in galaxy pairs like those found in rich galaxy groups and clusters. We used XMM-Newton archive data for the KPG84 and KPG431 galaxy pairs and compared their X-ray emission with numerical simulations of the hot gas. We have estimated the values of the mass-to-luminosity ratio M_X/L_B inside the R_{25} standard galaxy radius for the KPG84A, KPG84B, KPG431A and KPG431B galaxies: 4.9, 3.6, 14.7 and 21.2 M_\odot/L_\odot . From the comparison of the observed surface brightness profiles, the mass-to-luminosity and the X-ray-to-B-band luminosity ratios with the modeling results, we conclude that there is no common dark halo in these systems. We also found that the model of the interacting galaxy pair better describes the shape of the KPG431 surface brightness profile, whereas the profile of the KPG84 pair is more consistent with the model of the optical galaxy pair.

Вступ. Малонаселені групи галактик є важливими індикаторами для тестування моделей еволюції галактик та вмісту темної матерії на проміжних масштабах між індивідуальними галактиками та багатими групами/скупченнями. Ті факти, що темна матерія концентрується у гало окремих галактик та у всьому об'ємі скупчень, є добре підтвердженими завдяки спостереженням кривих обертання спіральних галактик [41, 46], рентгенівським спостереженням галактик ранніх типів [34] та скупчень галактик [47]. Незалежні підтвердження було отримано також за дослідженнями гравітаційного лінзування [1]. Але як темна матерія концентрується у малонаселених групах: головним чином у галактиках чи в об'ємі між ними, утворюючи спільне гало?

Великий внесок у дослідження вмісту та розподілу темної матерії у галактиках, групах та скупченнях було зроблено завдяки спостереженням космічних обсерваторій ROSAT, Chandra, XMM-Newton та Suzaku. Мулчай та ін. [36] та Джелтема та ін. [27] показали, що групи галактик не завжди показують симетричну форму у рентгені. Форма гало груп галактик залежить головним чином від віріального статусу групи, кількості галактик ранніх типів у ній та наявності взаємодії між галактиками. У групах, де домінують галактики ранніх типів, рентгенівське випромінювання набагато інтенсивніше, ніж у групах, де більшість галактик мають пізні типи, окрім того, гало таких груп є більш симетричними. Згідно [8], якщо триплет галактик має спільну корону, то його рентгенівське випромінювання повинно концентруватися навколо центру мас системи, а не навколо галактик. Але це припущення вірне тільки у випадку розрідже-

них груп, де відстані між галактиками перевищують розміри галактик. У випадку, коли група компактна у проекції, наприклад, як Компактні Групи Гіксона [17], то дуже важко відділити індивідуальні гало галактик від загального гало групи внаслідок геометричного перекриття.

Оскільки пари галактик являють собою найбільш простий та загальний випадок груп галактик, нашою метою є відновлення розподілу темної матерії у таких малонаселених групах. Рентгенівське випромінювання було зареєстровано в багатьох парах галактик різного морфологічного складу (ранніх типів E+E та змішаних типів E+L, пекулярних і з ознаками активності) та у різному оточенні [15, 24, 25, 30, 32, 44]. У даній роботі ми розглянемо пари ранніх типів галактик, оскільки відомо, що рентгенівське випромінювання пов'язано насамперед з цими морфологічними типами.

Ми знайшли в архіві XMM-Newton спостережені дані для двох пар еліптичних галактик KPG84 та KPG431, що мають достатню статистику фотонів для нашого аналізу. Ми застосували чисельне моделювання у припущенні, що газ відтворює гравітаційний потенціал галактики, який визначається, головним чином, розподілом темної матерії у ній. Оскільки ці пари галактик розташовані у центрі бідних скупчень галактик, ми також прийняли до уваги внесок скупчення у загальний потенціал пари. Отже нашою метою є перевірка наявності додаткового гало темної матерії на проміжному масштабі: між типовим розміром гало індивідуальної галактики (0.4–2 кпк) та розміром бідного скупчення (біля 100 кпк). На основі рентгенівських даних ми також оцінили величини відношення маси до світності окремих галактик та пари як цілої.

Моделювання профілю поверхневої яскравості. Отже ми промоделивали розподіл гарячого газу в парах галактик ранніх типів. Ми розглянули два випадки: 1) пари утворюються галактиками з індивідуальними гало темної матерії та 2) пари містять додаткове загальне гало темної матерії, що концентрується до гравітаційного центру пари.

Моделювання густини розподілу темної матерії та газу. Для моделювання профілю густини темної матерії в еліптичній галактиці ми використовували відому модель, запропоновану Наварро, Френком та Вайтом [37] (надалі – профіль НФВ), оскільки ця модель найбільш вдало відтворює розподіл темної матерії в індивідуальних галактиках [13, 19, 55] та скупченнях галактик [2, 42, 43, 53]:

$$\rho(r) = \frac{\rho_c(z)\delta_c}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (1)$$

де r_s – характерний радіус ядра гало темної матерії, $\rho_c(z)$ – критична густина галактики на відстані z та δ_c – характерна безрозмірна густина. Для простоти ми вважаємо, що характерна густина дорівнює $\rho_0 = \rho_c(z)\delta_c$. Тоді інтегральна маса темної матерії є:

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

Гамперей та ін. [19] та Гастаделло та ін. [21] показали, що модель повної маси для еліптичних галактик та груп галактик добре описується двокомпонентною моделлю: профілем НФВ для темної матерії та де Вокульора (Герквіста) для зоряної компоненти центральної галактики. Таким чином зоряну компоненту кожної галактики ми представляємо у вигляді моделі Герквіста [16], в якій густина маси зоряної компоненти ρ_* задається виразом:

$$\rho_*(r) = \frac{M_* a_*}{2\pi r} \frac{1}{(r + a_*)^3}, \quad (3)$$

де M_* – повна зоряна маса галактики і a_* – масштабний фактор. Ми можемо виразити a_* через стандартний ефективний радіус R_e , $a_* = R_e / 1.82$. Для оцінки M_* ми використали залежність відношення зоряної маси до світності для галактик у K -смузі, яке відомо з точністю 10 %: $M_{25}/L_K \approx 1 M_\odot/L_\odot$ (див. роботу [29] та посилання в ній). Отже маса галактики у межах ізофоти $25^m/\alpha''$ у B – смузі дорівнює: $M_{25} = M_\odot \cdot 2.512^{A_{\odot,K} - A_K}$, де $A_{\odot,K} = +3.39$ – абсолютна величина галактики усередині радіуса R_{25} у K -смузі. Величини R_e та M_{25} наведено в Табл. 3. Зоряна маса галактики може бути знайдена як $M_* = M_{25} \cdot ((R_{25} + a_*) / R_{25})^2$.

Інтегральна маса зоряної компоненти має такий вираз:

$$M_*(<r) = M_{25} \frac{r^2}{(r + a_*)^2}. \quad (4)$$

Масивне гало темної матерії та зоряна компонента створюють гравітаційне поле, яке визначає форму гарячого газового гало. Гравітаційний потенціал ϕ окремо для кожної галактики ми визначили з

$$\frac{d\phi}{dr} = G \frac{M_{DM}(<r) + M_*(<r)}{r^2}. \quad (5)$$

Оскільки вибрані нами пари розташовані у скупченнях, ми також прийняли до уваги потенціал скупчення ϕ_{cl} . Для цього ми використали β -модель з роботи [45]. Гравітаційна маса скупчення дорівнює:

$$M_{cl}(< r) = \frac{3kT_{cl}r^3\beta}{\mu m_p G} \left(\frac{1}{r^2 + r_{cl}^2} \right), \quad (6)$$

де T_{cl} – середня температура скупчення, r_{cl} – характерний розмір скупчення, μ – молекулярна вага, m_p – маса протона, k – постійна Больцмана та G гравітаційна стала. Модельовані параметри T_{cl} , r_{cl} , та β було взято із [45] (див. табл. 1). Розглянемо модель, в якій пара складається тільки з двох гало галактик, занурених у скупчення. Тоді загальний потенціал ϕ подвійної системи буде складатися з суми двох потенціалів галактик ϕ_1 та ϕ_2 , а також потенціалу скупчення ϕ_{cl} , $\phi = \phi_1 + \phi_2 + \phi_{cl}$. Усі розрахунки було проведено у припущенні, що виконуються умови гідростатичної рівноваги та випромінюючий газ в парі має сталу температуру ($T_g = const$). Можемо записати умову гідростатичної рівноваги як:

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

де P_g та ρ_g – тиск газу та густина, відповідно. Для простоти ми не враховуємо тиск зір. Оскільки густина газу є достатньо малою, ми використали закон ідеального газу $P_g = \rho_g k T_g / \mu m_p$, де T_g – температура газу. Таким чином отримуємо рівняння для розподілу густини газу:

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

Для визначення розподілу густини гарячого газу пари галактик як цілісної системи ми чисельно розв'язали систему диференціальних рівнянь:

$$\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial x_i} = -\frac{\mu m_p}{k T_g} \frac{\partial \phi(r)}{\partial x_i}, \quad (9)$$

де $x_i=(x, y, z)$ декартові координати. Розрахунок густини газу та профілю поверхневої яскравості у випадку сферично-симетричної галактики зручніше проводити аналітично – як у роботах [19, 39]. Визначення розподілу гравітаційного потенціалу є більш складним у випадку двох гравітаційно зв'язаних галактик. В цьому випадку ми повинні розв'язати чисельно систему рівнянь (9). Оскільки спостережувані дані є відносно бідними, для розв'язання системи (9) було використано метод Ейлера. Крок інтегрування було вибрано таким чином, щоб максимальна похибка у результуючий рентгенівській яскравості склала менше 0.1 %. Для цього ми розглянули еліптичну галактику, для якої ми змогли застосувати як аналітичні, так і чисельні обчислення. Після порівняння цих двох підходів ми обрали крок інтегрування $h=0.01$ кпк.

Для опису пари галактик з загальним гало темної матерії ми додали до моделі пари компонент, який описується НФВ профілем з радіусом ядра r_s (порівняний з розміром пари), що відповідає проміжному масштабу між розміром радіуса ядра темної матерії індивідуальної галактики та бідного скупчення. При цьому загальне гало центрується до гравітаційного центру пари.

Таблиця 1

Параметри моделей для скупчень			
Ім'я	T_{cl} , кеВ	β	r_{cl}, h_{50}^{-1} , кпк
A400	$2.31^{+0.14}_{-0.14}$	$0.534^{+0.014}_{-0.013}$	154^{+9}_{-9}
MKW8	$3.29^{+0.23}_{-0.22}$	$0.511^{+0.098}_{-0.059}$	107^{+70}_{-42}

Моделювання емісії гарячого газу. Після відновлення 3D розподілу густини газу в подвійній системі, ми можемо визначити профіль поверхневої яскравості в рентгенівському діапазоні. Потік випромінювання з даної спостережної області пропорціональний інтегралу густини гарячого газу ρ_g^2 вздовж променя зору. Ми прийняли значення металічності 0.3 від сонячної, що відповідає співвідношенню $n_e / n_p = 1.17$ та $\rho_g = 1.35 m_p n_p$, де n_e та n_p – електронна та протонна густини, відповідно, [52]. Зауважимо, що з чисельного моделювання ми можемо визначити розподіл густини газу з точністю до постійного фактору a , що залежить від густини на границях інтегрування (9). Таким чином, реальна густина дорівнює $\rho_g^{real} = a \cdot \rho_g^{sim}$ де ρ_g^{sim} – густина газу, що використовувалася в моделюванні $\rho_g^{real} \equiv \rho_g$ у рівнянні (9). Отже, міру емісії EM_{sim} з чисельного моделювання можемо записати як:

$$EM_{sim} = \int n_e n_p dV = 0.64 / m_p^2 \int (\rho_g^{sim})^2 dV. \quad (10)$$

Використовуючи це рівняння, ми можемо сконструювати також величину $norm_{sim}$:

$$norm_{sim} = 0.64 / m_p^2 \int (\rho_g^{sim})^2 dV \cdot 10^{-14} / \left[4\pi (D_A (1+z))^2 \right], \quad (11)$$

де D_A – відстань за кутовим діаметром до джерела в см та EM в см^{-3} . Постійна Габбла дорівнює 75 км/с/Мпк .

Зі спостережних даних ми визначили параметр $norm_{MEKAL}$, апроксимуючи спектр в межах $2 - 8 \text{ кеВ}$ моделлю $MEKAL$. Тому $norm_{MEKAL}$ можна виразити як:

$$norm_{MEKAL} = 0.64 / m_p^2 \int (\rho_g^{real})^2 dV \cdot 10^{-14} / \left[4\pi(D_A(1+z))^2 \right], \tag{12}$$

Порівняння між (11) та (12) дозволяє визначити величину фактору нормування a :

$$a = \sqrt{\frac{norm_{MEKAL}}{norm_{sim}}}. \tag{13}$$

Таким чином, ми отримали розподіл густини гарячого газу $\rho_g^{real} = a \cdot \rho_g^{sim}$ та міру емісії EM_{real} , ставлячи ρ_g^{real} замість ρ_g^{sim} у виразі (10). Застосування наших моделювань до спостережних даних описано в розділі 3.2 більш детально.

Поправка за функцію розсіювання точки (PSF). Для калібрування модельованого профілю поверхневої яскравості зі спостережуваними даними, ми використовували порівняно мале число бінів з шириною між $5''$ до $20''$. Тому було необхідно прийняти до уваги інструментальну PSF детекторів XMM-Newton.

Отже ми згладили наші модельовані дані, зробивши конволюцію відповідного профілю поверхневої яскравості з PSF . Ми прийняли форму профілю Кінга моделі PSF з параметрами $r_c(E, \Theta)$ та $\beta(E, \Theta)$ з [23]:

$$PSF(r) = \frac{A}{\left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^\beta}, \tag{14}$$

де r – відстань між центром джерела до точки, в якій PSF є обчисленою, E – енергія фотонів, Θ – кутова відстань до центра поля зору, r_c – радіус ядра PSF , β – параметр форми PSF , A – нормуючий коефіцієнт. Значення параметрів r_c та β для трьох камер XMM-Newton трохи відрізняються. Отже ми прийняли наступні статистичні ваги: 0.25 для $MOS1$, 0.25 для $MOS2$ та 0.5 для pn [9].

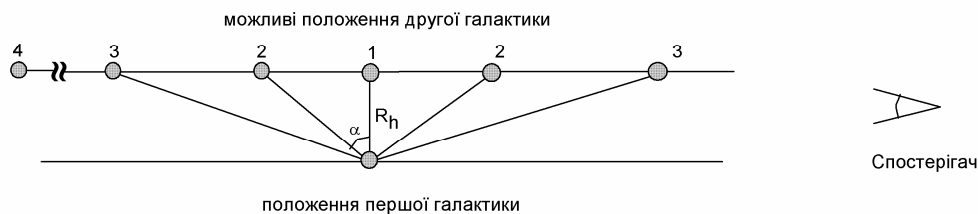


Рис. 1. Можливі відносні положення галактик у парі по відношенню до віддаленого спостерігача. Перша позиція відповідає випадку, коли дві галактики розташовані на однаковій відстані від спостерігача. Положення 2,3 відповідають проміжним випадкам. Положення 4 формально відповідає нескінченній відстані між двома галактиками, формуючи, таким чином, оптичну пару. R_h – проекційна відстань між галактиками.

Типові профілі пар галактик. Як правило, фізичні властивості компонентів пари, їхнє взаємне розташування та можливий внесок темної матерії дуже суттєво впливають на розподіл гарячого газу та форму спільного гало пари в рентгені. Ми можемо виміряти проекційну відстань між галактиками з порівняно високою точністю, в той же час радіальна відстань компонентів є досить невизначеною внаслідок сильних пекулярних рухів усередині груп та скупчень галактик. Тому ми розглянули можливі відносні положення галактик у парі по відношенню до спостерігача згідно Рис. 1. На цьому рисунку α показує кут відхилення між лінією, що з'єднує центри галактик, та її проекцією на площину неба (положення "1" для другої галактики).

Ми запустили серію чисельних моделювань з різними вхідними параметрами для отримання найбільш ймовірних конфігурацій пар галактик. Результуючі профілі поверхневої яскравості представлено на Рис. 2а та 2б. Для наглядності ми розглянули пари, що містять дві однакові еліптичні галактики. G1 та G2 відповідають центрам першої та другої галактик, відповідно. Початковий незбурений профіль гарячого газу, що асоціюється з індивідуальними галактиками, позначений лініями на Рис. 2а. Ми задали типову густину темної матерії для кожної галактики $\rho_0 = 2.093 \cdot 10^{19} \text{ кг м}^{-3}$ та $r_s = 3 \text{ кпк}$, що відповідає повній масі $M = 10^{12} M_\odot$ до радіуса 15 кпк від галактичного центру. Для зоряної компоненти кожної галактики ми задали масштабну довжину $a = 5 \text{ кпк}$ та масу $M = 10^{11} M_\odot$. Проекційна відстань між центрами галактик становить 15 кпк .

Використовуючи нашу модель, ми розглянули такі варіанти пар галактик:

1. **Оптична пара.** Компоненти, що формують таку пару, можуть відноситися до одного скупчення, однак вони можуть бути розташованими відносно далеко один від одного. Ця пара здається фізичною тільки завдяки близькому розташуванню галактик у проекції на небо. Така суперпозиція галактик відповідає формально куту 90° на Рис. 1 (по-

зіця 4). Компоненти цієї пари можуть бути задіяними в обертанні навколо їхнього спільного центру мас, але ніякої фізичної взаємодії між компонентами немає. Таким чином, проекція на площину неба їхнього спільного рентгенівського гало є простою сумою гало двох галактик пари. Оскільки гарячий газ у галактиках ранніх типів відповідає оптично тонкій плазмі в рентгені, спостережуваний профіль поверхневої яскравості такої пари також є суперпозицією індивідуальних профілів поверхневої яскравості двох галактик. Такий приклад профілю оптичної пари показано на Рис. 2а (чорна пунктирна лінія). Випадок оптичної пари характеризується найглибшим "сідлом" між двома галактиками у порівнянні з іншими випадками пар.

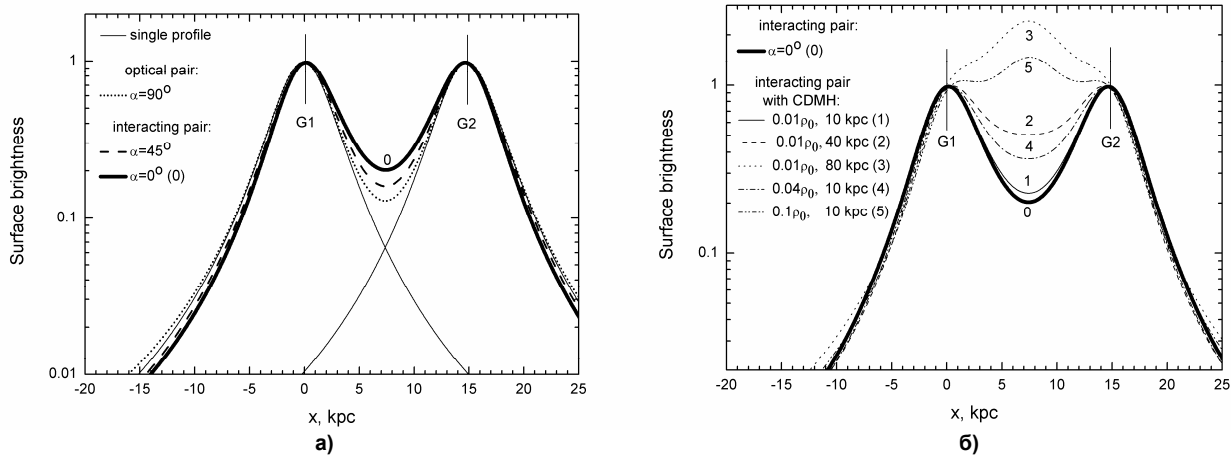


Рис. 2. Модель профілю поверхневої яскравості оптичної та взаємодіючої пар.

На Рис. а) різними кривими позначено профілі одиночних галактик – оптичної пари з $\alpha=90^\circ$ та взаємодіючої пари з $\alpha=0^\circ$ та 45° .

Рис. б) представляє випадок взаємодіючої пари з загальним гало темної матерії (CDMH) з $\alpha=0^\circ$ та різними типовими значеннями густин та радіусів ядра темної матерії: (1) $0.01\rho_0, 10$ кпк; (2) $0.01\rho_0, 40$ кпк; (3) $0.01\rho_0, 80$ кпк; (4) $0.04\rho_0, 10$ кпк; (5) $0.1\rho_0, 10$ кпк. G1 та G2 відповідають центрам першої та другої галактик, відповідно.

Профіль поверхневої яскравості нормалізований до значень у центрах галактик

2. **Взаємодіюча пара.** У другому випадку ми розглянули подвійні галактики, що розташовані відносно близько у просторі під кутом $\alpha < 90$ градусів (Рис. 1). У такій конфігурації газ пари знаходиться під впливом обох галактик. Ми припускаємо виконання умови гідростатичної рівноваги у парі (див. попередні параграфи). Природно, що "сідло" між галактиками вже не таке глибоке, як у випадку оптичної пари (Рис. 2а). Очікувано, що зовнішні "крила" (області $x < 0$ кпк та $x > 15$ кпк для G1 та G2 галактик на Рис. 2а) профілю взаємодіючої пари завжди лежать під профілем оптичної пари. Між тим, у випадку взаємодіючої пари, газ із зовнішніх регіонів під впливом потенціального поля обох, як близької так і більш віддаленої, галактик гравітує до центру мас пари. Якщо галактики розташовані на одній відстані від спостерігача ($\alpha = 0^\circ$), відносний внесок газу між ними буде більше, ніж у випадку різної відстані галактик від спостерігача ($\alpha = 45^\circ$ та $\alpha = 90^\circ$), див. Рис. 2а. Наприклад, величина поверхневої яскравості між галактиками у випадку взаємодіючої пари з $\alpha = 0^\circ$ є вищою на 55 %, ніж у випадку оптичної пари.

Взаємодіюча пара з загальним гало темної матерії. Останній випадок відповідає попередній взаємодіючій парі, котра містить додаткове гало темної матерії (Рис. 2б). Ми очікуємо, що додаткове гало темної матерії буде присутнє на проміжному масштабі. Цей масштаб повинен лежати між радіусом ядра гало темної матерії індивідуальної галактики та радіусом ядра скупчення галактик (біля 100 кпк), див. Табл. 1. Ми моделювали таке гало, використовуючи модель профілю НФВ з центром в центрі мас пари. Протяжне гало розміром $r_s = 10$ кпк та густиною у 100 разів меншою, ніж густина ρ_0 галактик, має значний вплив на спостережуваний профіль. Присутність такого гало збільшує центральну частину сідла на 15 % у порівнянні з взаємодіючими галактиками при $\alpha = 0^\circ$ (див. різницю між кривими "0" та "1" на Рис. 2б). У випадку збільшення радіуса ядра у вісім разів (крива "3"), двогорбий профіль набуває вигляд одногогорбого. Для порівняння див. інші криві з різними параметрами моделі на Рис. 2б.

Отже ми можемо зробити висновок про те, що використовуючи спостережувані дані рентгенівського випромінювання між двома галактиками ми можемо відрізнити оптичну пару від взаємодіючої. Більш того, ми можемо навіть очікувати викриття присутності загального гало темної матерії у взаємодіючій парі галактик, навіть при досить малому надлишку газу у сідлі між двома галактиками.

Аналіз спостережуваних даних пар галактик. В архіві XMM-Newton ми знайшли спостережувані дані двох пар еліптичних галактик: KPG84 та KPG431. Табл. 2 містить деяку інформацію про ці пари. У перших двох колонках зазначені принципове ім'я та KPG ім'я галактик, в третій колонці – ім'я материнського скупчення. Таким чином, не дивлячись на те, що ці пари галактик задовольняють критерію ізолюваності Караченцева [28], вони розташовані біля центрів відповідних бідних скупчень галактик. В наступних колонках надано червоне зміщення z , різницю швидкостей ΔV та проекційну відстань ($\Delta r'$) між галактиками пари. Номери спостережень XMM-Newton архіву також зазначені у Табл. 2.

Обробка даних. Спочатку ми згенерували файл подій, використовуючи SAS v.7.0.0, опції *emchain* та *epchain*. Для нашого аналізу ми вибрали події з PATTERNs 0–12 для MOS камер та 0 для pn камери. Вираз FLAG=0 було застосовано для того, щоб видалити гарячі пікселі. Для pn було зроблено корекцію подій поза часом (Out-of-time, Oot) згідно стандартної процедури. Протонні спалахи було видалено зі спостережень KPG84 шляхом відкидання інтервалів часу, на яких відхилення складало більше 3σ [54]. Остаточні часи експозицій для кожної камери надано у Табл. 2.

Таблиця 2

Спостережені дані для двох вибраних пар галактик

Ім'я	KPG	Скупчення	z	ΔV , км/с	Δr ,'	ID-спостереження
NGC1128	84A	A400	0.023	447	0.23	0404010101
	84B					
IC1042	431A	MKW8	0.027	227	0.99	0300210701
NGC5718	431B					
Назва	KPG	mos1, кс	mos2, кс	рп, кс	T_1 , кеВ	T_2 , кеВ
NGC1128	84A	29.3	29.3	23.8	1.01±0.02	1.0
	84B					
IC1042	431A	23.4	23.4	23.4	1.50±0.05	1.4
NGC5718	431B					

Рентгенівські спектри було сформовано за допомогою очищеного файлу подій, використовуючи опцію SAS *evselect*. Для апроксимації спектрів було використано області фону з такою самою площею, як і області галактик (пари розташовані близько до центрів полів зору). Ми припускаємо, що рентгенівське гало скупчення займає досить велику площу поля зору. Оскільки ми також приймаємо до уваги і компонент скупчення, то спектр фону було взято з останнього кільця скупчення (Рис. 4). Ми також застосували альтернативну техніку врахування фону, як в роботі [40]. Результати двох підходів узгоджуються у межах похибки 1σ .

Апроксимація спектрів була виконана в діапазоні енергій 0.2–8 кеВ з допомогою XPEC11.3.1, при цьому погані канали ігнорувались. При апроксимації спектру з віднятим фоном ми використали модель теплової плазми *mekal*, додаючи компонент *powerlaw* для врахування внеску дискретних джерел та активних ядер галактик (АЯГ), крім того ми врахували Галактичне поглинання [10]: *wabs*(powerlaw+mekal)*.

На Рис. 3 можна бачити оптичні зображення двох пар галактик з рентгенівськими ізофотами. Галактики пари KPG84 (Рис. 3 а, б та в) мають приблизно однакові світності як в рентгенівському, так і в оптичному діапазонах. Галактики другої пари KPG431 (3 г, д та е) показують зовсім різні світності у рентгені та в оптиці: у той час як світності галактик більш менш рівні у видимому діапазоні, NGC5718 є значно яскравішою за IC1042 в рентгені. Таким чином на згладженому рентгенівському зображенні ізофоти мають продовгувату структуру, що трохи зміщена до NGC5718.

Ми визначали температуру міжгалактичного простору шляхом апроксимації спектрів, залишаючи вільним тільки параметр температури. Ми порівняли температури, отримані двома способами: 1) оцінили T_1 із кругової області навколо кожної пари усереднені R_{25} навколо обох галактик; 2) ми визначили температуру T_2 , як середнє значення температури регіонів вздовж сідла між галактиками (див. Рис. 3 а, г). Як можна бачити з Табл. 2, температури T_1 і T_2 добре узгоджуються. Наші результати також узгоджуються з попередніми оцінками. Температури галактик (пар) систематично нижчі, ніж температури їхніх материнських скупчень. Наприклад, автори [45], [12], [18], [49], [7] знайшли такі значення температури скупчення A400: 2.31 ± 0.14 кеВ, 2.28 ± 0.10 кеВ, 2.12 ± 0.06 кеВ, 2.3 кеВ і 2.31 кеВ, відповідно. Для кожної з двох галактик NGC1128, Хадсон та ін. [18] знайшли, що тепла компонента має температуру менше, ніж 1 кеВ. MKW8 (N56-395) має вищу температуру, ніж попереднє скупчення. Згідно оцінкам [20], [45], [12], [51], [7] її значення складає: 3.11 ± 0.13 кеВ, 3.29 ± 0.23 кеВ, 2.71 ± 0.14 кеВ, 3.0 та 3.29 кеВ, відповідно. Сан та ін. [57] знайшли, що температура NGC5718 дорівнює 0.81 ± 0.07 кеВ.

Застосування моделі. Вздовж прямої, що з'єднує центри галактик у парі, ми вибрали серію прямокутних регіонів, що не перекриваються (Рис. 3 а, г). Для кожного регіону ми моделювали випромінювання гарячої плазми, використовуючи *wabs*(powerlaw+mekal)* модель в XSPEC. Границями пари ми вважали області, в яких шум приблизно дорівнює сигналу із гало. Попередньо ми визначили температуру пари як цілого (див. Табл. 2) та зафіксували її як постійний параметр моделі: 1 кеВ для KPG84 та 1.4 кеВ для KPG431. Розмір кожного біну (від 5" до 20") обирався як компромісне значення між шириною біну та статистичною похибкою у визначенні параметру $norm_{MEKAL}$.

На Рис. 3 а та г можна побачити обрані регіони для пар (прямокутники) та областей скупчення (кільця). Як було попередньо зазначено, для моделювання профілю поверхневої яскравості ми взяли до уваги потенціал скупчення та зорю компоненту для галактик, див. детальніше у п. 3.1. Згідно нашої моделі центр скупчення A400 розташований строго між двома галактиками, а центр скупчення MKW8 розташований біля центру NGC5718 згідно [6, 31].

Для апроксимації профілю поверхневої яскравості (згідно розділу 2) для кожної пари ми зробили серію чисельних моделювань, що відповідають трьом різним випадкам: галактики розташовано на однаковій відстані від спостерігача ($\alpha=0^\circ$), проміжний випадок з $\alpha=45^\circ$ та випадок оптичної пари $\alpha \rightarrow 90^\circ$ (позиції згідно Рис. 1). У якості вільних параметрів ми взяли характерну густину темної матерії першої галактики $\rho_0(1)$ та другої галактики $\rho_0(2)$ та радіуси ядер їхніх гало темної матерії, відповідно. Використовуючи підхід Монте-Карло, ми задали випадковим чином чотири вхідних параметри $\rho_0(1)$, $\rho_0(2)$ та $r_s(1)$ $r_s(2)$ у розумних межах. У результаті змодельовані профілі було апроксимовано до спостережних даних використовуючи тільки "крила", тобто виключаючи область "сідла" між галактиками (інтервал між компонентами пари). Такий підхід був обумовлений тим, що форма "крил" профілю слабкіше залежить від відносного розташування галактик у парі по відношенню до спостерігача (Рис. 1) та від існування гало темної матерії (Рис. 2б). Наприклад, для пари KPG431 ми використовували тільки ліву ($x < 0$ кпк) та праву частину ($x > 33$ кпк) профілю пари, тут відстань між галактиками в рентгені складає 33 кпк (Рис. 5). Використовуючи χ^2 - тест, серед набору змодельованих профілів ми обрали тільки профілі з рівнем достовірності 90 %.

Таким чином, за допомогою тільки "крил" спостережуваного профілю ми реконструювали профіль поверхневої яскравості цілої системи. Отже ми можемо порівняти спостережувані дані у "сідлі" з модельованим профілем та в результаті визначити тип пари (оптична або взаємодіюча) та зробити висновок про присутність додаткового гало темної матерії.

Обговорення результатів. На Рис. 4 та 5 ми зобразили границі 90 % довірчих інтервалів модельованих профілів для різних конфігурацій пар, що суміщені зі спостережними профілями. Ці графіки дозволяють нам прямо порівняти спостережувані дані з результатами моделювання. Оскільки ми апроксимували профіль поверхневої яскравості використовуючи тільки "крила" пари, не є дивним, що наші моделі дуже незначно відхиляються від спостережувано-

го профілю у зовнішніх частинах, але між галактиками профілі візуально відрізняються. Це дає нам змогу визначити найбільш ймовірні конфігурації пар: оптична ($\alpha = 90^\circ$), взаємодіюча ($\alpha < 90^\circ$) та взаємодіюча з загальним гало темної матерії. В останньому випадку, надлишок спостережуваної міри емісії у "сідлі" над модельованим профілем при $\alpha = 0^\circ$ повинен спостерігатися (згідно моделюванням на Рис. 2б).

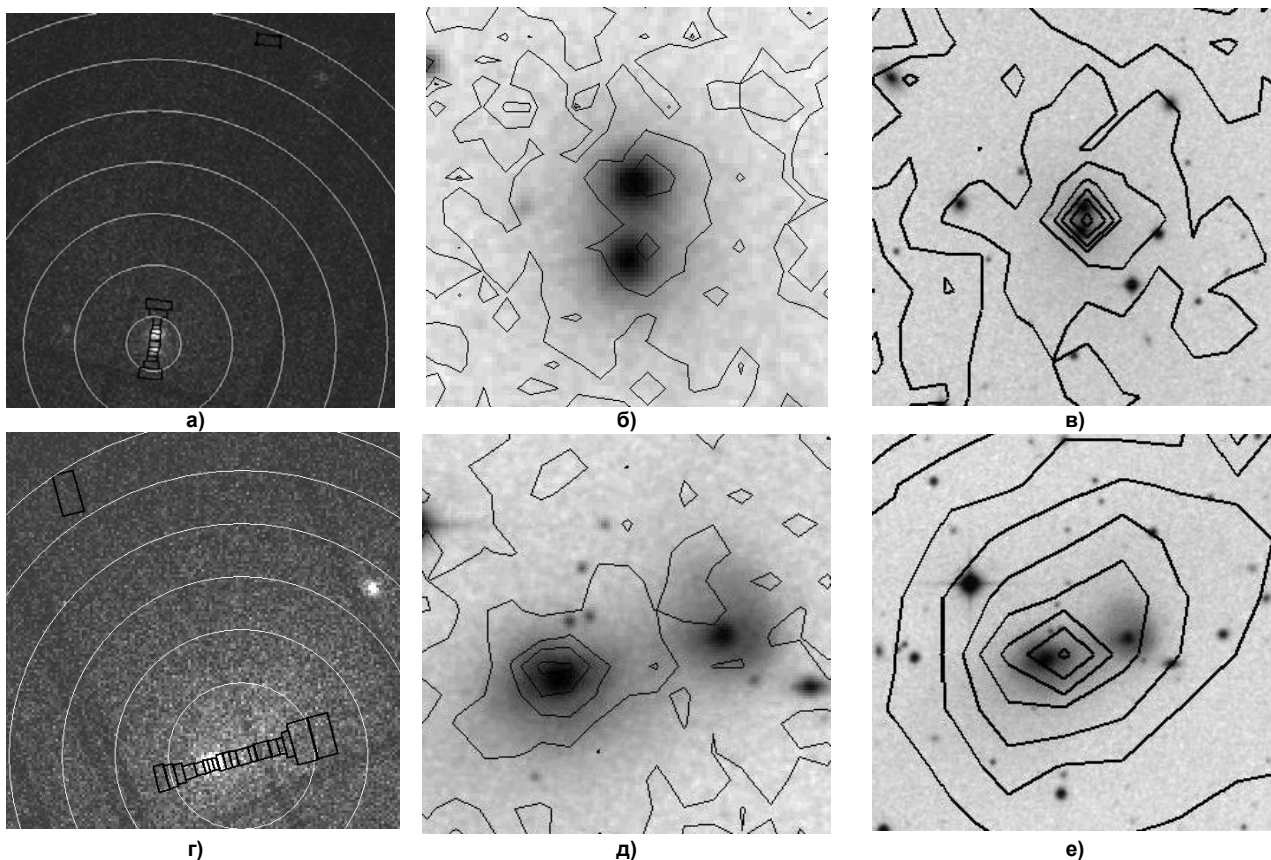


Рис. 3. Рентгенівські та оптичні зображення двох пар галактик. Суміщена картина *MOS1*, *MOS2* та *pn* відфільтрованих зображень KPG84 (а) та KPG431 (г). Схематично позначені обрані області вздовж лінії, що з'єднує центри пар (чорні прямокутники) та концентричні кола відповідають областям скупчення A400 та MKW8, відповідно. На останньому кільці зображено область, з якої взято спектр фону. Оптичні зображення пар було взято з DSS-red (<http://archive.eso.org/dss/dss>). Контури було зроблено з рентгенівських зображень *MOS*, коректованих за експозицію та з віднятим фоном, які було підготовлено використовуючи ESAS програмне забезпечення [48]: 1.5'x1.5' б) та 5'x5' в) рисунки KPG84, де KPG84A є нижнім компонентом; 2.5'x2.5' д) та 5'x5' е) рисунки KPG431 (NGC5718 зліва, IC1042 справа). Рисунки б) та д) було зроблено таким чином, що було взято лише мінімальні значення контурних рівнів та згладження, при яких можна бачити галактики пари окремо, а на рисунках в) та е) навпаки, як одне ціле.

KPG84. З Рис. 4 ми бачимо, що форма спостережуваного профілю краще відповідає випадку оптичної пари ($\alpha = 90^\circ$). Спостережуване випромінювання гарячого газу в "сідлі" між галактиками є недостатньо високим, щоб говорити про випадок взаємодіючої пари.

Проекційна відстань між компонентами KPG84 є дуже малою: тільки 6 кпк, що менше, ніж радіус R_{25} . Недивлячись на це, між галактиками спостерігається достатньо великий "провал". Особливістю цієї активної пари 3C75 є відносно висока різниця між швидкостями галактик (447 км/с), що ставить під сумнів фізичний зв'язок між галактиками. Багато авторів вивчало цю "dumb-bell" галактику та її материнське скупчення A400 у різних хвилях. У літературі ми знайшли аргументи як на користь фізичного зв'язку між компонентами пари, так і проти (див. огляд у [18]).

Тим не менш хотілося б зазначити, що автори [5] навели аргументи на користь існування двох окремих підскупчень, що разом утворюють A400. Ці підскупчення наближаються одне до одного і знаходяться у стані злиття. Таким чином автори вважають, що "dumb-bell" галактика NGC1128 (KPG84) є залишком головних галактик тих підскупчень. Автори [3] також зазначили, що велика різниця швидкостей унеможливіє круговий орбітальний рух компонент один навколо одного. На основі кінематичних даних ці автори роблять висновок про те, що NGC1128 є результатом злиття двох скупчень галактик, кожне з яких містило активну в радіодіапазоні еліптичну галактику у центрі. При такому злитті обидві домінуючі галактики втрачають поступово свою орбітальну енергію завдяки динамічному тертю всередині своїх скупчень і, таким чином, опиняються у центрі новоутвореного скупчення. В роботі [3] відмічено, що галактики пари зараз ймовірно незв'язані, але в кінці кінців вони зіплюються. Протилежний результат було отримано в [18] на основі спостережень супутника Чандри: A400 є скупченням, що утворилося у наслідок злиття двох підскупчень, а пара NGC1128 є фізично зв'язаною. Автори знайшли, що центр скупчення, де розташована пара активних галактик 3C75, рухається через міжкластерний простір зі швидкістю 1200 км/с.

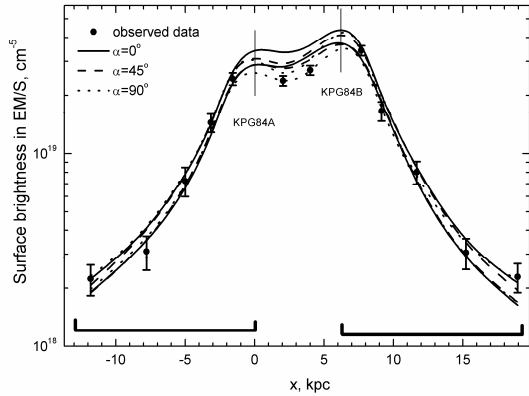


Рис. 4. KPG84 (А і Б).

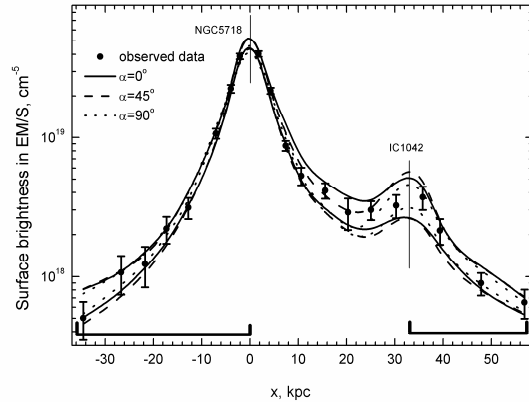


Рис. 5. KPG431 (IC1042 і NGC5718).

Профілі поверхневої яскравості, що обчислені за мірою емісії на одиницю площі для пар галактик - чорні круги, похибки відповідають інтервалу $\pm 1\sigma$. Різні криві модельованих профілів відповідають довірчому інтервалу на рівні 90 % для позиційних кутів пар $\alpha = 0^\circ$ (суцільна лінія), $\alpha = 45^\circ$ (штрихова лінія) та $\alpha = 90^\circ$ (пунктир). Двома товстими горизонтальними лініями позначено "крила" – інтервали, які було вибрано для апроксимації даних.

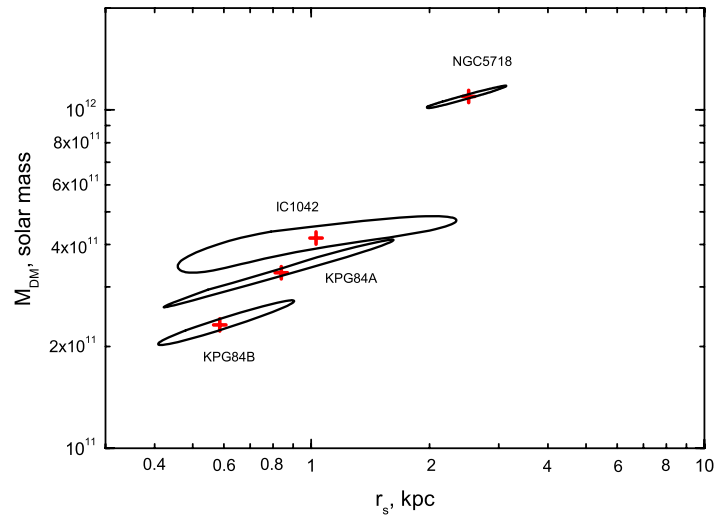


Рис. 6. Залежність між радіусом ядра гало темної матерії r_s та масою темної матерії M_{DM} для кожної з галактик усередині їхнього радіуса R_{25} . Продовгуваті контури представляють рівень достовірності 90 %. Хрестики відповідають найбільш ймовірним значенням величин (див. Табл. 3).

Наші висновки не є у протиріччі з результатами [18]. Наша модель оптичної пари не виключає, наприклад, можливість Кепліврського руху подвійної системи. Згідно початковим припущенням, ми можемо тільки зробити висновок про відсутність в цій парі додаткового загального гало темної матерії, що може стосуватися загального потенціалу пари. Більш того, випромінювання гарячого газу у "сідлі" не є достатньо високим, щоб розглядати цю пару як взаємодіючу систему, компоненти якої обмінюються матерією. З іншого боку, брак газу у цій парі може бути пояснений завдяки лобовому тиску, що зумовлений рухом пари через міжкластерний простір та наявністю АЯГ (див. більше в п. 4.3).

KPG431. Неподібно до попередньої пари, профіль KPG431 підходить до моделі взаємодіючої пари з $\alpha = 0^\circ$, див. Рис. 5. Треба відмітити, що проекційна відстань між двома компонентами пари KPG431 є більшою, ніж для KPG84 (33 кпк і 6 кпк, відповідно), такий розмір є порівняним з розмірами галактик у межах R_{25} . Різниця швидкостей галактик пари складає 227 км/с. З нашого аналізу ми не в змозі підтвердити ніякого додаткового компоненту темного гало в цій парі. Однак, ми не можемо виключити наявності дуже слабкого загального гало з майже незначним внеском внаслідок впливу загального потенційного поля пари. Ця пара галактик розташована у центрі бідного скупчення MKW8 [35] (або групи N 56–395 [22]). Галактики KPG431 не показують дуже значних ознак активності, як галактики попередньої пари, хоча автори [4] знайшли слабе радіоджерело біля центру галактики NGC5718. Не дивлячись на майже однакові оптичні світності NGC5718 та IC1042, рентгенівський центр MKW8 беззаперечно асоціюється з яскравішою галактикою NGC5718 (див. Рис. 3е та роботу [7]). Автори [6, 31] також визначили центр скупчення біля NGC5718 на основі кінематичних даних про рух галактик у скупченні.

Маса та світність. Для оцінки маси темної матерії M_{DM} за рентгенівськими даними, ми побудували область допустимих значень з рівнем достовірності 90 % на діаграмі $M_{DM} - r_s$ для кожної галактики (див. Рис. 6). M_{DM} – це маса темної матерії в сонячних одиницях, що обчислена з рівняння (2) у межах радіуса R_{25} , який відповідає ізофоті $25^m/\text{arcsec}^2$ у В-смузі згідно LEDA та NED. r_s – це радіус ядра гало темної матерії з рівняння (1). Ми бачимо, що NGC5718 має найбільшу масу та радіус ядра темної матерії серед чотирьох галактик, що розглядалися. Це не випадково, оскільки ця галактика розташована у центрі скупчення та є аттрактором гарячого газу скупчення. Ми

припускаємо, що завдяки цьому факту, точність наших оцінок повної маси та радіуса ядра гало темної матерії другої галактики пари є набагато меншою, тобто IC1042 екранується більш масивною галактикою NGC5718, а також IC1042 має бідніші спостережувані дані.

Ми оцінили також відношення маси до світності для кожної з галактик пари. Табл. 3 містить такі колонки: радіус галактики R_{25} , що відповідає ізотропному рівню 25^m з кв. сек., кпк; R_{25}/R_e , де R_e – ефективний радіус згідно [33]; логарифм рентгенівської світності, L_X у ерг/с; логарифм відношення рентгенівської світності до оптичної, L_B у сонячних одиницях (L_\odot); логарифм маси темної матерії, визначеної з рентгенівських даних у сонячних одиницях (M_\odot); радіус ядра гало темної матерії r_s , кпк; повне відношення маси до світності M_{tot}/L_B ; відношення суми мас до суми світностей галактик пари у M_\odot/L_\odot ; логарифм зоряної маси, M_{25} у сонячних одиницях, маса обчислена за даними у K-смузі з 2MASS [26]; та відношення віріальної маси до світності у M_\odot/L_\odot . Повна маса була обчислена як $M_{tot} = M_{DM} + M_{25}$.

З Табл. 3 бачимо, що відношення повної маси до світності M_{tot}/L_B для галактик пари KPG431 у більш ніж 6 разів перевищує відповідні величини для галактик KPG84.

На основі дослідження відношення маса-світність вибірки еліптичних галактик Фуказава та ін. [13] зробили висновок про те, що яскраві в рентгені галактики мають більші відношення маси до світності в їхніх зовнішніх частинах, завдяки додатковому газу з навколишнього середовища. Автори [39], дослідивши декілька ізольованих галактик, пропонують пояснювати менші значення маса-світність для цих слабких у рентгені галактик завдяки існуванню галактичних вітрів у цих галактиках.

Наші значення M_{tot}/L_B узгоджуються з результатами [13, 38, 39] у межах відповідних радіусів (Табл. 3). Галактики пари KPG84 показують найменші величини M_{tot}/L_B , що відповідають нижній межі діапазону величин, зазначених у вищезгаданих роботах ($M_{tot}/L_B = 3-10 M_\odot/L_\odot$ при $R < R_e$). Таким чином, не дивлячись на те, що ці галактики розташовані у центрі скупчення A400, їхні значення відношення маса-світність відносно малі. Можливо має місце сценарій, описаний у [39]. Хоча оптичні та рентгенівські ізофоти KPG84 здаються незбуреними на Рис. 3, ця пара є "dumb-bell" галактикою з подвійним радіоджетом [18].

Таблиця 3

Маси та світності галактик двох вибраних пар

KPG	R_{25}	R_{25}/R_e	$\log L_X$	$\log(L_X / L_B)$	$\log M_{DM} \pm \sigma$
KPG84A	10	1.7	41.21	30.30	$11.52^{+0.10}_{-0.10}$
KPG84B	8	2.4	41.38	30.42	$11.36^{+0.07}_{-0.06}$
KPG431A	17	3.4	41.56	30.75	$11.62^{+0.07}_{-0.10}$
KPG431B	24	4.8	41.93	31.53	$12.04^{+0.04}_{-0.03}$
KPG	$r_s \pm \sigma$	$M_{tot}/L_B \pm \sigma$	$\sum M_{tot} / \sum L_B$	$\log(M_{25})$	$M_{vir} / \sum L_B$
KPG84A	$0.84^{+0.77}_{-0.42}$	$4.4^{+1.0}_{-0.9}$	$3.7^{+0.7}_{-0.6}$	10.44	8
KPG84B	$0.59^{+0.31}_{-0.18}$	$3.1^{+0.4}_{-0.3}$		10.71	
KPG431A	$1.04^{+1.29}_{-0.58}$	$18.3^{+3.0}_{-3.3}$	$22.4^{+2.5}_{-2.2}$	10.63	24
KPG431B	$2.51^{+0.62}_{-0.53}$	$24.6^{+2.5}_{-1.4}$		10.44	

Величини $\sum M_{tot} / \sum L_B$, що обчислені як сума індивідуальних мас галактик є меншими, ніж відношення віріальної маси до суми світностей $M_{vir} / \sum L_B$ (Табл. 3). Повна маса і віріальні маси пар складають $\sum M_{tot} = 6.40 \cdot 10^{11}$ та $1.59 \cdot 10^{12} M_\odot$, $M_{vir} = 1.4 \cdot 10^{12}$ та $1.74 \cdot 10^{12} M_\odot$ для KPG84 та KPG431, відповідно. Розглянуті пари мають більші віріальні маси, ніж медіанні значення орбітальних мас, визначених у [29] для пар галактик Місцевого надскупчення ($1.5 \cdot 10^{11} M_\odot$) та ізольованих пар з роботи [11] ($1.0 \cdot 10^{11} M_\odot$).

Рентгенівські світності та $\log(L_X / L_B)$ для галактик також представлено у Табл. 3. Автори [14] показали, що відношення L_X / L_B для еліптичних галактик залежить від оточення галактик. Автори [14] поділили галактики, що вивчалися, на два класи: центральні галактики у групах/скупченнях та інші (нецентральні галактики груп і скупчень та ізольовані галактики). Центральні галактики показують вищі значення L_X / L_B при такій самій оптичній світності. Границя між цими двома класами галактик лежить біля $\log(L_X / L_B) \sim 30.5$ ерг/с/ L_\odot , див. Рис. 6 в [14].

Ми порівняли відношення L_X / L_B наших галактик з Рис. 6 у [14] та знайшли, що галактики в парі KPG84 та IC1042 знаходяться чітко між двома класами еліптичних галактик, а NGC5718 має значно вище значення рентгенівської світності, що дозволяє класифікувати її як центральну cD галактику (Табл. 3).

Висновки. В роботі було проведено обробку архівних даних спостережень XMM-Newton двох пар галактик різних типів KPG84 (NGC1128) та KPG431 (IC1041/NGC5718), що розташовані біля центрів відповідних бідних скупчень галактик A400 та MKW8. Застосовуючи чисельне моделювання профілю поверхневої яскравості в рентгені, ми вивчили внесок темної матерії та її розподіл у цих подвійних галактиках. Спочатку, на основі чисельних моделювань ми показали, що із розподілу випромінювання гарячого газу між галактиками ми можемо класифікувати пару як оптичну (мається на увазі, що немає жодної взаємодії) та взаємодіючу пару. Наше моделювання передбачає можли-

вість виявлення присутності загального гало темної матерії у взаємодіючій парі навіть при невеликому надлишку поверхневої яскравості, що спричинено існуванням додаткового гало на проміжному масштабі. Цей масштаб повинен відповідати проміжному значенню між радіусом ядра гало темної матерії галактик (0.4–2 кпк) та радіусом ядра бідних скупчень галактик (біля 100 кпк), Рис. 2.

Різні критерії було запроваджено різними авторами для класифікації типів пар. Наприклад, Соарес [50] на основі моделювання зробив висновок про те, що тільки видимі ознаки взаємодії можуть бути беззаперечними доказами фізичної зв'язаності подвійної системи. У нашій роботі ми показали, що форма профілю поверхневої яскравості в рентгені може також бути доказом фізичної зв'язаності/незв'язаності пари галактик.

Ми зробили апроксимацію спостережуваного профілю поверхневої яскравості кожної пари результатами моделювання, приймаючи до уваги зоряний компонент кожної галактики та вплив відповідного потенціалу скупчення. Ми показали, що НФВ модель розподілу темної матерії достатньо добре описує спостережувані дані. З порівняння результатів нашого моделювання зі спостережуваними профілями поверхневої яскравості, а також з відношення масовитності та відношення рентгенівської світності до оптичної, ми зробили висновок про відсутність доказів на користь існування загального темного гало в цих парах галактик. Форма профілю KPG431 та величини M_{tot}/L_B знаходяться в узгодженні з моделлю взаємодії галактик у парі. Очевидно, що більш масивна cD галактика NGC5718 є "потенціальною ямою" у скупченні, тому зовнішній газ гравітує до цієї велетенської галактики, а не розподіляється рівномірно між двома галактиками пари. На відміну від взаємодіючої KPG431, модель взаємодії не працює у випадку пари KPG84. Таким чином, ми отримали свідчення, що пара галактик KPG84 є оптичною.

Ми оцінили повне відношення маси до світності M_{tot}/L_B усередині стандартного радіуса галактики R_{25} для KPG84A, KPG84B, IC1042 та NGC5718: $4.4_{-0.9}^{+1.0}$, $3.1_{-0.3}^{+0.4}$, $18.3_{-3.3}^{+3.0}$ та $24.6_{-1.4}^{+2.5} M_{\odot} / L_{\odot}$. Величини радіуса ядра темної матерії дорівнюють: $0.84_{-0.42}^{+0.77}$, $0.59_{-0.18}^{+0.31}$, $1.04_{-0.58}^{+1.29}$ та $2.51_{-0.53}^{+0.62}$ кпк. Відношення рентгенівської світності до оптичної (як і M_{tot}/L_B) для NGC5718 має найбільше значення серед галактик нашої вибірки $\log(L_X / L_B) = 31.53 \text{ erg/c} / L_{\odot}$, що дозволяє розглядати її як cD галактику згідно класифікації Гельсона та ін. [14]. Інші галактики нашої вибірки за тією ж класифікацією знаходяться на межі, що відокремлює галактики поля від домінуючих галактик у скупченнях. Ми також визначили температури пар галактик KPG84 та KPG431, що дорівнюють 1 та 1.4 кеВ, відповідно.

Вважаємо, що наш метод моделювання профілю поверхневої яскравості може бути успішно застосований до аналізу ізольованих пар або груп, коли такі спостереження стануть доступними.

Робота частково підтримана цільовою комплексною програмою НАН України "Космомікрофізика".

1. *AbdelSalam H. M., Saha P., Williams L. L. R.* Non-parametric reconstruction of cluster mass distribution from strong lensing - Modelling Abell 370 // MNRAS. – 1998. – Vol. 294. – P. 734–746. 2. *Ascasibar Y., Yepes G., Mueller V., Gottloeber S.* The radial structure of galaxy groups and clusters // MNRAS. – Vol. 346. – P. 731–745. 3. *Balcells M., Morganti R., Oosterloo T.* et al. Kinematic profiles of dumbbell galaxies with twisted radio jets // A&A. – 1995. – Vol. 302. – P. 665–679. 4. *Batuski D. J., Hanisch R. J., Burns J. O.* VLA observations of radio sources in interacting galaxy pairs in poor clusters // AJ. – 1992. – Vol. 103. – P. 1077–1083. 5. *Beers T. C., Gebhardt K., Huchra J. P.* et al. A spatial, kinematical, and dynamical analysis of Abell 400 // ApJ. – 1992. – Vol. 400. – P. 410–429. 6. *Beers T. C., Kriessler J. R., Bird C. M., Huchra J. P.* Kinematics and dynamics of the MKW/AWM poor clusters // AJ. – 1995. – Vol. 109. – P. 874–919. 7. *Cavagnolo K. W., Donahue M., Voit G. M., Sun M.* Intracluster Medium Entropy Profiles for a Chandra Archival Sample of Galaxy Clusters // ApJS. – 2009. – Vol. 182. – P. 12–32. 8. *Chernin A. D., V. P. Dolgachev, Domozhilova L. M.* Wide triplets of galaxies: collapse on spatial scales of $\sim 1 \text{ Mpc}$ // MNRAS. – 2000. – Vol. 319. – P. 851–859. 9. *Croston J. H., Arnaud M., Pointecouteau E., Pratt G. W.* An improved deprojection and PSF-deconvolution technique for galaxy-cluster X-ray surface-brightness profiles // A&A. – 2006. Vol. 459. – P. 1007–1019. 10. *Dickey J. M., Lockman F. J.* H I in the Galaxy // Annual review of astronomy and astrophysics. Palo Alto, CA, Annual Reviews, Inc. – 1990. – Vol. 28. P. 215–261. 11. *Elyiv A. A., Meinyk O. V., Vavilova I. B.* High-order 3D Voronoi tessellation for identifying isolated galaxies, pairs and triplets // MNRAS. – 2009. – Vol. 394. – P. 1409–1418. 12. *Fukazawa Y., Makishima K., Ohashi T.* ASCA Compilation of X-Ray Properties of Hot Gas in Elliptical Galaxies and Galaxy Clusters: Two Breaks in the Temperature Dependences // Publ. Astron. Soc. Japan. – 2004. – Vol. 56. – P. 965–1009. 13. *Fukazawa Y., Botoya-Nonesha J. G., Pu J., Ohto A., Kawano N.* Scaling Mass Profiles around Elliptical Galaxies Observed with Chandra and XMM-Newton // AJ. – 2006. – Vol. 636. – P. 698–711. 14. *Heisdon S. F., Ponman T. J., O'Sullivan E., Forbes D. A.* X-ray luminosities of galaxies in groups // MNRAS. – 2001. – Vol. 325. P. 693–706. 15. *Henriksen M., Cousineau S.* An X-Ray Survey of Galaxies in Pairs // AJ. – 1999. – Vol. 511. – P. 595–611. 16. *Hernquist L.* An analytical model for spherical galaxies and bulges // ApJ. – 1990. Vol. 356. – P. 359–364. 17. *Hickson P.* Systematic properties of compact groups of galaxies // AJ. – 1982. – Vol. 255. – P. 382–391. 18. *Hudson D. S., Reiprich T. H., Clarke T. E., Sarazin C. L.* X-ray detection of the proto supermassive binary black hole at the centre of Abell 400 // A&A. – 2006. – Vol. 453. – P. 433–446. 19. *Humphrey P. J., Buote D. A., Gastaldello F.* et al. A Chandra View of Dark Matter in Early-Type Galaxies // AJ. – 2006. – Vol. 646. – P. 899–918. 20. *Hwang U., Mushotzky R. F., Burns J. F.* et al. Mass and Metallicity of Five X-Ray-bright Galaxy Groups // ApJ. – 1999. – Vol. 516. – P. 604–618. 21. *Gastaldello F., Buote D. A., Humphrey P. J.* et al. Probing the Dark Matter and Gas Fraction in Relaxed Galaxy Groups with X-Ray Observations from Chandra and XMM-Newton // AJ. – 2007. – Vol. 669. P. 158–183. 22. *Girardi M., Manzato P., Mezzetti M.* et al. Observational Mass-to-Light Ratio of Galaxy Systems from Poor Groups to Rich Clusters // ApJ. – 2002. – Vol. 569. – P. 720–741. 23. *Ghizzardi S.* Calibration of the PSF. – 2002. 24. *Grutzbauch R., Trinchieri G., Rampazzo R.* et al. Small-Scale Systems of Galaxies. III. X-Ray-detected Elliptical+Spiral Galaxy Pairs in Low-Density Environments // AJ. – 2007. – Vol. 133. – P. 220–254. 25. *Grutzbauch R., Zeilinger W. W., Rampazzo R.* et al. Small-scale systems of galaxies. IV. Searching for the faint galaxy population associated with X-ray detected isolated E+S pairs // A&A. – 2009. – Vol. 502. – P. 473–498. 26. *Jarrett T. N., Chester T., Cutri R.* et al. 2MASS Extended Source Catalog: Overview and Algorithms // AJ. – 2000. – Vol. 119. P. 2498–2531. 27. *Jeltema T. E., Breanna B., Mulchaey J. S.* The Hot Gas Halos of Galaxies in Groups // AJ. – 2008. – Vol. 679. – P. 1162–1172. 28. *Karachentsev I. D.* Double galaxies. – M., Nauka. – 1987. 29. *Karachentsev I. D., Makarov D. I.* Binary galaxies in the local supercluster and its neighborhood // Astrophys. Bull. – 2008. Vol. 63. P. 299–345. 30. *Komossa S., Greiner J.* Discovery of a giant and luminous X-ray outburst from the optically inactive galaxy pair RX J1242.6–1119 // A&A. – 1999. – Vol. 349. – L45–L49. 31. *Koranyi D. M., Geller M. J.* Kinematics of AWM and MKW Poor Clusters // AJ. – 2002. – Vol. 123. – P. 100–124. 32. *Kraft R. P., Jones C., Nulsen P. E. J., Hardcastle M. J.* The Complex X-Ray Morphology of NGC 7618: A Major Group-Group Merger in the Local Universe? // AJ. – 2006. – Vol. 640. – P. 762–767. 33. *Lauer T. L.* The morphology of multiple-nucleus brightest cluster galaxies // ApJ. – 1988. – Vol. 325. – P. 49–73. 34. *Mathews W., Brighenti F.* Hot Gas in and around Elliptical Galaxies // Ann. Rev. A&A. – 2003. – Vol. 41. P. 191–239. 35. *Morgan W. W., Kayser S. E., White R. A.* cD Galaxies in Poor Clusters // Bull. of the American Astron. Soc. – 1975. – Vol. 7. – P. 254. 36. *Mulchaey J. S., Davis D. S., Mushotzky R. F., Burstein D.* An X-Ray Atlas of Groups of Galaxies // ApJ Suppl. Ser. – 2003. – Vol. 145. – P. 39–64. 37. *Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M.* The Structure of Cold Dark Matter Halos // ApJ. – 1996. – Vol. 462. – P. 563–575. 38. *O'Sullivan E., Ponman T. J.* XMM-Newton and Chandra observations of three X-ray-faint early-type galaxies // MNRAS. – 2004. – Vol. 349. – P. 535–546. 39. *O'Sullivan E., Sanderson A. J. R., Ponman T. J.* The dark haloes of early-type galaxies in low-density environments: XMM-Newton and Chandra observations of NGC 57, 7796 and IC 1531 // MNRAS. – 2007a. – Vol. 380. P. 1409–1421. 40. *O'Sullivan E., Vrtilik J. M., Harris D. E., Ponman T. J.* On the Anomalous Temperature Distribution of the Intergalactic Medium in the NGC 3411 Group of Galaxies // ApJ. – 2007b. – Vol. 658. – P. 299–313. 41. *Persic M., Salucci P., Stel F.* The universal rotation curve of spiral galaxies - I. The dark matter connection // MNRAS. – 1996. – Vol. 281. – P. 27–47. 42. *Pointecouteau E., Arnaud M., Pratt G. W.* The structural and scaling properties of nearby galaxy clusters. I. The universal mass profile // A&A. – 2005. – Vol. 435. P. 1–7. 43. *Pratt G. W., Arnaud M.* The mass profile of A1413 observed with XMM-Newton: Implications for the M-T relation // A&A. – 2002. – Vol. 394. – P. 375–393. 44. *Read A. M., Filipovic M. D., Pietsch W., Jones P. A.* Radio jets and diffuse X-ray emission around the peculiar galaxy pair ESO 295-IG022 // A&A. – 2001. – Vol. 369. – P. 467–472. 45. *Reiprich T. H., Boehringer H.* The Mass Function of an X-Ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters // AJ. – 2002. – Vol. 567. – P. 716–740. 46. *Rubin V. C.* The rotation of spiral galaxies // Science. – 1983. – Vol. 220. – P. 1339–1344. 47. *Sarazin C. L.* X-ray emission from clusters of galaxies / Cambridge Astrophysics Series, Cambridge: Cambridge University Press, 1988. 48. *Snowden S. L., Kuntz K. D.* Cookbook for analysis procedures for XMM-NEWTON MOS observations, 2007. 49. *Snowden S. L., Mushotzky R. F., Kuntz K. D., Davis D. S.* A catalog of galaxy clusters observed by XMM-Newton // A&A. – 2008. – Vol. 478. – P. 615–658. 50. *Soares D. S. L.* The Identification of Physical Close Galaxy Pair // AJ. – 2007. – Vol. 134. – P. 71–76.

51. Sun M., Jones C., Forman W. et al. X-Ray Thermal Coronae of Galaxies in Hot Clusters: Ubiquity of Embedded Mini-Cooling Cores // *AJ.* – 2007. – Vol. 657. – P. 197–231. 52. Vikhlinin A., Forman W., Jones C. Outer Regions of the Cluster Gaseous Atmospheres // *ApJ.* – 1999. – Vol. 525. – P. 47–57. 53. Vikhlinin A., Kravtsov A., Forman W. et al. Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters: Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation // *ApJ.* – 2006. – Vol. 640. – P. 691–709. 54. Xue Y.-J., Bohringer H., Matsushita K. An XMM-Newton study of the RG180 galaxy group // *A&A.* – 2004. – Vol. 420. – P. 833–845. 55. Zhang Z., Xu H., Wang Y. et al. Probing the Mass Distributions in NGC 1407 and Its Associated Group with the X-Ray Imaging Spectroscopic and Optical Photometric and Line-Strength Indices Data // *AJ.* – 2007. – Vol. 656. – P. 805–817.

Надійшла до редколегії 06.06.11

УДК 523.942

Ю. Цап, д-р фіз.-мат. наук, Ю. Копылова, канд. фіз.-мат. наук

МИНУТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА SOT/Hinode

Рассмотрено происхождение квазипериодических пульсаций магнитного поля, лучевой скорости и интенсивности излучения с периодами 3–6 и 4–9 мин, обнаруженных соответственно в порах и на границе гранул с помощью космического телескопа SOT/Hinode. Проведен анализ фазовых зависимостей между возмущенными величинами в случае возбуждения медленных магнитозвуковых (ММЗ) мод. Показано, что наблюдаемые особенности пульсаций обусловлены генерацией резонансных ММЗ-мод в тонких магнитных трубках.

The origin of quasi-periodical pulsations of the magnetic field, the line of sight velocity, and the intensity with periods of 3–6 and 4–9 min, revealed in pores and intergranular magnetic elements, respectively, with the SOT/Hinode space telescope is considered. The phase relations between disturbed variables in the case of the excitation of slow magnetoacoustic (SMA) waves have been analyzed. It has been shown that observed peculiarities of pulsations are caused by the generation of the resonance SMA waves in thin magnetic flux tubes.

Введение. В настоящее время не вызывает сомнений необходимость проведения детальных исследований магнитогидродинамических (МГД) волн в атмосфере Солнца. Это позволяет не только диагностировать плазму и магнитные поля звезд, но и лучше понять природу наиболее загадочных явлений звездных атмосфер, таких как нагрев корон и ускорение звездных ветров [1, 5]. Несмотря на то, что солнечной сейсмологии посвящено большое количество работ, до сих пор многие вопросы остаются до конца не выясненными.

С запуском в 2006 г. японского спутника Hinode стало возможным комплексное изучение осцилляций магнитных образований фотосферы Солнца с высоким пространственным (0.16") разрешением [4]. Наблюдения с помощью спектрополяриметра SP (spectro-polarimeter) телескопа SOT/Hinode (Solar Optical Telescope) в линиях железа Fe I λ 6301.5, 6302.5 Å, формируемых на уровне нижней фотосферы, позволили одновременно измерять флуктуации интенсивности, скорости и магнитного поля (амплитудой до 1–5 Гс) с временным разрешением ~ 100 с.

Сравнительно недавно в результате наблюдений 14 участков солнечной поверхности с повышенной концентрацией магнитного поля на космическом телескопе SOT/Hinode Фуджимуре и Цунете [4] удалось обнаружить колебания лучевой скорости, интенсивности и продольного магнитного поля в порах и межгранульных магнитных элементах с периодами $T_p = 3$ –6 и 4–9 мин соответственно. Относительные изменения интенсивности $\delta I/I$ и магнитного поля $\delta B/B$ не превышали 1 %, тогда как амплитуды возмущенной скорости δV лежали в пределах 0.03–0.12 км/с. Было также установлено, что разность фаз между возмущениями интенсивности ϕ_I и магнитного поля ϕ_B равна π радиан, тогда как между фазами ϕ_B и лучевой скорости ϕ_V она составила $-\pi/2$. Это исключало связь между магнитными осцилляциями и изменениями оптической толщины, а также возможность распространения бегущих волн в источнике.

По мнению Фуджимуры и Цунеты [4], наблюдаемые пульсации могли быть вызваны либо медленными, либо поперечными (изгибными) стоячими МГД-модами, возбуждаемыми в магнитных трубках. Формирование этих колебаний они объясняли сильным отражением волн в переходной области между хромосферой и короной Солнца. Однако такой подход нельзя считать обоснованным по следующим причинам.

Во-первых, амплитуды медленных магнитозвуковых (ММЗ) волн над магнитным балдахином в хромосфере Солнца должны с высотой сильно возрастать из-за стратификации атмосферы, тем самым обуславливая быструю диссипацию этих мод. Во-вторых, модель Фуджимуры и Цунеты [4] предполагает образование узлов и пучностей стоячих волн разных частот на одних и тех же высотах, что представляется маловероятным. К тому же, авторы сочли возможным пренебречь влиянием силы тяжести на дисперсионные и фазовые соотношения возбуждаемых в трубках солнечной фотосферы собственных мод.

Цель представленной работы — попытаться объяснить результаты наблюдений, полученные на SOT/Hinode, исходя из более адекватных представлений.

Фазовые соотношения ММЗ-мод тонких вертикальных магнитных трубок. Считая ось **Z** направленной от поверхности Солнца, в стандартных обозначениях линеаризованные МГД-уравнения движения плазмы, равновесия, непрерывности, сохранения магнитного потока и энергии в приближении тонкой трубки можно представить в виде [2]

$$\rho \frac{\partial \delta V}{\partial t} = - \frac{\partial \delta p}{\partial z} - \delta \rho g, \tag{1}$$

$$\frac{B \delta B}{4\pi} + \delta p = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} + \delta V \frac{\partial p}{\partial z} - c_s^2 \left(\frac{\partial \delta p}{\partial t} + \delta V \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 0, \tag{3}$$