

## ОЦЕНКА МАССЫ ОЧЕНЬ МАССИВНОГО СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК SRGe CL2305.2-2248 ПО СИЛЬНОМУ ЛИНЗИРОВАНИЮ

© 2022 г. И. М. Хамитов<sup>1,2\*</sup>, И. Ф. Бикмаев<sup>2,3,4</sup>, Н. С. Лыскова<sup>5,6</sup>,  
А. А. Круглов<sup>5</sup>, Р. А. Буренин<sup>5,4</sup>, М. Р. Гильфанов<sup>5,7</sup>, А. А. Гроховская<sup>8,9</sup>,  
С. Н. Додонов<sup>8,9,4</sup>, С. Ю. Сазонов<sup>5</sup>, А. А. Старобинский<sup>10</sup>,  
Р. А. Сюняев<sup>5,7</sup>, И. И. Хабибуллин<sup>11,5,7</sup>, Е. М. Чуразов<sup>5,7</sup>

<sup>1</sup>Государственная обсерватория ТЮБИТАК, Анталья, Турция

<sup>2</sup>Казанский федеральный университет, Казань, Россия

<sup>3</sup>Академия наук Татарстана, Казань, Россия

<sup>4</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>5</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>6</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

<sup>7</sup>Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

<sup>8</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

<sup>9</sup>Институт Прикладной Астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>10</sup>Институт теоретической физики им. Ландау РАН, Черноголовка, Россия

<sup>11</sup>Обсерватория Мюнхенского Университета им. Людвига и Максимилиана, Мюнхен, Германия

Поступила в редакцию 01.12.2021 г.

После доработки 03.12.2021 г.; принята к публикации 03.12.2021 г.

Скопление галактик SRGe CL2305.2–2248 (SPT-CL J2305–2248, ACT-CL J2305.1–2248) является одним из наиболее массивных скоплений на больших красных смещениях ( $z \simeq 0.76$ ) и представляет большой интерес для космологии. Для задачи оптического отождествления данного скопления на 1.5-м Российско-Турецком телескопе РТТ-150 были получены глубокие снимки, которые совместно с открытыми архивными данными космического телескопа Хаббла позволили выделить кандидаты в гравитационно-линзированные изображения далеких голубых галактик в виде арок и арклетов. Наблюдаемая гигантская арка вблизи ярчайших галактик скопления позволяет оценить радиус кольца Эйнштейна, который составляет  $9.8 \pm 1.3$  угловых секунд. Было получено фотометрическое красное смещение линзированного источника ( $z_s = 2.44 \pm 0.07$ ), использование которого совместно с оценкой радиуса кольца Эйнштейна позволило получить независимую оценку массы SRGe CL2305.2–2248, экстраполируя результаты по сильному линзированию на большие радиусы, а также используя модельные профили распределения плотности в релаксированных скоплениях. Такая экстраполяция приводит к оценкам массы в  $\sim 1.5$ – $3$  раза меньше полученных по наблюдениям в рентгеновском и микроволновом диапазонах. Вероятной причиной такого расхождения может быть процесс слияния скоплений, что также подтверждается морфологией SRGe CL2305.2–2248 в оптическом диапазоне.

*Ключевые слова:* скопления галактик, скопление галактик SRGe CL2305.2-2248, сильное линзирование.

DOI: 10.31857/S0320010822010041

### ВВЕДЕНИЕ

Очень массивное скопление галактик SRGe CL2305.2–2248 было обнаружено в рентгеновских лучах по результатам первого обзора всего

неба телескопа eROZITA на борту космической обсерватории СРГ, который завершился в июне 2020 г. По результатам оптических наблюдений на Российско-Турецком 1.5-м телескопе РТТ-150 и 6-м телескопе БТА было выполнено оптическое отождествление скопления, а также получено

\*Электронный адрес: irek\_khamitov@hotmail.com

**Таблица 1.** Журнал наблюдений SRGe CL2305.2–2248 на РТТ-150

Дата	$F$ , SDSS	$N$	$T$ , с	$\sigma$ , ''
2020-08-23	$g$	4	2400	2.4
2020-08-23	$r$	4	2400	2.0
2020-08-23	$i$	4	2400	1.7
2020-08-23	$z$	4	2400	1.7
2020-08-24	$g$	4	2400	1.6
2020-08-24	$r$	4	2400	1.7
2020-08-24	$i$	4	2400	1.6
2020-08-24	$z$	5	3000	1.6
2020-08-25	$g$	4	2400	2.0
2020-08-25	$r$	5	3000	2.2
2020-08-25	$i$	6	3600	2.1
2020-08-25	$z$	5	3000	2.0
2020-08-26	$g$	10	6000	2.0
2020-08-26	$r$	10	6000	2.2

**Примечание.**  $F$  — фильтр SDSS,  $N$  — количество изображений,  $T$  — общая экспозиция в секундах,  $\sigma$  — качество изображений в угловых секундах.

спектроскопическое измерение красного смещения скопления,  $z = 0.7573$  (Буренин и др., 2021). В табл. 8 работы (Блим и др., 2020) о раннем обнаружении этого скопления (SPT-CL J2305-2248) в мм-диапазоне обзора Южнополярного телескопа отмечено наличие в поле скопления сильного гравитационного линзирования. В настоящей работе мы провели фотометрическую оценку красного смещения линзированного источника и получили независимую оценку массы скопления в кольце Эйнштейна. При аппроксимации массы скопления на расстояние  $R_{500}$  было рассмотрено распределение плотности, подчиняющееся модели Наварро–Френка–Уайта (Наварро и др., 1996). В проведенных оценках мы предполагаем стандартную космологическую модель  $\Lambda$ CDM со следующими параметрами:  $\Omega_m = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$ ,  $H_0 = 70$  км/с/Мпк.

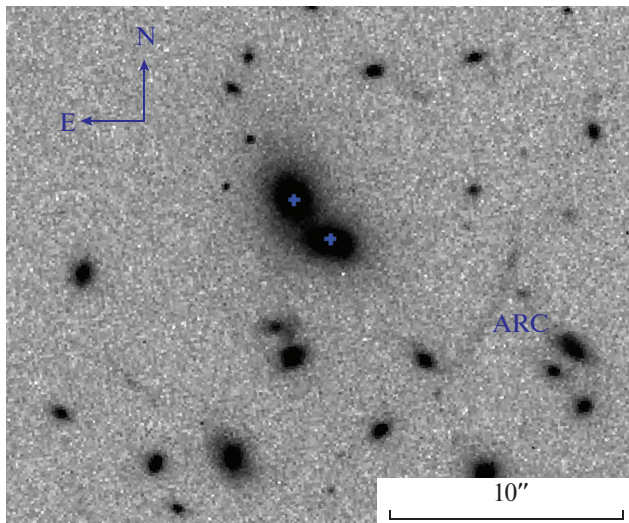
## ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Глубокие прямые изображения поля скопления SRGe CL2305.2–2248 были получены на Российско-Турецком 1.5-м телескопе РТТ-150 в рамках наземной поддержки источников рентгеновского обзора телескопа ePOZITA на борту космической обсерватории Спектр–Рентген–Гамма (СРГ). Наблюдения проводились на приборе TFOSC в период с 23 по 26 августа 2020 г. в фильтрах  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$  Слоановского обзора. В качестве приемника излучения использовалась ПЗС-камера Andor iKon-L 936 VEX2-DD-9ZQ размером  $2048 \times 2048$  пикселей с элементом разрешения  $0''.326$ . Квантовая эффективность ПЗС-приемника порядка 90% и выше в диапазоне длин волн от 4000 до 8500 Å. В табл. 1 приведен журнал выполненных наблюдений. Суммарные экспозиции умеренного качества составили 13 200, 13 800, 8400 и 8400 с в фильтрах  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$  Слоановского обзора соответственно. Полная экспозиция в каждом фильтре разбивалась на экспозиции по 600 с, между которыми ось наведения телескопа смещалась на  $10$ – $20''$  в произвольном направлении. Обработка прямых изображений проводилась стандартным образом с помощью ПО IRAF, а также при помощи собственного ПО с применением стандартного набора калибровок.

Фотометрическая калибровка изображений была получена с помощью наблюдений фотометрических стандартов (Смит и др., 2002).

## ВЫДЕЛЕНИЕ ЛИНЗИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

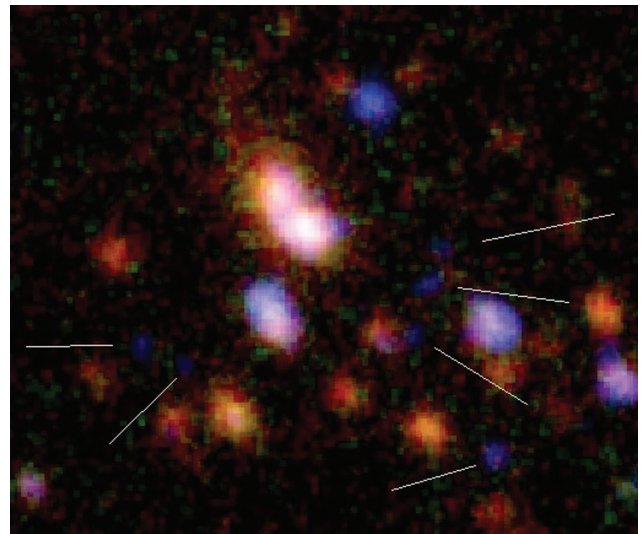
Для задачи оптического отождествления исследуемого скопления на телескопе РТТ-150 были получены глубокие снимки с пределом до 23–24 звездной величины в четырех фильтрах  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$  фотометрической системы SDSS. При красном смещении  $z = 0.76$  основной поток излучения от галактик скопления попадает в фильтры  $i$ ,  $z$ . Изображения в фильтрах  $g$ ,  $r$  были использованы для отсекаания фоновых галактик на меньших красных смещениях. Число фоновых галактик, выделенных по цветам ( $g - r$ ), ( $r - i$ ) на снимках РТТ-150 и не принадлежащих скоплению, в поле размером  $9 \times 9$  угл. мин составило около 1000. Анализ изображений показал, что кроме большого числа фоновых галактик, детектируемых во всех фильтрах  $g$ ,  $r$ ,  $i$ , в областях, близких по положению к двум ярчайшим галактикам скопления (BCG), обнаруживается около десятка голубых источников, видимых только в фильтре  $g$ . Поскольку в работе (Блим и др., 2020) было отмечено наличие в поле данного скопления сильного гравитационного



**Рис. 1.** HST-изображение поля скопления. Отмечены положения центров двух ярчайших галактик скопления.

линзирования, то мы предположили, что голубые источники на кадрах РТТ-150 вблизи BCG могут быть связаны с деталями (дугами) гравитационного линзирования. Для выделения линзированных изображений далекого источника мы использовали глубокие изображения поля скопления в полосах  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$ , полученные на телескопе РТТ-150, и изображения с высоким пространственным разрешением из открытого архива данных космического телескопа Хаббла (HST) (Уайтмор и др., 2016), полученные 23 апреля 2018 г. в фильтре F110W с детектором WFC3/IR, экспозиция 758.81 с (рис. 1) и в фильтре F200LP с детектором WFC3/UVIS, экспозиция 741 с.

Линзированные кандидаты отбирались по морфологии источников на HST-изображении и по превышению блеска в полосе  $g$  по сравнению с полосами  $r$ ,  $i$ ,  $z$ . На рис. 2 отмечены отобранные кандидаты, имеющие вид арок и арклетов. Блеск источников близок к пределу регистрации на  $g$ -изображении и составляет порядка  $24^m$ . Наблюдаемая гигантская арка вблизи ярчайших галактик скопления зарегистрирована на  $g$ -снимке в виде трех отдельных источников. Арка лежит практически на одной окружности вместе с двумя источниками юго-восточнее (концентрически согласованные с аркой на HST изображении), что говорит о высокой степени круговой симметрии линзы и ее превосходном расположении на луче зрения между наблюдателем и линзированной галактикой. Таким образом, при оценке массы линзы можно рассматривать концентрически-симметричное 2D распределение ее массы. На рис. 3 показана данная

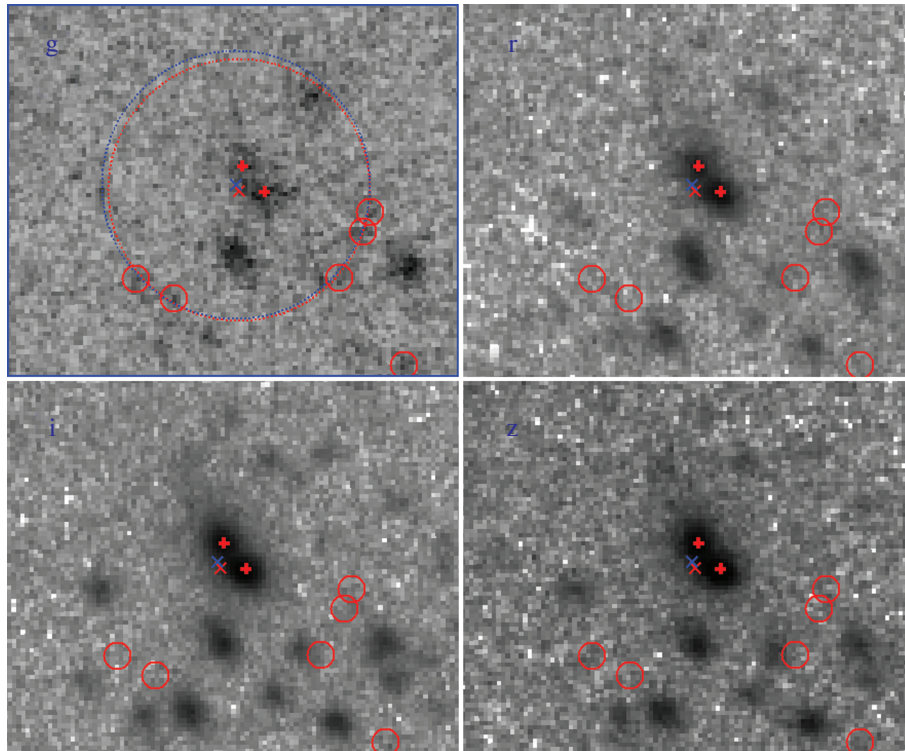


**Рис. 2.** Цветное изображение поля скопления, сформированное по данным РТТ-150 в полосах  $g$ ,  $r$ ,  $i$ . Отмечены отобранные голубые источники, имеющие вид арок и арклетов на HST-изображении.

область в полосах  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$ . Синим и красным кругами показаны подгонки положения кольца Эйнштейна, полученные, соответственно, по анализу HST-изображения арки и юго-восточных арклетов и отождествленных источников по данным РТТ-150. Радиус окружности определяет параметр углового расстояния  $\Theta_{\text{arc}}$ , соответствующего радиусу Эйнштейна. Также отмечены центры окружностей: синий — по данным HST, красный — по данным РТТ-150. Видно, что радиусы окружностей и их центры находятся в хорошем согласии друг с другом. Таким образом, показана возможность использования РТТ-150 в такого рода оценках. Расстояние между центром окружности и BCG,  $1''.3$  мы приняли за ошибку определения  $\Theta_{\text{arc}}$  в данной системе.

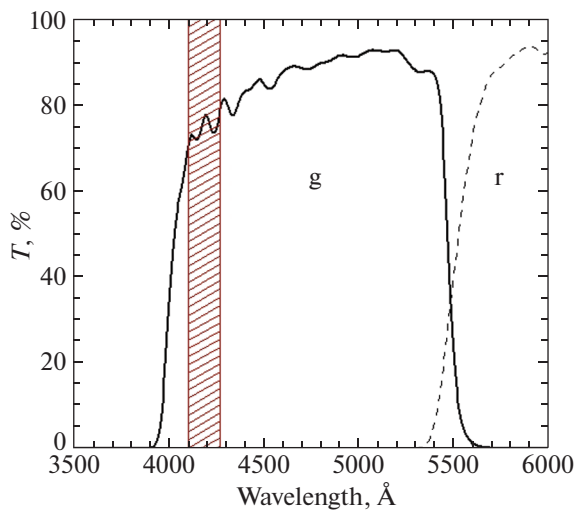
## ОЦЕНКА КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ ЛИНЗЫ

Времена суммарной экспозиции для глубоких полей в полосах  $g$  и  $r$  одинаковы. Следовательно, принимая во внимание одинаковую квантовую эффективность детектора и пропускание фильтров в этих полосах, глубина полей также приблизительно одинаковая. Отсутствие сигнала в полосах  $r$ ,  $i$ ,  $z$  позволило нам ограничить красное смещение линзированной источника. С большой вероятностью это галактика с интенсивным звездообразованием. Поэтому регистрируемый в полосе  $g$  сигнал соответствует попаданию в эту область спектра эмиссионной линии  $L_{\alpha}$  ( $1215 \text{ \AA}$ ). Причем в эту же область должна попасть и сильная линия CIV



**Рис. 3.** Глубокие  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$ -изображения в области  $30'' \times 30''$  вокруг  $BCG$ . Красными крестиками отмечены положения двух ярчайших галактик скопления.

(1549 Å). Иначе сигнал от нее был бы зарегистрирован в полосе  $r$ . Также CIV не может быть единственной линией, попадающей в область полосы  $g$ . В этом случае сильная эмиссионная линия MgII (2799 Å) была бы зарегистрирована в полосе  $i$ . Ис-



**Рис. 4.** Пропускание фильтра  $g$ , используемого на РТТ-150. Отмечена область длин волн положения линии  $L_{\alpha}$  далекого источника, при которой линии  $L_{\alpha}$  и CIV одновременно попадают в область данной полосы.

ходя из этих соображений и анализируя функцию пропускания фильтра  $g$ , используемого на РТТ-150, мы определили нижнюю и верхнюю границы красного смещения линзированной галактики. На рис. 4 красной штриховой линией показана область длин волн положения линии  $L_{\alpha}$  далекого источника, при которой линии  $L_{\alpha}$  и CIV одновременно попадают в область данной полосы. При оценке интервала длин волн рассматривалась область пропускания фильтра выше 70%.

Таким образом, было определено красное смещение линзированного источника:  $z_s = 2.44 \pm 0.07$ , которое было использовано при оценке масс.

#### ОЦЕНКА МАССЫ ПО СИЛЬНОМУ ГРАВИТАЦИОННОМУ ЛИНЗИРОВАНИЮ

В данной работе мы использовали тот же самый подход к оценке массы, что и в работе Дали и др. (2016), выполненной для скопления PSZ1 G311.65–18.48, открытого обсерваторией им. Макса Планка, в поле которого было обнаружено гравитационно-линзированное изображение далекой галактики в виде гигантской арки. Параметры линзированной системы (радиус Эйнштейна в угловых  $\Theta_{\text{arc}}$  и физических единицах  $R_{\text{Ein}}$ , красные смещения до источника и линзы и соответствующие

**Таблица 2.** Параметры гравитационно-линзированной системы

Параметры	Значения
$\Theta_{\text{arc}}$	$9''.8 \pm 1''.3$
$R_{\text{Ein}}$	$72.2 \pm 9.6$ кпк
$z_d$	$0.7573 \pm 0.0006$
$z_s$	$2.44 \pm 0.07$
$D_d$	$1519 \pm 0.44$ Мпк
$D_s$	$1674_{+9.6}^{-9.9}$ Мпк

**Примечание.** Радиус Эйнштейна в угловых  $\Theta_{\text{arc}}$  и физических единицах  $R_{\text{Ein}}$ , красные смещения до источника  $z_s$  и линзы  $z_d$  и соответствующие угломерные расстояния  $D_s$  и  $D_d$ .

угломерные расстояния<sup>1)</sup> для расчета массы приведены в табл. 2.

Оценка массы скопления внутри цилиндра радиусом  $R_{\text{Ein}} = 72.2$  кпк составляет

$$M_{\text{Ein}}^{\text{cyl}} = \pi R_{\text{Ein}}^2 \Sigma_{\text{crit}} = 3.3_{-0.8}^{+0.95} \times 10^{13} M_{\odot}, \quad (1)$$

где  $\Sigma_{\text{crit}}$  — критическая поверхностная плотность (формула (4) в Приложении).

Оценка массы скопления  $M_{500} \sim 9.03 \times 10^{14} M_{\odot}$  в работе Буренина и др. (2021) означает, что радиус сферы, внутри которой средняя плотность в 500 раз превышает критическую плотность на  $z = 0.7573$ , составляет  $R_{500}^X \sim 1110$  кпк, что соответствует угловому размеру  $\sim 2.5'$ . Таким образом, для пересчета массы, определенной по сильному линзированию, на значение  $M(<R_{500}^X)$  необходима экстраполяция по радиусу на фактор  $R_{500}^X/R_{\text{Ein}} \sim 15$ , что ограничивает точность подобных вычислений.

Грубую оценку массы скопления, заключенной внутри сферы радиусом  $R_{500}^X$ , можно получить, предполагая, что скопление-линза описывается моделью изотермической сферы с распределением плотности  $\rho(r) \propto r^{-\gamma}$ , где  $\gamma = 2$ , по аналогии с расчетами, выполненными для эллиптических галактик в работе (Лыскова и др., 2018). Для заданного  $\gamma$  значение массы (1) в пределах цилиндра с радиусом  $R_{\text{Ein}}$  может быть пересчитано в массу в пределах сферы того же радиуса. Для  $\gamma = 2$  эта масса составляет  $2 \times 10^{13} M_{\odot}$ . В таком

случае масса скопления внутри сферы радиусом 1110 кпк равна  $M = (3.3 \pm 0.4) \times 10^{14} M_{\odot}$ , что в  $\sim 3$  раза меньше массы, полученной на основе соотношения между рентгеновской светимостью и массой в работе (Буренин и др., 2021).

Несомненно, предположение о наклоне  $\gamma = 2$  на всем диапазоне радиусов от  $\sim 0.07 R_{500}^X$  до  $R_{500}^X$  — это грубая аппроксимация реально наблюдаемых профилей плотности, которая может использоваться только для оценок по порядку величины. Лучшим приближением являются аппроксимации профилями Наварро–Френка–Уайта (Наварро и др., 1996) или Эйнасто (Эйнасто и др., 1965), которые хорошо описывают численные расчеты формирования скоплений, когда вкладом обычного вещества (барионов) можно пренебречь. В случае чуть более простого профиля Наварро–Френка–Уайта наклон профиля плотности меняется от  $\gamma = 1$  на малых радиусах до  $\gamma = 3$  на больших.

Получим оценку на массу скопления, предполагая, что плотность задана моделью Наварро–Френка–Уайта:

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_{\text{crit}}}{\left(\frac{r}{R_s}\right) \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2}, \quad (2)$$

где  $\rho_{\text{crit}} = 3H^2(z)/(8\pi G)$  — критическая плотность,  $H(z) = H_0(\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda)^{1/2}$  — постоянная Хаббла на красном смещении скопления,  $G$  — гравитационная постоянная. Характерный радиус скопления  $R_s = R_{200}/c$ , где  $c$  — безразмерный параметр концентрации, который входит в нормировку профиля плотности как

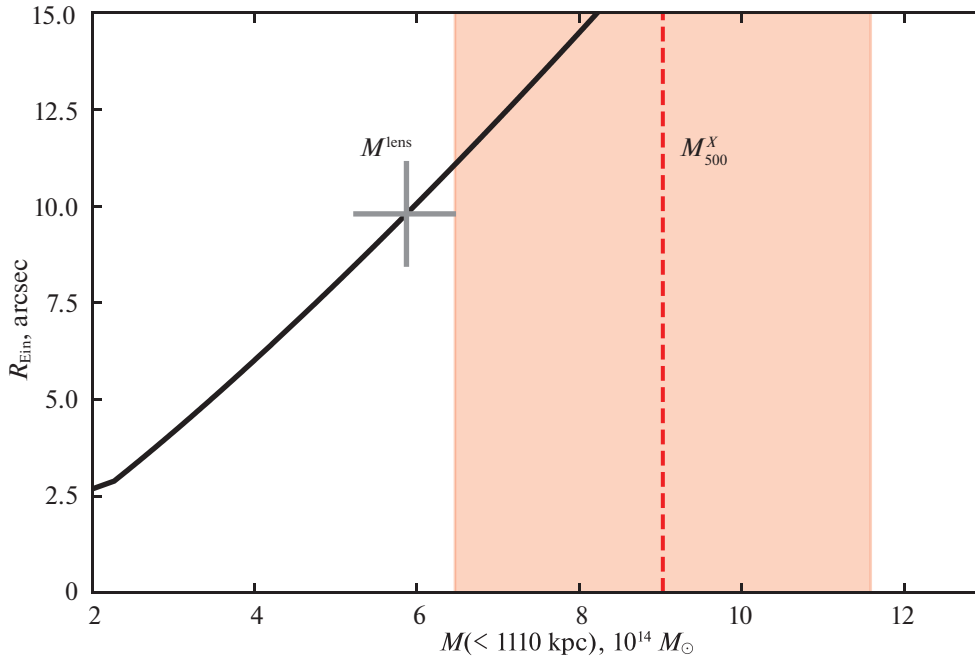
$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)}. \quad (3)$$

Размер скопления  $R_{200}$  определяется как радиус сферы, внутри которой средняя плотность гало составляет  $200\rho_{\text{crit}}$ . Соответственно, масса гало

$$M_{200} \equiv M(R_{200}) = \frac{4}{3} \pi R_{200}^3 \times 200\rho_{\text{crit}}.$$

Как показывают исследования свойств гало темной материи в численных симуляциях (см., например, Даффи и др., 2008), параметры  $c$  и  $M_{200}$  тесно связаны друг с другом в широком диапазоне масс гало. Для дальнейших оценок мы используем соотношение между параметром концентрации и массой гало (с учетом красного смещения скопления) из работы Даффи и др. (2008). Таким образом, в модели Наварро–Френка–Уайта остается один свободный параметр — масса гало. Для сферически-симметричной линзы положение тангенциальной арки должно быть близко к тангенциальной критической кривой (свойства линзы, профиль плотности которой подчиняется

<sup>1)</sup> Угломерное расстояние (angular diameter distance) определяется как отношение поперечного размера объекта в физических единицах к его угловому размеру в радианах.



**Рис. 5.** Зависимость размера тангенциальной критической кривой для сферически-симметричного профиля Наварро–Френка–Уайта от массы скопления, оцененной внутри сферы радиусом  $R_{500}^X = 1110$  кпк. Параметр концентрации  $c$  связан с массой соотношением из работы Даффи и др. (2008), полученным из анализа космологических симуляций без учета барионов. Серым крестиком обозначена масса скопления, при которой радиус Эйнштейна совпадает с радиусом окружности  $\Theta_{\text{arc}}$ . При оценке неопределенности на массу учитывалась только погрешность определения  $\Theta_{\text{arc}}$ . Вертикальная штриховая линия и затененная область показывают оценку на массу скопления SRGe CL2305.2-2248 по данным СРГ/еРОЗИТА.

закону Наварро–Френка–Уайта, описаны в работе Бартелманн, 1996, см. также Приложение). Приравняв  $\Theta_{\text{arc}}$  к размеру критической кривой в плоскости линзы, мы получаем независимую оценку на массу гало. В рамках вышеописанных предположений наилучшее согласие с наблюдаемым положением арки достигается при  $M_{200} = 7.1 \times 10^{14} M_{\odot}$  ( $R_{200} = 1388$  кпк). При этом параметр концентрации равен  $c = 3.8$ ,  $R_s = R_{200}/c = 365$  кпк. Таким образом, для сравнения с оценками массы, полученным из рентгена и по эффекту Сюняева–Зельдовича, мы можем посчитать массу гало темной материи  $M_{500} = (4.9 \pm 0.7) \times 10^{14} M_{\odot}$  в пределах радиуса, внутри которого средняя плотность гало составляет  $500\rho_{\text{crit}} (z = 0.7573)$ , а также массу внутри  $R_{500}^X = 1110$  кпк, которая составляет  $M(<R_{500}^X) = (5.9 \pm 0.6) \times 10^{14} M_{\odot}$ . Погрешности в значениях массы получены на основе неопределенности положения центра гало, т.е. центра окружности (рис. 3). Зависимость радиуса тангенциальной критической кривой для профиля Наварро–Френка–Уайта от массы темного гало  $M(<R_{500}^X)$  приведена на рис. 5. Оценка массы, которая наилучшим образом согласуется с по-

ложением тангенциальной арки, отмечена серым крестиком. Для сравнения также показана масса скопления, полученная в работе Буренина и др. (2021) из рентгеновских наблюдений в рамках обзора СРГ/еРОЗИТА и соответствующая значению  $R_{500}^X = 1110$  кпк. Имеющиеся на данный момент оценки массы  $M_{500}$  (при этом физический размер сферы, внутри которого определена масса, для разных методов может быть разным) скопления SRGe CL2305.2-2248 собраны в табл. 3. Как следует из табл. 3 и рис. 5, оценка массы скопления из гравитационного линзирования в  $\sim 1.5$ – $2$  раза меньше значений массы из литературы.

Стоит отметить, что размер критической кривой в значительной степени зависит от производной гравитационного потенциала в центральной части скопления, и, как следствие, оценка массы по эффекту сильного линзирования может оказаться чувствительной к вкладу центральных галактик и, возможно, горячего газа в профиль плотности вещества в скоплении. Как показывают численные расчеты, учет барионов действительно может значительно изменить профиль плотности в центральной области скопления (см., например, Хенсон и др., 2017; Ширасаки и др., 2018), главным

образом за счет охлаждения и “адиабатического сжатия” (см., например, Гнедин и др., 2004). Частично эти эффекты можно учесть, сохраняя радиальный профиль как в формуле (2), но меняя значение параметра концентрации  $c$  по сравнению с численными расчетами без учета барионов. Выше получена оценка на массу скопления в предположении, что параметр концентрации выражается через массу гало, согласно соотношению из работы Даффи и др. (2008). Однако наблюдения сильного и слабого линзирования нескольких хорошо изученных скоплений из выборки CLASH (Мертен и др., 2015) дают заметно бóльшие значения  $c$ , чем предсказывают расчеты Даффи и др. (2008), основанные на космологических симуляциях, включающих в себя только темную материю. Если зафиксировать значение параметра концентрации на величине, в два раза превышающей предсказания из работы Даффи и др. (2008), то оценка массы гало  $M_{200} = 2.6 \times 10^{14} M_{\odot}$ ,  $c = 8.3$ ,  $M_{500} = 2.1 \times 10^{14} M_{\odot}$ ,  $M(<R_{500}^X) = 2.8 \times 10^{14} M_{\odot}$ . Таким образом, существует заметная неопределенность при экстраполяции от  $R_{Ein} = 72$  кпк до больших радиусов  $\sim 1000$  кпк в силу того, что реальные профили полной плотности скоплений галактик могут быть значительно сложнее, чем предсказывают численные расчеты формирования скоплений без барионов, и в силу возможных отклонений от сферической симметрии.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Массивное скопление галактик SRGe CL2305.2–2248 на красном смещении  $z \simeq 0.76$  является очень редким объектом в наблюдаемой Вселенной. Его масса, полученная на основе наблюдений в рентгеновском диапазоне и по эффекту Сюняева–Зельдовича,  $M_{500} \sim 9 \times 10^{14} M_{\odot}$  сравнима с массой скопления Эль Гордо. В рамках стандартной космологической модели  $\Lambda$ CDM ожидается всего  $\sim 10$

столь массивных скоплений на красных смещениях  $z > 0.7$  на всем небе. В данной работе были исследованы глубокие прямые изображения поля скопления SRGe CL2305.2–2248, полученные на Российско-Турецком 1.5-м телескопе (РТТ-150) в рамках задач наземной поддержки рентгеновского обзора телескопа eРОЗИТА на борту космической обсерватории СРГ. По изображениям РТТ-150 и изображениям с высоким пространственным разрешением из открытого архива данных космического телескопа Хаббла (HST) были выделены вероятные гравитационно-линзированные источники, в числе которых и гигантская арка вблизи ярчайших галактик скопления. Получена оценка фотометрического красного смещения арки  $z_S = 2.44 \pm 0.07$ . Арка и несколько других линзированных изображений лежат практически на одной окружности радиусом  $9.8 \pm 1.3$  угл. сек, что позволило сделать предположение о сферической симметрии линзы и получить прямое измерение массы внутри цилиндра с радиусом, равным радиусу окружности (= радиусу Эйнштейна  $R_{Ein}$ ). Экстраполяция измерений массы по сильному линзированию, использующая приближение изотермической сферы или профиля Наварро–Френка–Уайта для разумного диапазона значений параметра концентрации  $c$ , приводит к оценкам  $M_{500}$  приблизительно в 1.5–3 раза ниже, чем оценка по соотношению  $M - L_X$ . Для согласования этих оценок требуются значения  $c$ , которые заметно ниже характерных величин для релаксированных скоплений. Возможное объяснение — это слияние скоплений, которое привело к более пологому распределению массы в центральной части скопления. Присутствие двух массивных галактик в центре также может свидетельствовать в пользу этой гипотезы. Другим объяснением может быть пекулярно высокая рентгеновская светимость этого скопления. В принципе, светимость может заметно возрастать в определенных фазах слияния. Следовательно, эффект слияния может одновременно приводить и к завышению светимости, и занижению параметра концентрации  $c$ . Детальные наблюдения в рентгеновском и микроволновом диапазонах необходимы для того, чтобы надежно определить динамическое состояние скопления. Построение точной модели линзы методами сильного и слабого линзирования также позволит сделать выводы о том, наблюдаем мы одно массивное скопление или слияние нескольких, и оценить массы гало независимо от динамического состояния. Однако для этого требуются измерение/оценка красных смещений большого числа источников и измерение степени вытянутости фоновых объектов (для слабого линзирования).

**Таблица 3.** Оценка массы скопления SRGe CL2305.2–2248 по наблюдениям в рентгеновском и микроволновом диапазонах и по эффекту сильного линзирования

Параметр	$M_{500}, 10^{14} M_{\odot}$	Источник
eРОЗИТА	$9.0 \pm 2.6$	Буренин и др. (2021)
ACT	$9.2 \pm 1.5$	Хилтон и др. (2021)
SPT	$7.4 \pm 0.8$	Блим и др. (2020)
Сильное линзирование	$4.9 \pm 0.7$	Данная работа

Настоящее исследование основано на наблюдениях телескопа eРОЗИТА на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (*DLR*). Рентгеновский телескоп СРГ/eРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной физики Общества им. Макса Планка (*MPE*) при поддержке *DLR*. Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Используемые в настоящей работе данные телескопа eРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения *eSASS*, разработанного германским консорциумом eРОЗИТА, и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа СРГ/eРОЗИТА. Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии).

Исследование выполнено на основе наблюдений, сделанных с помощью космического телескопа Хаббла NASA/ESA, и полученных из Архива наследия Хаббла, который является результатом сотрудничества между Научным институтом космического телескопа (STScI/NASA), Европейским координационным центром космического телескопа (ST-ECF/ESAC/ESA) и Канадским центром астрономических данных (CADC/NRC/CSA).

Работа ИФБ, РАБ, СНД выполнена при поддержке гранта РНФ 21-12-00210. ААС был частично поддержан проектом 0033-2019-0005 Минобрнауки РФ.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Аналитические выражения, описывающие положение тангенциальных арок в сферически-симметричной гравитационно-линзированной системе, в которой профиль плотности линзы описывается моделью Наварро–Френка–Уайта, представлены в работе Бартелманн (1996). Свойства гравитационных линз с осевой симметрией определяются их поверхностной плотностью  $\kappa(x) = \Sigma(x)/\Sigma_{\text{cr}}$ , где

$$\Sigma_{\text{cr}} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_d D_{ds}}, \quad (4)$$

$x$  — координата вдоль радиуса в единицах  $R_s$ ,  $c$  — скорость света,  $G$  — гравитационная постоянная,  $D_d$ ,  $D_s$  — угломерное расстояние от наблюдателя до линзы и до источника соответственно,  $D_{ds}$  — угломерное расстояние от линзы до источника. Масса, заключенная внутри круга радиусом  $x$ , задается выражением

$$m(x) \equiv 2 \int_0^x dy y \kappa(y). \quad (5)$$

В случае сферически-симметричных линз изображения источника в виде тангенциальных арок возникают близко к тангенциальной критической кривой, которая определяется условием  $m(x) = x^2$ . Объемной плотности  $\rho(r)$ , определяемой формулой (2), соответствует безразмерная поверхностная плотность

$$\kappa(x) = 2\kappa_s \frac{f(x)}{x^2 - 1}, \quad (6)$$

где  $\kappa_s \equiv \rho_s r_s \Sigma_{\text{cr}}^{-1}$ . Безразмерная масса  $m(x)$  задается выражением

$$m(x) = 4\kappa_s g(x), \quad (7)$$

где

$$g(x) = \ln \frac{x}{2} + \begin{cases} \frac{2}{\sqrt{x^2 - 1}} \arctg \sqrt{\frac{x-1}{x+1}}, & x > 1, \\ \frac{2}{\sqrt{1-x^2}} \text{arth} \sqrt{\frac{1-x}{1+x}}, & x < 1, \\ 1, & x = 1. \end{cases} \quad (8)$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бартелманн (M. Bartelmann), *Astron. Astrophys.* **313**, 697 (1996).
2. Блим и др. (L.E. Bleem, S. Bocquet, B. Stalder, M.D. Gladders, P.A.R. Ade, S.W. Allen, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**, 25 (2020).
3. Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Гильфанов М.Р., Гроховская А.А., Додонов С.Н., Еселевич М.В., Зазнобин И.А., Иртуганов Э.Н., Лыскова Н.С., Медведев П.С., Мещеряков А.В., Моисеев А.В., Сазонов С.Ю., Старобинский А.А., Сюняев Р.А., Уклеин Р.И., Хабибуллин И.И., Хамитов И.М., Чуразов Е.М., Письма в Астрон. журн. **47**, 467 (2021) [R.A. Burenin et al., *Astron. Lett.* **47**, 443 (2021)].
4. Гнедин и др. (O.Y. Gnedin, A.V. Kravtsov, A.A. Klypin, and D. Nagai), *Astrophys. J.* **616**, 16 (2004).
5. Дали и др. (H. Dahle, N. Aghanim, L. Guennou, P. Hudelot, R. Kneissl, E. Pointecouteau, et al.), *Astron. Astrophys.* **590**, L4, 1 (2016).
6. Даффи и др. (A.R. Duffy, J. Schaye, S.T. Kay, and C. Dalla Vecchia), *MNRAS* **390**, L64 (2008).
7. Лыскова и др. (N. Lyskova, E. Churazov, and T. Naab), *MNRAS* **475**, 2403 (2018).



8. Мертен и др. (J. Merten, M. Meneghetti, M. Postman, K. Umetsu, A. Zitrin, E. Medezinski, et al.), *Astrophys. J.* **806**, 4 (2015).
9. Наварро и др. (J.F. Navarro, C.S. Frenk, and S.D.M. White), *Astrophys. J.* **462**, 563 (1996).
10. Смит и др. (J.A. Smith, D.L. Tucker, S. Kent, M.W. Richmond, M. Fukugita, T. Ichikawa, et al.), *Astron. J.* **123**, 2121 (2002).
11. Уайтмор и др. (B.C. Whitmore, S.S. Allam, T. Budavari, S. Casertano, R.A. Downes, T. Donaldson, et al.), *Astron. J.* **151**, 134 (2016).
12. Хенсон и др. (M.A. Henson, D.J. Barnes, S.T. Kay, I.G. McCarthy, and J. Schaye), *MNRAS* **465**, 3361 (2017).
13. Хилтон и др. (M. Hilton, C. Sifón, S. Naess, M. Madhavacheril, M. Oguri, E. Rozo, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 3 (2021).
14. Ширасаки и др. (M. Shirasaki, E.T. Lau, and D. Nagai), *MNRAS* **477**, 2804 (2018).
15. Эйнасто (J. Einasto), *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata* **5**, 87 (1965).