

ПОВЫШЕНИЕ ЯРКОСТИ КОСМИЧЕСКОГО ФОНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В НАПРАВЛЕНИИ НА СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

© 2024 г. С. А. Гребенев^{1,*}, Р. А. Сюняев^{1,2}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Институт астрофизики Общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 15.12.2022 г.

После доработки 18.04.2023 г.; принята к публикации 02.06.2023 г.

Исследована возможность регистрации в направлении скоплений галактик избытка космического фонового радиоизлучения из-за его комптоновского рассеяния на электронах горячего межгалактического газа. При картографировании флуктуаций фона на частотах ниже $\lesssim 800$ МГц этот эффект ведет к появлению на месте скопления радиоисточника. На более высоких частотах, где в космическом фоне доминирует микроволновое (реликтовое) излучение, на месте скопления наблюдается “отрицательный” источник (“тень” на карте флуктуаций фона), что связано с переносом при рассеянии части реликтовых фотонов вверх по оси частот (в область $\nu \gtrsim 217$ ГГц, Сюняев, Зельдович, 1970, 1972). В работе рассчитаны спектры ожидаемых искажений фонового радиоизлучения для разных параметров скоплений, показано, что во многих случаях в широком диапазоне частот $30 \text{ МГц} \lesssim \nu \lesssim 3 \text{ ГГц}$ измерению искажений будет препятствовать собственное тепловое (тормозное) излучение межгалактического газа, а также рассеянное радиоизлучение галактик скоплений, связанное с их былой активностью, включая синхротронное излучение выброшенных релятивистских электронов. Ниже ~ 20 МГц эффект рассеяния всегда преобладает над тепловым излучением газа из-за общего роста интенсивности космического радиодна, однако высокоточные измерения на таких частотах становятся сложными. Ниже ~ 5 МГц эффект подавляется индуцированным рассеянием. В работе найдены диапазоны частот, оптимальные для поиска и измерения комптоновского избытка фонового радиоизлучения. Показано, что наиболее перспективны для его наблюдения горячие ($kT_e \gtrsim 8$ кэВ) скопления, находящиеся на больших ($z \gtrsim 0.5$) красных смещениях. Из-за сильной концентрации тормозного излучения к центру скопления периферийные наблюдения комптоновского избытка должны быть предпочтительнее центральных. Более того, благодаря тепловому излучению газа и его концентрации к центру, отмеченный выше переход от “отрицательного” источника на карте флуктуаций фона к “положительному” при движении вниз по оси частот должен происходить не плавно, а через стадию “гибридного источника” – появления яркого пятна, окруженного темным кольцом. Такой вид источника в проекции объясняется его необычной трехмерной формой в виде узкого пика тормозного радиоизлучения, поднимающегося из центра широкой глубокой ямы, связанной с комптоновским рассеянием реликтового излучения. Рассеянное излучение активной в прошлом центральной галактики скопления может усилить эффект. Аналогичный “гибридный источник” появляется на карте флуктуаций фона и вблизи частоты 217.5 ГГц – при переходе от дефицита реликтового излучения к избытку (за счет фотонов, испытавших рассеяние). Необычная форма источника при этом вновь связана с тепловым излучением газа. Одновременные измерения потока тормозного радиоизлучения газа и амплитуды искажений из-за рассеяния фонового радио- и реликтового излучения позволят определять важнейшие параметры скопления.

Ключевые слова: космическое фоновое радио- и реликтовое излучение, скопления галактик, горячий межгалактический газ, комптоновское рассеяние, доплер-эффект, тормозное и синхротронное излучение.

DOI: 10.31857/S0320010824030013, EDN: NSGEBQ

ВВЕДЕНИЕ

Эффект понижения яркости микроволнового фонового излучения в направлении на скопления галактик (Сюняев, Зельдович, 1970, 1972, 1980, 1981; Зельдович, Сюняев, 1982) широко

используется для исследования свойств скоплений и других объектов ранней Вселенной и их эволюции. Понижение яркости связано с недостатком фотонов реликтового излучения относительно планковского спектра на частотах меньших $\nu_0 \approx 217$ ГГц из-за их смещения вверх по оси частот при комптоновском рассеянии на электронах горячего ($kT_e \sim 3\text{--}15$ кэВ) межгалактического

* Электронный адрес: grebenev@iki.rssi.ru

газа скопления. Здесь $h\nu_0 \approx 3.83 kT_m$, где $T_m = 2.7255$ К – современное значение температуры реликтового излучения. На карте микроволнового фона в направлении на скопление появляется “тень” (“отрицательный” источник). На частотах $\nu \gtrsim \nu_0$ образуется избыток фотонов, и на карте фона вспыхивает “положительный” источник. Действие эффекта определяется оптической толщиной газа в скоплении по рассеянию на электронах $\tau_T = h\nu_0 = \sigma_T \int N_e(l) dl$, т.е. пропорционально плотности газа вдоль луча зрения, а не квадрату плотности (подобно яркости теплового излучения газа). Здесь σ_T – сечение томсоновского рассеяния, $N_e(l)$ – плотность электронов. Амплитуда эффекта (падение спектральной плотности потока) не уменьшается с расстоянием до скопления (его красным смещением z), не зависит от z и форма спектра искажений фона. Благодаря этим свойствам эффект широко используется для определения параметров известных скоплений и для поиска новых скоплений.

Наблюдения эффекта успешно велись специально построенными телескопами SPT (*Телескоп на Южном полюсе*, Карлстром и др., 2002; Вилльямсон и др., 2011; Блим и др., 2015, 2020) и АСТ (*Космологический телескоп в Атакаме*, Хазелфилд и др., 2013; Хилтон и др., 2021), рядом других телескопов (Биркиншоу, 1999); огромный вклад в исследование эффекта внес спутник PLANCK (Коллаборация PLANCK, 2014, 2015, 2016). Еще несколько специализированных приборов и телескопов должны в ближайшее время включиться в масштабные исследования эффекта (см. обзор Мрочковского и др., 2019).

Выборки скоплений галактик, обнаруженных благодаря эффекту, оказываются гораздо более представительными на больших ($z \gtrsim 0.5$) красных смещениях, чем выборки скоплений, найденных по рентгеновским данным. Поэтому зависимости числа скоплений от их массы йот z , полученные по таким выборкам, эффективно используются для получения ограничений на параметры космологических моделей Вселенной (например, де Хаан и др., 2016).

Широко обсуждается возможность наблюдения подобного эффекта в других диапазонах длин волн. Так, Гребенев, Сюняев (2019) рассчитали искажения, появляющиеся в спектре космического рентгеновского и мягкого гамма-фона при его комптоновском рассеянии и фотопоглощении в горячем газе скоплений галактик. Сабир и др. (2022) исследовали искажения, возникающие при обратном комптоновском рассеянии в спектре инфракрасного космического фона. Курей (2006) рассмотрел искажения, возникающие при рассеянии на электронах в профиле линии 21 см фонового радиоизлучения. Совсем недавно Холдер, Хлуба (2021) и Ли и др. (2022) рассмотрели аналогичные

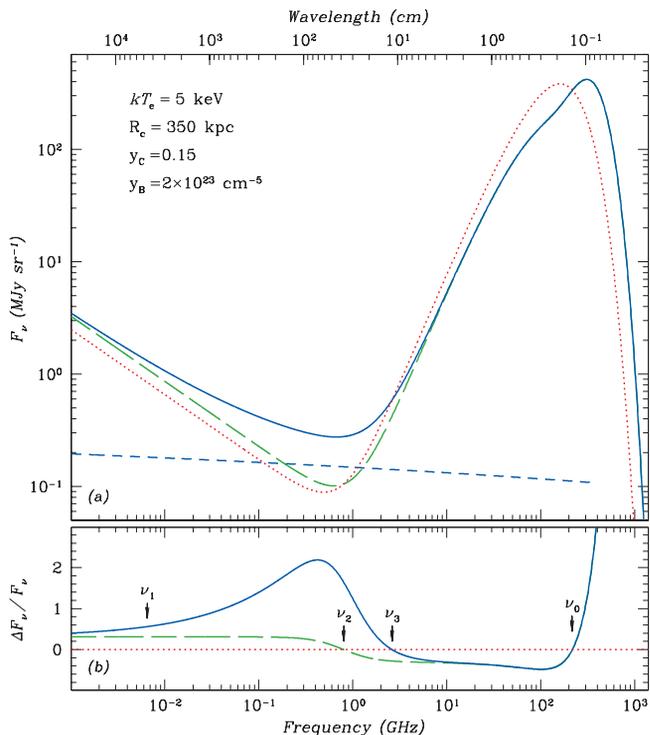


Рис. 1. (a) Спектр фонового радио- и микроволнового излучения (красная пунктирная кривая) и соответствующий искаженный спектр из-за рассеяния на электронах горячего газа скопления галактик (зеленые длинные штрихи), а также вклада тормозного излучения этого газа (синяя сплошная линия, спектр самого тормозного излучения показан штриховой прямой линией). Демонстрационный расчет для гипотетического скопления с однородным распределением плотности, радиусом $R_c = 350$ кпк, температурой $kT_e = 5$ кэВ и комптоновским $y_c = 0.15$ и тормозным $y_B = 2 \times 10^{23}$ см⁻⁵ параметрами, в действительности и определяющими амплитуды искажений (y реальных скоплений y_c и y_B имеют на три порядка меньшие значения). (b) Относительные искажения спектра фонового излучения в направлении на это скопление (сплошная синяя кривая учитывает тормозное излучение газа). Указаны частоты $\nu_2 \approx 802$ МГц (равенства по абсолютной величине комптоновских искажений радио и микроволнового фона), ν_1 и ν_3 (равенства потока тормозного излучения и комптоновского избытка в спектре радиодна, либо комптоновского провала в спектре реликтового излучения) и $\nu_0 = 217$ ГГц (перехода от недостатка фотонов к избытку в этом спектре).

искажения уже в самом непрерывном спектре радиодна.

Космическое фоновое радиоизлучение доминирует над реликтовым на частотах ниже ~ 1 ГГц. Оно было открыто в балонном эксперименте ARCADE 2 (Фиксен и др., 2011) в ходе высокоточных измерений и вначале обсуждалось как загадочный “ARCADE excess”. Измерения ARCADE 2 были дополнены радарными наблюдениями на низких 22 и 45 МГц частотах (Маеда и др., 1999; Роджер и др., 1999), обзором

неба LLFSS на частотах 40–80 МГц (Давел, Тайлор, 2018) и обзорами на 408 МГц (Ремазейл и др., 2015) и 1.4 ГГц (Райх и др., 2001). Было показано, что в широком интервале длин волн радиополос имеет степенной синхротронный спектр со спектральным индексом $\alpha \approx 0.58 \pm 0.05$. Природа фона до сих пор неизвестна; с радиогалактиками, активными ядрами галактик и другими слабыми компактными источниками удается связать не более 25% фонового излучения (Сейферт и др., 2011; Канден и др., 2012; Хардкастл и др., 2021). Другие обсуждаемые причины его существования также не выглядят убедительными (см. Сингал и др., 2023). В любом случае, как и положено фону, это радиоизлучение характеризуется высокой степенью изотропии и однородности.

Оценки Холдера, Хлубы (2021) продемонстрировали, что комптоновское рассеяние фонового радиоизлучения на электронах горячего газа скопления повышает его яркость на всех частотах (изменение яркостной температуры ΔT достигает ~ 1 мК). Вблизи частоты $\nu_2 \approx 802$ МГц это повышение полностью компенсирует упомянутое выше понижение яркости микроволнового фонового излучения. Т.е. на частотах $\nu \lesssim \nu_2$ на карте фона в направлении на скопление вместо “тени” вновь появляется “источник”.

На рис. 1а искаженный в газе скопления спектр фонового излучения, рассчитанный согласно Холдеру, Хлубе (2021), показан длинными зелеными штрихами. Неискаженный спектр (сумма космического радио и микроволнового фона) обозначен пунктирной красной линией. Комптоновский параметр скопления, определяющий амплитуду искажений спектра, здесь сильно завышен, $y_C = \sigma_T \int N_e(l) (kT_e / m_e c^2) dl = 0.15$, но в целом рисунок правильно передает действие комптоновского рассеяния на спектр фона. В типичных скоплениях галактик параметр y_C имеет намного меньшее значение, например, в скоплении с температурой электронов $kT_e = 5$ кэВ и оптической толщей газа по центру облака $\tau_r = 0.01$ он равен $y_C = 1 \times 10^{-4}$.

В настоящей работе показано, что эффект, предсказанный Холдерой, Хлубой (2021) и более строго рассчитанный Ли и др. (2021), в большинстве скоплений наблюдать не удастся. В дециметровом, метровом и декаметровом диапазонах длин волн (частоты $\nu \lesssim 5$ ГГц) собственное тормозное излучение горячего межгалактического газа в таких скоплениях заметно превышает по потоку и полностью подавляет комптоновские искажения радио- и микроволнового фона. Это иллюстрирует рис. 1а, на котором спектр фона (зеленые длинные штрихи) с учетом тормозного излучения (синие короткие штрихи) показан сплошной синей линией. Видно, что собственное излучение газа доминирует в общем спектре радиоизлучения, регистрируемого в направлении на скопление, и лишь на частотах меньше $\nu_1 \approx 10$ МГц его поток сравнивается с

комптоновскими искажениями радиополосы (из-за общего увеличения яркости фона).

Еще лучше это видно на рис. 1б, на котором приведены относительные искажения фонового излучения в направлении на это скопление (с учетом и без учета вклада тормозного излучения межгалактического газа). Отметим, что в демонстрационных целях мера эмиссии газа в направлении центра этого гипотетического скопления была сильно завышена, $y_B = \sum_Z \int Z^2 N_Z(l) N_e(l) dl = 2 \times 10^{23} \text{ см}^{-5}$ (суммирование идет по ионам плазмы, Z – заряд ядра иона). В действительности она обычно на 2–3 порядка меньше (для упомянутого скопления с $\tau_T = 0.01 y_B = 1.2 \times 10^{20} \text{ см}^{-5}$). Далее в статье будут рассчитаны точные значения упомянутой выше частоты ν_1 и частоты ν_3 , на которой поток тормозного излучения газа полностью компенсирует комптоновское понижение яркости реликтового излучения, для реалистичных значений параметров скоплений.

С учетом малости (в тысячу раз меньше принятых значений) параметров y_C и y_B в типичных скоплениях галактик рис. 1б подразумевает, что рассмотренные в статье искажения спектра фонового радио (и сантиметрового реликтового) излучения малы по абсолютной величине (составляют доли процента от уровня самого фона) и находятся на пределе чувствительности современных телескопов. Тем не менее быстрое развитие радиоастрономии, связанное с введением в строй новых радиотелескопов и радиоинтерферометров, таких как GMRT (Вентури и др., 2008), LOFAR (ван Хаарлем и др., 2013), MeerKAT (Джонас и др., 2016), ALMA/ACA (Ди Масколо, 2020), ASKAP (Хотан и др., 2021), SKA (Бэкон и др., 2020), CHIME (Амири и др., 2021), Tianlei DPA (Ву и др., 2021), обещает в ближайшее время заметное повышение точности и чувствительности радиоизмерений и обеспечение способности картографирования неба на разных частотах с высоким угловым разрешением. Это гарантирует возможность измерения тонких эффектов, обсуждаемых в статье.

СПЕКТР ФОНА И ЕГО ИСКАЖЕНИЯ

Напомним основные физические процессы, приводящие к искажениям спектра фонового излучения при его взаимодействии с горячим межгалактическим газом скопления.

Комптоновское рассеяние. Взаимодействие фонового излучения с высокотемпературными электронами в газе скоплений галактик будем рассматривать путем решения уравнения Компанейца (1956), описывающего перераспределение фотонов по частотам в диффузионном приближении. Ранее таким путем были получены оценки искажений в спектре реликтового излучения, возникающих в скоплениях (Сюняев, Зельдович, 1980; Зельдович, Сюняев, 1982). Возможность применения этого уравнения в случае оптически тонкого

газа, характерного для скоплений, была проверена и подтверждена Сюняевым (1980).

Уравнение Компанейца имеет вид

$$\frac{\partial F_\nu}{\partial \tau_T} = \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left[\nu^4 \left(\frac{F_\nu}{\nu^3} + \frac{c^2}{2h} \frac{F_\nu^2}{\nu^6} + \frac{kT_e}{h} \frac{\partial F_\nu}{\partial \nu} \frac{1}{\nu^3} \right) \right], \quad (1)$$

где F_ν – спектральная интенсивность фонового излучения. Нелинейный член $\sim F_\nu^2$ в правой части уравнения учитывает индуцированное рассеяние, первый член $\sim F_\nu$ отвечает за эффект отдачи, он в $\sim kT_e/h\nu \sim 10^{10}$ раз меньше последнего (доплеровского) члена.

Искажения спектра реликтового излучения. Пренебрегая первыми двумя членами, подставим в уравнение (1) планковский спектр микроволнового фонового излучения,

$$B_\nu = 2h\nu^3/c^2 [\exp(h\nu/kT_m) - 1]^{-1}.$$

Получаем хорошо известный спектр искажений интенсивности реликтового излучения в направлении на центр скопления

$$\frac{\Delta B_\nu}{B_\nu} = y_C \frac{x e^x}{e^x - 1} \left[x \left(\frac{e^x + 1}{e^x - 1} \right) - 4 \right]. \quad (2)$$

Здесь $x = h\nu / kT_m$, а $y_C = \tau_T (kT_e/m_e c^2)$ – введенный ранее комптоновский параметр, определяющий амплитуду искажений. В пределе $x \ll 1$ ($\nu \ll 57$ ГГц) относительные искажения планковского спектра отрицательны и не зависят от частоты $\Delta B_\nu/B_\nu \approx -2y_C$.

Искажения спектра радиоизлучения. Согласно Фиксену и др. (2011) и Давелу, Тайлору (2018), интенсивность фонового радиоизлучения в нашу ($z = 0$) эпоху зависит от частоты степенным образом, в терминах яркостной температуры

$$T_R(\nu) = T_* (\nu/\nu_*)^{-2.58 \pm 0.05} \text{ К}, \quad (3)$$

где $\nu_* = 310$ МГц, $T_* = (30.4 \pm 2.1)$ К. Подставляя в правую часть уравнения интенсивность излучения в виде $F_R(\nu) = F_* \nu^{-\alpha}$, где $\alpha = 0.58 \pm 0.05$, находим спектр его относительных искажений

$$\Delta F_R/F_R = y_C \alpha (3 + \alpha) \approx 2.08 y_C. \quad (4)$$

Таким образом, относительная амплитуда эффекта для фонового радиоизлучения вновь пропорциональна комптоновскому параметру y_C , но при этом всегда положительна и не зависит от частоты ν (Холдер, Хлуба, 2021).

Искажения фоновых потоков микроволнового ΔB_ν и радиоизлучения ΔF_R сравниваются по абсолютной величине (компенсируют друг друга) на

частоте $\nu_2 = \nu_* [0.5(3 + \alpha)\alpha T_*/T_m]^{1/(\alpha+2)} \approx 802 \pm \pm 38$ МГц, которая не зависит от параметров газа в скоплении (Холдер, Хлуба, 2021).

Искажения из-за индуцированного рассеяния. Интенсивность радифона на частотах $\nu \lesssim 2.5$ ГГц соответствует числу заполнения $n_\nu(\nu) = F_R(\nu)c^2 / 2h\nu\nu^3 \approx 2045 (\nu_*/\nu)^{(3+\alpha)} \geq 1$, а значит априори пренебрегать в уравнении (1) членом, отвечающим за индуцированное комптоновское рассеяние, нельзя. Сохраняя этот член и вновь подставляя в правую часть уравнения интенсивность излучения в виде $F_R(\nu) = F_* \nu^{-\alpha}$, получаем

$$\Delta F_R/F_R = y_C \alpha (3 + \alpha) - \tau_T (1 + \alpha) / m_e F_* \nu^{-(2+\alpha)} \quad (5)$$

Вклад индуцированного комптоновского рассеяния имеет отрицательный знак. Это естественно, т.к. оно приводит к уходу низкочастотных фотонов вниз по оси частот (Сюняев, 1970). По абсолютной величине этот вклад сравнивается с доплеровским членом при $\nu_4 \approx 1.3 (kT_e/5 \text{ кэВ})^{-0.39}$ МГц, на более низких частотах яркость радифона оказывается вновь пониженной.

Тормозное излучение межгалактического газа. Поверхностная яркость тормозного излучения изотермического горячего газа в скоплении галактик в направлении на его центр равна (Ленг, 1978)

$$F_B(\nu) = A \frac{\int \sum_Z (Z^2 N_Z) N_e dl}{T_e^{1/2}} g(\nu, T_e) \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right), \quad (6)$$

где постоянная

$$A = \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{e^6 k^{-1/2}}{(m_e c^2)^{3/2}} \approx 5.4 \times 10^{-39} \frac{\text{эрг см}^3 \text{К}^{1/2}}{\text{с Гц ср}},$$

а фактор Гаунта

$$g(\nu, T_e) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \Lambda, \text{ где } \Lambda = \frac{4kT_e}{\gamma h\nu} \approx 4.7 \times 10^{10} \left(\frac{T_e}{\nu} \right)$$

($\gamma = 1.781$, T_e выражено в К, ν – в Гц). Используя введенный ранее тормозной параметр газа в скоплении (меру эмиссии газа вдоль луча зрения) y_B , выражение (6) можно представить в виде

$$F_B(\nu) = y_B A T_e^{-1/2} g(\nu, T_e) \exp(-h\nu/kT_e). \quad (7)$$

Сопоставляя уравнения (7) и (4), можно найти частоту ν_1 , на которой искажения фонового радиоизлучения ΔF_R и вклад тормозного излучения F_B сравниваются друг с другом. Аналогично, сопоставляя уравнения (7) и (2), можно найти частоту ν_3 , на которой искажения микроволнового

фонового излучения ΔV_ν в пределе $\nu \ll 57$ ГГц по абсолютной величине сравниваются с вкладом тормозного излучения F_B (они компенсируют друг друга). В отличие от частоты ν_2 эти частоты не являются универсальными и зависят определенным образом от температуры и плотности межгалактического газа.

Тормозное поглощение межгалактическим газом. Тормозные процессы приводят также к поглощению фонового радиоизлучения на низких частотах. Оптическая толща по этому процессу по центру скопления равна (Ленг, 1978)

$$\tau_B(\nu) = \frac{F_B(\nu) c^2}{2kT_e \nu^2} = y_B \frac{Ac^2}{2k\nu^2} g(\nu, T_e) T_e^{-3/2}, \quad (8)$$

где $F_B(\nu)$ подставлено из формулы (7). Соответственно, связанное с тормозным поглощением в межгалактическом газе искажение спектра фонового радиоизлучения, дополнительное к комптоновским искажениям, описанным выражениями (4)–(5), равно

$$\Delta F_R / F_R(\nu) = \exp[-\tau_B(\nu)] \approx 1 - \tau_B(\nu). \quad (9)$$

Само тормозное излучение тоже поглощается, но в меньшей степени, поскольку его интенсивность набирается уже внутри скопления (вдоль луча зрения).

МОДЕЛЬНОЕ СКОПЛЕНИЕ

Для ясности и простоты будем сначала считать газ в скоплении распределенным однородно и имеющим одну и ту же температуру.

Скопление с однородным распределением плотности. Рассмотрим сферически-симметричное облако горячего газа в скоплении с плотностью электронов N_e и температурой T_e , имеющее радиус R_c . Оптическая толща такого облака по томсоновскому рассеянию вдоль луча зрения, проходящего через его центр, равна $\tau_T = 2\sigma_T N_e R_c = 2\tau_c$. Тогда плотность электронов в облаке газа типичного скопления с толщей $\tau_T = 0.01$ и радиусом $R_c = 350$ кпк равна $N_e \approx 7.0 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Масса газа в облаке $M_g \approx 3.5 \times 10^{13} \tau_T / 0.01 (r_c / 350 \text{ кпк})^2 M_\odot$. Полная масса M_{500} соответствующего реального (с учетом “темной” материи) скопления должна быть по крайней мере на порядок величины больше. Это — скопление умеренной массы, подобное скоплению в созвездии Волосы Вероники (Coma).

Выше и далее мы полагаем, что водород, гелий, кислород в газе скопления имеют нормальные космические обилия по массе, $X \approx 0.74$, $Y \approx 0.24$ и $O \approx 0.01$ (Камерун, 1986) соответственно, $N_e \approx (X + 0.5 Y + 0.5 O) \rho / m_p \approx 0.87 \rho / m_p$, входящий в формулу для расчета тормозного

параметра межгалактического газа множитель $Z^2 N_Z \approx (X + Y + 4 O) \rho / m_p \approx 1.02 \rho / m_p$, а сам этот параметр $y_B = 2 \Sigma Z^2 N_Z N_e R_c \approx 2.36 N_e^2 R_c$. При температурах, характерных для газа в скоплениях галактик, указанные элементы полностью ионизованы. Более тяжелые элементы принимать в расчет не будем.

Фоновое излучение считаем падающим на облако изотропно, соответственно, рассчитывая спектр выходящего из облака излучения, усредняя его по углам. Считаем фоновое радиоизлучение, независимо от его природы (космологическое или связанное с неразрешенными радиогалактиками), полностью сформировавшимся на больших красных смещениях ($z > z_*$ скопления). Если это не так, и какая-то доля радиофона формируется на $z < z_*$, амплитуду комптоновских искажений его спектра следует соответственно уменьшить (на эту долю).

Расчет искажений фона. На рис. 2 сплошными синими линиями показан вклад тормозного излучения межгалактического газа в спектр искажений фонового (радио- и микроволнового) излучения, который должен измеряться в направлении на скопление галактик (предполагается, что измерения проводятся в направлении на центр скопления). Скопление считается близким — расположенным на красном смещении $z \ll 1$. Разные линии соответствуют разным радиусам R_c облака газа (и, соответственно, разным плотностям электронов N_e в нем), томсоновская толща облака на луче зрения по центру скопления $\tau_T = 0.006$, температура электронов $kT_e = 5$ кэВ. Кривые учитывают также искажение реликтового излучения из-за рассеяния на электронах горячего газа скопления (именно с ним связано падение потока на высоких частотах, отделено оно показано красными короткими штрихами). Собственно искажение фонового радио- и микроволнового излучения из-за обратного комптоновского рассеяния на электронах горячего газа показано зелеными длинными штрихами. С учетом индуцированного рассеяния это же искажение показано зелеными короткими штрихами. Индуцированное рассеяние сдвигает фотоны вниз по оси частот, понижая амплитуду комптоновских искажений фона на совсем низких $\nu \lesssim 10$ МГц частотах. Еще один эффект, понижающий амплитуду искажений, — тормозное поглощение радиоизлучения в горячем газе скопления. Он показан зеленой пунктирной линией дополнительно к вкладу индуцированного рассеяния. В дальнейшем оба этих эффекта не будут учитываться, если специально не оговорено обратное.

Тормозное излучение в спектре искажений. Из рис. 2 видно, что для наиболее реалистичных скоплений с радиусами $R_c = 250$ – 350 кпк тормозное излучение доминирует над комптоновскими искажениями в широком интервале частот

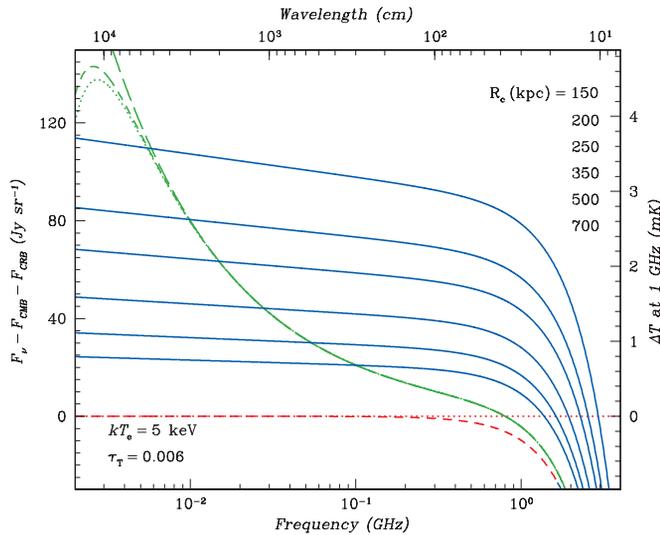


Рис. 2. Сравнение искажений фонового радиоизлучения из-за его рассеяния на электронах горячего газа скопления галактик (зеленые длинные штрихи) и из-за вклада тормозного излучения этого газа (сплошные синие линии, соответствующие разным радиусам R_c скопления). В обоих случаях учтены искажения реликтового излучения из-за рассеяния на электронах (отдельно они показаны красными короткими штрихами). Зелеными короткими штрихами показано уменьшение искажений из-за индуцированного рассеяния, зеленым пунктиром — еще и из-за тормозного поглощения радиоизлучения в газе. Расчет для близкого ($z \ll 1$) скопления с однородным распределением плотности, температурой $kT_e = 5$ кэВ и томсоновской толщиной вдоль луча зрения по его центру $\tau_T = 6 \times 10^{-3}$.

$20 \text{ МГц} \lesssim \nu \lesssim 3.5 \text{ ГГц}$. По мере увеличения компактности скопления и повышения плотности межгалактического газа внутри него, этот интервал расширяется в область более низких частот. Очевидно, что подобного эффекта, но менее выраженного, следует ожидать и при увеличении томсоновской оптической толщи скопления τ_T при неизменном радиусе R_c (в этом случае комptonовские искажения также возрастают, но не так сильно, как интенсивность тормозного излучения).

Тормозное излучение газа дает весомый вклад в область высоких частот спектра фона, полностью или частично компенсируя падение потока реликтового излучения, связанное с его комptonовским рассеянием на высокотемпературных электронах. Чтобы лучше исследовать этот вопрос, на рис. 3 мы представили искажения в спектре $\nu F_\nu(\nu)$ (интенсивность, умноженная на частоту) для скопления с той же температурой газа, как у скопления на рис. 2, но с большей оптической толщой на луче зрения $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$. Видно, что именно тормозное излучение подавляет падение яркости реликтового излучения вплоть до частоты $\nu \sim 5 \text{ ГГц}$ ($\lambda \sim 6 \text{ см}$) и приводит к появлению радиоисточника в направлении на скопление на картах флуктуаций

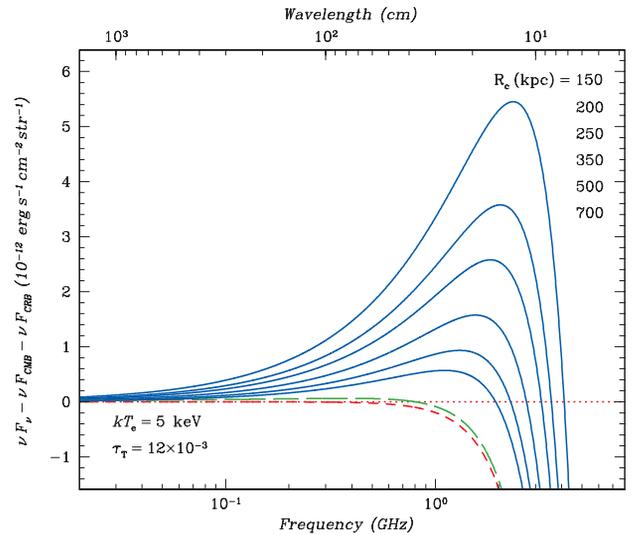


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для искажений в спектре $\nu F_\nu(\nu)$, что позволяет лучше исследовать вклад тормозного излучения межгалактического газа в сантиметрово-дециметровую область длин волн, где силен вклад комptonовских искажений спектра реликтового излучения. Видно, что для температуры газа $kT_e = 5$ кэВ тормозное излучение компенсирует комptonовское падение потока излучения вплоть до $\lambda \sim 6 \text{ см}$ ($\nu \sim 5 \text{ ГГц}$). Оптическая толщина газа $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ (в два раза больше, чем на рис. 2).

фона на более низких частотах. Без этого излучения “тень” на карте фона наблюдалась бы вплоть до частоты $\nu_2 \approx 802 \text{ МГц}$. Тормозное излучение вносит заметный вклад и на частотах $\nu \geq 5 \text{ ГГц}$, уменьшая ожидаемое падение потока реликтового излучения в релей-джинсовской части спектра. Этот процесс необходимо учитывать при интерпретации текущих (например, VLA и BIMA, Доусон и др., 2002) и готовящихся (SO/Обсерватория Симонс, Аде и др., 2019, антенные комплексы CMB-S4, Абазаян и др., 2019, и CMB-HD, Сехгал и др., 2019) активных наблюдений эффекта понижения яркости микроволнового фонового излучения на сантиметровых длинах волн.

На рис. 4 приведены зависимости, аналогичные представленным на рис. 2, но для скоплений с другими параметрами облака межгалактического газа: (a) $kT_e = 7 \text{ кэВ}$, $\tau_T = 1 \times 10^{-2}$, (b) $kT_e = 15 \text{ кэВ}$, $\tau_T = 1.4 \times 10^{-2}$, (c) $kT_e = 3 \text{ кэВ}$, $\tau_T = 8 \times 10^{-3}$ и (d) $kT_e = 2 \text{ кэВ}$, $\tau_T = 8 \times 10^{-3}$. Параметры скоплений выборки, температура газа kT_e и его оптическая толщина по томсоновскому рассеянию τ_T охватывают широкий диапазон значений. Видно, что в общем спектре искажений фонового радиоизлучения холодных (сильно релаксировавших) скоплений тормозное излучение газа доминирует в более широком интервале частот, чем в спектре горячих молодых скоплений. Это происходит как за счет повышения интенсивности самого тормозного излучения, так и за счет понижения амплитуды искажений спектра фонового радиоизлучения при

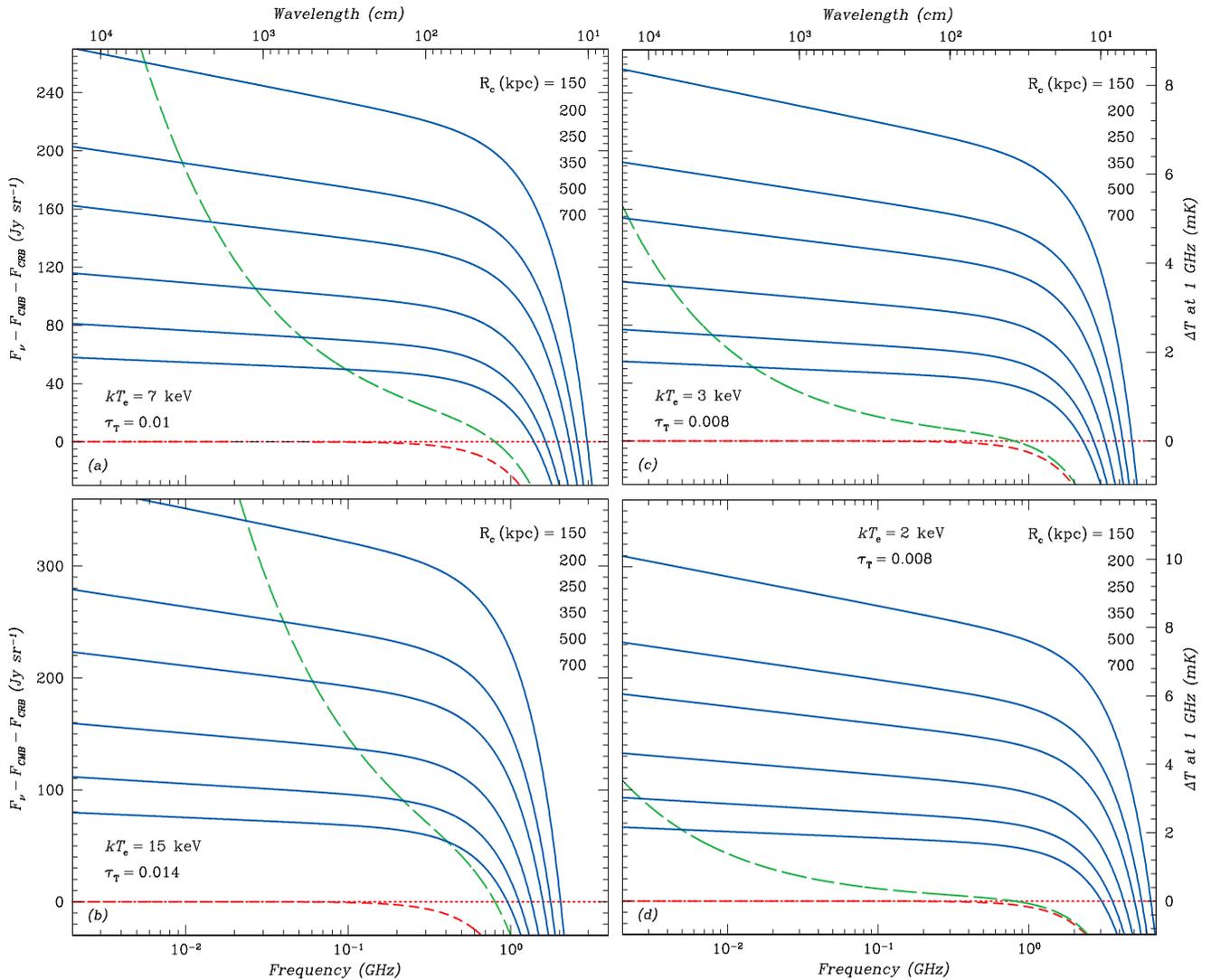


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для скоплений с параметрами: (a) $kT_e = 7$ кэВ, $\tau_T = 1 \times 10^{-2}$, (b) $kT_e = 15$ кэВ, $\tau_T = 1.4 \times 10^{-2}$, (c) $kT_e = 3$ кэВ, $\tau_T = 8 \times 10^{-3}$ и (d) $kT_e = 2$ кэВ, $\tau_T = 8 \times 10^{-3}$. Тормозное излучение (сплошные синие линии) доминирует в более широкой области спектра у холодных, сильно релаксировавших скоплений. При этом оно полностью компенсирует падение яркости реликтового излучения вплоть до частот 5–8 ГГц ($\lambda \approx 4$ –6 см) и ослабляет его на более высоких частотах. Искажения в радиоспектре фона, хотя и становятся сильнее у горячих молодых скоплений с большой оптической толщиной, сравниваются с тормозным излучением лишь на совсем низких частотах $\nu \lesssim 20$ МГц ($\lambda \gtrsim 15$ м).

комptonовском рассеянии на электронах, линейно зависящих от их температуры. Тормозное излучение холодных скоплений с $kT_e = 2$ –3 кэВ намного дальше простирается и в область высоких частот (до $\nu \sim 7$ –8 ГГц, что видно даже без построения рисунка, аналогичного рис. 3). Как отмечалось выше, здесь оно конкурирует с эффектом понижения яркости микроволнового фонового излучения из-за комptonовского рассеяния на электронах.

В то же время рисунок свидетельствует о том, что даже у самых горячих скоплений выборки с $kT_e = 7$ –15 кэВ существует заметный интервал частот 100 МГц $\lesssim \nu \lesssim 2.5$ ГГц, в котором в направлении на скопление должно регистрироваться

именно тормозное излучение межгалактического газа. Это важно, так как означает, что переход от “тени” на сантиметровую карту фона в направлении на скопление галактик к мощному “радиоисточнику” на карте фона на дециметровых длинах волн даже в таких богатых молодых скоплениях связан именно с тормозным излучением их горячего межгалактического газа, а не с комptonовскими искажениями фонового радиоизлучения из-за рассеяния на электронах газа, как предполагали Холдер, Хлуба (2021).

Зависимость от параметров газа. Очевидно, что важнейшей характеристикой скопления с точки зрения его регистрации на картах фона как

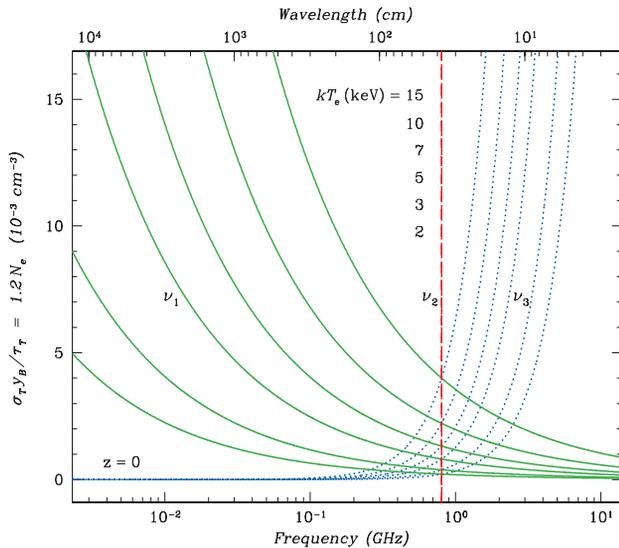


Рис. 5. Граничные частота ν_1 , выше которой поток тормозного излучения межгалактического газа скопления доминирует над комптоновским усилением фонового радиоизлучения в общем спектре искажений (сплошные зеленые кривые), и частота ν_3 , ниже которой тормозное излучение доминирует по абсолютной величине над комптоновским ослаблением потока реликтового излучения (пунктирные синие кривые). Показаны кривые для разных температур газа в скоплении. Вертикальной штриховой красной линией показана частота ν_2 , на которой сравниваются комптоновские искажения радио и реликтового излучений. Положение частот ν_1 и ν_3 дано в зависимости от температуры kT_e и плотности N_e (точнее, от величины $\sigma_T y_B / \tau_T [kT_e / m_e c^2] \approx 1.18 N_e$) межгалактического газа.

радиоисточника и идентификации физического процесса, ответственного за его появление, служит диапазон частот $\nu_1 \lesssim \nu \lesssim \nu_3$, где в излучении скопления доминирует тормозное радиоизлучение межгалактического газа. Нижняя граница этого диапазона ν_1 — частота, левее которой усиление яркости фонового радиоизлучения из-за комптоновского рассеяния на электронах горячего газа скопления превышает поток его тормозного излучения. Верхняя граница ν_3 — частота, правее которой поток тормозного излучения газа уже не может компенсировать понижение яркости микроволнового фонового излучения. Как рассчитать эти критические частоты, объяснено выше в абзаце, следующем за уравнением (7).

На рис. 5 приведены результаты нашей попытки исследовать положения частот ν_1 и ν_3 (и ширины интервала между ними) в зависимости от основных параметров горячего газа в скоплении. Анализ показал, что оптимальными независимыми параметрами в этой задаче являются температура электронов kT_e и комбинация величин $\sigma_T y_B / \tau_T$, с точностью до множителя равная плотности числа электронов в газе скопления \approx

$1.18 N_e$. Эта величина отложена по оси У рисунка. Сплошными линиями приведены значения частоты ν_1 , пунктирными — частоты ν_3 . Разные, но однотипные кривые соответствуют разным значениям kT_e . Кривые ν_1 и ν_3 , соответствующие одной температуре, очевидно пересекаются на частоте ν_2 , для которой в отсутствие тормозного излучения комптоновские искажения в фоновом синхротронном (степенном) радиоизлучении и фоновом микроволновом планковском спектре сравниваются по абсолютной величине.

Рисунок 5 свидетельствует о том, что участок частот с доминирующим вкладом тормозного излучения должен присутствовать в спектрах искажений фона в направлении всех типичных близких скоплений. Однако он заметно суживается у очень горячих и аномально разреженных скоплений. Критическое значение величины $(\sigma_T y_B / \tau_T)_{\min} = 1.18 N_{e, \min}$, при котором этот участок должен был бы схлопнуться ($\nu_1 \rightarrow \nu_2$, $\nu_3 \rightarrow \nu_2$), дано на рис. 6 в зависимости от температуры kT_e и красного смещения z скопления (см. ниже). Видно, что минимальная плотность газа, при которой еще существует участок тормозного излучения в спектре искажений, повышается с ростом температуры газа.

На правой оси У рисунка для наглядности показано, каким должен быть радиус скопления R_c с критической плотностью электронов. Томсоновская оптическая толща по центру скопления зафиксирована на сравнительно небольшой величине $\tau_T = 0.006$ (едва достаточной для формирования комптоновского искажения радиопфона, доступного для наблюдений). Тем не менее даже в случае самых горячих (но близких, $z \approx 0$) скоплений на этом рисунке, с $kT_e \gtrsim 20$ кэВ, тормозное излучение газа не дает вклада в поток радиоизлучения, лишь когда их радиус R_c заметно превышает реально наблюдаемые размеры скоплений ($R_c \gtrsim 500$ кпк).

Зависимость от красного смещения z . Изменение спектра микроволнового фонового излучения с красным смещением полностью определяется зависимостью его температуры от z : $T_m(z) = T_m \times (1 + z)$. Уже спектр фонового радиоизлучения (формула [3]) зависит от z более сложным образом: $F_R(Z) = F_0 (\nu/\nu_0)^{-\alpha} (1 + z)^{3-\alpha}$ (Зельдович, Новиков, 1975), да и то лишь в предположении, что степенная форма спектра с красным смещением не меняется. Нас интересует спектр фона в современную эпоху, и, как уже отмечалось, он измерен с высокой точностью. Его зависимость от z не приводит к изменению наблюдаемых в нашу эпоху искажений, возникающих в нем при взаимодействии с межгалактическим газом скоплений галактик, как бы далеко они не располагались.

Иное дело — спектр тормозного радиоизлучения этого газа, яркость которого при наблюдении

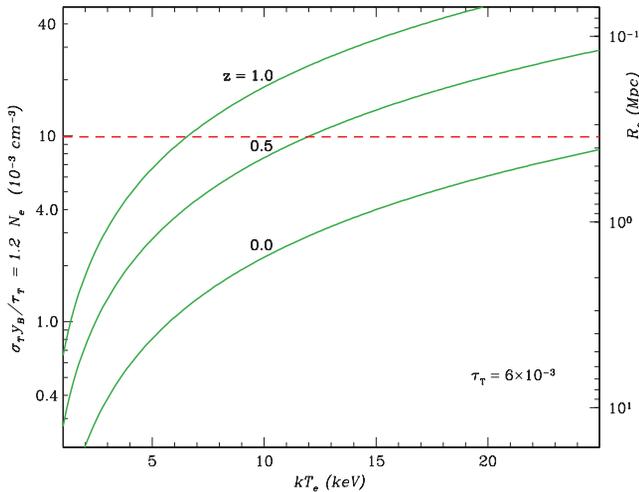


Рис. 6. Минимальная плотность электронов $N_{e,\min}$ (точнее, величина $\sigma_T y_B / \tau_T \approx 1.18 N_{e,\min}$) горячего межгалактического газа, необходимая для того, чтобы в спектре искажений фонового радиоизлучения в направлении на скопление существовал интервал частот с доминирующим вкладом его тормозного излучения. Плотность выше для далеких ($z > 0$) скоплений. На оси Y справа нанесен радиус R_c скопления с критической плотностью и томсоновской толщиной по центру $\tau_T = 6 \times 10^{-3}$. Штриховая линия отмечает типичный радиус скопления $R_c \approx 350$ кпк.

далеких скоплений изменяется по закону $F_B(z=0) = F_B(z)/(1+z)^3$ (предполагается, что температура газа после ее измерения была скорректирована на z , т.е. приведена к системе скопления). Поскольку сам спектр тормозного радиоизлучения слабо зависит от частоты, $F_B \sim \nu^{-0.04}$, изменение с z сводится к падению потока от далеких скоплений на одинаковый фактор на всех частотах $(1+z)^3$. На рис. 7 показано, как сужается интервал частот $\nu_1 < \nu < \nu_3$ с доминирующим тормозным излучением в спектре искажений при наблюдении скоплений на красных смещениях $z = 0.5$ и 1. Рисунок аналогичен рис. 5, на котором представлен такой же интервал частот $\nu_1 < \nu < \nu_3$, но характерный для локальных ($z \ll 1$) скоплений.

На рис. 6 для двух таких далеких ($z = 0.5$ и 1) скоплений приведены кривые критической плотности $N_{e,\min}$, при которой в спектре искажений еще отсутствует интервал частот с доминирующим тормозным излучением. Видно, что с увеличением красного смещения скопления наблюдаемая интенсивность его тормозного радиоизлучения быстро падает, соответственно, оно может вообще не регистрироваться на фоне комптоновских искажений радиофона даже в случае, когда имеет меньшую температуру и большую плотность газа, чем подобные локальные скопления. Ослабевают ограничения и на критический радиус скопления.

РЕАЛЬНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

Выше предполагалось, что измерение потока радиоизлучения проводится в направлении на центр скопления и с хорошим угловым разрешением (по сравнению с угловым размером скопления). Периферийные наблюдения газа в скоплениях с однородным распределением плотности, очевидно, менее предпочтительны, так как при этом в равной степени (пропорционально l – размеру скопления вдоль луча зрения) уменьшаются и поток тормозного излучения газа, и амплитуда искажений фонового радиоизлучения из-за рассеяния. Иное дело, если периферийные наблюдения проводятся в случае реального скопления с плотностью, медленно спадающей с радиусом. Поскольку амплитуда искажений фона из-за рассеяния пропорциональна N_e , а интенсивность тормозного излучения – N_e^2 , вклад тормозного излучения в наблюдаемый избыток радиофона уменьшается к краю скопления быстрее, чем вклад рассеяния (Зельдович, Сюняев, 1982).

Неоднородное распределение плотности. Проиллюстрируем этот эффект на примере скопления, характеризующегося β -распределением плотности газа по радиусу (Кавальери, Фуско-Фемиано, 1976):

$$N_e = N_c \left(1 + \frac{R^2}{R_c^2} \right)^{-3\beta/2}, \quad (10)$$

с центральной плотностью электронов N_c и параметром $\beta \approx 2/3$, хорошо согласующимся с наблюдаемым распределением рентгеновской яркости многих скоплений галактик (Джонс, Форман, 1984; Арно, 2009). Для такого скопления тормозной параметр (мера эмиссии) межгалактического газа $y_B(\rho) = 2 \int_0^\infty \sum Z^2 N_z(R) N_e(R) dl$, определяющий интенсивность его теплового излучения вдоль луча зрения на прицельном расстоянии ρ от направления на центр, равен

$$y_B(\rho) = 0.59\pi \left(1 + \frac{\rho^2}{R_c^2} \right)^{-3/2} N_c^2 R_c. \quad (11)$$

Радиус R_c , прицельное расстояние ρ и расстояние вдоль луча зрения l связаны выражением $R^2 = \rho^2 + l^2$. Томсоновская оптическая толщина газа вдоль луча зрения $\tau_T(\rho) = 2\sigma_T \int_0^\infty N_e(R) dl$, определяющая амплитуду искажений спектра из-за рассеяния, равна

$$\tau_T(\rho) = \pi \left(1 + \frac{\rho^2}{R_c^2} \right)^{-1/2} \sigma_T N_c R_c. \quad (12)$$

На рис. 8 приведены искажения спектра радио- и микроволнового фона в таком скоплении,

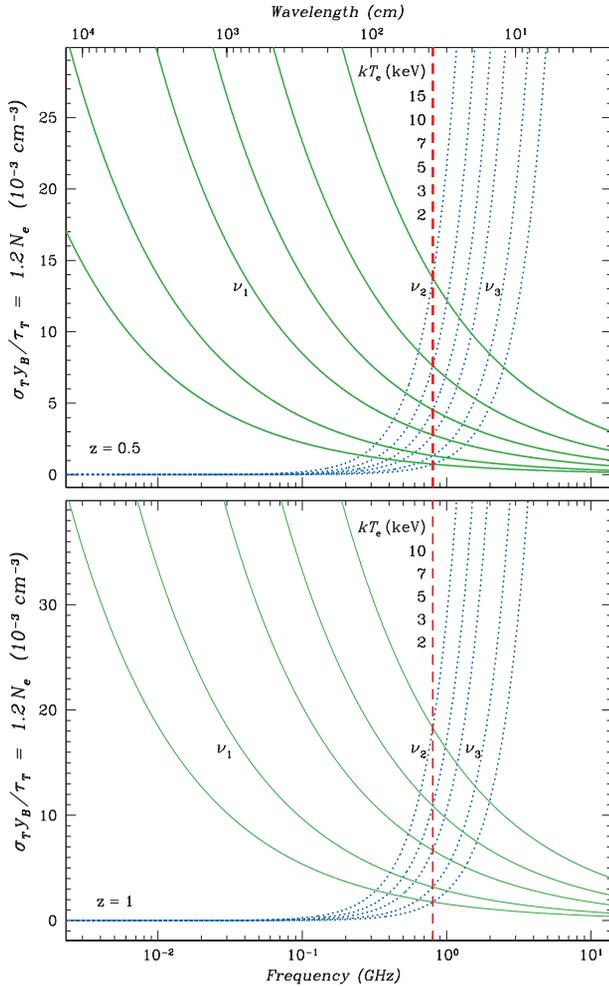


Рис. 7. То же, что на рис. 5, но для далеких скоплений на красных смещениях $z = 0.5$ и 1. Из-за падения яркости тормозного излучения с z интервал частот, в котором это излучение доминирует в спектре искажений фона в направлении на скопление, заметно сужается.

ожидаемые из-за комптоновского рассеяния на электронах (зеленые штрихи) и вклада теплового тормозного излучения (синие сплошные линии) на двух придельных расстояниях $\rho = 0$ и $0.5 R_c$. Параметры газа, радиальная томсоновская толщина $\tau_c = 3 \times 10^{-3}$ и температура электронов $kT_e = 5$ кэВ, выбраны такими же, как у скопления с однородным распределением плотности на рис. 2. Рассмотрены разные значения радиуса ядра скопления R_c . Видно, что комптоновские искажения фона по центру скопления ($\rho = 0$) на рис. 2 и 8 действительно одинаковы, в силу равенства оптических толщ, однако интенсивность теплового излучения газа реального скопления оказывается в π раз меньше интенсивности излучения скопления с однородным распределением плотности газа.

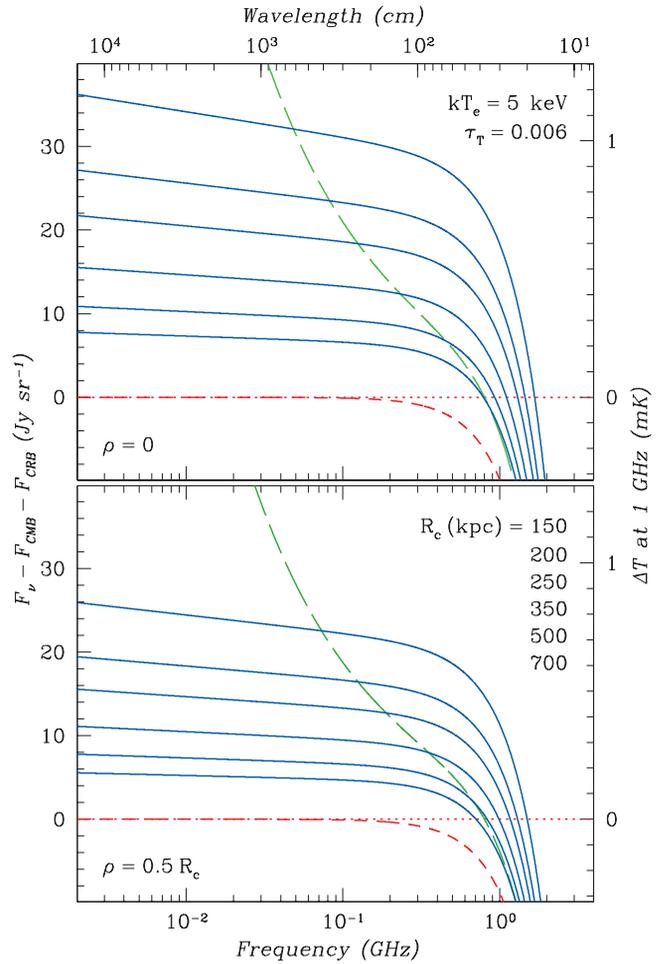


Рис. 8. То же, что на рис. 2, но для скопления с β -распределением плотности газа ($\beta = 2/3$). Томсоновская толщина по центру скопления $\tau_T = 6 \times 10^{-3}$, газ изотермичий $kT_e = 5$ кэВ, скопление близкое ($z \ll 1$). Вклад тормозного излучения показан сплошными синими линиями для разных значений радиуса R_c ядра скопления. Рассмотрены центральные (прицельное расстояние $\rho = 0$, *вверху*) и периферийные ($\rho = 0.5 R_c$, *внизу*) наблюдения.

Этот результат легко объясним, поскольку, хотя в реальном скоплении газ сильнее концентрирован к центру, даже там он имеет слегка меньшую (в $\pi/2 \approx 1.57$ раза) плотность, чем газ в однородном скоплении с теми же радиусом ядра R_c и оптической толщиной τ_T . Заметная часть толщи набирается на больших радиусах $R > R_c$. Аналогично, масса газа в скоплении

$$M_g (< R) = 4.6 \left(\frac{\tau_T m_p}{\sigma_T} \right) R_c^2 \left[\frac{R}{R_c} - \arctg \left(\frac{R}{R_c} \right) \right]$$

внутри радиуса $R = R_c$ сравнительно невелика, $M_g (< R_c) \approx 4.8 \times 10^{12} M_\odot$, но она быстро растет с R , достигая при $R = 2R_c$ величины $M_g (< 2R_c) \approx 2 \times 10^{13} M_\odot$, что уже близко к массе газа в однородном скоплении ($\approx 2.1 \times 10^{13} M_\odot$ при $\tau_T = 0.06$).

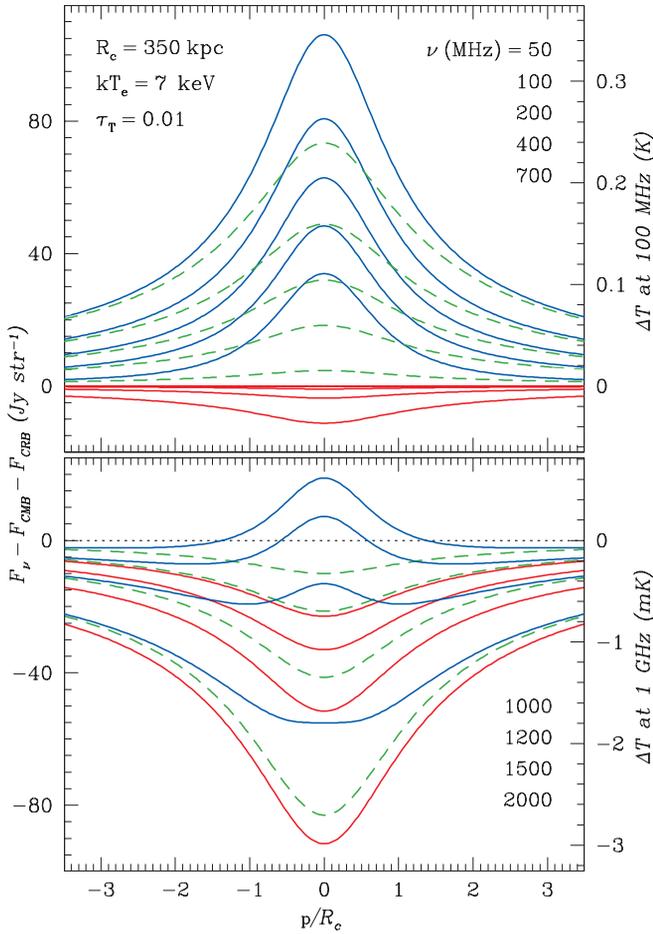


Рис. 9. Сравнение искажений фонового радиоизлучения из-за его рассеяния на электронах горячего газа скопления галактик (зеленые штрихи), а также тормозного излучения этого газа (сплошные синие линии) на разных частотах в зависимости от прицельного расстояния ρ/R_c от направления на центр скопления. Учтены искажения реликтового излучения из-за рассеяния на электронах газа (сплошные красные линии). Расчет для близкого ($z \ll 1$) скопления с β -распределением плотности ($\beta = 2/3$), радиусом ядра $R_c = 350$ кпк, температурой $kT_e = 7$ кэВ и томсоновской толщей по центру $\tau_T = 1 \times 10^{-2}$ (см. рис. 4а).

Интенсивность теплового излучения газа реального скопления уменьшается еще сильнее даже при небольшом ($\rho \sim 0.5 R_c$, рис. 8, нижняя панель) удалении наблюдения от направления на центр. При таких периферийных наблюдениях действие эффекта комптоновского рассеяния тоже ослабевает, как в отношении радио- (зеленые штрихи), так и в отношении микроволнового фонового (красные короткие штрихи) излучения (причем одинаковым образом, так что частота ν_2 не меняется), но происходит это намного медленнее. Поэтому периферийные наблюдения реальных скоплений, с точки

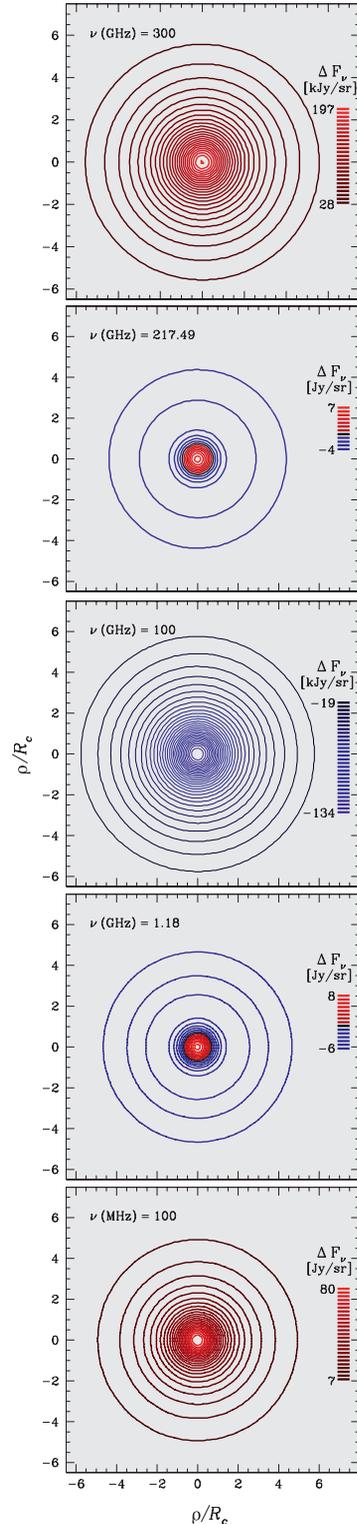


Рис. 10. Карта искажений космического микроволнового и радифона в направлении скопления галактик (того же, что на рис. 9) на разных частотах (синие линии — “отрицательные” отклонения, красные — “положительные”). Внешние контуры (на расстояниях $\rho \gtrsim 6 R_c$) не показаны.

зрения регистрации эффекта рассеяния, оказываются выигрышными.

На рис. 9, также основанном на формулах (11)–(12), показано, как изменяется яркость космического фонового радиоизлучения на разных частотах в зависимости от прицельного расстояния ρ . Вновь рассмотрено близкое скопление с β -распределением плотности, но с более высокой температурой $kT_e = 7$ кэВ и оптической толщиной $\tau_T = 0.01$ газа (как на рис. 4а). Радиус ядра скопления $R_c = 350$ кпк. Видно, что в направлении на центр скопления тепловое излучение газа доминирует в повышении яркости радиоизлучения на частотах $\gtrsim 200$ МГц, но даже при небольшом ($\rho \gtrsim 2R_c$) удалении от этого направления на всех рассмотренных частотах основной вклад в повышение яркости радиофона дает его рассеяние на электронах. С увеличением частоты область с доминирующим тепловым излучением слегка расширяется.

Отметим, что на верхней панели рис. 9 (на частотах $\lesssim 700$ МГц) тепловое и рассеянное радиоизлучение формируют положительный источник на любых ρ . На нижней панели положительное излучение наблюдается лишь на малых $\rho \lesssim R_c$ и частотах $\nu \lesssim 1200$ МГц. Дело в том, что при расчете искажений, наряду с комптоновским рассеянием радиоизлучения, было учтено рассеяние на электронах микроволнового (реликтового) излучения, приводящее к понижению яркости фона в центральных областях скопления (Сюняев, Зельдович, 1970, 1972, показано сплошными красными линиями). Как упоминалось выше, комптоновские искажения микроволнового и радиоизлучения сравниваются по абсолютной величине (компенсируют друг друга) на частоте $\nu_2 \approx 802$ МГц, это и видно на верхней панели рис. 9. На более высоких частотах наблюдаемый избыток фона связан исключительно с тепловым излучением газа.

Из рис. 9 следует, что: 1) понижение яркости микроволнового фона по центру скопления начинает подавляться собственным тепловым излучением газа, начиная уже с частот $\nu \sim 2.0$ ГГц, полностью компенсируясь вблизи $\nu \sim 1.3$ ГГц, 2) даже на небольших расстояниях от центра $R \gtrsim R_c$ пониженная яркость фона сохраняется вплоть до частот ~ 800 МГц, 3) на частотах $\nu \lesssim 300$ МГц понижение яркости реликтового излучения сходит на нет независимо от комптоновского рассеяния радиоизлучения или вклада теплового излучения газа. Это связано с быстрым естественным (релей-джинсовским) падением потока реликтового излучения при движении вниз по оси частот и не менее быстрым ростом потока космического фонового радиоизлучения.

Источник гибридной формы на месте скопления. Переход вниз по частоте в спектре искажений фона, измеренных в направлении скопления галактик, от области пониженной яркости (реликтовое

излучение) к области повышенной яркости (радиоизлучение), очевидно, должен сопровождаться изменением изображения источника на картах флуктуаций фона. Рисунок (его нижняя панель) предсказывает, что в диапазоне частот $1.0 \text{ ГГц} \lesssim \nu \lesssim 1.2 \text{ ГГц}$ изображение скопления должно принимать крайне необычный вид – яркого источника в центре (избыточное тормозное излучение), окруженного кольцевой теневой областью (областью дефицита реликтового излучения). Еще лучше это видно на рис. 10, демонстрирующем смоделированные карты искажений микроволнового и радиофона на разных частотах в направлении на близкое скопление галактик с такими же параметрами газа как те, что использовались при построении рис. 9. Невозмущенный фон вычтен.

Необычный (гибридный) источник виден на карте, соответствующей частоте $\nu = 1.18$ ГГц. На более высоких частотах ($\nu = 100$ ГГц) центральный источник исчезает, и теневая область расширяется до круга радиуса, заметно превышающего радиус ядра скопления¹. Источник на карте флуктуаций фона на месте скопления становится “отрицательным” – “дыркой” в фоне. Известно, что он вновь превращается в обычный “положительный” источник на частотах выше $\nu_0 = 217.5$ ГГц ($\lambda = 1.37$ мм, Сюняев, Зельдович, 1980, 1982) за счет более низкочастотных фотонов реликтового излучения, заброшенных в эту область обратным комптоновским рассеянием. Это иллюстрируется картой, полученной для частоты 300 ГГц. На другом краю спектра, на частотах $\lesssim 800$ МГц, описанный выше гибридный источник на месте скопления тоже превращается в полностью “положительный” источник, прежде всего за счет релей-джинсовского уменьшения потока реликтового излучения и, соответственно, – абсолютной глубины образующейся в нем комптоновской “ямы”, а также за счет избытка, связанного с комптоновским рассеянием усиливающегося фонового радиоизлучения, и вклада тормозного излучения межгалактического газа. На рис. 10 переход к “положительному” источнику иллюстрирует нижняя карта, рассчитанная для частоты $\nu = 100$ МГц.

Появление источника гибридной формы на карте флуктуаций фона объясняется сильной концентрацией к центру скопления теплового (тормозного) излучения межгалактического газа. Комптоновские искажения реликтового излучения, формирующие “тень” (“яму”) на карте, характеризуются бо́льшим пространственным масштабом,

¹ Теневая область у гибридного источника в действительности простирается также заметно дальше по радиусу, чем следует из рисунка, но у него она имеет меньшую глубину. Просто уровни низкой интенсивности, соответствующие далеким крыльям источника (большим прицельным расстояниям $\rho/R_c \gtrsim 6$), на этих панелях не показаны.

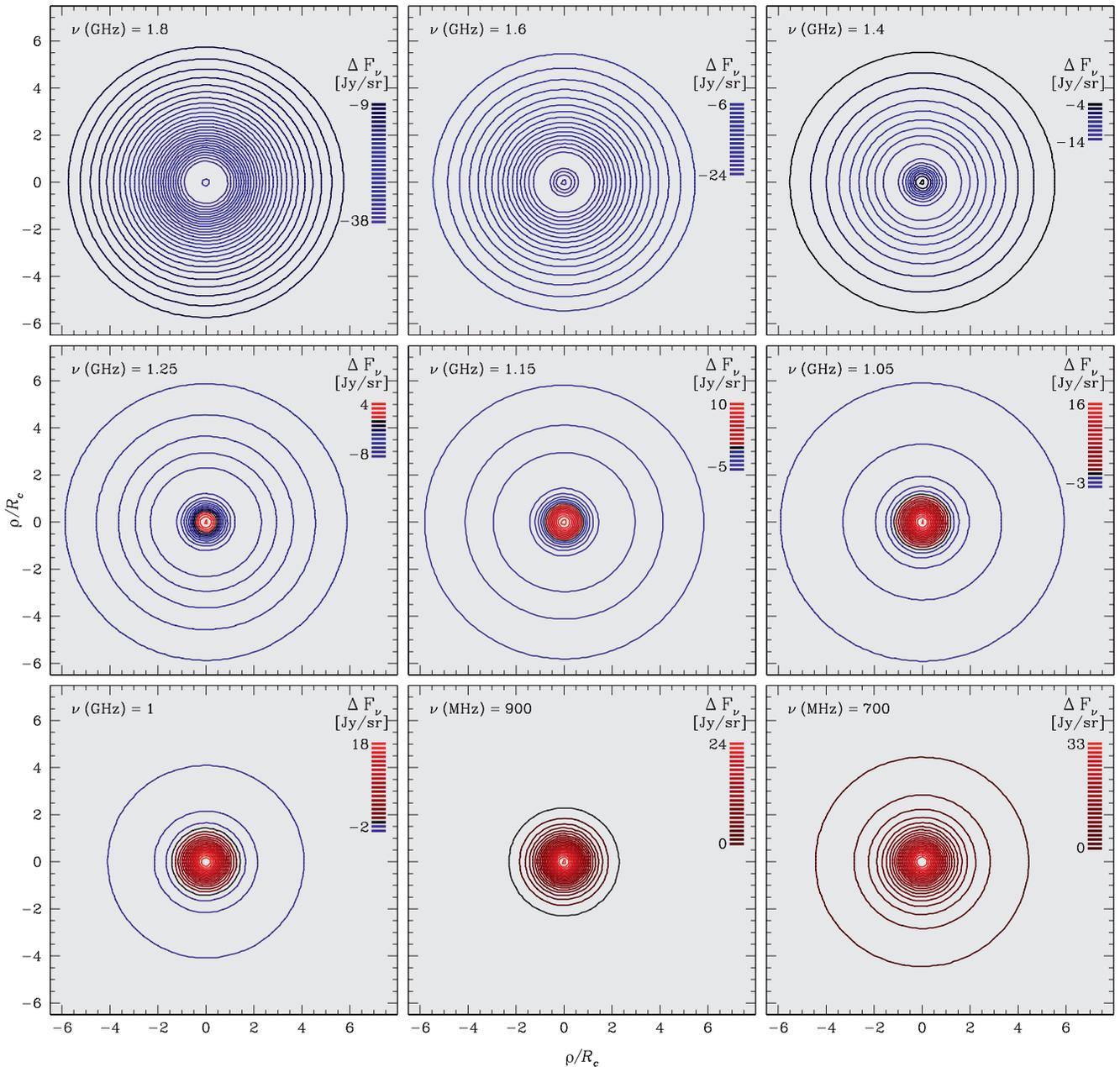


Рис. 11. Эволюция карты искажений фонового радио- и микроволнового излучения в направлении скопления галактик при переходе между режимами пониженной и повышенной яркости (синие линии — “отрицательные” отклонения фона, красные — “положительные”). Искажения вызваны рассеянием на электронах, но появление гибридного источника (яркого пятна, окруженного темным кольцом), а также компактного “положительного” источника на карте, соответствующей частоте $\nu = 900$ МГц, в значительной степени связано с тепловым излучением горячего газа скопления. Внешние ($\rho \gtrsim 6 R_c$) контуры на картах с $\nu \leq 1.0$ ГГц не показаны. Расчет для близкого ($z \ll 1$) скопления с β -распределением плотности ($\beta = 2/3$) и теми же параметрами, что у скопления на рис. 9 и 10.

что объясняется их более слабой (линейной) зависимостью от плотности электронов горячего газа.

Более подробно изменение формы источника на картах флуктуаций фона для этого скопления при переходе вблизи частоты $\nu \sim 1.1$ ГГц от полностью “отрицательного” к полностью “положительному” источнику показано на рис. 11. Видно, что

переход происходит медленно, гибридный источник наблюдается в широком диапазоне частот $1.0 \text{ ГГц} \lesssim \nu \lesssim 1.25 \text{ ГГц}$, расположенном заметно выше частоты $\nu_2 \approx 802$ МГц взаимной компенсации комптоновских искажений реликтового излучения и радиофона. Тепловое излучение горячего газа видно и на частотах $1.4 \text{ ГГц} \lesssim \nu \lesssim$

Таблица 1. Параметры индивидуальных скопления, отобранных для оценки возможности измерения эффекта рассеяния радиодна на электронах их горячего межгалактического газа

Название скопления ^а		z^b	R_c^b , кпк	θ_c^b	kT_e , кэВ	N_c^r	M_g^d $10^{14} M_\odot$	τ_T^e 10^{-3}
Основное	Другое							
1	2	3	4	5	6	7	8	9
AT J0102-4915	El Cordo	0.870	270	0.75	14.5	8.9	2.2	15.2
A 426	Perseus	0.018	280	12.8	6.0	4.6	2.0	8.3
ST J0615-5746	P G266.6-27.3	0.972	230	0.63	14.2	7.2	1.12	10.5
1E 0657-558	Bullet	0.296	170	0.73	12.4	12.3	2.01	13.3
A 1656	Coma	0.023	290	10.5	6.9	2.9	1.0	5.6
Virgo		0.004	310	62.5	2.4	2.7	1.5	5.3
A 1991		0.059	60	0.90	2.3	6.4	0.1	3.5
ST J2106-5844		1.132	200	0.54	9.4	11.5	1.17	14.6
ST J2248-4431	AS 1063	0.348	370	1.4	11.5	2.9	1.95	7.0
ST J2344-4243	Phoenix	0.596	290	0.88	14.9	4.8	1.48	8.8

^а A – Abell, ST – SPT-CL, AT – ACT-CL, P – PLCK.

^б Красное смещение скопления.

^в Радиус ядра в модели β -распределения плотности и его угловой размер.

^г Плотность газа в центре скопления, 10^{-3} см^{-3} .

^д Масса газа в скоплении.

^е Томсоновская толща вдоль луча зрения, проходящего через центр скопления.

$\lesssim 1.8$ ГГц – оно формирует центральный узкий пик внутри ямы, образованной обратным комптоновским рассеянием реликтового фона. Просто яма на этих частотах оказывается более глубокой, и пик теплового излучения не может подняться над ее краем и проявить себя как явный “положительный” центральный источник. Фактически, на этих частотах на месте скопления тоже наблюдается гибридный источник, но в скрытой (латентной) форме. Отметим и карту, полученную для частоты $\nu = 900$ МГц. Источник на месте скопления на этой карте в значительной мере связан с тепловым излучением межгалактического газа и имеет заметно меньшую ширину, чем на других картах, где он формируется прежде всего из-за комптоновского рассеяния фона. На частоте $\nu = 900$ МГц искажения из-за рассеяния радио- и реликтового излучения почти полностью компенсируют друг друга.

Поразительно, но при переходе через частоту $\nu_0 \approx 217.5$ ГГц источник на месте скопления на рис. 10. тоже принимает гибридную форму. Ранее всегда считалось, что “отрицательный” источник на месте скопления вблизи этой частоты просто исчезает, чтобы потом на более высоких частотах появиться уже полностью “положительным”. Собственно частота $\nu_0 = 3.8300 kT_m \approx 217.5065$ ГГц и рассчитывается из условия обращения правой части уравнения (2), описывающего изменение спектра реликтового излучения при комптоновском

рассеянии, в ноль. Гибридная форма источника опять связана с концентрированным к центру скопления тормозным излучением межгалактического газа, которое становится заметным из-за ослабления вблизи этой частоты комптоновских искажений реликтового излучения. Отметим, что уровни интенсивности излучения на картах на рис. 10, соответствующих $\nu = 100$ и 300 ГГц (непосредственно ниже и выше частоты ν_0), даны в кЯн/стер., тогда как на карте с $\nu = 217.47$ ГГц и остальных картах – в Ян/стер. Подробнее изменение формы источника на месте скопления на картах флуктуаций реликтового излучения при переходе через частоту ν_0 исследовано в статье Гребенева, Сюняева (2024).

Регистрация гибридного источника в направлении скопления галактик как в реликтовом, так и в радиоизлучении может быть интересна не только как демонстрация (и подтверждение) красивого физического эффекта. Она может оказаться важной для более точного разделения искажений радиодна, возникающих из-за комптоновского рассеяния, и вклада тормозного радиоизлучения газа в скоплении. Поток тормозного радиоизлучения можно пытаться оценить по наблюдениям скопления в рентгеновских лучах, но точность таких оценок критически зависит от надежности определения температуры газа kT_e . Прямые измерения потока теплового радиоизлучения межгалактического газа могут оказаться более перспективными и надежными.

Индивидуальные скопления. Оценим возможность регистрации искажений фонового радиоизлучения, связанных с его рассеянием на электронах межгалактического газа, в направлении нескольких известных скоплений галактик. Газ будем считать изотермическим и подчиняющимся β -распределению плотности с показателем $\beta = 2/3$. Оценки сделаем для богатых скоплений, проявляющих себя сильными искажениями микроволнового фонового излучения, из выборки, использовавшейся в работе Гребенева, Сюняева (2019). В табл. 1 приведены основные характеристики межгалактического газа (температура и его центральная плотность, другие параметры β -модели) и самих скоплений (красное смещение z).

На рис. 12 зелеными длинными штрихами показаны ожидаемые относительные (в %) комптоновские искажения спектра радио- и микроволнового фонового излучения для скоплений из этой выборки. Предполагается, что наблюдения проводятся в направлении центра скопления (левая панель) или на прицельном расстоянии $\rho = 0.8 R_c$ относительно центра (правая панель). Уровень невозмущенного фона отмечен черными короткими штрихами. Красными пунктирными линиями показан вклад в спектр искажений эффекта понижения яркости из-за рассеяния только микроволнового (реликтового) излучения. Видно, что относительные комптоновские искажения не зависят от частоты как в случае радиофона, так и в случае реликтового излучения (в полном соответствии с предсказаниями формул (2) и (4)). Более того, они практически одинаковы по величине, но имеют разные знаки. Сплошными синими линиями показаны искажения фона с учетом собственного тормозного излучения горячего газа скоплений.

Рисунок 12 демонстрирует, что рассеяние радиоизлучения в ряде близких скоплений приводит или к очень малым (скопления в Волосах Вероники / Coma и Персее), или вообще ничтожным (скопление в Деве и A 1991) искажениям фона. Сказываются низкие температуры ($kT_e \sim 2.5\text{--}6.9$ кэВ) и весьма умеренные оптические толщ ($\tau_T \lesssim 8 \times 10^{-3}$) содержащегося в них газа. При этом тормозное радиоизлучение этих близких ($z \lesssim 0.06$) скоплений довольно сильно. Особенно заметно это проявляется на левой панели рисунка при наблюдениях по центру скопления. Возможность регистрации искажений фонового радиоизлучения в первых двух скоплениях можно повысить, проинтегрировав радиосигнал по их довольно большой видимой площади (угловой размер этих скоплений указан на рисунке слева). Как уже упоминалось (и будет показано ниже), вклад рассеянного излучения в общий спектр искажений радиофона при этом возрастет по сравнению с вкладом тормозного излучения (из-за сильной концентрации последнего к центру скопления). Другая возможность — наблюдать искажения на заметном прицельном расстоянии

$\rho \sim R_c$ от центра скопления, как показано на правой панели рис. 12. Видно, что уже на прицельном расстоянии $\rho = 0.8 R_c$ интенсивность тормозного излучения оказывается в ~ 2.1 раза ниже интенсивности по центру скопления, при этом амплитуда комптоновских искажений фона меняется не слишком сильно ($< 30\%$).

Очевидно, тем не менее, что для регистрации комптоновских искажений, намного перспективнее наблюдать очень горячие ($kT_e \gtrsim 12$ кэВ) оптически толстые ($\tau_T \gtrsim 8 \times 10^{-3}$) далекие ($z \gtrsim 0.35$) скопления: El Cordo, Phoenix, AS 1063, ST J0615-5746 и ST J2106-5844. Комптоновские искажения фона в таких скоплениях могут достигать $\sim 0.1\%$, при этом основное препятствие для их измерения в виде тормозного излучения горячего газа заметно ослабевает из-за большой удаленности скоплений (большого z). Исключением является скопление Bullet, одно из самых горячих и оптически толстых, при этом отличающееся мощным тепловым излучением газа. Причина этого кроется отчасти в умеренном красном смещении $z \approx 0.3$, а отчасти — в необычной компактности скопления, $R_c \approx 170$ кпк, и, как следствие, — в повышенной плотности его газа $N_c \approx 1.23 \times 10^{-2}$ см $^{-3}$. Даже в декаметровом диапазоне и при периферийных наблюдениях регистрация комптоновских искажений фона в направлении на это скопление будет непростой задачей.

Наблюдения неразрешенных скоплений. Угловой размер многих далеких скоплений слишком мал для выполнения периферийных наблюдений. В этом случае измеряется весь поток их радиоизлучения или интегральный поток излучения широкой центральной части скопления.

Возьмем скопление с β -распределением плотности горячего газа и радиусом ядра $R_c = 350$ кпк. Рассмотрим два случая, когда скопление расположено на красном смещении $z = 0.11$ или 0.3 . Соответствующие угломерные расстояния² до скопления $d_A \approx 390$ или 810 Мпк, угловой размер (радиус) его ядра $\theta_c \approx 3'.0$ или $1'.5$. Проинтегрируем уравнения (11) и (12) по площади скопления

$2\pi \int_0^{R_b} \rho d\rho / d_A^2$ внутри телесного угла, ограниченного углом полураствора $\theta_b = R_b/d_A$, чтобы найти интегральные тормозной

$$Y_B(R_b) = 1.18\pi^2 N_c^2 R_c \left(\frac{R_c}{d_A} \right)^2 \left[1 - \left(1 + \frac{R_b^2}{R_c^2} \right)^{-1/2} \right]$$

и комптоновский параметры скопления

² Принята стандартная Λ CDM космологическая модель с $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ и $H = 70$ км с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$.

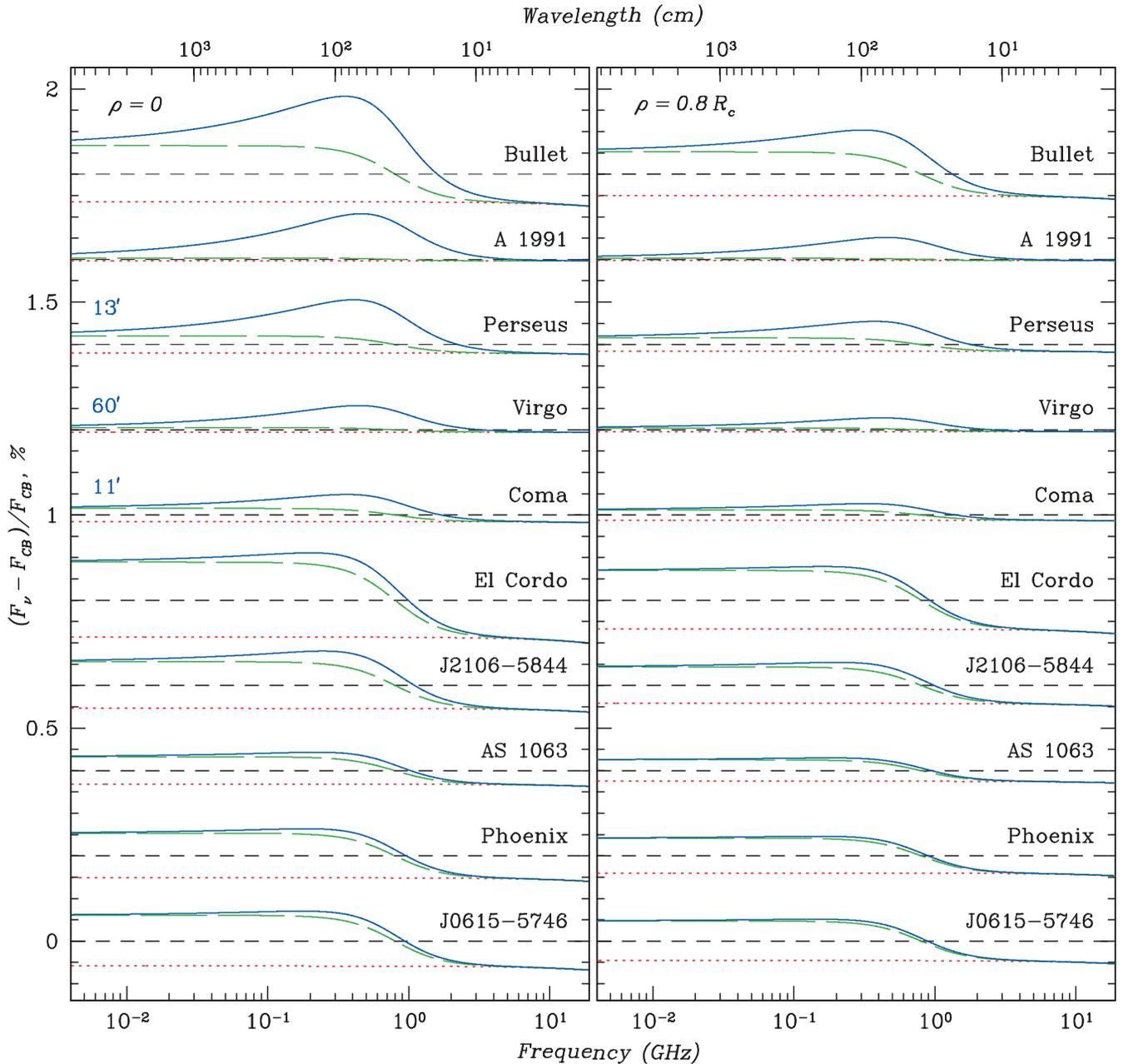


Рис. 12. Относительные (в %) искажения спектра космического фонового радио- и микроволнового излучения, ожидаемые из-за его рассеяния на электронах горячего газа в нескольких известных скоплениях галактик (зеленые длинные штрихи). Синие линии учитывают еще и тепловое (тормозное) излучение газа. Понижение яркости микроволнового излучения из-за рассеяния на электронах показано пунктирными красными линиями. Приведены искажения, наблюдаемые по центру скопления (*слева*) и на прицельном расстоянии, близком к радиусу его ядра $\rho = 0.8 R_c$ (*справа*). Газ полагается изотермическим и имеющим β -распределение плотности ($\beta = 2/3$), параметры скоплений даны в Табл. 1.

$$Y_C(R_b) = 2\pi\tau_T \left(\frac{kT_c}{m_e c^2} \right) \left(\frac{R_c}{d_A} \right)^2 \left[\left(1 + \frac{R_b^2}{R_c^2} \right)^{1/2} - 1 \right].$$

Видно, в частности, что уже при $R_b = 0.8 R_c$ отношение интегрального комптоновского параметра $Y_C \approx 0.44 y_C(0)(\pi\theta_c^2)$ к интегральному тормозному

параметру скопления $Y_B \approx 0.21 y_B(0)(\pi\theta_c^2)$ оказывается в 2.1 раза больше отношения их локальных значений $y_C(0)/y_B(0)$ по центру скопления. Значения тормозного $y_B(0)$ и комптоновского $y_C(0)$ параметров по центру скопления можно найти из уравнений (11) и (12).

Реальное соотношение интегральных потоков радиоизлучения, связанного с комптоновским

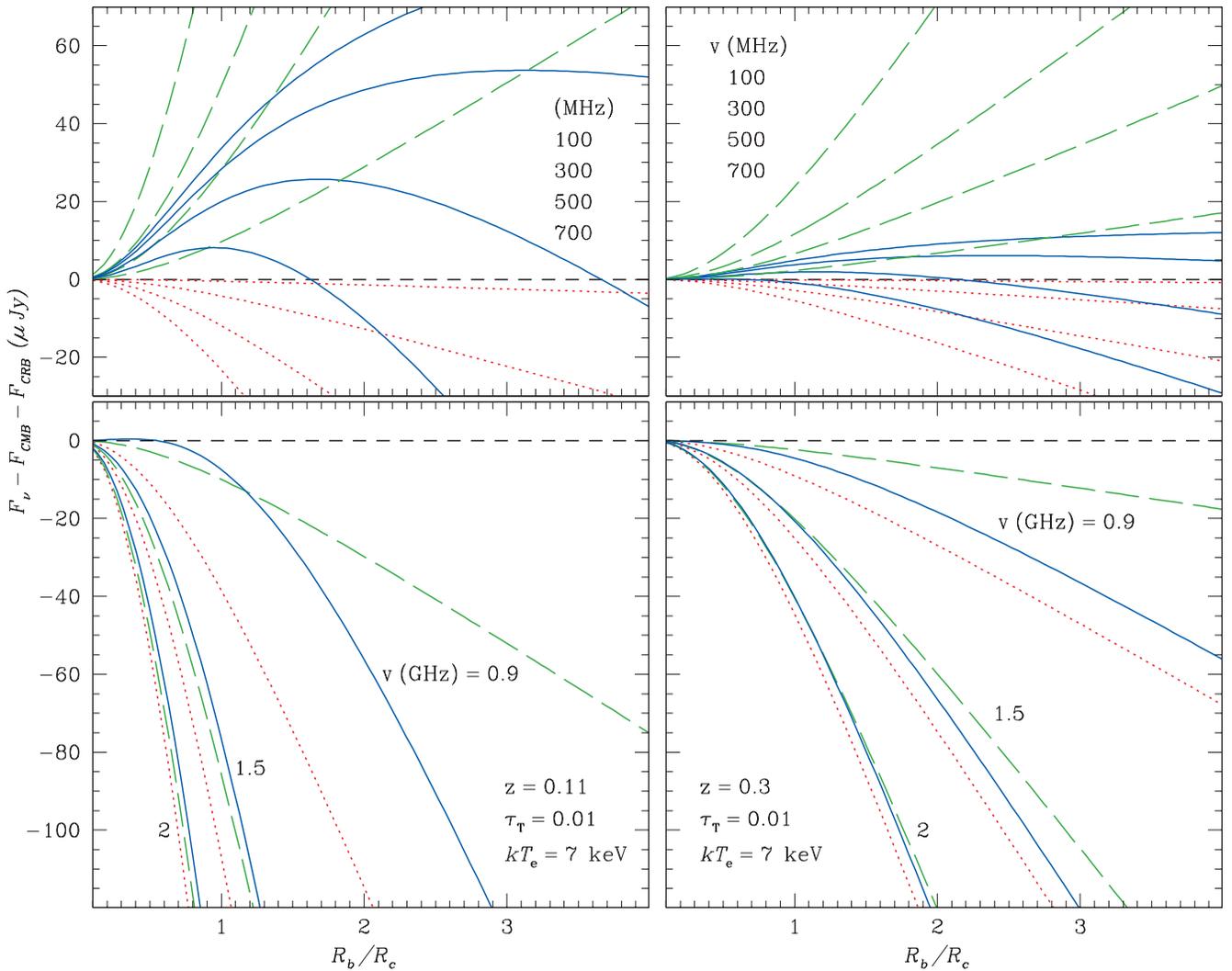


Рис. 13. Интегральный поток радиоизлучения внутри радиуса R_b от скопления галактик, характеризующегося β -распределением плотности межгалактического газа ($\beta = 2/3$), радиусом ядра $R_c = 350$ кпк и томсоновской толщиной по центру $\tau_T = 0.01$ (см. рис. 4а и 9). Такой поток зарегистрирует телескоп с угловым разрешением $\theta_b = R_b/d_A$, где d_A — угломерное расстояние до скопления. Газ считается изотермическим с температурой $kT_e = 7$ кэВ, само скопление — расположенным на красном смещении $z = 0.11$ (слева) или 0.3 (справа). Радиоизлучение связано с 1) рассеянием космического фонового радиоизлучения электронами горячего газа (зеленые длинные штрихи) или 2) тепловым тормозным излучением этого газа (сплошные синие линии). В обоих случаях учтены искажения реликтового излучения из-за комптоновского рассеяния (красный пунктир). Однотипные линии соответствуют разным радиочастотам.

рассеянием фона или являющегося собственным тормозным излучением горячего газа, зависит от радиочастоты, на которой проводятся измерения. Рисунок 13 показывает, как на разных частотах набирается интегральный поток радиоизлучения от рассматриваемого скопления галактик по мере увеличения R_b (ухудшения углового разрешения телескопа, используемого для наблюдений). Предполагается, что телескоп наведен на центр скопления, полуширина его отклика на точечный источник равна $\theta_b = R_b/d_A$. Левая панель рисунка показывает случай, когда скопление расположено на $z = 0.11$, правая панель — на $z = 0.3$, другие параметры

скопления и параметры межгалактического газа взяты такими же, как на рис. 4а и 9.

Независимо от природы излучения представленные потоки учитывают рассеяние в горячем межгалактическом газе фотонов реликтового излучения (его вклад показан красной пунктирной линией). Именно с вкладом дефицита реликтового излучения связано падение регистрируемого потока тормозного излучения (а на высоких частотах — потока рассеянного фонового радиоизлучения) по мере ухудшения углового разрешения телескопа. На низких частотах поток рассеянного излучения, наоборот, растет с ухудшением разрешения, особенно

сильно при наблюдении более близкого скопления. Дело в том, что 1) вклад реликтового излучения на этих частотах быстро падает, 2) на рисунке представлен поток, проинтегрированный по площади скопления, а угол интегрирования растет с увеличением отношения R_b/R_c и уменьшением z .

Из рисунка следует, что в близких скоплениях (при $z \lesssim 0.11$) на низких частотах $\nu \lesssim 500$ МГц вклад комптоновского рассеяния фонового радиоизлучения доминирует над тепловым излучением газа вне зависимости от разрешения телескопа. На частотах $500 \text{ МГц} \lesssim \nu \lesssim 1 \text{ ГГц}$ комптоновское рассеяние преобладает лишь при условии, что функция отклика телескопа охватывает протяженную область скопления ($R_b \gtrsim 1.5-2 R_c$). Причина в том, что поток тормозного излучения на этих частотах с увеличением R_b после незначительного начального роста потом уменьшается, в то время как вклад рассеяния с увеличением R_b изменяется монотонно. На частотах $\nu \gtrsim 1 \text{ ГГц}$ основной вклад в измеряемый поток радиоизлучения (избыток относительно понижения яркости реликтового излучения, связанного с его рассеянием) дает тепловое излучение газа, так как фоновое радиоизлучение ослабевает.

В то же время в далеких скоплениях ($z \gtrsim 0.3$) комптоновское рассеяние фонового радиоизлучения доминирует над тепловым излучением газа на всех рассмотренных частотах вплоть до $\nu \sim 2 \text{ ГГц}$.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИК СКОПЛЕНИЙ

Галактики скопления часто обладают мощным радиоизлучением, которое может иметь сложную морфологию (например, Хилл, Лонгейр, 1971; Кучити и др., 2018), связанную с взаимодействием релятивистских струй, истекающих из галактик, и расширяющихся плазменных пузырей с окружающим межгалактическим газом, ускорением и эжекцией в окружающую среду релятивистских частиц и генерацией ими синхротронного излучения. Нерегулярности в распределении радиоизлучения наиболее характерны для взаимодействующих, сталкивающихся скоплений галактик, прежде всего они проявляются вблизи возникающих при этом ударных волн и контактных разрывов.

Неоднородность распределения синхротронного радиоизлучения скоплений может быть использована для оценки его интенсивности и корректного вычитания. Аналогично, если на момент наблюдений галактики скопления продолжают оставаться активными в радиодиапазоне, их вклад в наблюдаемое в направлении скопления повышение потока фонового радиоизлучения может быть оценен и учтен.

Эхо былой активности радиогалактик. Иное дело, если одна или несколько галактик скопления в прошлом были активны, а сейчас находятся в “выключенном” или “радиотихом” состояниях. Их радиоизлучение эпохи активности, рассеянное в горячей газе скопления, может и сейчас наблюдаться как диффузное излучение скопления, приводя к дополнительному повышению его яркости относительно фонового уровня. Дело в том, что рассеянное излучение проходит намного больший путь внутри скопления по сравнению с прямым излучением галактик и из-за больших размеров скопления (сотни парсек) приходит к нам с заметной задержкой во времени. К тому же оно более равномерно распределено по облаку межгалактического газа, чем непосредственное излучение галактик. Имея синхротронную природу, это излучение описывается степенным спектром, близким к спектру фонового радиоизлучения. Все эти факторы приводят к тому, что рассеянное излучение былой активности галактик может сильно затруднять обнаружение и идентификацию избытка фонового радиоизлучения, связанного с его рассеянием в горячей газе скопления.

В отличие от комптоновского рассеяния изотропного фонового излучения, искажения которого возникают из-за релятивистских (доплеровских) эффектов $\sim kT_e/mc^2$ диффузное излучение активных галактик определяется главным образом изменением направления движения фотонов при томсоновском рассеянии. Изменение частоты фотонов при рассеянии влияет на спектр диффузного излучения незначительно (на том же уровне $\sim kT_e/mc^2 \sim 1-2\%$, см. уравнение (4)).

В случае, если активная галактика находится в центре скопления и выключилась лишь недавно $t_{so} \ll R_c/c$, а до этого долго светила в радиодиапазоне на приблизительно одном уровне и имела степенной спектр излучения со спектральным индексом γ , интегральную, усредненную по направлениям, спектральную плотность рассеянного излучения скопления можно легко рассчитать

$$F_\nu(\nu) = F_A(\nu)\tau_c R_c^2 / d_L^2, \text{ где} \quad (13)$$

$$F_A(\nu) = \frac{L_R}{4\pi R_c^2} \left(\frac{(1-\gamma)10^{14}}{10^{(2-2\gamma)} - 10^{(2\gamma-2)}} \right) \nu_9^{-\gamma} \text{ Ян.} \quad (14)$$

Здесь ν_9 — частота в ГГц, L_R — радиосветимость галактики в эрг с^{-1} в диапазоне 10 МГц — 100 ГГц до момента выключения, а $d_L(z)$ — болометрическое расстояние, на котором она находится.

На рис. 14 представлены результаты таких расчетов, выполненных в предположении, что $\gamma = 0.4$, $L_R = 1 \times 10^{41}$ эрг с^{-1} , а скопление галактик находится на $z = 0.005$, т.е. на болометрическом

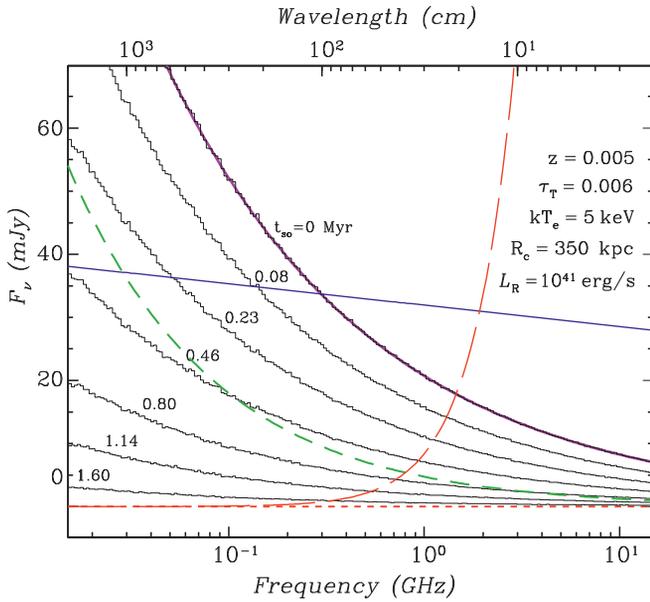


Рис. 14. Искажения спектра космического фонового радиоизлучения из-за его рассеяния на электронах горячего газа скопления галактик (зеленые штрихи), тормозного излучения этого газа (сплошная синяя линия) и рассеянного (диффузного) излучения центральной галактики (гистограммы). Красной кривой (длинные штрихи) показана абсолютная величина понижения яркости реликтового фона из-за его рассеяния в газе скопления. Всюду представлен интегральный поток излучения (от всего скопления). Предполагается, что галактика долгое время была активна в радиодиапазоне со спектральным индексом $\gamma = 0.4$ и светимостью $L_R = 1 \times 10^{41}$ эрг с^{-1} в диапазоне частот 10 МГц – 100 ГГц, но выключилась t_{so} млн. лет назад. Гистограммы получены с помощью моделирования методом Монте-Карло. Случай $t_{\text{so}} = 0$ рассчитан также аналитически (формула (13), бордовая кривая). Рассматривается близкое ($z = 0.005$) скопление с однородной плотностью изотермического ($kT_e = 5$ кэВ) газа, радиусом $R_c = 350$ кпк, с оптической толщей на луче зрения $\tau_T = 0.006$ (такое же, как на рис. 2).

расстоянии $d_L = 21.44$ Мпк (угломерном расстоянии $d_A = 21.23$ Мпк). Радиус скопления $R_c = 350$ кпк соответствует угловому размеру $\theta_c = 57'$, распределение плотности электронов считается однородным. Остальные параметры скопления взяты такими же, как на рис. 2. Модельное скопление с такими параметрами напоминает скопление в Деве (Virgo), но содержит более горячий газ.

Результат расчета по формуле (14) показан бордовой линией. Гистограммами представлены результаты аналогичных расчетов, выполненных методом Монте-Карло с использованием алгоритмов Позднякова и др. (1983). Использовался компьютерный код, разработанный нами при работе над предыдущей статьей (Гребнев, Сюняев, 2019). Видно, что аналитическая кривая прекрасно

согласуется с численным расчетом для выключения галактики в момент $t_{\text{so}} = 0$. Другие гистограммы показывают спектр диффузного излучения, который должен регистрироваться от скопления через определенное время, $t_{\text{so}} = 0.08, 0.23, 0.46, 0.80, 1.14$ и 1.60 млн. лет, после ее выключения. Отметим, что последний фотон собственного (прямого) излучения галактики покидает облако горячего газа в скоплении через $R_c/c \approx 1.14$ млн лет после ее угасания. Мы должны регистрировать спектр именно в это время. Рассеянные фотоны последних двух гистограмм проводят в облаке в два раза (и даже еще больше) времени.

На рис. 14 приведена также спектральная плотность теплового (тормозного) излучения горячего ($kT_e = 5$ кэВ) газа скопления (сплошная синяя линия) и избыточного излучения, связанного с комптоновским рассеянием фонового радиоизлучения, (зеленый штрихи). В отличие от большинства предыдущих рисунков, здесь приведены потоки от всего скопления, полученные интегрированием по его видимому телесному углу $2\pi \int_0^{R_c} \rho dr / d_A^2$. Также,

в отличие от других рисунков, здесь не было учтено понижение яркости микроволнового фонового (реликтового) излучения. Вместо этого показана абсолютная величина этого понижения (красные длинные штрихи). Ясно, что на частотах выше $\sim 1 - 1.5$ ГГц все избыточное излучение, связанное с былой активностью галактики, так же, как излучение, связанное с рассеянием радиофона и тормозным излучением газа скопления, полностью подавляются понижением яркости реликтового излучения. В то же время на частотах $\nu \lesssim 300$ МГц диффузное излучение недавно ($\lesssim 0.5$ млн лет назад) потухшей галактики с указанной светимостью может доминировать в избытке радиофона, регистрируемом в направлении скопления, превышая и эффект рассеяния фона, и вклад теплового излучения газа. В области частот $300 \text{ МГц} \lesssim \nu \lesssim 1.5 \text{ ГГц}$ в скоплении с выбранными параметрами газа доминирует тепловое излучение межгалактического газа.

Рисунок 14 демонстрирует, что рассеянное излучение активной в прошлом галактики скопления может оказаться серьезным препятствием на пути регистрации (точнее, отождествления) в этом направлении избытка фонового радиоизлучения, связанного с его комптоновским рассеянием на электронах горячего межгалактического газа. Конечно, рассмотренный случай предполагает, что галактика в недавнем прошлом была очень яркой в радиодиапазоне. Но для массивной центральной галактики скопления такая активность не может быть исключена.

Некоторый оптимизм вызывает тот факт, что яркость диффузного излучения в далеких скоплениях, находящихся на больших красных смещениях z , должна быть сильно ослаблена по сравнению с

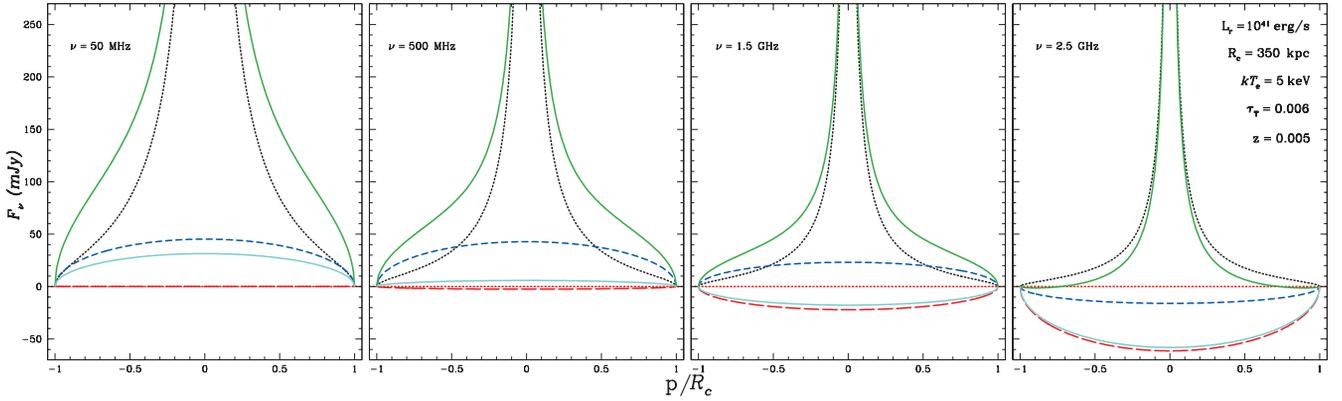


Рис. 15. Зависимость избытка космического фонового радиоизлучения в направлении скопления галактик от прицельного расстояния ρ (сплошная зеленая линия). Сплошной голубой линией показаны искажения из-за рассеяния в горячем газе скопления, короткими синими штрихами — вклад тормозного излучения газа, пунктирной черной линией — рассеянное излучение центральной галактики, учтено понижение яркости реликтового излучения из-за его комптоновского рассеяния (красные длинные штрихи). Считается, что галактика долгое время была активной, имела спектральный индекс $\gamma = 0.4$ и светимость $L_R = 1 \times 10^{41}$ эрг с^{-1} в диапазоне частот 10 МГц — 100 ГГц, но недавно ($t_{\text{so}} \approx 0$) выключилась. Скопление рассматривается с теми же параметрами, что и на рис. 14.

яркостью рассеянного фонового излучения (не зависящего от z). Выше было показано, как быстро уменьшается с ростом z интенсивность теплового излучения горячего газа скоплений. Проблема в том, что спектры рассеянного фонового излучения и диффузного излучения активной галактики уж очень близки по форме (зависимости от ν), и их трудно различить.

Морфология диффузного излучения радиогалактики. Определенные надежды на выявление рассеянного фонового излучения могут быть связаны с разной морфологией распределения его яркости и яркости диффузного излучения потухшей галактики в картинной плоскости скопления. В самом деле, при наблюдении скопления с однородным распределением плотности горячего газа антенной с хорошим угловым разрешением ($\ll R_c/d_A$, где d_A — угломерное расстояние до скопления) поток избытка фонового излучения, так же, как интенсивность теплового излучения газа, зависят от прицельного расстояния ρ пропорционально $(1 - \rho^2/R_c^2)^{1/2}$. Иное дело — рассеянное излучение радиогалактики, которая угасла лишь недавно.

Хотя интегральный поток рассеянного излучения набирается с радиусом (точнее с радиальной оптической толщиной, см. формулу (13)) линейно (доля рассеянного в сферическом слое на данном радиусе излучения определяется лишь его оптической толщиной $\Delta\tau_T$), интенсивность рассеянного излучения, полученная интегрированием по лучу зрения на прицельном расстоянии ρ , зависит от ρ более сложным образом:

$$F_\nu(\nu) = F_A(\nu) \frac{\tau_T R_c}{4\pi\rho} \arctg \sqrt{R_c^2/\rho^2 - 1}, \quad (15)$$

где поток $F_A(\nu)$ определен выражением (14). Результаты расчетов по этой формуле избытка радиоизлучения в направлении скопления (по

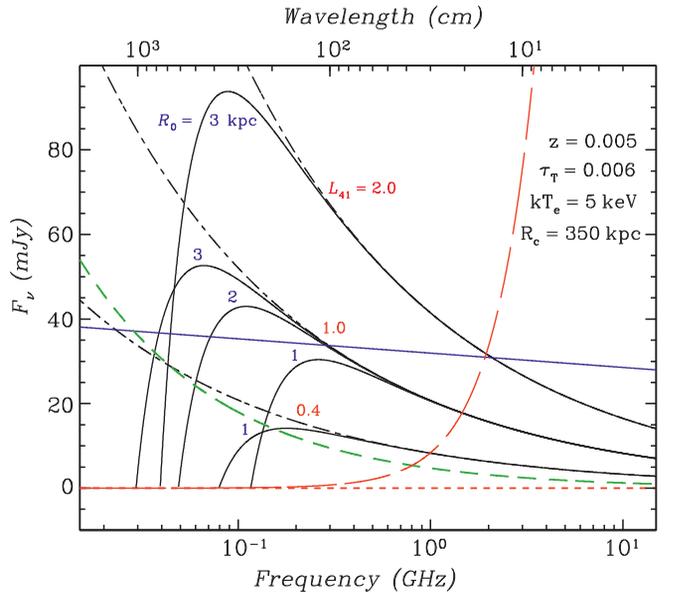


Рис. 16. То же, что на рис. 14, но для центральных галактик разной светимости в диапазоне частот 10 МГц — 100 ГГц, $L_R = L_{41} \times 10^{41}$ эрг с^{-1} , где $L_{41} = 2, 1$ или 0.4 (показано красными цифрами), выключившихся лишь недавно $t_{\text{so}} = 0$. Рассеянное в газе радиоизлучение галактик показано черными штрихпунктирными линиями. Черными сплошными линиями показано рассеянное излучение галактик с учетом индуцированного комптоновского рассеяния. Считается, что внутри радиуса $R_0 = 1-3$ кпк (синие цифры) вблизи активных ядер галактик рассеивающий газ отсутствует.

сравнению с фоновым уровнем), связанного с рассеянным излучением потухшей центральной галактики, показаны на рис. 15 в зависимости от ρ для нескольких радиочастот (пунктирные черные линии). Видно, что это излучение характеризуется мощным центральным пиком, более узким на высоких частотах $\nu \gtrsim 1$ ГГц и широким на низких $\nu \lesssim 500$ МГц. Из формулы (15) следует, что зависимость от частоты отражает просто мощность излучения галактики на данной частоте. Распределение других компонент избыточного излучения, также показанных на рисунке: тормозного излучения (синие штрихи), рассеянного излучения радиодна (голубые сплошные линии), недостающего из-за рассеяния реликтового излучения (длинные красные штрихи), имеет намного более плоский и плавный характер. Все компоненты, кроме диффузного излучения галактики, отсчитываются от декремента реликтового излучения. Сплошными зелеными линиями показано распределение суммарного избыточного излучения. Замечательно, что центральный пик сохраняется на всех частотах и может быть использован для выявления рассеянного излучения недавно потухшей центральной галактики скопления (или для доказательства отсутствия такого излучения). Центральный пик излучения сохраняется и при более давнем выключении галактики, правда, при этом понижается его амплитуда, более того – вблизи центра скопления интенсивность рассеянного излучения резко падает. Это связано с тем, что фотоны прямого излучения галактики покидают эту область и уже не могут участвовать в рассеянии. Угловой радиус такой области пониженного диффузного фона очевидно равен $\theta_0 \sim ct_{sc}/d_A$. Несомненно, обнаруженные особенности морфологии диффузного излучения в скоплении сохраняются и при более реалистичном распределении плотности горячего газа, чем рассмотренное однородное распределение.

Отметим также, что, как очевидно из рис. 15, диффузное излучение недавно потухшей мощной центральной активной галактики должно поддерживать (и усиливать) гибридную форму распределения яркости радиоисточника в направлении скопления, обсуждавшегося выше в данной работе.

Индукционное рассеяние излучения галактики. Выше (рис. 2) было показано, что искажения фонового радиоизлучения из-за индуцированного комптоновского рассеяния проявляются лишь на очень низких частотах $\nu < 5$ МГц. При рассеянии в газе скопления излучения мощной радиогалактики роль индуцированного рассеяния может заметно возрасти. Это связано с высокими интенсивностями излучения в непосредственной близости от галактики. В связи с этим, в частности, активно обсуждался вопрос о возможности нагрева газа вблизи активных ядер галактик и квазаров до квазирелятивистских температур за счет индуцированного комптоновского рассеяния их

радиоизлучения (Левич, Сюняев, 1971; Сазонов, Сюняев, 2001). Собственно искажения спектра радиоисточника из-за индуцированного рассеяния были рассмотрены в работе Сюняева (1970).

Действуя так же, как при выводе формулы (5), и вновь используя выражение (14) для определения потока $F_A(\nu)$, находим спектр рассеянного излучения недавно потухшей радиогалактики

$$F_\nu(\nu) = \frac{F_A}{3} \tau_c \frac{R_c^2}{d_L^2} \left[1 - \frac{F_A}{3} \frac{(1 + \gamma) R_c^2}{m_e 10^{23} \nu^2} \left(\frac{R_c^3}{R_0^3} - 1 \right) \right]. \quad (16)$$

Здесь R_0 – радиус области, окружающей ядро радиогалактики, куда не проникает горячий межгалактический газ, и в которой поэтому не происходит индуцированное рассеяние. Результаты расчетов по этой формуле показаны на рис. 16 для того же скопления, что и на рис. 14, в разных предположениях о светимости галактики $L_R = L_{41} \times 10^{41}$ эрг с^{-1} , где $L_{41} = 2, 1$ или 0.4 , в диапазоне частот 10 МГц – 100 ГГц и радиусе R_0 . Видно, что поток рассеянного излучения центральной радиогалактики резко падает из-за индуцированного рассеяния уже на частотах ~ 50 МГц, а в ряде случаев даже на ~ 100 – 150 МГц, что открывает возможность наблюдения рассеянного фонового радиоизлучения на более низких частотах. Напомним, что индуцированное рассеяние уменьшает вклад рассеянного фонового радиоизлучения на намного более низких частотах ($\lesssim 5$ МГц, рис. 2).

Действие индуцированного рассеяния может оказаться даже более сильным – из-за рассеяния излучения радиогалактики на флуктуациях плотности электронов в газе скопления. Этот эффект приводит к уширению импульсов и быстрым вариациям интенсивности (мерцаниям) пульсаров на низких частотах и размытию их изображений на радиокартах (например, Кордс, Лацио, 1991; Бхат и др., 2004). В нашем случае важно, что рассеяние на флуктуациях электронной плотности удлиняет путь фотонов, испущенных радиогалактикой, в газе скопления и повышает вероятность их индуцированного рассеяния.

Излучение релятивистских электронов. Помимо синхротронного излучения, непосредственно связанного с активностью галактик скопления, у некоторых скоплений наблюдается диффузное излучение (радиогало), объясняющееся излучением релятивистских электронов, ускоренных на ударных волнах в процессе слияния или столкновений скоплений (Брунетти и др., 2001; ван Вирен, 2019). У релаксировавших скоплений радиогало, как правило, не наблюдается (Кучити и др., 2021). Доля скоплений с радиогало составляет 20 – 50% , увеличиваясь с массой скопления и его красным смещением (Кассано и др., 2023). Размер гало сравним с

размером рентгеновского источника на месте скопления, т.е. с шириной профиля тормозного излучения горячего межгалактического газа.

Время жизни релятивистских электронов может достигать 10–100 млн лет, так что их излучение остается ярким заметно дольше, чем диффузное (рассеянное в скоплении) излучение галактик. Наклон спектра синхротронного излучения электронов гало, почти плоский в центре скопления ($\alpha \sim 0.2$), становится более крутым ($\alpha \sim 0.5$) на периферии (Брунетти и др., 2001).

Очевидно, что синхротронное излучение гало может стать почти непреодолимым препятствием при исследовании эффекта рассеяния фонового радиоизлучения в горячем газе скопления, поэтому имеет смысл изучать только хорошо релаксировавшие скопления, либо использовать периферийные наблюдения (искажения из-за рассеяния должны иметь больший масштаб, чем размер гало). Так же, как поток теплового тормозного излучения, поток нетеплового синхротронного (диффузного) излучения должен быстро уменьшаться с красным смещением, поэтому предпочтительнее наблюдать далекие скопления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована возможность наблюдения в направлении скоплений галактик повышения яркости фонового радиоизлучения из-за его комптоновского рассеяния на электронах горячего межгалактического газа. На частотах выше 800 МГц такое рассеяние ведет к понижению яркости реликтового излучения – эффекту, предсказанному Сюняевым, Зельдовичем (1970, 1972) и позже подтвержденному во многих наземных и космических экспериментах. В настоящее время этот эффект стал одним из основных методов наблюдательной космологии (наряду с прямыми рентгеновскими и оптическими наблюдениями и методами гравитационного линзирования). В отличие от прямых наблюдений этот эффект не зависит от расстояния, позволяя исследовать скопления на больших красных смещениях.

В последние годы, благодаря введению в строй новых высокочувствительных радиотелескопов, удалось с высокой точностью измерить и спектр космического фонового радиоизлучения на частотах от десятков МГц до нескольких ГГц. По-видимому, оно имеет синхротронное происхождение (спектр степенной), однако в целом его природа не ясна, со слабыми неразрешенными радиогалактиками удастся связать не более 25% измеренного потока излучения. Тем не менее фоновое радиоизлучение отличается высокой степенью изотропии и однородности, подобно реликтовому излучению. Встал актуальным вопрос о возможности наблюдения искажений радиофона в направлении

скоплений галактик из-за его взаимодействия с горячим межгалактическим газом. Наблюдения искажений позволили бы исследовать как скопления галактик, так и собственно свойства радиофона на больших красных смещениях.

В результате проведенных расчетов показано, что:

- 1) эффект действительно существует, и на частотах $\nu < 800$ МГц формирующееся из-за рассеяния превышение потока радиоизлучения над фоном должно с избытком компенсировать дефицит реликтового излучения;
- 2) избыток излучения вновь исчезает на частотах $\nu < 5$ МГц из-за действия индуцированного комптоновского рассеяния, уносящего фотоны вниз по оси частот;
- 3) прямому измерению комптоновского избытка излучения во многих случаях должно препятствовать собственное тепловое (тормозное) излучение горячего межгалактического газа, а также, возможно, рассеянное излучение синхротронной природы, связанное либо с былой активностью в радиодиапазоне галактик скопления (вклад их излучения на текущем уровне активности еще может быть учтен и удален), либо излучением релятивистских электронов, образовавшихся в ударных волнах при слиянии или приливном взаимодействии данного скопления с ближайшими соседями;
- 4) вклад как тормозного, так и синхротронного излучения должен быстро уменьшаться с удалением скопления (увеличением его красного смещения);
- 5) во многих близких скоплениях тормозное излучение горячего газа полностью доминирует на частотах, начиная с 10–50 МГц и до 2–6 ГГц; для разных параметров скоплений определены области частот, оптимальные для поиска и измерения комптоновского избытка потока фонового радиоизлучения; наиболее перспективными для таких наблюдений оказались массивные скопления с горячим ($kT_e \gtrsim 8$ кэВ) разреженным ($N_e \lesssim 10^{-2}$ см⁻³) межгалактическим газом, находящиеся на больших ($z \gtrsim 0.5$) красных смещениях;
- 6) периферийные наблюдения богатых невозмущенных скоплений с плавно спадающим с радиусом распределением плотности имеют определенные преимущества для регистрации комптоновского избытка радиофона (из-за более быстрого падения потока тормозного радиоизлучения);
- 7) изображение скопления на радиокартах флуктуаций фона в диапазоне частот 1.0–1.5 ГГц должно принимать крайне необычный (“гибридный”) вид яркого источника в центре (связанного с избыточным излучением

тормозной природы), окруженного кольцевой теневой областью (областью дефицита реликтового излучения из-за рассеяния); на более низких частотах источник в направлении скопления имеет уже обычный (“позитивный”) вид сначала из-за роста интенсивности тормозного излучения, затем из-за избытка радифона благодаря его рассеянию в газе скопления; на более высоких частотах на месте скопления появляется теневой (“отрицательный”) источник (“дырка” в фоне) из-за дефицита реликтового излучения, связанного с рассеянием на электронах;

- 8) переход вблизи частоты 217 ГГц от “отрицательного” источника на картах флуктуаций реликтового фонового излучения (из-за ухода фотонов вверх по оси частот при рассеянии в газе скопления) к “положительному” (из-за приходящих в область $\nu > 217$ ГГц рассеянных фотонов) также сопровождается появлением “гибридного” источника на месте скопления с ярким пиком тормозного излучения, поднимающегося из центра широкой комптоновской ямы;
- 9) присутствие в скоплении активных в прошлом радиогалактик может дополнительно усложнить наблюдения избытка фонового радиоизлучения из-за его комптоновского рассеяния: их синхротронное излучение, рассеянное в межгалактическом газе, проходит заметно более долгий путь (из-за гигантских размеров скопления – сотни парсек) и приходит с заметной задержкой; важно именно рассеянное излучение, поскольку вклад текущего излучения галактик в общий поток радиоизлучения скопления еще может быть рассчитан и учтен; рассеянное излучение имеет синхротронную природу и степенной спектр, близкий спектру фонового излучения;
- 10) измерение избытка фонового радиоизлучения, связанного с рассеянием, возможно, если светимость радиогалактик скопления и время, прошедшее после их выключения, удовлетворяют некоторым ограничениям; получены их оценки, в том числе с использованием метода Монте-Карло; показано, что диффузное излучение галактик подавляется из-за индуцированного комптоновского рассеяния при $\nu < 50\text{--}100$ МГц, что открывает возможность для беспрепятственного наблюдения искажений из-за рассеяния в космическом радионе на этих частотах;
- 11) морфология рассеянного излучения радиогалактик сильно отличается как от пологого распределения рассеянного излучения радифона, так и от распределения тормозного излучения горячего газа скопления, это может быть использовано для отождествления

зарегистрированного в направлении скопления избытка радиоизлучения.

В заключение отметим, что наблюдаемое как гигантское радиогало диффузное синхротронное излучение релятивистских электронов в газе скопления, образованных, вероятно, в процессе слияния или приливного воздействия на скопление со стороны его соседей, может быть наиболее серьезным препятствием на пути регистрации комптоновского избытка радифона. Для регистрации избытка необходимо использовать хорошо релаксировавшие скопления, у которых радиогало, как правило, не наблюдается, и, желательно, – скопления на достаточно больших красных смещениях, так как интенсивность синхротронного излучения быстро падает с z .

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят за полезные замечания С.А. Трушкина и Е.М. Чуразова.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Участие С.А. Гребенева в данном исследовании поддержано Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”, грант 22-1-1-57-1 программы “Ведущий ученый (Теоретическая физика)”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абазажян и др. (K. Abazajian, G. Addison, P. Adshad, Z. Ahmed, S.W. Allen, D. Alonso, M. Alvarez, A. Anderson, et al.), arXiv:1907.04473 (2019).
2. Аде и др. (P. Ade, J. Aguirre, Z. Ahmed, S. Aiola, A. Ali, D. Alonso, M.A. Alvarez, K. Arnold, et al.), *J. Cosm. Astropart. Phys.* **02**, 056 (2019).
3. Амири и др. (CHIME/Pulsar Collaboration: M. Amiri, K.M. Bandura, P.J. Boyle, C. Brar, J.-F. Cliche, K. Crowter, D. Cubranic, P. B. Demorest, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **255**, 5 (2021).
4. Арно (M. Arnaud), *Astron. Astrophys.* **500**, 103 (2009).
5. Биркиншоу (M. Birkinshaw), *Phys. Rep.* **310**, 97 (1999).
6. Блим и др. (L.E. Bleem, B. Stalder, T. de Haan, K.A. Aird, S.W. Allen, D.E. Applegate, M.L.N. Ashby, M. Bautz, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **216**, 27 (2015).
7. Блим и др. (L.E. Bleem, S. Bocquet, B. Stalder, M.D. Gladders, P.A. R. Ade, S.W. Allen, A.J. Anderson, J. Annis, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**, 25 (2020).
8. Брунетти и др. (G. Brunetti, G. Setti, L. Feretti, G. Giovannini), *MNRAS* **320**, 365 (2001).

9. Бхат и др. (N.D.R. Bhat, J.M. Cordes, F. Camilo, D.J. Nice, D.R. Lorimer), *Astrophys. J.* **605**, 759 (2004).
10. Бэкон и др. (Square Kilometre Array Cosmology Science Working Group: D.J. Bacon, R.A. Battye, P. Bull, S. Camera, P.G. Ferreira, I. Harrison, D. Parkinson, A. Pourtsidou, et al.), *Publ. Astron. Soc. Austral.* **37**, 7 (2020).
11. ван Вирен и др. (R. J. van Weeren, F. de Gasperin, H. Akamatsu, M. Bruggen, L. Feretti, H. Kang, A. Stroe, F. Zandanel), *Space Sci. Rev.* **215**, 16 (2019).
12. Вентури и др. (T. Venturi, S. Giacintucci, D. Dallacasa, R. Cassano, G. Brunetti, S. Bardelli, G. Setti), *Astron. Astrophys.* **484**, 327 (2008).
13. Вилльямсон и др. (R. Williamson, B.A. Benson, F.W. High, K. Vanderlinde, P.A.R. Ade, K.A. Aird, K. Andersson, R. Armstrong, et al.), *Astrophys. J.* **738**, 139 (2011).
14. Ву и др. (F. Wu, J. Li, S. Zuo, X. Chen, S. Das, J.P. Marriner, T. M. Oxholm, A. Phan, et al.), *MNRAS* **506**, 3455 (2021).
15. Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 835 (2019) [S.A. Grebenev, R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **45**, 791 (2019)].
16. Гребенев, Сюняев (S.A. Grebenev, R.A. Sunyaev), *J. Cosm. Astroph. Phys.*, submitted (2024).
17. Давел, Тайлор (J. Dowell, G.B. Taylor), *Astrophys. J.*, **858**, L9 (2018).
18. Джонас и др. (J. Jonas, and MeerKAT Team), *Proc. “MeerKAT Science: On the Pathway to the SKA” (Stellenbosch, South Africa)*, 1 (2016).
19. Джонс, Форман (C. Jones, W. Forman), *Astrophys. J.* **276**, 38 (1984).
20. Ди Масколо (DiMascolo), PhD Thesis, Ludwig-Maximilian University (2020).
21. Доусон и др. (K.S. Dawson, W.L. Holzapfel, J.E. Carlstrom, M. Joy, S.J. LaRoque, A.D. Miller, D. Nagai), *Astrophys. J.* **581**, 86 (2002).
22. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., *Строение и эволюция Вселенной*, М.: Наука (1975).
23. Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А., *Астрофизика и космическая физика* (ред. Р.А. Сюняев М.: Наука/Физматлит, с. 9 (1982).
24. Кавальери, Фуско-Фемпиано (A. Cavaliere, R. Fusco-Femiano), *Astron. Astrophys.* **49**, 137 (1976).
25. Камерун (A.G. W. Cameron), в “Ядерная астрофизика” (ред. Ч. Барнс, Д. Клейтон, Д. Шрамм, пер. под ред. А.Г. Мясевич), с. 33) 1986 [in “Essays in Nuclear Astrophysics. Presented to William A. Fowler” (eds. C.A. Barnes, D.D. Clayton, D.N. Schramm), Cambridge Univ. Press, p. 23 (1982)].
26. Канден и др. (J.J. Condon, W.D. Cotton, E.B. Fomalont, K.I. Kellermann, N. Miller, R.A. Perley, D. Scott, T. Vernstrom, J.V. Wall), *Astrophys. J.* **758**, 23 (2012).
27. Карлстром и др. (J.E. Carlstrom, G.P. Reese, D. Erik), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **40**, 643 (2002).
28. Кассано и др. (R. Cassano, V. Cuciti, G. Brunetti, A. Botteon, M. Rossetti, L. Bruno, A. Simionescu, F. Gastaldello, et al.), *Astron. Astrophys.* **672**, A43 (2023).
29. Коллаборация PLANCK (Planck Collaboration: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, H. Aussel, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, id. A29 (2014).
30. Коллаборация PLANCK (Planck Collaboration: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, H. Aussel, et al.), *Astron. Astrophys.* **581**, id. A14 (2015).
31. Коллаборация PLANCK (Planck Collaboration: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A.J. Banday, R.B. Barreiro, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, id. A27 (2016).
32. Компанец А.С., *Журн. Эксп. Теор. Физ.* **31**, 876 (1956) [Kompaneets, A. S., *Sov. Phys. JETP* **4**, 730 (1957)].
33. Кордс, Лацио (J.M. Cordes, T.J. Lazio), *Astrophys. J.* **376**, 123 (1991).
34. Курей (A. Cooray), *Phys. Rev. D* **73**, 103001 (2006).
35. Кучити и др. (V. Cuciti, G. Brunetti, R. van Weeren, A. Bonafede, D. Dallacasa, R. Cassano, T. Venturi, R. Kale), *Astron. Astrophys.* **609**, A61 (2018).
36. Кучити и др. (V. Cuciti, R. Cassano, G. Brunetti, D. Dallacasa, R.J. vanWeeren, S. Giacintucci, A. Bonafede, F. de Gasperin, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A50 (2021).
37. Е.В. Левич, Р.А. Сюняев, *Астрон. журн.* **48**, 461 (1971) [E. V. Levich, R.A. Sunyaev, *Sov. Astron.* **15**, 363 (1971)].
38. Ленг К. “Астрофизические формулы (руководство для физиков и астрофизиков)” (ред. пер. Л.А. Покровский, В.Л. Хохлова), Мир: М., том **1**, с. 68 (1978) [K.R. Lang “Astrophysical formulae (A Compendium for the Physicist and Astrophysicist)”, Springer-Verlag (1974)].
39. Ли и др. (E. Lee, J. Chluba, and G.P. Holder), *MNRAS* **512**, 5153L (2022).
40. Маеда и др. (K. Maeda, H. Alvarez, J. Aparici, J. May, P. Reich), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **140**, 145 (1999).
41. Мрочковский и др. (T. Mroczkowski, D. Nagai, K. Vasu, J. Chluba, J. Sayers, R. Adam, E. Churazov, A. Crites, et al.), *Space Sci. Rev.* **215**, 17 (2019).
42. Поздняков Л.А., Соболев И.М., Сюняев Р.А., *Итоги науки и техники (сер. Астрономия)* (М.:

- ВИНИТИ, 1982), т. 21, с. 238 [L. A. Pozdnyakov, I. M. Sobol', and R. A. Syunyaev, *Sov. Sci. Rev., Sec. E: Astrophys. Space Phys. Rev.* 2, 189 (1983)].
43. Райх и др. (P. Reich, J.C. Testori, W. Reich), *Astron. Astrophys.* **376**, 861 (2001).
44. Ремазейл и др. (M. Remazeilles, C. Dickinson, A.J. Banday, M.-A. Bigot-Sazy, T. Ghosh), *MNRAS* **451**, 4311 (2015).
45. Роджер и др. (R.S. Roger, C.H. Costain, T.L. Landecker, C.M. Swerdlyk), *Astron. Astrophys.* **137**, 7 (1999).
46. Сабир и др. (A. Sabyr, J.C. Hill, B. Boliet), *Phys. Rev. D* **106**, 023529 (2022).
47. Сазонов С.Ю., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **27**, 563 (2001) [S.Yu. Sazonov, R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **27**, 481 (2001)].
48. Сейферт и др. (M. Seiffert, D.J. Fixsen, A. Kogut, S.M. Levin, M. Limon, P.M. Lubin, P. Mirel, J. Singal, et al.), *Astrophys. J.* **734**, 6 (2011).
49. Сехгал и др. (N. Sehgal, S. Aiola, Y. Akrami, K. Basu, M. Boylan-Kolchin, S. Bryan, C. M. Casey, S. Clesse, et al.), *BAAS* **51**, 6 (2019).
50. Сингал и др. (J. Singal, N. Fornengo, M. Regis, G. Bernardi, D. Bordenave, E. Branchini, N. Cappelluti, A. Caputo, et al.), *PASP* **135**, 1045, id.036001 (2023).
51. Сюняев (R.A. Sunyaev), *Astrophys. Lett.* **7**, 19 (1970).
52. Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **6**, 387 (1980) [R.A. Sunyaev, *Sov. Astron. Lett.* **6**, 213 (1980)].
53. Сюняев, Зельдович (R.A. Sunyaev, Ya.B. Zeldovich), *Astrophys. Sp. Sci.* **7,3** (1970).
54. Сюняев, Зельдович (R.A. Sunyaev, Ya.B. Zeldovich), *Comm. Astrophys. Sp. Phys.* **4**, 173 (1972).
55. Сюняев, Зельдович, (R.A. Sunyaev, Ya.B. Zeldovich), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **18**, 537 (1980).
56. Сюняев, Зельдович, (R.A. Sunyaev, Ya.B. Zeldovich), *Sov. Sci. Rev., Sec. E: Astrophys. and Space Phys. Rev.*, **1**, 1 (1981).
57. Фиксен и др. (D.J. Fixsen, A. Kogut, S. Levin, M. Limon, P. Lubin, P. Mirel, M. Seiffert, J. Singal, et al.), *Astrophys. J.* **734**, 5 (2011).
58. де Хаан и др. (T. de Haan, B.A. Benson, L.E. Bleem, S.W. Allen, D.E. Applegate, M.L.N. Ashby, M. Bautz, M. Bayliss, et al.), *Astrophys. J.* **832**, 95 (2016).
59. ван Хаарлем и др. (M.P. van Haarlem, M.W. Wise, A.W. Gunst, G. Heald, J.P. McKean, J.W.T. Hessels, A.G. de Bruyn, R. Nijboer, et al.), *Astron. Astrophys.* **556**, A2 (2013).
60. Хазелфилд и др. (M. Hasselfield, M. Hilton, T.A. Marriage, G.E. Addison, L.F. Barrientos, N. Battaglia, E. S. Battistelli, J.R. Bond, et al.), *JCAP* **07**, 008 (2013).
61. Хардкастл и др. (M.J. Hardcastle, T.W. Shimwell, C. Tasse, P.N. Best, A. Drabent, M.J. Jarvis, I. Prandoni, H.J.A. Röttgering, et al.), *Astron. Astrophys.* **648**, 10 (2021).
62. Хилл, Лонгейр (J.M. Hill, M.S. Longair), *MNRAS* **154**, 125 (1971).
63. Хилтон и др. (M. Hilton, C. Sifon, S. Naess, M. Madhavacheril, M. Oguri, E. Rozo, E. Rykoff, T. M. C. Abbott, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 3 (2021).
64. Холдер, Хлуба (G.P. Holder, J. Chluba), *Astrophys. J.*, arXiv:2110.08373 (2021).
65. Хотан и др. (A.W. Hotan, J.D. Bunton, A.P. Chippendale, M. Whiting, J. Tuthill, V.A. Moss, D. Mc Connell, S.W. Amy, et al.), *Publ. Astron. Soc. Austral.* **38**, 9 (2021).