

## ПОНИЖЕНИЕ ЯРКОСТИ КОСМИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И МЯГКОГО ГАММА-ФОНА В НАПРАВЛЕНИИ НА СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

© 2019 г. С. А. Гребенев<sup>1\*</sup>, Р. А. Сюняев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Ин-т космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Ин-т астрофизики Общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 25.02.2019 г.; после доработки 18.09.2019 г.; принята к публикации 23.10.2019 г.

Показано, что комптоновское рассеяние на электронах горячего межгалактического газа в скоплениях галактик должно приводить к специфичным искажениям космического фонового рентгеновского и мягкого гамма-излучения — повышению его яркости при  $h\nu \lesssim 60\text{--}100$  кэВ и падению на более высоких энергиях. Искажения фона пропорциональны поверхностной плотности газа в скоплении, в отличие от интенсивности теплового излучения газа, пропорциональной квадрату плотности, что позволяет измерять важнейшие параметры скопления. Форма спектра искажений фона и ее зависимость от температуры газа, оптической толщи, закона распределения поверхностной плотности исследованы с помощью детальных расчетов методом Монте-Карло и подтверждены на основе аналитических оценок. В системе скопления максимум понижения фона из-за эффекта отдачи приходится на  $h\nu \sim 500\text{--}600$  кэВ. Фотоионизация водородо- и гелиеподобных ионов железа и никеля приводит к дополнительным искажениям в спектре фона — сильной линии поглощения с порогом на  $h\nu \sim 9$  кэВ (для холодных скоплений — еще и к скачку поглощения на  $h\nu \gtrsim 2$  кэВ). К подобным линиям приводит и поглощение на этих ионах собственного теплового излучения газа в скоплении. В близких ( $z \lesssim 1$ ) скоплениях линия на  $h\nu \sim 2$  кэВ заметно усиливается поглощением в более холодной ( $\sim 10^6$  К) плазме их периферийных ( $\lesssim 3$  Мпк) областей, более того — от нее отщепляется линия поглощения на  $h\nu \sim 1.3$  кэВ, не зависящая от свойств горячего газа в скоплении. Красное смещение далеких скоплений сдвигает линии поглощения в спектре фона (на  $\sim 2$ ,  $\sim 9$  и  $\sim 500$  кэВ) к более низким энергиям. Таким образом, данный эффект в отличие от эффекта рассеяния микроволнового фонового излучения зависит от  $z$  скопления, но весьма специфичным образом. При наблюдении скоплений на  $z \gtrsim 1$  эффект позволяет определять, как эволюционировал рентгеновский фон, как он “набирался” с  $z$ . Для регистрации эффекта точность измерений должна достичь уровня  $\sim 0.1\%$ . Рассмотрены наиболее перспективные для наблюдения эффекта скопления, обсуждены методики, при которых влияние теплового излучения газа, мешающее регистрации искажений фона, должно быть минимальным.

*Ключевые слова:* космическое фоновое излучение, скопления галактик, горячая и тепло-горячая межгалактическая плазма, комптоновское рассеяние, эффект отдачи, доплер-эффект, фотоионизация, тормозное и рекомбинационное излучение.

DOI: 10.1134/S0320010819120015

### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы эффект понижения яркости микроволнового фонового (реликтового) излучения в направлении на скопления галактик из красивой теоретической идеи (Сюняев, Зельдович, 1970, 1972, 1980, 1981; Сюняев, 1980; Зельдович, Сюняев, 1982) превратился в одно из важнейших средств исследований в области наблюдательной космологии и астрофизики ранней Вселенной. В

основе эффекта лежит перераспределение фотонов спектра фонового излучения по энергии при их томсоновском рассеянии на электронах горячего ( $kT_e \sim 2\text{--}15$  кэВ) межгалактического газа скопления. При этом в низкочастотной части спектра (на энергиях  $h\nu \lesssim 3.83kT_r$ , где  $T_r \simeq 2.7$  К — современная температура реликтового излучения) образуется недостаток фотонов, т.е. появляется “отрицательный” источник (“дырка” в фоне), а в высокочастотной — яркий “положительный” источник с необычным спектром. Уникальность эффекта заключается в том, что его действие определяется

\* Электронный адрес: grebenev@iki.rssi.ru

оптической толщей газа в скоплении по рассеянию на электронах вдоль луча зрения  $\tau_T = \sigma_T \int N_e(l) dl$ , т.е. пропорционально плотности газа, а не квадрату плотности, как яркость собственного теплового излучения горячего газа. Здесь  $\sigma_T$  — сечение томсоновского рассеяния. Удивительно, что амплитуда эффекта не уменьшается с удаленностью скопления (с его красным смещением  $z$ ), не зависит от  $z$  и форма спектра искажений фона. Благодаря этим свойствам, эффект широко используется для определения параметров скоплений, а также — для их массового поиска. Наблюдения эффекта успешно ведутся специально построенными телескопами SPT (*Телескоп на Южном полюсе*, Карлстром и др., 2002; Вилльямсон и др., 2011; Блим и др., 2015) и АСТ (*Космологический телескоп в Атакаме*, Хазелфилд и др., 2013), рядом других телескопов (Биркиншоу, 1999); огромный вклад в исследование эффекта внес спутник PLANCK (Коллаборация PLANCK, 2014, 2015, 2016a).

В настоящей работе рассмотрен похожий эффект — искажения, возникающие из-за рассеяния на электронах горячего газа скоплений в рентгеновском космическом фоне. Существование такого эффекта упоминалось уже в работах Сюняева, Зельдовича (1981), Зельдовича, Сюняева (1982), а также Кхатри, Сюняева (2019). На основе простых нерелятивистских ( $h\nu \ll m_e c^2$ ) оценок в этих работах был сделан вывод о невозможности прямого наблюдения эффекта на фоне собственного теплового рентгеновского излучения газа в скоплениях. В то же время была отмечена потенциальная важность учета этого эффекта при рассмотрении теплового баланса газа. В данной работе нами выполнены релятивистски-точные расчеты эффекта методом Монте-Карло, исследованы и обсуждены перспективы его наблюдения в более жестком ( $h\nu \gtrsim 60$  кэВ) диапазоне энергий.

Рентгеновское фоновое (диффузное) излучение отличается от реликтового своим происхождением (оно представляет собой суперпозицию спектров излучения большого числа AGNs — активных ядер галактик и квазаров), но при этом также характеризуется высокой степенью изотропии и однородности. В стандартном  $h\nu \lesssim 10$  кэВ рентгеновском диапазоне от 60 до 80% фонового излучения уже разрешено на отдельные источники телескопами с зеркалами косоугольного падения (см., например, Хазингер и др., 1998; Мияджи и др., 2000; Джакобини и др., 2001), еще ~10% фона объяснено тепловым излучением газа в скоплениях галактик. Экстраполяция рентгеновских спектров зарегистрированных AGNs в более жесткий  $h\nu \gtrsim 10$  кэВ диапазон, учитывающая эволюцию с  $z$  численности и состава их популяции, показывает, что и здесь они должны вносить доминирующий вклад в спектр фона

(Сазонов и др., 2008; Уеда и др., 2014; Мияджи и др., 2015). Из результатов моделирования Уеды и др. (2014) следует, что наблюдаемый спектр фона формируется в основном на  $z \sim 1$  или чуть дальше, но и на больших  $z$  форма его меняется слабо, а падение интенсивности (в сопутствующей системе отсчета) происходит медленно (в интервале  $z \sim 1.5-3$  излучательная способность AGNs остается почти постоянной, см. Мияджи и др., 2000; Уеда и др., 2014). В первом приближении до  $z \lesssim 2$  этими изменениями можно пренебречь и считать, что рентгеновский фон, так же как реликтовый, подвержен лишь обычному космологическому расширению (см., например, Мадау, Эфстахиоу, 1999). Бóльшее значение имеет факт возрастания на  $z \gtrsim 1$  доли AGNs с высокими светимостями. Это должно приводить к усилению флуктуаций фона. Сказывается ли появление таких AGNs на регистрации рассматриваемого эффекта, мы обсудим позже.

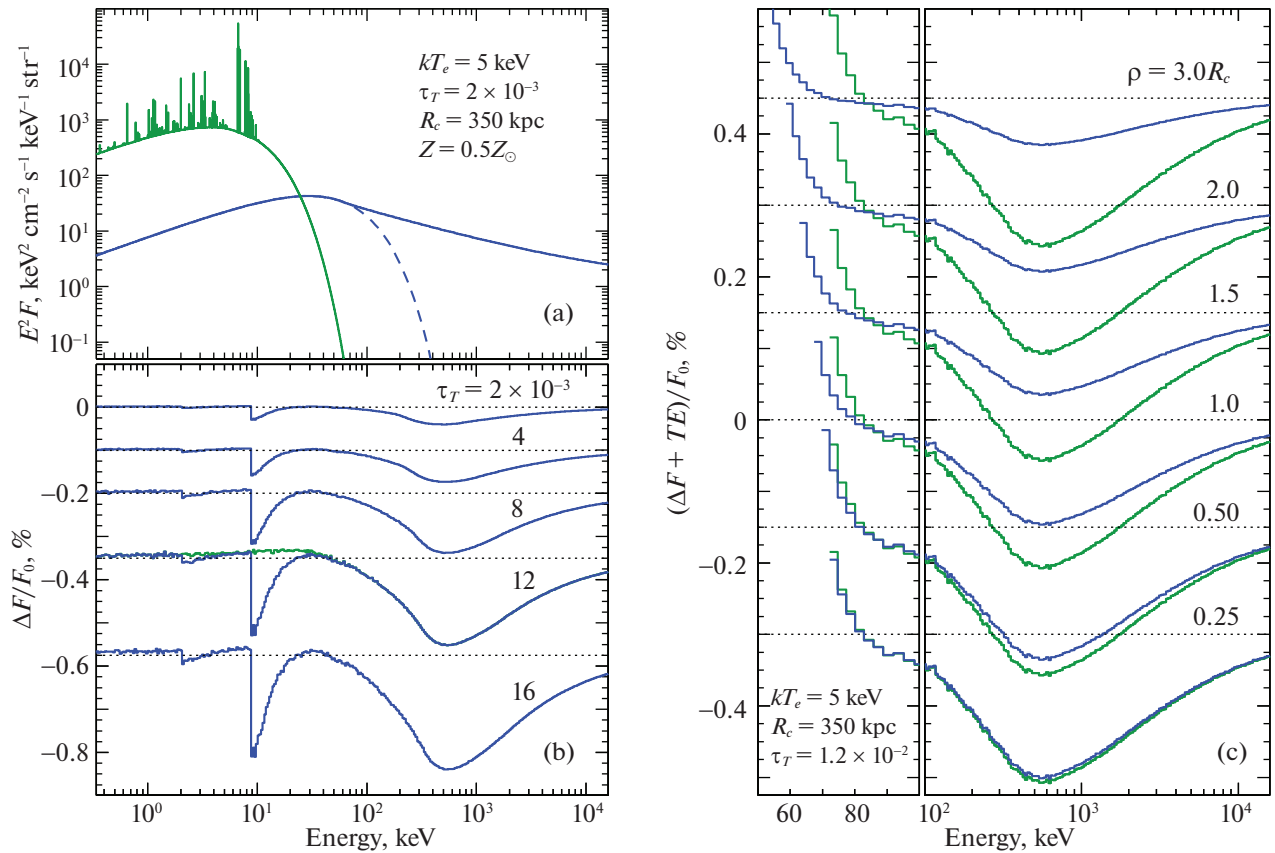
Действие комптоновского рассеяния на фотоны реликтового и рентгеновского фона также отличается: при рассеянии реликтового излучения температура электронов превышает энергию фотонов, поэтому фотоны набирают энергию из-за эффекта Доплера; при рассеянии рентгеновского излучения уже энергия фотонов превышает температуру электронов (или, по крайней мере, сравнима с ней), соответственно фотоны, как будет показано ниже, в среднем теряют энергию из-за эффекта отдачи.

## СПЕКТР РЕНТГЕНОВСКОГО ФОНА

Широкополосный спектр жесткого рентгеновского ( $h\nu > 3$  кэВ) космического фонового излучения был измерен приборами обсерватории HEAO-1 (Грубер и др., 1999a). Хотя в последующем абсолютная нормировка спектра была предметом обсуждения (наблюдения обсерватории INTEGRAL дали на ~10% большее значение, Чуразов и др., 2007), форма спектра фона была подтверждена. Мы будем использовать спектр фона в следующей аппроксимации (Грубер и др., 1999a):

$$S_0(E) \simeq \begin{cases} 7.877 E^{-0.29} e^{-E/41.13}, & \text{при } E < 60 \\ 0.0259 (E/60)^{-5.5} + \\ 0.504 (E/60)^{-1.58} +, & \text{при } E > 60. \\ 0.0288 (E/60)^{-1.05} \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $S_0(E)$  — поток излучения, выраженный в единицах кэВ см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> кэВ<sup>-1</sup> стер<sup>-1</sup>,  $E$  — энергия фотонов  $h\nu$  в кэВ. Эта аппроксимация хорошо согласуется с измерениями гамма-фона на энергиях 1 МэВ–100 GeV телескопами COMPTEL и EGRET обсерватории CGRO. Неискаженный



**Рис. 1.** (а) Спектры космического рентгеновского фона (сплошная жирная синяя линия) и теплового (тормозного и рекомбинационного) рентгеновского излучения горячего межгалактического газа (тонкая зеленая линия, разрешение 5 эВ) скопления с радиусом ядра  $R_c = 350$  кпк и однородными распределениями температуры и плотности электронов внутри него,  $kT_e = 5$  кэВ и  $N_e = 1.4 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  (так что  $\tau_T = 2 \times 10^{-3}$ ), металличность газа  $Z = 0.5 Z_\odot$ . Штриховой линией показано экспоненциальное продолжение аппроксимации фона на низких  $h\nu \lesssim 60$  кэВ энергиях. (б) Относительные искажения фона, связанные с рассеянием на электронах газа в скоплении одной и той же температуры  $kT_e = 5$  кэВ, но разной оптической толщи по томсоновскому рассеянию  $\tau_T = 2, 4, 8, 12$  и  $16 \times 10^{-3}$  (вдоль луча зрения, проходящего через центр скопления). (в) Ослабление искажений при их наблюдении на разных прицельных расстояниях  $\rho = 0.25, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$  и  $3.0 R_c$  относительно центра для скопления с  $\beta$ -распределением плотности с  $N_e = 7.5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$  и теми же радиусом ядра и температурой, как на других панелях. Тонкими (зелеными) линиями показан профиль искажений в центре. Тепловое излучение газа включено в искажения. Пунктирные прямые линии соответствуют невозмущенному фону для каждого случая.

спектр фона, соответствующий данной аппроксимации, показан на рис. 1а сплошной жирной (синей) линией. Пунктиром показан спектр, соответствующий продолжению мягкой компоненты формулы (1) в жесткую область.

Как мы увидим далее, искажения в этом спектре, возникающие при взаимодействии фонового излучения с электронами горячего газа в скоплении галактик, достаточно малы и не превышают текущей точности нашего знания формы спектра и его параметров. В этом отношении обсуждаемый эффект кажется более сложным для измерения, чем эффект искажения микроволнового фонового излучения, спектр которого имеет почти идеальную планковскую форму. Однако, если в будущем точность рентгеновских и гамма-измерений повысится до требуемого уровня, неискаженный спектр будет

измерен заново одновременно с искаженным, что позволит выявить отклонения. Оценки относительных отклонений спектра фона, представленные в данной работе, сохранят свою силу.

## РАСЧЕТЫ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В качестве начального приближения будем считать горячий газ в скоплении распределенным сферически-симметрично с однородными плотностью  $N_e$  и температурой  $kT_e$  электронов внутри радиуса  $R_c$ . Оптическая толщина такого облака газа по рассеянию, рассчитанная вдоль луча зрения, проходящего через его центр, будет равна  $\tau_T = 2\sigma_T N_e R_c = 2\tau_c$ . Расчеты комптоновского рассеяния фонового излучения в таком облаке выполнялись методом Монте-Карло в соответствии

с алгоритмами, развитыми Поздняковым и др. (1982). Предполагалось, что фоновое излучение падает на облако изотропно. В качестве исходящего рассматривалось усредненное по углам излучение, покидающее облако. В этом смысле, характеризуя ниже амплитуду искажений в спектре толщой вдоль луча зрения, проходящего через центр облака, мы подразумеваем под  $\tau_T$  характеристику самого облака. Облако газа с оптической толщой  $\tau_T = 1 \times 10^{-2}$  имеет массу  $M_g \simeq 3.1 \times 10^{13} (\tau_T/0.01)(r_c/350 \text{ кпк})^2 M_\odot$ . Полная масса  $M_{500}$  соответствующего скопления с учетом “темной” материи должна быть больше по крайней мере на порядок величины. Это — скопление умеренной массы, подобное скоплению Coma. Далее нами будут рассмотрены и более массивные скопления (см. ниже табл. 4).

Считалось, что водород и гелий в газе скопления имеют нормальные космические обилия,  $X \simeq 0.74$  и  $Y \simeq 0.24$  по массе (Аллен и др., 1973), соответственно  $N_e \simeq (X + 0.5Y)\rho/m_p \simeq 0.86\rho/m_p$ . Обилие элементов группы железа, как правило, принималось равным  $Z = 0.5 Z_\odot$ , но могло меняться. При характерной для скоплений температуре газа атомы большинства элементов ионизованы полностью, железо — до водородо- и гелиепоподобного состояния, никель — до литиеподобного состояния. Фотопоглощение на ионах железа Fe XXVI и Fe XXV вносит искажения в спектр, сравнимые по относительной амплитуде с искажениями из-за рассеяния на электронах, поэтому этот процесс в расчетах необходимо учитывать.

Степень ионизации железа для плазмы нужной температуры была получена из кода Раймонда, Смита (1977) расчета ионизационного баланса оптической тонкой плазмы. Помимо ионов Fe XXV и Fe XXVI при расчете искажений спектра фона учитывалось поглощение на ионах Fe XXII—Fe XXIV. Таким же образом учитывалось поглощение на ионах Ni XXIII—Ni XXVIII<sup>1</sup>. Ионизацией фоновыми фотонами в ионизационном балансе пренебрегалось. Использовались аппроксимации сечений фотопоглощения разными ионами Вернера, Яковлева (1995) и Вернера и др. (1996). Спектр тормозного и рекомбинационного излучения межгалактической плазмы в скоплении рассчитывался также с помощью кода Раймонда-Смита. На рис. 1а тонкой сплошной (зеленой) линией показан такой спектр для скопления с температурой плазмы  $kT_e = 5$  кэВ. Рекомбинация на ионизованные в результате фотопоглощения космического фона

атомы железа происходит в целом аналогично рекомбинации на ионы, образовавшиеся в результате столкновительных процессов. Соответствующее рекомбинационное излучение дает лишь малую  $\lesssim 1\%$  добавку к интенсивности рекомбинационного излучения, предсказанного кодом Раймонда-Смита, и не меняет его спектр.

#### Модель с однородным распределением плотности

На рис. 1б приведены искажения в спектре фонового излучения (формула [1]), рассчитанные в предположении разной оптической толщи облака<sup>2</sup>. Температура плазмы полагалась для всех вариантов расчетов одинаковой и равной  $kT_e = 5$  кэВ, обилие тяжелых элементов  $Z = 0.5 Z_\odot$ . Из спектра, соответствующего толщой  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ , для которого тонкой линией (зеленого цвета) показан результат расчета без учета поглощения на ионах железа, видно, что комптоновское рассеяние слегка (на  $\sim 0.02\%$ ) повышает интенсивность фона на энергиях  $h\nu \lesssim 40$  кэВ. Правда, фотопоглощение сводит это повышение на нет за порогом ионизации железа  $h\nu \gtrsim 9$  кэВ (линия синего цвета). Из-за поглощения на этих энергиях в спектре фона, наоборот, наблюдается сильное падение интенсивности, достигающее  $\sim 0.2\%$  вблизи порога. Для спектра, соответствующего самой малой из рассмотренных толщ  $\tau_T = 2 \times 10^{-3}$ , максимальные повышение и понижение интенсивности в спектре составляют  $\lesssim 0.005$  и  $\sim 0.03$ – $0.04\%$ , самой большой толщой  $\tau_T = 1.6 \times 10^{-2}$ , — достигают уже  $\sim 0.03$  и  $\sim 0.23\%$  соответственно. В спектре фона присутствует также слабая линия поглощения на  $L$ -оболочке ионов железа с порогом на  $h\nu \gtrsim 2$  кэВ и амплитудой  $\sim 0.04\%$  (для скопления с  $\tau_T = 1.6 \times 10^{-2}$ ).

На энергиях  $h\nu \gtrsim 60$  кэВ рассеяние на электронах приводит к “провалу” в спектре фона из-за эффекта отдачи. В результате эффекта фотоны теряют определенную долю своей энергии и смещаются вниз по оси частот. Эти смещенные фотоны дают определенный вклад в избыток интенсивности излучения в спектре на энергиях  $h\nu \lesssim 60$  кэВ (точнее — на энергиях  $h\nu \lesssim kT_e$ , см. далее низкочастотную асимптотику к формуле [10] и кривую, соответствующую случаю  $kT_e = 0$  кэВ, на рис. 7). Основной вклад в избыток дают мягкие фотоны, смещенные вверх по оси частот (до  $h\nu \sim 3kT_e$ ) из-за доплер-эффекта.

В области  $h\nu \sim 500$  –  $600$  кэВ, где глубина провала в спектре фона из-за эффекта отдачи максимальна, падение яркости фонового излучения

<sup>1</sup> В расчете фотопоглощения в тепло-горячей фазе межгалактической среды с  $kT_e = 0.2$  кэВ учитывались ионы Fe XIV—Fe XVII и Ni XIII—Ni XVII.

<sup>2</sup> Или разной плотности электронов  $N_e$ , т.к. при фиксированном радиусе ядра скопления оптическая толщина и плотность связаны однозначно  $\tau_T \sim N_e$ .

**Таблица 1.** Параметры “МэВ-ного провала” в спектре фона в направлении на скопление с однородной плотностью газа<sup>а</sup>

$\tau_T$ , $\times 10^{-3}$	$h\nu_{th}^b$ , кэВ	$h\nu_\gamma^в$ , кэВ	$h\Delta\nu_\gamma^г$ , МэВ	$W_\gamma^д$ , кэВ
2	29	584	2.3	1.1
4	33	584	2.7	3.4
8	35	584	2.9	10.0
12	33	584	3.0	18.1
16	35	604	3.0	27.1

<sup>а</sup>  $kT_e = 5$  кэВ.

<sup>б</sup> Энергия начала провала.

<sup>в</sup> Энергия наиболее глубокой точки провала.

<sup>г</sup> Полная ширина на полувысоте провала.

<sup>д</sup> Эквивалентная ширина провала.

достигает 0.1–0.2% при реалистичных значениях оптической толщи скопления  $\tau_T \sim (4 - 12) \times 10^{-3}$ . При  $\tau_T = 1.6 \times 10^{-2}$  провал углубляется до ~0.25%. В табл. 1 глубина “МэВ-ного провала” приведена в терминах эквивалентной ширины  $W_\gamma$  для разных значений томсоновской оптической толщи  $\tau_T$  газа. Учитывая, что линия — широкая и интенсивность фона вдоль ее профиля может сильно меняться, мы определили эквивалентную ширину следующим образом  $W_\gamma = \int_{\nu_{th}}^\infty (F_0 - F_\nu)/F_0 d\nu$ , где  $F_0(\nu)$  — фотонный спектр фона [ $S_0(\nu) = h\nu F_0(\nu)$ ]. Рассматривалось то же модельное скопление с однородной плотностью,  $R_c = 350$  кпк и  $kT_e = 5$  кэВ. Приведены также значения энергий начала  $h\nu_{th}$  и центра  $h\nu_\gamma$  провала в спектре и его полная ширина на полувысоте  $h\Delta\nu_\gamma$  (FWHM). Если вариации  $h\nu_{th}$  и  $h\nu_\gamma$  в табл. 1 можно отнести на погрешность расчета, то изменения  $h\Delta\nu_\gamma$  и  $W_\gamma$  реальны, они отражают падение амплитуды провала при уменьшении  $\tau_T$ .

Отметим, что провалы в спектре фона, связанные с эффектом отдачи и фотопоглощением, образуются в излучении, идущем сквозь скопление с его обратной стороны. Их глубина в первом приближении пропорциональна средней оптической толщине газа в скоплении в этом направлении

$$\langle \tau_T \rangle = \frac{2}{R_c^2} \int_0^{R_c} \tau_T(\rho) \rho d\rho = \frac{2}{3} \tau_T, \quad (2)$$

где  $\tau_T(\rho)$  — томсоновская оптическая толщина скопления вдоль луча зрения, проходящего на прицельном расстоянии  $\rho$  от центра. Она равна

$$\tau_T(\rho) = \quad (3)$$

$$= \begin{cases} \tau_T (1 - \rho^2/R_c^2)^{1/2}, & \text{при } \rho < R_c \\ 0, & \text{при } \rho \gtrsim R_c \end{cases}$$

Амплитуда таких провалов в спектре фона должна быть очень чувствительна к его пространственным флуктуациям. Для уверенной регистрации эффекта понижения яркости фона на соответствующих энергиях необходимо использовать протяженные (достаточно близкие) скопления.

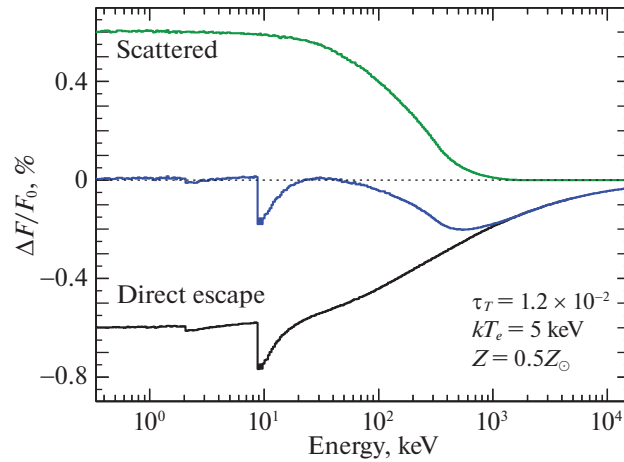
Напротив, повышения интенсивности фона в диапазоне ниже  $h\nu < 60$  кэВ связаны с рассеянными фотонами. Это — фотоны излучения, падающего на скопление со всех сторон, причем менее всего с его обратной стороны (фотоны, приходящие с обратной стороны, рассеиваются под малыми углами и заметного вклада в искажение спектра не дают). На рис. 2 показаны отдельно спектры искажений, возникающих в излучении прямого вылета и в рассеянном излучении в скоплении с температурой  $kT_e = 5$  кэВ и толщиной  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ . Хорошо видно, что все “отрицательные” особенности (из-за фотопоглощения или эффекта отдачи) содержатся лишь в спектре прямого вылета, спектр рассеянных фотонов гладок и явных особенностей не имеет. Формально рассеянные фотоны также подвергаются фотопоглощению и смещаются к меньшим энергиям при отдаче (при вторичных актах взаимодействия с газом), но из-за малости его оптической толщи эти эффекты пренебрежимо малы.

Вклад разных участков неба в спектр рассеянного излучения определяется индикатрисой рассеяния, которая в нерелятивистском пределе  $h\nu \ll m_e c^2$  имеет простой вид  $d\sigma_T(\theta) = (3/8)\sigma_T(1 + \cos^2\theta) \sin\theta d\theta$ , где  $\theta$  — угол рассеяния (и, в силу симметрии индикатрисы, — угол прихода фотона относительно луча зрения в направлении на скопление). Это плавная функция. Ясно, что фотоны, ответственные за повышение интенсивности фона в скоплении из-за эффекта Доплера, собираются со всего неба, а потому такие искажения не должны быть чувствительными к пространственным флуктуациям фона.

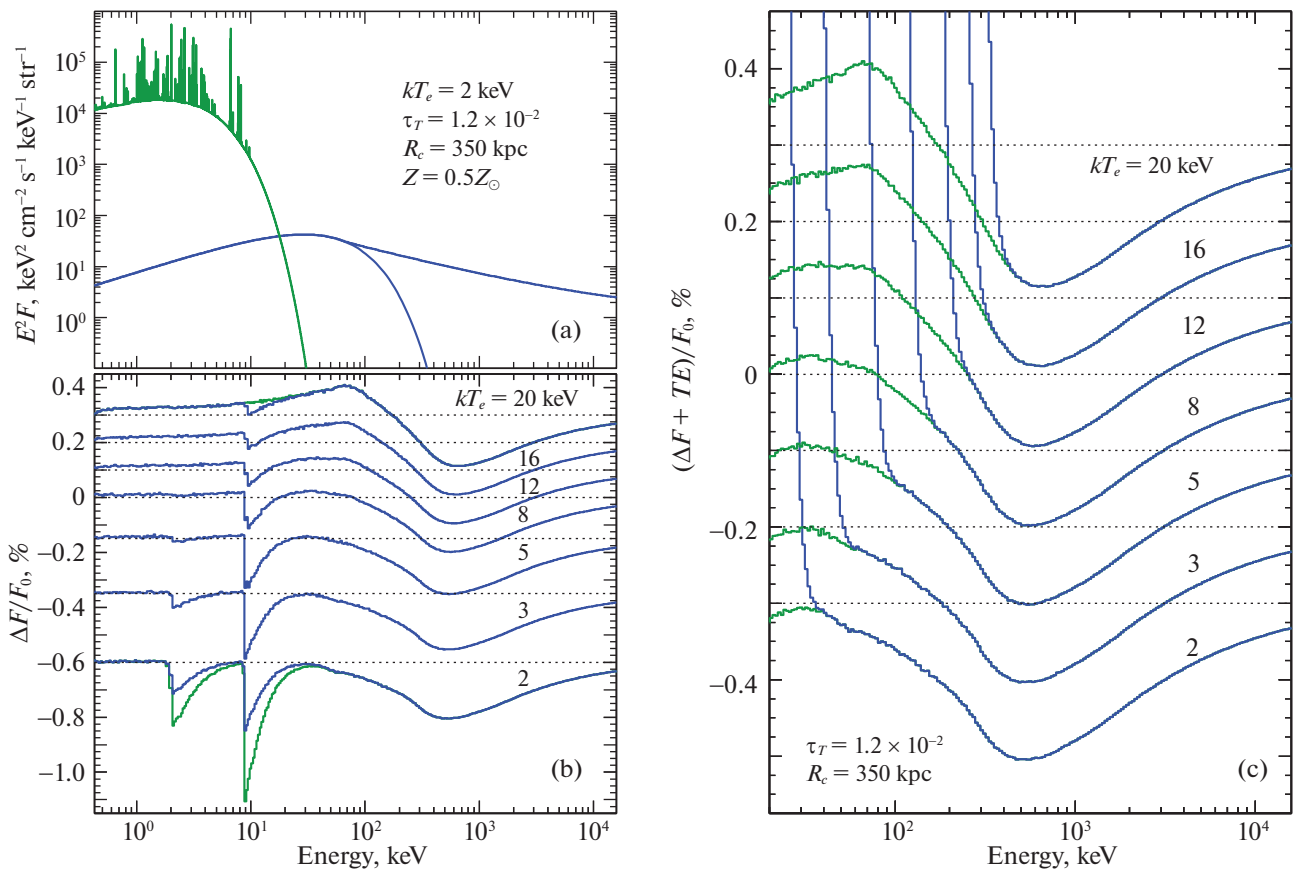
### Зависимость от температуры газа

Рисунок 1а предсказывает, что регистрация искажений в спектре фона в рентгеновском  $h\nu \lesssim 60$  кэВ диапазоне будет сильно затрудняться из-за присутствия собственного теплового излучения межгалактического газа.

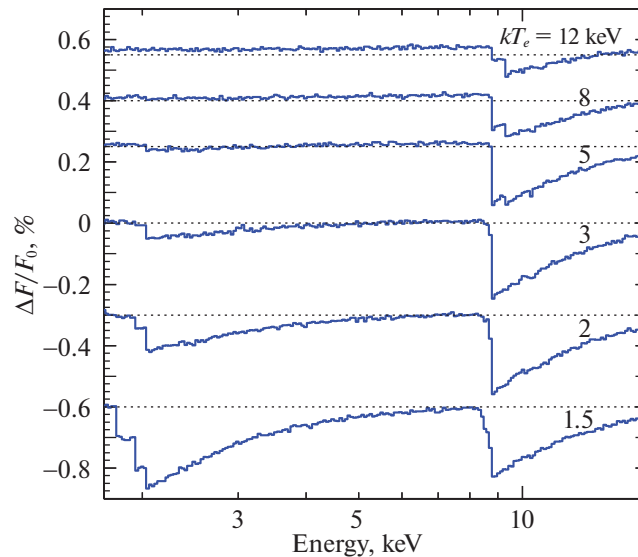
Шансы обнаружить искажения возрастают для релаксировавших скоплений с более низкой температурой. Это иллюстрируется рис. 3, на котором изменения амплитуды и формы спектра искажений показаны в зависимости от температуры



**Рис. 2.** Сравнение возникающих в горячем газе скопления искажений фона (относительно его исходного спектра) в излучении прямого вылета (черная кривая) и в рассеянном излучении (зеленая). Синей (толстой) кривой показана сумма этих искажений. Предполагается, что газ в скоплении распределен однородно внутри радиуса  $R_c = 350$  кпк, имеет оптическую толщину  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ , температуру  $kT_e = 5$  кэВ и обилие металлов  $Z = 0.5 Z_\odot$ .



**Рис. 3.** То же, что на рис. 1, но для  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ ,  $R_c = 350$  кпк ( $N_e = 8.4 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ ) и разных температур: (а)  $kT_e = 2$  кэВ, (b) и (с)  $kT_e = 2, 3, 5, 8, 12, 16$  и  $20$  кэВ. Обилие металлов  $Z = 0.5 Z_\odot$ . Зеленой линией на (b) для  $kT_e = 20$  кэВ показан расчет без фотопоглощения ( $Z = 0$ ), для  $kT_e = 2$  кэВ — с фотопоглощением при обилии металлов  $Z = Z_\odot$ . Искажения фона на панели (с) даны с учетом теплового излучения плазмы (тонкими зелеными линиями — без этого излучения).



**Рис. 4.** Формирование линий поглощения в спектре рентгеновского фона из-за фотоионизации ионов железа и никеля в горячем газе скопления галактик. Скопление с однородной плотностью, толщей  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ , температурами газа  $kT_e = 1.5, 2, 3, 5, 8$  и  $12$  кэВ, обилием металлов  $Z = 0.5 Z_\odot$ .

газа. Вновь рассматривается модельное скопление с однородным распределением плотности внутри радиуса  $R_c = 350$  кпк и оптической толщей вдоль луча зрения, проходящего через центр,  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ . На рис. 3а температура газа в скоплении предполагалась равной  $2$  кэВ. Рисунок дает общее представление о соотношении спектра фона и спектра теплового излучения газа в скоплении (так же как рис. 1а, дающий такое представление для скопления с  $kT_e = 5$  кэВ). На рис. 3б показаны относительные искажения (в процентах), возникающие в спектре фона при рассеянии и поглощении в газе такого скопления. Рассмотрены случаи разной температуры газа  $kT_e = 2, 3, 5, 8, 12, 16$  и  $20$  кэВ.

Глубина “МэВ-ного провала” в спектре фоне, возникающего из-за эффекта отдачи при рассеянии на электронах, от температуры газа почти не зависит. Амплитуда других “отрицательных” изменений в спектре (провалов из-за фотопоглощения), как и следовало ожидать, достигает максимума для холодного газа  $kT_e = 2$  кэВ. Глубина провала за порогом  $h\nu \sim 9$  кэВ составляет  $\sim 0.25\%$ . Растет и амплитуда линии на  $2$  кэВ (до  $\sim 0.1\%$ ). Приведенные значения относятся к случаю, когда обилие металлов в газе  $Z = 0.5 Z_\odot$ . При увеличении и уменьшении обилия амплитуда линий поглощения меняется. На рисунке это изменение показано тонкими (зелеными) линиями для случая  $kT_e = 2$  кэВ (принято  $Z = Z_\odot$ ) и случая  $kT_e = 20$  кэВ ( $Z = 0$ ).

В отличие от “отрицательных” изменений в спектре фона, амплитуда “положительного” отклонения (избытка фонового излучения, появляющегося из-за доплер-эффекта) максимальна для

наиболее горячего газа  $kT_e = 20$  кэВ. На энергиях  $h\nu \sim 60 - 80$  кэВ в соответствующем спектре искажений фона отчасти из-за комптоновских процессов, отчасти из-за свойств самого спектра фона формируется широкая эмиссионная особенность (линия), относительная амплитуда которой достигает  $\sim 0.1 - 0.15\%$ .

На рис. 3с к искажениям фона добавлено тепловое излучение межгалактического газа (предполагается, что измерения проводятся в направлении на центр скопления). Видно, что диапазон энергий, позволяющий прямо наблюдать комптоновские искажения в спектре фона, без засветки тепловым излучением газа, оказывается достаточно широким лишь для релаксировавших скоплений с температурой газа  $kT_e \lesssim 5$  кэВ. Для молодых скоплений (или скоплений, недавно испытавших приливное воздействие со стороны другого близкого скопления), газ в которых имеет более высокую температуру, нижняя граница диапазона, допускающего непосредственное наблюдение эффекта, смещается в область гамма-энергий  $h\nu \sim 400$  кэВ.

Отметим, что при расчете профилей линий фотопоглощения ионы железа и никеля считались покоящимися. Это допустимо, поскольку связанное с тепловым движением ионов доплеровское уширение и размывание для, например, профиля скачка поглощения на  $h\nu_{th} = 9$  кэВ при характерных для скоплений температурах газа составляет лишь  $\sim h\nu_{th}(2kT_e/56m_p c^2)^{1/2} \sim 5(kT_e/5 \text{ кэВ})^{1/2}$  эВ. Разрешение расчета, представленного на рис. 1 и 3 и большинстве последующих рисунков,  $h\Delta\nu \sim \sim 0.0345 h\nu_{th} \simeq 300$  эВ, намного грубее. Даже на рис. 4, на котором показан детальный профиль этой

линии (с в несколько раз лучшим разрешением) для демонстрации его сложности, многокомпонентности, тепловое движение ионов железа и никеля могло бы лишь слегка сгладить наиболее резкие особенности тонкой структуры линий.

Рис. 4 показывает, что и без теплового уширения край линии поглощения вблизи порога оказывается сильно искаженным. Он имеет вид более или менее правильной “ступеньки” лишь в случае  $kT_e = 3$  кэВ. При более низких температурах начало обеих линий сдвигается влево, порог превращается в подобие “лестничного пролета”, состоящего из нескольких последовательных “ступенек”. При более высоких — дополнительные “ступеньки” появляются справа, смещая порог линий на 300–400 эВ к большим энергиям. По достижении  $kT_e = 8$  кэВ линия поглощения с порогом на  $\sim 2$  кэВ практически исчезает, уменьшается и амплитуда жесткой линии на  $h\nu \sim 9$  кэВ.

В табл. 2 приведены основные параметры линии с порогом на  $\sim 9$  кэВ, в том числе ее эквивалентная ширина  $W_X$ . Поскольку эта линия образуется в области повышенного потока фонового излучения (за счет комптоновского континуума, формирующегося в скоплении из-за эффекта Доплера при рассеянии на электронах), ее эквивалентная ширина  $W_X = \int_{\nu_{th}}^{\infty} (F_c - F_\nu) / F_c d\nu$  была определена относительно именно этого повышенного уровня  $F_c(\nu)$  (искаженный в скоплении фотонный спектр фона, полученный в пределе  $Z \rightarrow 0$ ). В таблице представлена зависимость параметров линии от температуры и металличности газа. С повышением температуры эффективный порог линии  $h\nu_{th}$  и энергия наиболее глубокой точки ее профиля  $h\nu_X$  смещаются на 400–500 эВ к более высоким энергиям. Причину можно понять из рис. 4 — в структуре левого края линии появляется новая ступенька, связанная с поглощением фотонов более сильно ионизованными ионами железа и никеля. По этой же причине ширина линии  $h\Delta\nu_X$  (FWHM), слегка растущая с температурой, вероятно, из-за изменения формы комптоновского континуума, резко уменьшается на  $\sim 500$  эВ по достижении  $kT_e = 12$  кэВ. В этот момент высота ступеньки достигает половины глубины линии поглощения.

#### Модель с $\beta$ -распределением плотности

Определенное преимущество в борьбе с тепловым излучением могли бы также иметь периферийные наблюдения газа в скоплениях с реальным (уменьшающимся с радиусом) распределением плотности. В самом деле, интенсивность теплового излучения пропорциональна  $N_e^2$ , а искажения из-за рассеяния на электронах —  $N_e$ , соответственно вклад теплового излучения должен к краю

**Таблица 2.** Параметры линии фотопоглощения с порогом на  $\sim 9$  кэВ в спектре рентгеновского фона в направлении на скопление с однородной плотностью газа<sup>a</sup>

$kT_e$ ,	$h\nu_{th}^b$	$h\nu_X^c$	$h\Delta\nu_X^d$	$W_X^e$
кэВ	кэВ	кэВ	кэВ	эВ
$Z = 0.5Z_\odot$				
1.5	8.29 <sup>e</sup>	8.83 <sup>e</sup>	2.98	12.7
2	8.38	8.83	3.06	14.0
3	8.58	8.83	3.18	13.6
5	8.58	8.83	3.69	11.9
8	8.68	9.35	3.91	8.4
12	8.68	9.35	3.43	5.3
$Z = 1.0Z_\odot$				
1.5	8.29	8.83	3.03	25.5
2	8.38	8.83	3.08	28.1
3	8.58	8.83	3.14	27.4
5	8.58	9.35	3.70	23.9
8	8.68	9.35	3.86	17.0
12	8.68	9.35	3.38	10.7

<sup>a</sup>  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$  кэВ.

<sup>b</sup> Энергия порога.

<sup>c</sup> Энергия наиболее глубокой точки линии.

<sup>d</sup> Полная ширина на полувысоте.

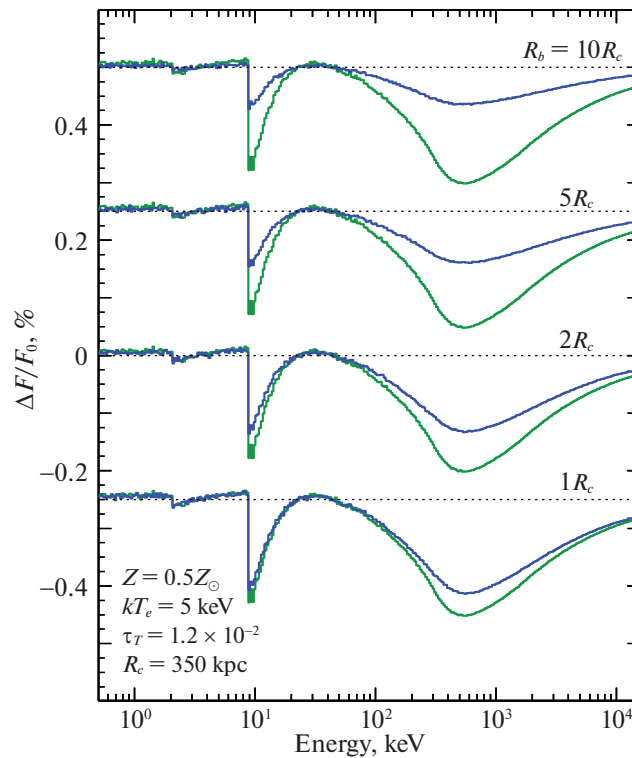
<sup>e</sup> Эквивалентная ширина.

<sup>e</sup> Значение отражает разрешение расчета.

скопления падать быстрее, чем вклад рассеяния (Зельдович, Сюняев, 1982).

Действие этого эффекта демонстрируется рис. 1с, на котором искажения спектра фона (с учетом теплового излучения плазмы) приведены толстыми (синими) линиями для разных прицельных расстояний  $\rho$  от центра скопления. Для сравнения тонкой (зеленой) линией показан спектр искажений, который должен наблюдаться в направлении на центр. В случае больших  $\rho$  линии пересекаются, свидетельствуя о том, что вклад теплового излучения исчезает на более низких энергиях, чем при наблюдениях по центру скопления. Спектры, показанные на этом рисунке, рассчитаны для  $\beta$ -распределения плотности газа





**Рис. 5.** Сравнение относительных искажений фона, возникающих в “реальном” скоплении галактик (толстые синие линии) с  $\beta$ -распределением плотности газа (формула (4)) и в скоплении с однородным распределением плотности (тонкая зеленая линия). Газ в скоплениях имеет одинаковые томсоновские оптические толщи  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$  (вдоль луча зрения по центру скопления), радиусы ядер  $R_c = 350$  кпк, температуры электронов  $kT_e = 5$  кэВ,  $Z = 0.5 Z_\odot$ . Рассмотрены варианты с разными радиусами обрыва  $\beta$ -профиля  $R_b$ .

(Кавальери, Фуско-Фемиано, 1976), удовлетворительно согласующегося с наблюдаемым распределением рентгеновской яркости многих скоплений (Арно, 2009),

$$N_e = N_c \left(1 + \frac{R^2}{R_c^2}\right)^{-3\beta/2}. \quad (4)$$

Из наблюдений (Джонс, Форман, 1984) следует, что для большинства скоплений  $\beta \simeq 2/3$ . При таком  $\beta$  поверхностная мера эмиссии скопления  $EM(\rho) = 2 \int_0^\infty N_e^2(\rho) dl$ , определяющая интенсивность теплового излучения, и томсоновская оптическая толщина вдоль луча зрения  $\tau_T(\rho) = 2\sigma_T \int_0^\infty N_e(\rho) dl$ , определяющая амплитуду искажений спектра из-за рассеяния и поглощения, на прицельном расстоянии  $\rho$  равны соответственно

$$EM(\rho) = \frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{\rho^2}{R_c^2}\right)^{-3/2} N_c^2 R_c \quad (5)$$

и

$$\tau_T(\rho) = \pi \left(1 + \frac{\rho^2}{R_c^2}\right)^{-1/2} \sigma_T N_c R_c. \quad (6)$$

Видно, что мера эмиссии газа в реальном скоплении  $EM$  падает с увеличением  $\rho$  намного быстрее,

чем толщина  $\tau_T$ . Поэтому при больших  $\rho$  тепловое излучение должно переставать мешать наблюдениям фона на более низких энергиях, чем при наблюдениях по центру скопления. Это и иллюстрируется рис. 1с, основанным на формулах (5)–(6). К сожалению, расширение диапазона, благоприятного для наблюдения искажений фона при рассеянии, оказывается не слишком большим, а собственно амплитуда эффекта при увеличении  $\rho$  в свою очередь достаточно быстро уменьшается.

В расчете, результат которого здесь используется, как и ранее, температура межгалактического газа была взята равной  $kT_e = 5$  кэВ, радиус ядра скопления  $R_c = 350$  кпк, томсоновская оптическая толщина газа вдоль луча зрения, проходящего через его центр,  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ . Расчет искажений в спектре фона в направлении на центр (при  $\rho = 0$ ) выполнен методом Монте-Карло в предположении, что профиль плотности обрывается на “внешнем” радиусе  $R_b = 2R_c$ .

Вопрос о зависимости результатов расчета от значения  $R_b$  исследуется на рис. 5. Здесь показаны спектры искажений фона, возникающих в скоплениях с  $\beta$ -распределением плотности газа, одинаковыми температурами  $kT_e$  и оптическими толщинами

вдоль луча зрения в направлении на центр  $\tau_T$ , но с разными радиусами обрыва  $\beta$ -профиля плотности  $R_b = 1, 2, 5$  и  $10R_c$ . Для сравнения тонкими линиями показан расчет искажений фона в скоплении с однородным распределением плотности (с теми же  $kT_e, R_c$  и  $\tau_T$ ).

Изменение  $R_b$  слегка меняет оптическую толщину газа  $\tau_T(\rho = 0, R_b)$  в реальном скоплении относительно величины  $\tau_T(\rho = 0) = \pi\sigma_T N_c R_c$ , следующей из формулы (6) (полученной в пределе  $R_b \rightarrow \infty$ ). Целесообразно все же сравнивать скопления одинаковой толщи, чтобы был виден чистый эффект разной геометрии скопления. Для этого в расчетах рис. 5 центральная плотность  $N_c$  профиля скопления в формуле (4) была домножена на  $0.5\pi/\arctg(R_b/R_c)$ . С этой поправкой или нет рассмотренные модельные скопления, конечно, нельзя считать одинаковыми, хотя бы потому, что с увеличением  $R_b$  заметно увеличивается масса газа в скоплении от  $M_g = 3.0 \times 10^{13} M_\odot$  для  $R_b = 1R_c$  до  $M_g = 6.4 \times 10^{14} M_\odot$  для  $R_b = 10R_c$ .

Рисунок 5 показывает, что скопление с реальным распределением плотности с  $R_b = 1 R_c$  приводит практически к тем же искажениям в фоне по амплитуде и форме зависимости от энергии, как и скопление с однородным распределением. Из рисунка также видно, что, даже несмотря на рост массы скопления с реальным распределением плотности при увеличении  $R_b$ , амплитуда искажений фона при этом быстро уменьшается. Такое поведение можно объяснить, учтя, что средняя по видимой площади скопления с  $\beta$ -профилем томсоновская оптическая толщина  $\langle \tau_T \rangle$  межгалактического газа уменьшается с ростом  $R_b$ . В самом деле, интегрируя оптическую толщину из уравнения (6) по площади  $2\pi \int_0^{R_b} \tau_T(\rho) \rho d\rho$  и нормируя на  $\pi R_b^2$ , находим

$$\langle \tau_T(R_b) \rangle = 2\tau_T \frac{R_c^2}{R_b^2} \left[ \left( 1 + \frac{R_b^2}{R_c^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (7)$$

$\simeq 0.83\tau_T$  при  $R_b = 1R_c$  и  $\simeq 0.18\tau_T$  при  $R_b = 10 R_c$ .

Отметим, что методом Монте-Карло мы рассчитываем средний спектр искажений фона в скоплении. Для получения представленных на рис. 1с искажений фона в направлении на его центр ( $\rho = 0$ ) их амплитуда была соответствующим образом скорректирована на указанное уменьшение оптической толщины при усреднении по видимой площади скопления  $\pi(2R_c)^2$ .

С точки зрения эффективной регистрации искажений фона из-за взаимодействия с газом скопления рис. 5 ясно указывает на предпочтительность наблюдений скопления телескопом с апертурой

(угловым разрешением), покрывающей центральную часть скопления радиусом  $\lesssim 2R_c$ . Аналогичный вывод можно сделать из анализа искажений фона, возникающих в скоплении с распределением плотности, предсказываемом моделью Наварро-Френка-Вайта (далее NFW, Наварро и др., 1997). Анализ такого скопления приведен в Приложении.

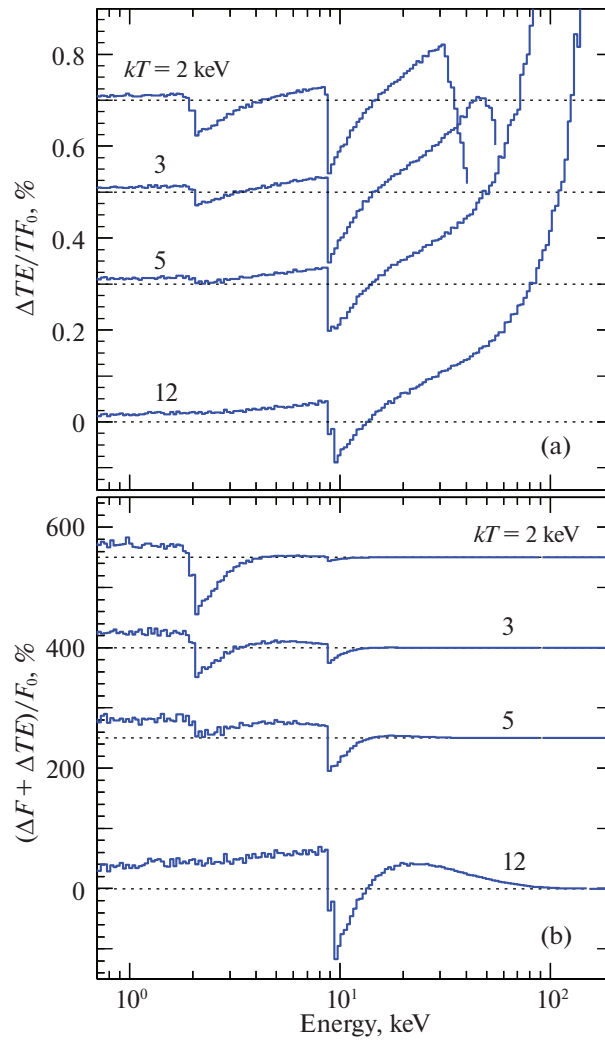
### Искажения спектра собственного излучения газа

Регистрация искажений фона, связанных с его взаимодействием с горячим газом скоплений галактик, осложняется не просто наличием мощного собственного излучения газа. В спектре этого теплового излучения в свою очередь появляются искажения, амплитуда которых заметно превосходит относительную амплитуду искажений фона.

В самом деле, код Раймонда-Смита, также как другие коды расчета спектра тормозного и комбинационного излучения оптически тонкой плазмы, предполагает, что оптическая толщина плазмы  $\tau_T \rightarrow 0$ , а потому учитывает только столкновительные процессы и не учитывает ионизацию элементов группы железа собственным излучением плазмы. Не учитывает он и комптоновское рассеяние излучения плазмы внутри скопления. Между тем, как показывают представленные в данной статье результаты расчетов, оптическая толщина газа в скоплении достаточна для того, чтобы при прохождении сквозь него фонового излучения в его спектре образовывались сильные линии поглощения при  $h\nu \gtrsim 2$  и  $9$  кэВ, а также другие особенности. Очевидно, что подобные искажения спектра должны появляться и в собственном излучении газа.

На рис. 6а показан результат расчета методом Монте-Карло таких искажений (в % к тепловому излучению межгалактического газа) для скопления с однородной плотностью с  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ ,  $kT_e = 2, 3, 5$  или  $12$  кэВ и  $Z = 0.5 Z_\odot$ . Использовался тот же код, что и для расчетов искажений фона, но источник фотонов предполагался равномерно распределенным по толщине скопления, а его спектр излучения был взят из расчета кодом Раймонда-Смита спектра оптически тонкой плазмы для температуры  $kT_e$  скопления (было учтено только непрерывное тормозное излучение).

Видно, что искажения, возникающие в спектре теплового излучения газа, похожи на искажения в спектре фона. Но есть и отличие. Спектр тормозного излучения резко обрывается на энергиях  $\gtrsim kT_e$ . В то же время комптонизация сдвигает фотоны вверх по оси частот, стремясь сформировать виновский спектр с характерной энергией обрыва  $\sim 3kT_e$ . Этим процессом объясняется резкое повышение интенсивности излучения на энергиях  $h\nu \gtrsim kT_e$ . Процесс хорошо известен в рентгеновской астрономии и успешно применяется для



**Рис. 6.** Формирование линий поглощения в спектре теплового излучения газа в скоплении из-за ионизации ионов железа — относительно (а) самого теплового излучения и (б) космического фонового излучения. Скопление с однородной плотностью, радиусом,  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ ,  $Z = 0.5 Z_\odot$  и разными температурами газа  $kT_e$ .

объяснения наблюдаемых спектров аккрецирующих черных дыр (например, Шапиро и др., 1976; Сюняев, Титарчук, 1980). Сдвиг фотонов вверх по оси частот определяется эффектом Доплера, при каждом рассеянии среднее изменение частоты фотона  $\Delta\nu/\nu \sim (kT_e/m_e c^2)^{1/2}$ . Конкурирующий процесс — эффект отдачи, который в нерелятивистском пределе понижает частоту фотона при рассеянии в среднем на  $\Delta\nu/\nu \sim h\nu/m_e c^2$  (эти оценки легко получить из уравнения Компанейца — см. ниже). Действие процессов уравновешивается при

$$h\nu_* \sim (kT_e m_e c^2)^{1/2} \sim 32(kT_e/2 \text{ кэВ})^{1/2} \text{ кэВ}. \quad (8)$$

Соответственно, для скоплений с низкой температурой газа  $kT_e \lesssim 2-3$  кэВ в спектре искажений образуется широкая особенность в излучении с центром на энергиях  $\sim 30-50$  кэВ (рис. 6), для более горячих скоплений — с увеличением энергии

искажения нарастают вплоть до полного завала теплового спектра. Формула (8) в какой-то степени объясняет и энергию широкой эмиссионной особенности, появляющейся в спектре искажений горячих скоплений галактик (рис. 3б).

Амплитуда искажений спектра теплового излучения плазмы  $\sim \tau_T$  и составляет доли процента от интенсивности самого спектра (также как амплитуда искажений космического фона). Но, поскольку интенсивность теплового излучения в рентгеновском диапазоне на 2–3 порядка превышает интенсивность фона, эти искажения оказываются сравнимыми с интенсивностью фона. При аппроксимации наблюдаемого спектра излучения скопления моделью теплового излучения оптически тонкой плазмы данные искажения, включая линии поглощения ионами железа, не будут вычтены и приведут к заметному усилению искажений, непосредственно образовавшихся в спектре фона.

**Таблица 3.** Параметры суммарной (с учетом искажения теплового излучения) линии фотопоглощения с порогом на  $\sim 9$  кэВ в спектре рентгеновского фона в направлении на скопление с однородной плотностью газа<sup>a</sup>

$kT_e$ ,	$h\nu_{\text{th}}^b$	$h\nu_X^B$	$h\Delta\nu_X^r$	$W_X^d$
кэВ	кэВ	кэВ	кэВ	кэВ
$Z = 0.5Z_{\odot}$				
2	8.19	8.93	1.13	0.11
3	8.48	8.93	1.33	0.61
5	8.48	8.93	2.16	2.22
8	8.48	9.57	2.89	3.59
12	8.48	9.57	2.77	3.72
$Z = 1.0Z_{\odot}$				
2	8.19	8.93	1.04	0.24
3	8.48	8.93	1.36	1.24
5	8.48	8.93	2.13	4.38
8	8.48	9.57	2.93	7.34
12	8.48	9.57	2.63	7.14

<sup>a</sup>  $R_c = 350$  кпк,  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$  кэВ.

<sup>b</sup> Энергия порога.

<sup>B</sup> Энергия наиболее глубокой точки линии.

<sup>r</sup> Полная ширина на полувысоте.

<sup>d</sup> Эквивалентная ширина.

Это хорошо видно на рис. 6b, на котором искажения фона и искажения теплового излучения газа сложены вместе и даны в процентах относительно спектра фона. Уровень фона показан пунктиром. Амплитуда искажений в линиях фотопоглощения железа и никеля достигает 100% и более. Отметим, что на рис. 6b в спектрах искажений холодных скоплений с  $kT_e = 2 - 3$  кэВ линия поглощения с порогом 9 кэВ сильно ослабевает, хотя на рис. 6a, относительно спектра теплового излучения, она имеет наибольшую амплитуду среди всех рассмотренных скоплений. Это связано с общим быстрым (экспоненциальным) падением теплового излучения на этих энергиях у холодных скоплений. Линия с порогом на  $\sim 2$  кэВ у них все еще достигает максимума. В табл. 3 приведены эквивалентные

ширины эффективной (суммарной) линии поглощения на 9 кэВ в спектре фона в скоплениях с разными температурами газа и разными обилиями железа в нем. Ясно, что искажения собственного излучения газа очень велики и на энергиях  $h\nu \lesssim 100$  кэВ заметно превышают искажения фона. Их учет является сложнейшей задачей.

Далее мы будем считать, что вопрос о вычитании из наблюдаемого спектра скопления спектра теплового излучения газа, с учетом его искажений, возникающих из-за конечной оптической толщи, каким-то образом решен. Мы будем рассматривать только искажения, возникающие непосредственно в космическом фоне. Вопрос об искажениях собственного теплового излучения газа будет детально рассмотрен в отдельной работе (Гребенев, Сюняев, 2019).

## АНАЛИТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

При исследовании комптоновского рассеяния реликтового излучения в горячем газе скопления галактик важные аналитические оценки (Сюняев, Зельдович, 1980; Зельдович, Сюняев, 1982) были получены путем решения уравнения Компанейца (1956), описывающим перераспределение фотонов по энергии в диффузионном приближении. Справедливость применения этого уравнения к оптически тонкому газу, характерному для скоплений, была проверена и подтверждена Сюняевым (1980). Аналогичные довольно интересные оценки можно получить и для рассматриваемой задачи.

Уравнение Компанейца с учетом релятивистских поправок (Купер, 1971; см. также Аронс, 1971; Илларионов, Сюняев, 1972; Гребенев, Сюняев, 1987), но при не слишком высокой температуре электронов ( $kT_e \ll m_e c^2$ ) можно представить в виде

$$\frac{\partial F_\nu}{\partial \tau_c} = \frac{h}{m_e c^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \times \left[ \frac{\nu^4 \xi(T_e)}{1 + \beta\nu + \gamma\nu^2} \left( \frac{F_\nu}{\nu^2} + \frac{kT_e}{h} \frac{\partial F_\nu}{\partial \nu} \right) \right],$$

где  $F_\nu$  — интенсивность фотонного спектра,  $\tau_c$  — томсоновская радиальная оптическая толщина облака,  $\beta = 9 \times 10^{-3}$  кэВ<sup>-1</sup>,  $\gamma = 4.2 \times 10^{-6}$  кэВ<sup>-2</sup>,

$$\xi(T_e) = 1 + \frac{5}{2} \frac{kT_e}{m_e c^2}.$$

Мы пренебрегли членом, отвечающим за индуцированное рассеяние, и оставили в  $\xi(T_e)$  только член первого порядка по  $kT_e/m_e c^2$  (см. Купер, 1971). Подставляя в правую часть этого уравнения интенсивность фона  $F_\nu(\nu) = S_\nu(\nu)/h\nu$  в виде  $F_\nu = A\nu^{-\alpha} \exp(-\nu/\nu_0)$  (часть спектра из формулы

[1], соответствующую низким  $h\nu \lesssim 60$  кэВ энергиям), находим для относительных изменений фона

$$\frac{\Delta F_\nu}{F_\nu} = \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{\tau_c \xi(T_e)}{1 + \beta\nu + \gamma\nu^2} \left[ 1 - \frac{kT_e}{h\nu_0} + \right. \quad (9)$$

$$\left. + \left( 1 - \alpha - \frac{\nu}{\nu_0} - \frac{\nu}{\nu_1} \right) \left( 1 - \frac{kT_e}{h\nu_0} - \frac{kT_e}{h\nu} (2 + \alpha) \right) \right].$$

Здесь введено обозначение  $\nu_1$  для функции

$$\nu_1(\nu) = \frac{1 + \beta\nu + \gamma\nu^2}{\beta + 2\gamma\nu}.$$

Спектр изменений для более жесткой  $h\nu \gtrsim 60$  кэВ (степенной) части спектра находится из формулы (9) переходом к пределу  $\nu_0 \rightarrow \infty$

$$\frac{\Delta F_\nu}{F_\nu} = \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{\tau_c \xi(T_e)}{1 + \beta\nu + \gamma\nu^2} \times \quad (10)$$

$$\times \left[ 1 + \left( 1 - \alpha - \frac{\nu}{\nu_1} \right) \left( 1 - \frac{kT_e}{h\nu} (2 + \alpha) \right) \right].$$

В пределе  $\beta\nu \ll 1$  и  $\nu \ll \nu_0$  формула (10) дает

$$\frac{\Delta F_\nu}{F_\nu} = (2 + \alpha) \tau_c \frac{kT_e \xi(T_e)}{m_e c^2} \left[ \alpha - 1 + \frac{2 - \alpha}{2 + \alpha} \frac{h\nu}{kT_e} \right],$$

соответственно в первом приближении, при  $h\nu \lesssim kT_e$ , амплитуда эффекта пропорциональна комптоновскому параметру  $y_c = \tau_c \xi(T_e) kT_e / m_e c^2$ . В противоположном пределе  $h\nu \gg kT_e$  формула искажений приобретает вид

$$\frac{\Delta F_\nu}{F_\nu} = -\tau_c \xi(T_e) \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{\alpha - 2 + \nu/\nu_1}{1 + \beta\nu + \gamma\nu^2},$$

т.е. амплитуда эффекта пропорциональна  $\tau_c$ .

На рис. 7 сплошными толстыми (синими) линиями показаны результаты применения формул (9)–(10) к скоплению с радиальной толщиной  $\tau_c = 6 \times 10^{-3}$  (что соответствует толщине вдоль луча зрения, проходящего через центр,  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ ) и температурой электронов  $kT_e = 2, 5, 8, 12, 20$  кэВ. В области  $h\nu > 60$  кэВ использовалась суперпозиция решений (10) для спектров с разными фотонными индексами в соответствии с моделью спектра фона (1). Поскольку спектр фона аппроксимирован разными функциями на низких и высоких энергиях, его производная может иметь разрыв на 60 кэВ. В спектрах искажений, рассчитанных по приближенным формулам (9)–(10), вблизи этой энергии для многих температур наблюдается скачок или излом. Учитывая это, аналитическое решение в узкой области  $\pm 10$  кэВ вблизи 60 кэВ для ясности рисунка не показано. Также для ясности мы не учитываем здесь процесс фотопоглощения фоновых фотонов сильноионизованными ионами железа. Включение этого процесса в аналитическое решение может

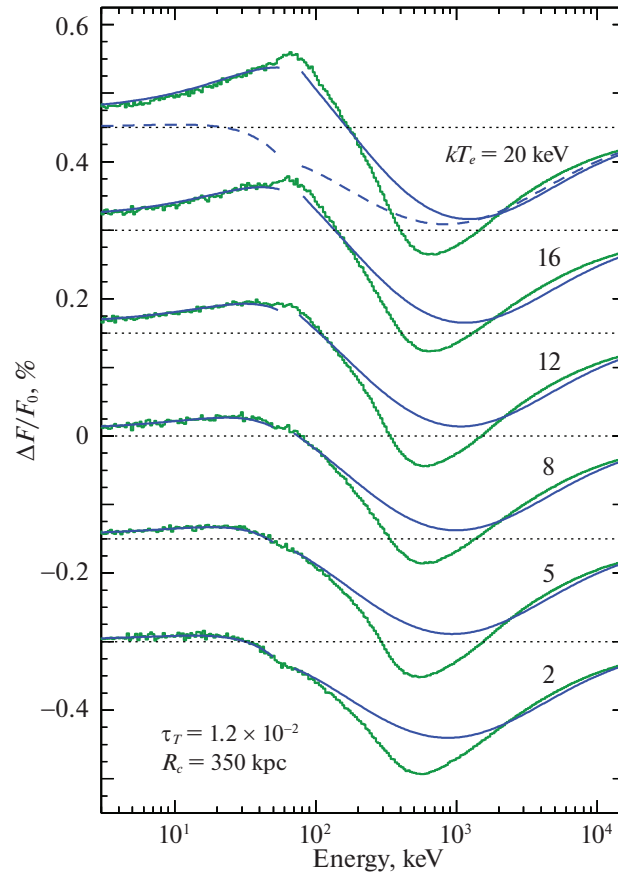
быть легко осуществлено (см. Гребенев, Сюняев, 1987).

Тонкими (зелеными) линиями на рис. 7 показаны результаты расчетов искажений спектра фона методом Монте-Карло. Расчеты выполнены для тех же параметров скопления, что и аналитическое решение, и позволяют их сравнивать. Правда, отличаются они не только методом решения, но и граничными условиями — в случае уравнения Компанейца изотропный источник фона находится в центре облака газа, в случае метода Монте-Карло — фоновое излучение проникает в облако снаружи. Отметим, что вблизи 60 кэВ во многих спектрах, рассчитанных методом Монте-Карло, так же наблюдается слабо выраженная особенность, очевидно, связанная с кусочно-непрерывной аппроксимацией спектра фона (формула [1]).

В целом можно сказать, что расчет по формулам (9)–(10) правильно воспроизводит форму спектра искажений, полученных численно, хотя и сглаживает наиболее глубокую часть особенности в поглощении на энергиях  $h\nu \sim 500$ – $600$  кэВ, возникающую из-за эффекта отдачи. Возможно, лучшего согласия здесь удалось бы достичь путем интегрирования релятивистского ядра кинетического уравнения для комптоновского рассеяния (Сазонов, Сюняев, 2000), но тогда бы выражение для спектра не удалось получить в аналитическом виде. Приведенные формулы позволяют получать достаточно разумные оценки искажений спектра фона. Аналитическое решение позволяет также легко выяснить природу разных компонент в спектре искажений. Так, штриховой линией на рис. 7 показан расчет искажений, полученный в пределе  $T_e \rightarrow 0$ , т.е. возникающих в спектре фона из-за эффекта отдачи. Ясно, что практически весь избыток излучения на  $h\nu \lesssim 150$  кэВ и форма левого края особенности в поглощении на  $h\nu \gtrsim 150$  кэВ связаны с максвелловскими скоростями электронов и образуются из-за действия эффекта Доплера.

## ЗАВИСИМОСТЬ ОТ $z$

Одним из замечательных свойств эффекта рассеяния микроволнового фонового излучения на горячем газе скоплений галактик является его независимость от красного смещения  $z$ . В самом деле, как бы далеко не находилось скопление, искажения наблюдаются в его современном хорошо измеренном спектре, характеризующемся температурой  $T_T = 2.7$  К. И хотя в момент взаимодействия со скоплением температура  $T_T$  была в  $(1 + z)$  выше, это никак не проявляется, т.к. уравнение, описывающее доплеровские искажения спектра, зависит только от  $x = h\nu/kT_T$  (Зельдович, Сюняев, 1982), т.е. инвариантно по  $z$ .



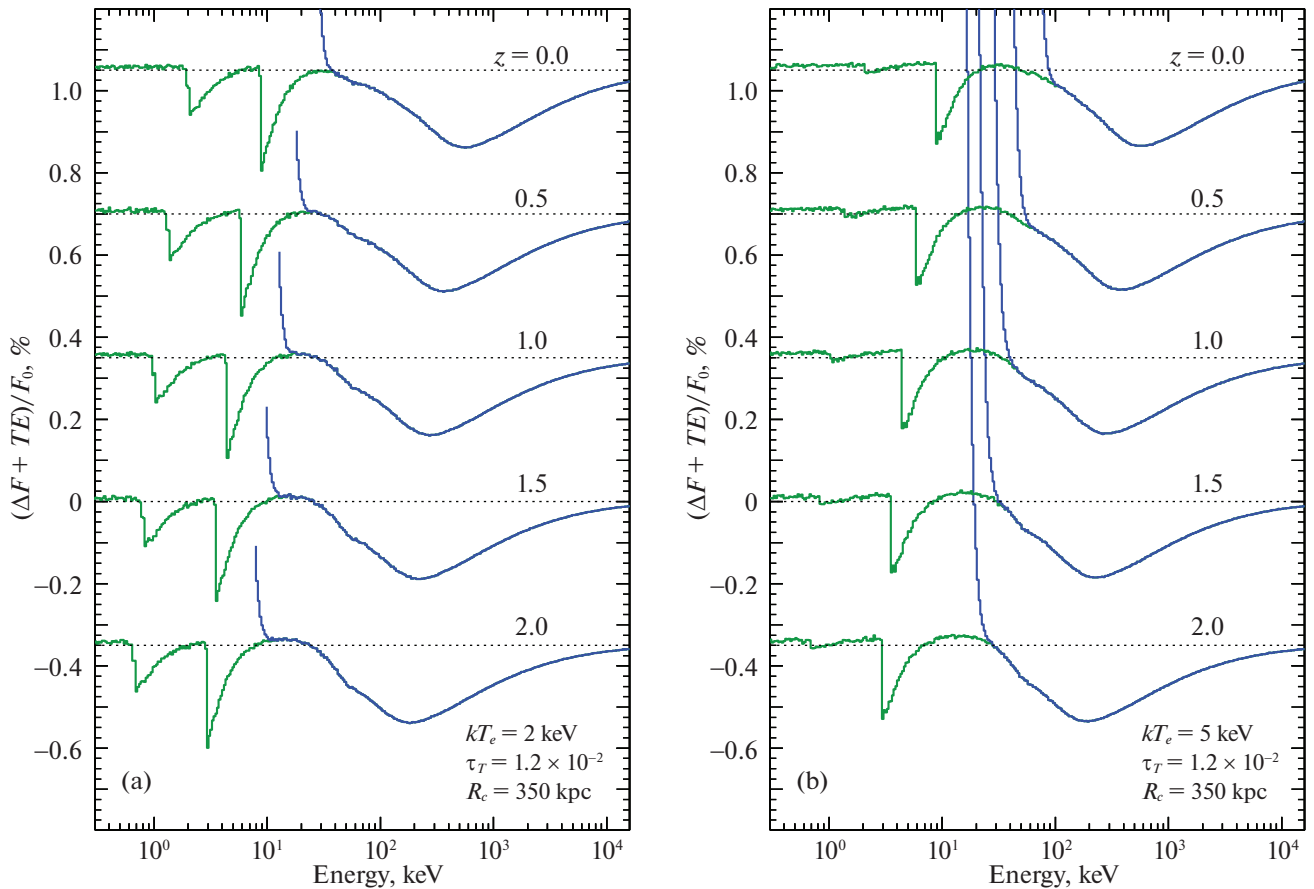
**Рис. 7.** Сравнение относительных искажений жесткого рентгеновского фона из-за рассеяния в горячем газе скопления, рассчитанных по аналитическим формулам (9)–(10) (сплошные толстые синие линии) и с помощью метода Монте-Карло (тонкие зеленые линии). Фотопоглощение на ионах железа не учитывалось. Рассматривалось скопление с однородным распределением плотности, радиусом ядра  $R_c = 350$  кпк, оптической толщиной  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$  и разными температурами электронов  $kT_e = 2, 5, 8, 12, 16$  и  $20$  кэВ. Для случая  $kT_e = 20$  кэВ штриховой линией показан расчет с учетом при рассеянии лишь эффекта отдачи.

Иная ситуация с рассеянием рентгеновского фона. Здесь тоже все искажения наблюдаются в современном спектре, хотя и образуются в спектре фона на красном смещении  $z$  скопления. Однако, помимо доплеровских, среди них присутствуют искажения, возникающие из-за фотопоглощения и эффекта отдачи на вполне определенных энергиях — порогах поглощения  $h\nu \sim 2$  и  $9$  кэВ и на  $h\nu \sim 500$  кэВ. В спектре, наблюдаемом при  $z > 0$ , эти особенности оказываются смещенными в область низких энергий. На рис. 8 приведены спектры искажений фона, которые должны регистрироваться от скоплений с одними и теми же параметрами ( $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ ,  $R_c = 350$  кпк и  $kT_e = 2$  кэВ на рис. 8а или  $5$  кэВ на рис. 8б), но находящихся на разных красных смещениях. Спектры получены пересчетом сегодняшнего спектра фона (формула [1]) к соответствующему  $z$  по стандартным формулам (например, Зельдович, Новиков, 1975), расчетом там искажений, а затем пересчетом спектра обрат-

но к  $z = 0^3$ . Видно, что обе линии (фотопоглощения и эффекта отдачи) действительно сильно смещены влево, при  $z = 2$  линия поглощения оказывается на  $\sim 3$  кэВ, а минимум особенности, связанной с эффектом отдачи, — на  $\sim 200$  кэВ. Правда, случай  $z = 2$  является в определенном смысле экстремальным — скопления подвержены сильной эволюции и на  $z \sim 2$  их (особенно массивных скоплений) было намного меньше, чем наблюдается сейчас. Отметим, что доплеровские искажения спектра (избыток излучения), отчетливо проявляющиеся на низких энергиях на рис. 8б, от  $z$  почти не зависят — подобно искажениям микроволнового фона.

С ростом  $z$  в область низких энергий смещается также спектр теплового излучения плазмы в скоплении, и уменьшается его интенсивность. Это показано толстыми (синими) линиями на рис. 8. Такое смещение (и ослабление) позволяет исследовать

<sup>3</sup> В расчетах принята стандартная  $\Lambda$ CDM космологическая модель с  $\Omega_M = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$  и  $H = 70$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>.



**Рис. 8.** Ожидаемые искажения космического фона (его интенсивности) при рассеянии и поглощении в горячем газе скопления в зависимости от его красного смещения  $z$  (тонкие зеленые линии). Скопления с однородной плотностью, оптической толщей  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$  и радиусом ядра  $R_c = 350$  кпк. Температура газа  $kT_e = 2$  (а) и  $5$  (б) кэВ,  $Z = 0.5 Z_\odot$ . Толстыми (синими) линиями показаны искажения фона с учетом теплового излучения плазмы (на (а) показаны не полностью).

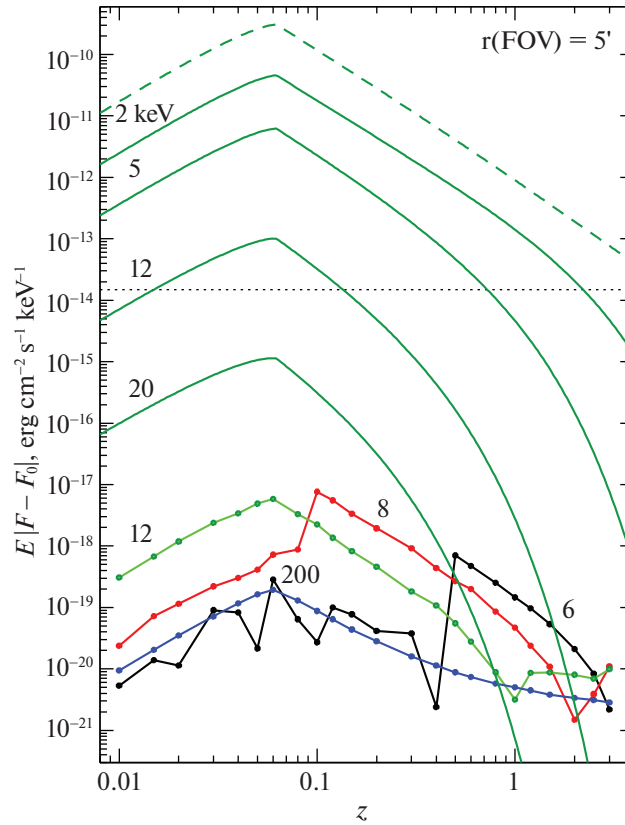
эффекты комптоновского рассеяния и фотопоглощения фона в далеких скоплениях на более низких энергиях. Принципиальное отличие в форме зависимости от  $z$  амплитуды комптоновских искажений рентгеновского фона по сравнению с потоком тормозного и рекомбинационного излучения иллюстрируется рис. 9. Сплошными (темно-зелеными) линиями на этом рисунке показано изменение с  $z$  спектрального потока теплового излучения скопления с однородным распределением плотности,  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ ,  $R_c = 350$  кпк и  $kT_e = 2$  кэВ, ожидаемое при его наблюдении телескопом с радиусом апертуры  $5'$  (FWHM). Кривые сверху вниз соответствуют потоку на энергиях  $h\nu = 2, 5, 12$  и  $20$  кэВ. Штриховой линией показана зависимость от  $z$  интегрального потока. Начальный рост потока вплоть до  $z \simeq 0.06$  связан с увеличением меры объемной эмиссии газа скопления, видимого внутри апертуры,

$$EM = \frac{4\pi}{3} R_c^3 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\rho_z^2}{R_c^2} \right)^{3/2} \right],$$

где  $\rho_z$  — прицельный параметр в системе скопления, соответствующий заданной ширине апертуры. При больших  $z$ , когда скопление оказывается уже полностью внутри поля зрения, интегральный поток его теплового излучения падает с  $z$  степенным образом, спектральные потоки на высоких энергиях — более быстро, что связано с завалом спектра тормозного и рекомбинационного излучения на соответствующих энергиях. Пунктирной линией показан уровень потока рентгеновского фона на  $5$  кэВ, попадающего в указанную апертуру.

Из-за смещения по направлению к низким энергиям линий фотопоглощения и особенности в поглощении, связанной с эффектом отдачи, зависимость от  $z$  амплитуды комптоновских искажений и фотопоглощения принимает достаточно сложную форму (рис. 9, особенно энергии  $6$  и  $8$  кэВ). Резкие скачки на этих кривых связаны с прохождением с изменением  $z$  порога линии поглощения на  $\sim 9$  кэВ с учетом его тонкой структуры. Подобные скачки должны наблюдаться и на низких энергиях — левее порога поглощения на  $\sim 2$  кэВ. Подчеркнем,





**Рис. 9.** Изменение с  $z$  спектрального потока (регистрируемого внутри апертуры телескопа радиусом  $5'$ ) теплового рентгеновского излучения горячего газа в скоплениях галактик (темно-зеленые линии) и абсолютной амплитуды искажений фона из-за комптоновского рассеяния и фотопоглощения в этом газе (линии с точками). Энергия  $h\nu$ , для которой дается поток, указана около каждой кривой. Штриховой линией показано изменение интегрального потока теплового излучения. Пунктирной линией — поток рентгеновского фона на 5 кэВ. Газ в скоплении имеет толщину по томсоновскому рассеянию  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ , радиус ядра  $R_c = 350$  кпк и температуру  $kT_e = 2$  кэВ.

что на этом рисунке показана амплитуда абсолютных искажений (т.е. разница в спектральном потоке излучения внутри апертуры по сравнению с исходным спектром) фона, взятая по модулю. На предыдущих рисунках приводилась относительная амплитуда искажений (в %). Здесь (также как и выше при рассмотрении теплового излучения скопления) учтены эффект наблюдения только части скопления на малых  $z$  (из-за превышения его размера над размером апертуры) и эффект наблюдения заметной доли неискаженного фона на больших  $z$  (из-за того, что скопление начинает занимать лишь часть апертуры). В скоплениях с плавным распределением плотности (описываемых  $\beta$ - или NFW-моделями — см. Приложение) кривые на рис. 9, измененные этими эффектами, окажутся более гладкими.

Как следует из рисунка, амплитуда искажения фона из-за рассеяния и поглощения меняется с  $z$  гораздо слабее, чем поток теплового излучения. При этом возможность регистрации искажений в спектре фона от взаимодействия с газом далеких скоплений может оказаться даже более высокой,

чем от взаимодействия с газом близких скоплений. В любом случае регистрация таких искажений остается крайне сложной задачей.

## ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

В табл. 4 приведены основные характеристики (температура и центральная плотность межгалактического газа, другие параметры  $\beta$ -модели распределения плотности) нескольких известных богатых скоплений, проявляющих себя сильными искажениями микроволнового фонового излучения. Это, в частности, видно по большим значениям приведенного в столбце 11 табл. 4 параметра  $Y_{SZ}$ , характеризующего амплитуду искажений фона (Кравцов и др., 2006). Такие скопления, как Phoenix (Феникс), SPT-CL J0615-5746, SPT-CL J2106-5844 и El Cordo (Толстяк) были даже открыты благодаря этому эффекту — телескопами SPT (Вильямсон и др., 2011), АСТ (Менантео и др., 2012) или спутником PLANCK (Коллаборация PLANCK, 2011). В основном это очень массивные горячие скопления с  $kT_e \gtrsim 10$  кэВ, но в



**Таблица 4.** Параметры индивидуальных скоплений, отобранных для оценки эффекта рассеяния и поглощения рентгеновского фона в содержащемся в них горячем межгалактическом газе\*

Название скопления <sup>a</sup>		$z$	$R_{500}^b$	$R_c$	$\theta_c$	$kT_e$	$N_c^B$	$M_g$	$M_{500}^b$	$Y_{SZ}^c$	$Z^d$	$\tau_T^e$	Ссылка <sup>ж</sup>
Основное	Другое		кпк	кпк	'	кэВ		$10^{14} M_\odot$			$Z_\odot$	$10^{-3}$	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
AT J0102-4915	El Cordo	0.870	<u>950</u>	<u>270</u>	0.75	14.5	<u>8.9</u>	2.2	11.9	32.0	0.2	15.2	1, 2, 3
A 426	Perseus	0.018	<u>1400</u>	280	12.8	6.0	4.6	2.0	<u>8.0</u>	<u>11.9</u>	0.5	<u>8.3</u>	4, 5, 6
ST J0615-5746	P G266.6-27.3	0.972	1100	<u>230</u>	0.63	14.2	<u>7.2</u>	1.12	8.7	15.9	0.7	10.5	2, 3, 7, 8
1E 0657-558	Bullet	0.296	1660	170	0.73	12.4	<u>12.3</u>	2.01	12.7	24.9	0.3	13.3	2, 3, 7, 9
A 1367	Leo	0.022	<u>760</u>	210	8.1	3.7	1.1	<u>0.11</u>	1.3	<u>0.4</u>	0.5	1.2	5, 6
A 1656	Coma	0.023	1310	290	10.5	6.9	2.9	<u>1.0</u>	3.5	<u>6.7</u>	<u>0.5</u>	5.6	6, 10, 11
Virgo		0.004	770	310	62.5	2.4	2.7	1.5	8.0	<u>3.6</u>	0.3	5.3	12, 13, 14
A 1991		0.059	730	60	0.90	2.3	6.4	0.1	1.23	<u>0.2</u>	<u>0.5</u>	3.5	5, 6, 15
ST J2106-5844		1.132	960	200	0.54	9.4	<u>11.5</u>	1.17	7.1	11.1	0.3	14.6	2, 3, 7
ST J2248-4431	AS 1063	0.348	1630	370	1.4	1.5	<u>2.9</u>	1.95	13.1	22.3	0.3	7.0	2, 3, 7
ST J2344-4243	Phoenix	0.596	1330	290	0.88	14.9	<u>4.8</u>	1.48	9.6	22.1	0.5	8.8	2, 3, 7, 16

<sup>a</sup> A — Abell, ST — SPT-CL, AT — ACT-CL, P — PLCK.

<sup>b</sup> Радиус, ограничивающий массу  $M_{500}$  скопления со средней плотностью, равной  $500\rho_{cr}(z)$  Вселенной.

<sup>c</sup> Плотность газа в центре скопления,  $10^{-3} \text{ см}^{-3}$ .

<sup>d</sup> Показатель "эффективности" рассеяния микроволнового фона (Кравцов и др., 2006),  $10^{14} M_\odot$  кэВ.

<sup>e</sup> Обилие элементов группы железа по сравнению с нормальным космическим обилием.

<sup>f</sup> Томсоновская оптическая толща вдоль луча зрения, проходящего через центр скопления.

<sup>ж</sup> 1 — Менантео и др. (2012); 2 — Балбул и др. (2019); 3 — Блим и др. (2015); 4 — Вайт и др. (1997); 5 — Джонс, Форман (1984); 6 — Дэвид и др. (1993); 7 — Вильямсон и др. (2011); 8 — Коллаборация PLANCK (2011); 9 — Маркевич и др. (2002); 10 — Коллаборация PLANCK (2013); 11 — Хербиг и др. (1995); 12 — Форман, Джонс (1982); 13 — Коллаборация PLANCK (2016б); 14 — Гавази и др. (2009); 15 — Вихлинин и др. (2006); 16 — Макдональд и др. (2015).

\* Подчеркнутые оценки получены по формулам и зависимостям Наварро и др. (1997); Кравцова и др. (2006).

список включены также холодные близкие скопления Virgo (Дева), A1367 и A1991. Возможность регистрации искажений в рентгеновском фоне от скопления, а именно для ее оценки составлен данный список, определяется многими факторами, и уверенная регистрация эффекта в микроволновом фоне еще не означает, что он может быть обнаружен в рентгене.

Для ряда скоплений нам не удалось обнаружить измеренных значений некоторых параметров распределения плотности. Тогда эти параметры были оценены, исходя из их зависимости от  $M_{500}$  ( $Y_{SZ}$ ), установленной Вихлининым и др. (2006) и Кравцовым и др. (2006). В табл. 4 их значения

для ясности подчеркнуты. Для всех скоплений была рассчитана оптическая толща по томсоновскому рассеянию вдоль луча зрения, проходящего через их центр (столбец 13 таблицы). Отметим, что для таких близких и протяженных скоплений, как Virgo, Coma, Perseus она оказывается лишь в 2–3 раза меньшей оптической толщии далеких сверхмассивных скоплений типа El Cordo, Bullet, SPT-CL J2106-5844 и SPT-CL J0615-574. Для удобства в столбце 6 приведены угловые размеры скоплений, соответствующие указанным в табл. 4 значениям  $R_c$ . Для всех скоплений таблицы в предположении  $\beta$ -распределения плотности межгалактического газа методом Монте-Карло выполнены

расчеты относительных искажений, производимых ими (удерживаемым их гравитацией газом) в спектре рентгеновского фонового излучения. Расчеты проведены для одного и того же показателя распределения  $\beta = 2/3$ , поскольку разброс значений  $\beta$  для отдельных скоплений не превышал ошибок их определения. Обилие элементов группы железа  $Z$  в газе относительно космического обилия (столбец 12 таблицы) было взято из литературы. Учтены красные смещения скоплений.

Результаты расчетов относительных искажений фонового излучения (в процентах к исходному спектру) представлены на рис. 10. Они соответствуют наблюдениям в направлении на центр скопления телескопом с узкой апертурой, соответствующей радиусу его ядра ( $\sim 1'$  для большинства скоплений, см. табл. 4). При удалении от центра скопления или при наблюдении телескопом с широкой апертурой амплитуда искажений должна падать. Тонкими (зелеными) линиями показаны собственно искажения фона, толстыми (синими) — искажения с учетом теплового излучения газа. Видно, что богатые горячие скопления в нижней части рисунка приводят к большим отклонениям фона по всему спектру — “положительным” при  $h\nu \lesssim 100$  кэВ (избыточное излучение из-за эффекта Доплера) и “отрицательным” на энергиях выше  $h\nu \gtrsim 100$  кэВ (“провал” в спектре из-за эффекта отдачи). Особенности на энергиях  $\sim 9$  кэВ, связанная с фотопоглощением на железе, по амплитуде заметно слабее “МэВ-ного провала” — железо при характерных для таких скоплений температурах практически полностью ионизовано. Видно также, что собственное тепловое излучение газа представляет огромную проблему для регистрации обсуждаемого эффекта на энергиях  $\lesssim 200$  кэВ.

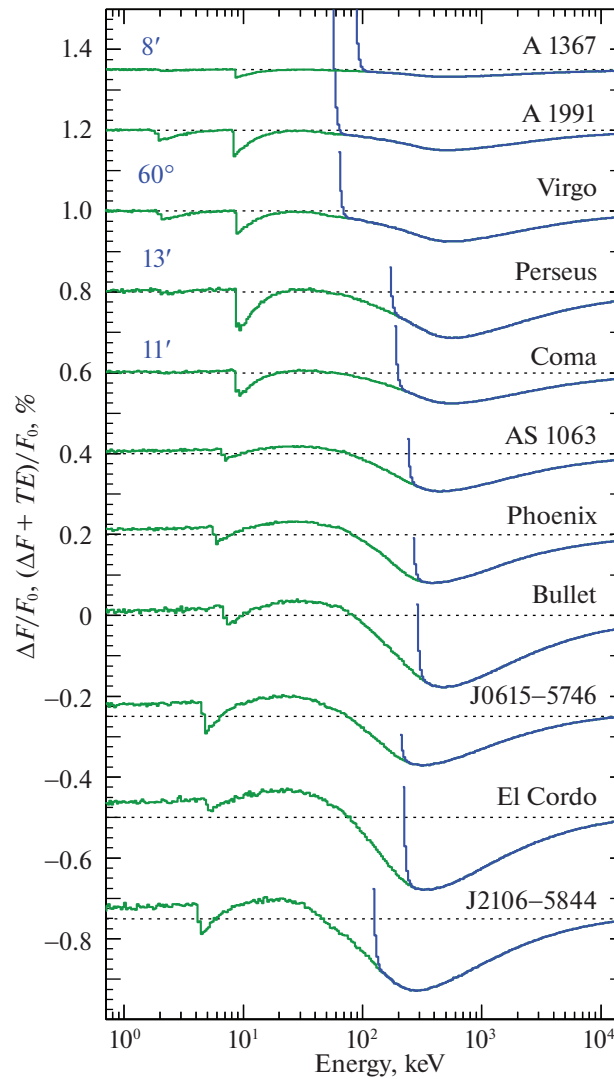
Для холодных скоплений верхней части рисунка, таких как Virgo, A 1991, Coma, Perseus, амплитуда “положительных” искажений фона на низких энергиях ничтожно мала, в то время как амплитуда “МэВ-ного провала” остается достаточно большой, она лишь в два-три раза отличается от амплитуды “провала” у скоплений SPT-CL J2106-5844, SPT-CL J0615-5746, El Cordo, считающихся наиболее массивными во Вселенной. Особенности из-за фотопоглощения в спектре искажений фона этими скоплениями из-за низкой температуры газа ожидаемо оказываются большими, чем у горячих скоплений — по амплитуде особенность на 9 кэВ даже сравнивается с “провалом” на высоких энергиях. Тепловое излучение скоплений, так же ожидаемо, начинает мешать регистрации эффекта на заметно меньших ( $h\nu \lesssim 50$  кэВ) энергиях, чем у богатых скоплений. Рисунок свидетельствует, что у скоплений Virgo и A 1991 падение фона из-за эффекта отдачи можно искать уже на энер-

гиях 60–100 кэВ без каких-либо помех, связанных с тепловым излучением газа. Немаловажно, что скопление Virgo, а так же Perseus, Coma и A 1367 имеют заметные угловые размеры (см. левую часть рис. 10, где приведен угловой радиус ядра этих скоплений в мин. дуги/градусах). *Наблюдения столь протяженных скоплений даже при несколько меньшей амплитуде искажений фона, чем у богатых, но далеких скоплений, могут оказаться намного более значимыми и результативными.*

## ФЛУКТУАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ФОНА

Сама по себе регистрация отклонений жесткого рентгеновского фона на уровне долей процента не является чем-то абсолютно недостижимым. Подобные измерения с целью поиска флуктуаций фона уже проводились как обсерваторией HEAO-1 (Болдт, 1987; Треер и др., 1998), так и обсерваторией RXTE (Груббер и др., 1999б; Макдональд и др., 2001). В частности, прибором HEXTE обсерватории RXTE были выполнены почти одновременные наблюдения двух площадок неба, разделенных  $3^\circ$ . Различия в потоках, измеренных в этих площадках внутри поля зрения прибора площадью 1.1 кв. град., позволяли искать флуктуации фона гораздо более слабые, чем было возможно в индивидуальных наблюдениях. И такие флуктуации действительно были зарегистрированы на уровне потока  $(0.092 \pm 0.014)\%$  от спектра фона в диапазоне 15–20 кэВ,  $(0.11 \pm 0.02)\%$  в диапазоне 20–25 кэВ и  $(0.23 \pm 0.08)\%$  в диапазоне 34–41 кэВ. Видно, что относительная амплитуда флуктуаций увеличивалась с энергией. Аналогичные результаты, как по уровню флуктуаций фона, так и по их зависимости от энергии были ранее получены прибором A-2 обсерватории HEAO-1.

Авторы объясняли свои результаты неоднородным распределением вещества во Вселенной и соответственно неоднородным распределением активных ядер галактик, в значительной степени ответственных за жесткий рентгеновский фон. Тогда, зависимость уровня флуктуаций от энергии можно объяснить падением эффективного числа источников, ответственных за фон и флуктуации, при переходе к более высоким энергиям. Однако вполне возможно, что одной из причин зарегистрированных флуктуаций фона были не активные ядра, а искажения, образующиеся в спектре фонового излучения при его прохождении через горячий межгалактический газ в неразрешенных далеких скоплениях галактик. По крайней мере, относительные амплитуды зарегистрированных флуктуаций хорошо согласуются с результатами расчетов, представленных в данной статье.



**Рис. 10.** Искажения в спектре интенсивности рентгеновского фона, ожидаемые из-за комптоновского рассеяния и фотопоглощения в горячем газе нескольких известных скоплений галактик (тонкие зеленые линии). Толстые (синие) линии учитывают еще и тепловое излучение газа.

В этой связи представляет интерес и заключение Боуна, Криттендена (2004, 2005) о значимой корреляции флуктуаций распределения рентгеновского фона, измеренных обсерваторией НЕАО-1, и микроволнового фона, измеренных спутником WMAP. Кажется вполне вероятным, что в обоих диапазонах мы имеем дело с флуктуациями, связанными с одним и тем же явлением — рассеянием космического фона в горячем газе скоплений галактик. Оценки и детальные расчеты роли далеких скоплений в формировании флуктуаций микроволнового фона в свое время были сделаны Лонгейром, Сюняевым (1969), Маркевичем и др. (1992).

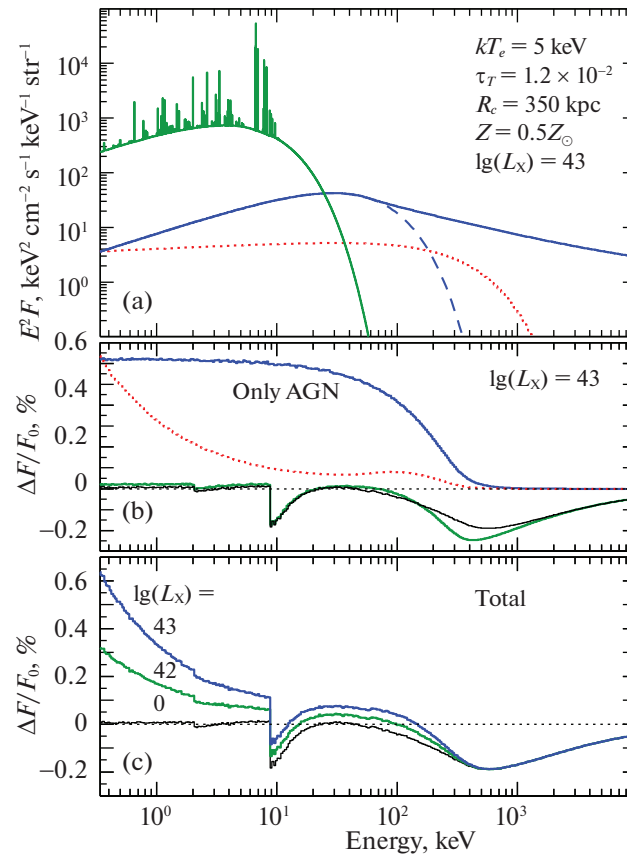
Сам же факт достижения столь высокой чувствительности при наблюдении флуктуаций рентгеновского фона в широких полях неба подтвер-

ждает важность и перспективность исследования для регистрации обсуждаемого эффекта близких протяженных скоплений галактик, таких как Virgo, Coma, A 426 и A 1367.

### РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК СКОПЛЕНИЯ

Некоторые из галактик скопления могут иметь активные ядра (AGNs), жесткое излучение которых должно подвергаться рассеянию и поглощению в его горячем газе, подобно фоновому излучению. Рассеянное рентгеновское диффузное излучение такого AGN может восприниматься как дополнительное искажение фона.

Может ли это излучение помешать регистрации обсуждаемого в статье эффекта? Поместим в



**Рис. 11.** Влияние излучения галактики с активным ядром на наблюдения искажений фона в горячем газе скопления: (а) спектр излучения AGN (красный пунктир) в сравнении со спектром фона и газа в скоплении, (б) искажения спектра AGN (зеленая) и фона (черная кривые), рассеяное излучение AGN относительно исходного спектра (синяя кривая) и исходного спектра фона (красный пунктир), (с) искажения фона, учитывающие рассеянное излучение AGN. Оптическая толщина газа в направлении на центр  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ , температура  $kT_e = 5$  кэВ, обилие металлов  $Z = 0.5 Z_\odot$ , радиус ядра скопления  $R_c = 350$  кпк. Рентгеновская светимость AGN  $L_X = 1 \times 10^{43}$  эрг  $s^{-1}$ , зеленой линией на нижнем рисунке показан случай  $L_X = 1 \times 10^{42}$  эрг  $s^{-1}$ .

центр нашего стандартного модельного скопления с однородной плотностью, оптической толщиной  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ , радиусом ядра  $R_c = 350$  кпк, температурой электронов  $kT_e = 5$  кэВ и обилием металлов  $Z = 0.5 Z_\odot$  AGN с рентгеновской светимостью  $L_X = 1 \times 10^{43}$  эрг  $s^{-1}$  и типичным для AGNs степенным спектром излучения с экспоненциальным обрывом на высоких энергиях. Фотонный индекс спектра примем равным  $\alpha = 1.9$ , энергию завала  $E_c = 300$  кэВ (Сазонов и др., 2008; Уеда и др., 2014). Спектр излучения такого AGN показан на рис. 11а пунктирной красной линией для сравнения со спектрами горячего газа в скоплении галактик и космического фонового излучения. Отметим, что рентгеновская светимость теплового излучения газа в скоплении составляет  $L_c = 6.9 \times 10^{44}$  эрг  $s^{-1}$ . На рис. 11б внизу зеленой линией показан спектр относительных искажений, возникающих в излучении этого AGN при прохождении горячего газа в скоплении. Он очень похож на спектр относи-

тельных искажений, возникающих в фоновом излучении (показан на том же рисунке черной линией). Можно отметить лишь слегка перекошенную к низким энергиям форму “МэВ-ного провала”, очевидно, отражающую отличие в форме исходного спектра излучения AGN от формы спектра фона (прежде всего — экспоненциальный завал на высоких энергиях в спектре AGN).

В действительности, однако, нас интересуют не искажения в спектре излучения AGN, а его излучение, рассеянное в скоплении и ставшее диффузным, поскольку излучение прямого вылета при анализе данных наблюдений будет восприниматься как излучение компактного источника (AGN) и, естественно, должно быть вычтено.

На рис. 11б синей линией показан спектр рассеянных фотонов AGN (относительно его исходного спектра), а красной пунктирной линией — тот же спектр, но относительно исходного спектра фонового излучения. Замечательно, что спектр рассе-

янных фотонов является гладким, не содержит никаких “отрицательных” особенностей, связанных с фотопоглощением или с эффектом отдачи при рассеянии. Относительно исходного спектра излучения AGN его амплитуда составляет более 0.6%, т.е. она намного больше, чем амплитуда спектра итоговых искажений излучения AGN. Эти свойства рассеянного излучения (только фона) отмечались нами ранее при обсуждении рис. 2. Относительно спектра фона амплитуда рассеянного излучения AGN оказывается небольшой всюду, за исключением стандартного рентгеновского диапазона  $h\nu \lesssim 10$  кэВ. Усиление искажений в мягкой области связано с различиями в спектрах AGN и фона: интенсивность AGN здесь начинает приближаться и даже превосходить интенсивность фона. Правда, многие AGN демонстрируют в спектре излучения на низких энергиях завал, связанный с поглощением их излучения в газо-пылевом торе, окружающем сверхмассивную черную дыру в ядре галактики. Ясно, при учете поглощения подъем относительных искажений фона из-за излучения AGN в мягком рентгеновском диапазоне должен быть менее выраженным или даже вообще исчезнуть. Главное, что спектр рассеянного излучения AGN не содержит особенностей в поглощении, а поэтому он не может уменьшить или замкнуть такие особенности в спектре искажений фона, возникающие при его прохождении через горячий газ скопления. В случае очень ярких вспышек AGN, произошедших на масштабе сотен тысяч лет, в спектре фона на этих энергиях могут проявиться узкие линии, связанные с резонансным рассеянием рентгеновского излучения AGN ионами Fe, S, Si (Сазонов и др., 2002).

Действительно, как показывает рис. 11с, добавление рассеянного в газе скопления излучения AGN к спектру возникших искажений фона не замывает особенностей, связанных с фотопоглощением фона на  $K$ - и  $L$ - оболочках сильноионизованных ионов железа и никеля в газе скопления. Что особенно замечательно, рассеянное излучение AGN не уменьшает и не замывает “МэВ-ный провал” в спектре фона, связанный с эффектом отдачи при рассеянии его фотонов на электронах газа скопления.

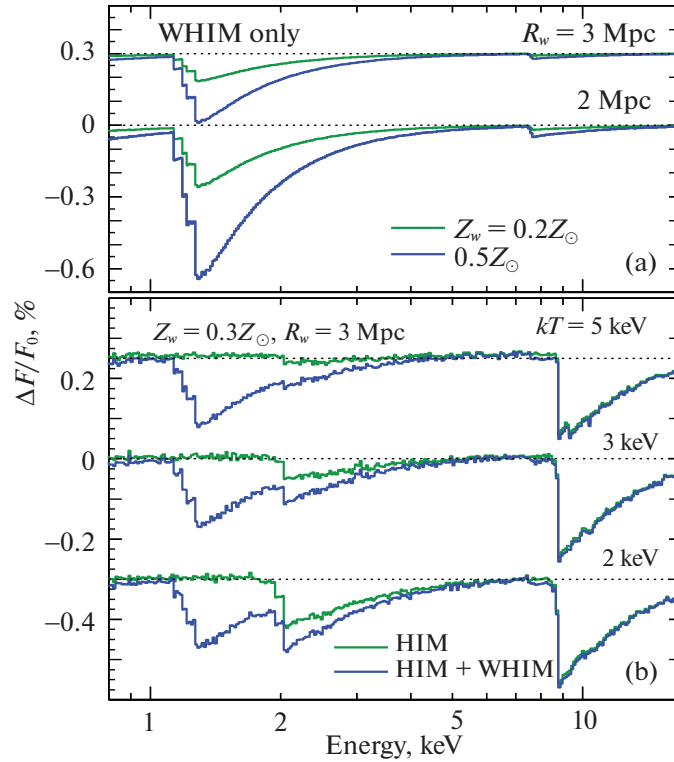
В то же время излучение AGN может приводить к повышению интенсивности фона на низких энергиях  $h\nu \lesssim 9$  кэВ и в жестком рентгеновском диапазоне 20–150 кэВ, затрудняя правильную интерпретацию искажений в фоне на этих энергиях. Что особенно плохо — рассеянное излучение AGN подвержено эффекту “рентгеновского эха” (Фабриан, 1977; Вайнштейн, Сюняев, 1980), приводящего к сохранению потока рассеянного рентгеновского излучения от AGN на многие ( $\Delta t \sim R_c/c \simeq 1.1$  млн. лет, где  $c$  — скорость света) годы после

затухания рентгеновской активности самого AGN. Аналогичное излучение былой активности черной дыры в центре нашей Галактики наблюдалось от гигантских молекулярных облаков (Маркевич и др., 1993; Сюняев и др., 1993). С другой стороны, при таком большом времени реакции на активность AGN ( $\simeq 1$  млн. лет) рассеянному излучению также требуется длительное время, чтобы полностью сформироваться и достичь стабильного уровня интенсивности. Таким образом, эффективно влияние излучения AGN может быть ниже полученных оценок.

Очевидно, что выполненное рассмотрение полностью переносится на случай нахождения AGN не внутри скопления, а на некотором расстоянии за ним или даже около него, необходимо только учесть площадь телесного угла, под которым скопление видно с местонахождения AGN.

### ИСКАЖЕНИЯ ФОНА В ТЕПЛОЙ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

При  $z \lesssim 1$  полная масса видимого вещества, содержащегося в звездах, пыли, горячем газе скопления галактик, облаках атомарного и молекулярного водорода, составляет лишь  $\sim 1/3$  всей барионной массы Вселенной (Фукуджита и др., 1998). В то же время наблюдения “леса” линий  $Ly\alpha$  водорода на  $z \sim 3$  дают в  $\sim 3$  раза большее значение, согласующееся со средней плотностью барионов во Вселенной  $\Omega_B = 0.044$  (Паух, 1998). Считается, что ускользнувшие от наблюдений  $\sim 2/3$  барионов содержатся в умеренно горячей плазме с температурой  $\sim 10^6$  К, находящейся в филаментах и в других подобных структурах на далекой периферии скопления галактик (Цен, Острайкер, 1999). Эта газовая фаза называется “тепло-горячей межгалактической средой” (Warm-Hot Integralactic Medium или WHIM). Существование WHIM было подтверждено регистрацией в спектрах излучения ряда скопления галактик мягкого рентгеновского избытка от плазмы с  $kT \sim 0.2$  кэВ с ярко выраженными блендой триплета линий излучения O VII на 0.57 кэВ и  $Ly\alpha$  линией O VIII на 0.65 кэВ (например, Финогонов и др., 2003; Каастра, 2004а,б). Может ли взаимодействие рентгеновского фона с WHIM приводить к появлению дополнительных искажений в его спектре? Предположим для простоты, что каждое скопление галактик окружает толстый сферический слой WHIM с квазиоднородным распределением плотности  $\rho_w = N_w m_p$ . Внешний радиус слоя  $R_w \simeq 2-3$  Мпк (Каастра, 2004а). Считая, что горячий газ в скоплении (с массой  $M_g$  внутри радиуса  $R_c$ ) содержит  $\sim 50\%$  видимого вещества, получаем, что масса WHIM во



**Рис. 12.** Искажения в спектре интенсивности рентгеновского фона, ожидаемые из-за рассеяния и поглощения в оболочке тепло-горячей среды (WHIM), окружающей скопление галактик, в направлении на его центр: (а) — без учета искажений фона в горячем газе скопления, (б) — с учетом искажений (зелеными линиями показаны спектры фона до искажения в WHIM). Горячий газ (HIM) в скоплении имеет томсоновскую толщину в направлении на центр  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ , радиус ядра  $R_c = 350$  кпк, температуру электронов  $kT_e = 2, 3, 5$  кэВ, обилие металлов  $Z = 0.5 Z_\odot$ ; оболочка WHIM — в четыре раза большую массу, радиус  $R_w = 2$  или  $3$  Мпк, температуру электронов  $kT_w = 0.2$  кэВ, обилие металлов  $Z_w = 0.2, 0.3$  или  $0.5 Z_\odot$ .

внешнем слое  $M_w \simeq (2/3\Omega_B)/(0.5 \times 1/3\Omega_B)M_g \simeq 4M_g$ . Тогда средняя плотность электронов в этом слое  $N_w = 4N_e(R_c/R_w)^3 \simeq 5.3 \times 10^{-5} \times$

$$\left(\frac{\tau_T}{1.2 \times 10^{-2}}\right) \left(\frac{R_c}{350 \text{ кпк}}\right)^2 \left(\frac{R_w}{3 \text{ Мпк}}\right)^{-3} \text{ см}^{-3}.$$

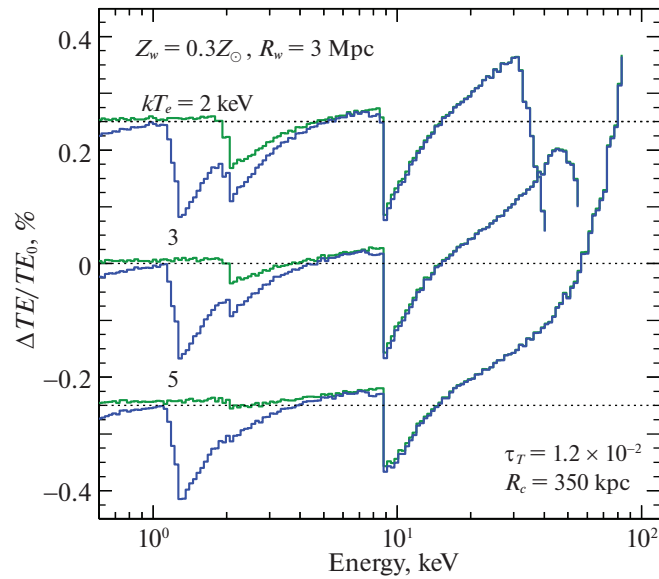
Эта оценка хорошо согласуется с измерениями плотности WHIM по линиям O VII и O VIII в спектрах рентгеновского излучения скоплений галактик (Каастра, 2004а). Плотность электронов в горячем газе скопления  $N_e$  здесь выражена через его томсоновскую оптическую толщину вдоль луча зрения, проходящего через центр скопления,  $\tau_T = 2\sigma_T N_e R_c = 1.2 \times 10^{-2}$ . Томсоновская оптическая толщина оболочки WHIM вдоль этого же луча зрения равна  $\tau_w \simeq 2\sigma_T N_w (R_w - R_c) \simeq 4\tau_T (R_c/R_w)^2 \simeq 6.5 \times 10^{-4} \times$

$$\left(\frac{\tau_T}{1.2 \times 10^{-2}}\right) \left(\frac{R_c}{350 \text{ кпк}}\right)^2 \left(\frac{R_w}{3 \text{ Мпк}}\right)^{-2}.$$

Очевидно, что искажения, связанные с чисто комптоновским рассеянием в WHIM, будут такими

же, как и при рассеянии в горячем газе (Hot Intergalactic Media или HIM) скопления, но меньшими по абсолютной величине — в силу малости оптической толщи оболочки. При этом атомы железа и никеля в WHIM будут ионизованы значительно слабее, чем в горячем газе скопления (при  $kT_w \simeq 0.2$  кэВ — до ионов Fe XIV–Fe XVII и Ni XIII–Ni XVII соответственно), поэтому фотопоглощение фонового излучения в оболочке должно быть более эффективным. К сожалению, WHIM скорее всего значительно более бедна металлами, чем даже HIM (например, Финогенов и др., 2003), поэтому оценить эту эффективность без численных расчетов сложно.

На рис. 12 приведены результаты подобных расчетов искажений в спектре рентгеновского фона по центру скопления, возникающих при его прохождении через окружающую скопление оболочку WHIM. Вверху (на рис. 12а) показаны искажения только в WHIM, изменения спектра, произошедшие в горячем газе скопления, здесь не учитывались. Показанные искажения можно будет увидеть при наблюдениях скопления на больших прицель-



**Рис. 13.** Искажения в спектре интенсивности теплового излучения горячего газа (НИМ) в скоплении галактик, ожидаемые из-за рассеяния и поглощения в оболочке тепло-горячей среды (WHIM), окружающей скопление галактик, в направлении на его центр (синие линии). Горячий газ (НИМ) в скоплении имеет томсоновскую толщину в направлении на центр  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ , радиус ядра  $R_c = 350$  кпк, температуру электронов  $kT_e = 2, 3, 5$  кэВ, обилие металлов  $Z = 0.5 Z_\odot$ ; оболочка WHIM — в четыре раза бóльшую массу, радиус  $R_w = 3$  Мпк, оптическую толщину  $\tau_w \simeq 6.5 \times 10^{-4}$ , температуру электронов  $kT_w = 0.2$  кэВ, обилие металлов  $Z_w = 0.3 Z_\odot$ . Зелеными линиями показаны спектры НИМ скопления до взаимодействия с WHIM.

ных расстояниях  $\rho \gg R_c$ . Рассмотрены оболочки с разными значениями внешнего радиуса  $R_c$  (а соответственно и разными значениями плотности  $N_w$  и оптической толщины  $\tau_w$ ) и металличности  $Z_w$ . Температура WHIM принята равной  $kT_e = 0.2$  кэВ. Видно, что порог поглощения на  $K$ -оболочке железа и никеля смещен влево по оси энергий по сравнению со спектром искажений в НИМ (с  $\simeq 8.8$  кэВ до  $\simeq 7.6$  кэВ), еще более сильно смещен порог поглощения на  $L$ -оболочке — с энергии  $\simeq 2.03$  кэВ до  $\simeq 1.27$  кэВ. Если жесткая линия имеет ничтожную глубину, глубина линии поглощения на 1.27 кэВ оказывается неожиданно большой даже для самого низкого из рассмотренных обилия металлов  $Z_w = 0.2 Z_\odot$ .

На энергиях ниже  $\sim 1$  кэВ также образуются линии поглощения, однако наблюдать их невозможно из-за собственного теплового излучения WHIM. В эту область попадает и большинство линий резонансного рассеяния рентгеновского фона в WHIM, предсказанных Чуразовым и др. (2001). Выше  $\sim 1$  кэВ в спектре излучения WHIM присутствуют только узкие линии рекомбинационного излучения на энергиях 1.07, 1.13, 1.33–1.35 и 1.87 кэВ. Отметим, что в результате фотопоглощения фона в плазме WHIM образуются ионы железа и никеля с вакансиями на нижних электронных оболочках, которые из-за столкновительных процессов в ней образоваться не могли. Хотя в

основном рекомбинация этих ионов происходит за счет оже-эффекта, возможно также образование фотонов флуоресцентных линий (подобных линии  $K_\alpha$  с энергией 6.4 кэВ, излучаемой с вероятностью 34% при ионизации атомов нейтрального железа). В собственном тепловом рекомбинационном спектре WHIM таких линий излучения нет. Эти линии узкие, зарегистрировать их намного сложнее, чем линии фотопоглощения, поэтому в данной работе они не учитываются.

Внизу (на рис. 12b) приведены суммарные спектры, учитывающие как искажения в WHIM, так и в НИМ. Радиус оболочки WHIM взят равным  $R_c = 3$  Мпк, температура — опять  $kT_w = 0.2$  кэВ, металличность  $Z_w = 0.3 Z_\odot$ . Оптическая толщина горячего газа в скоплении  $\tau_T = 1.2 \times 10^{-2}$ , температура  $kT_e = 2, 3$  или 5 кэВ, его металличность  $Z = 0.5 Z_\odot$ . Спектры искажений фона, образовавшихся в НИМ, были ранее приведены на рис. 4. Видно, что при прохождении через оболочку WHIM в спектре фона происходят весомые изменения: 1) появляется новая мощная широкая линия поглощения на  $\sim 1.3$  кэВ, не зависящая от температуры горячего газа в скоплении; 2) заметно увеличивается глубина (эквивалентная ширина) линии поглощения на  $\sim 2$  кэВ; 3) размывается порог поглощения на  $\sim 8.8$  кэВ.



На рис. 13 показано, как обсуждаемый эффект влияет на спектр собственного теплового (точнее тормозного) излучения плазмы. Расчет сделан для оболочки WHIM и горячего газа в скоплении с теми же параметрами, что и на рис. 12. Изменения в тепловых спектрах, связанные с взаимодействием непосредственно с газом скопления (НМ), уже были показаны на рис. 6. Здесь они приведены тонкими зелеными линиями. После взаимодействия с WHIM в этих спектрах дополнительно появляется широкая линия поглощения с порогом на  $\sim 1.3$  кэВ и амплитудой на уровне  $\sim 0.16$ – $0.22\%$  (относительно исходного неискаженного теплового спектра), кроме того, усиливается уже присутствующая в спектрах холодных скоплений линия на  $\sim 2$  кэВ. Профиль и амплитуда линии поглощения на  $\sim 9$  кэВ практически не изменяются. Таким образом, при благоприятных параметрах WHIM в тепловом излучении горячего газа скопления должны присутствовать сразу две линии поглощения — на  $\sim 1.3$  и  $9$  кэВ.

Используемая модель, возможно, слишком упрощена и содержит ряд плохо известных параметров (прежде всего связанных с неоднородностью распределения WHIM), в то же время она ясно показывает, что взаимодействие с WHIM может вносить заметные искажения как в рентгеновский спектр космического фона, так и спектр теплового излучения скопления, искажения, сравнимые с искажениями от их рассеяния и поглощения в горячем газе скопления. Для близких ( $z \lesssim 1$ ) скоплений пренебрегать этим эффектом нельзя. Факт формирования линии поглощения на  $\sim 1.3$  кэВ, амплитуда которой не зависит от параметров горячего газа, а только от параметров WHIM, может оказаться крайне важным в свете исследования свойств самой этой загадочной материи в далеком окружении скоплений галактик.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе представлены результаты численных (методом Монте-Карло) и аналитических (решением уравнения Компанейца) расчетов искажений, возникающих в спектре фонового рентгеновского и мягкого гамма-излучения при его прохождении через горячий межгалактический газ в скоплениях галактик. Исследована зависимость амплитуды и формы искажений от параметров газа в скоплении — его температуры, оптической толщи, распределения плотности. Аналогичные искажения, возникающие в микроволновом фоновом излучении, хорошо известны, активно изучаются и широко используются в наблюдательной космологии. Показано, что:

1. Комптоновское рассеяние на электронах межгалактического газа в скоплениях приводит к специфичным искажениям фонового излучения — повышению его яркости на  $h\nu \lesssim 60$ – $100$  из-за эффекта Доплера и падению на более высоких энергиях из-за эффекта отдачи; регистрация искажений фона позволяет измерять важнейшие параметры скоплений и космологические параметры.
2. Повышение яркости фона в жестком рентгеновском диапазоне пропорционально комптоновскому параметру  $y_C = \tau_T kT_e/m_e c^2$ , усредненному по видимой внутри апертуры телескопа части скопления (или параметру  $Y_{SZ}$  в случае далекого скопления), для самых горячих скоплений с  $kT_e \sim 15$  кэВ оно достигает  $\sim 0.1\%$  на энергиях  $\sim 100$  кэВ.
3. Понижение яркости фона из-за эффекта отдачи имеет максимум на энергиях  $\sim 500$ – $600$  кэВ (в системе покоя скопления) и пропорционально поверхностной плотности газа или его томсоновской оптической толщине  $\tau_T$ , усредненной по видимой в апертуре части скопления, оно имеет амплитуду  $\sim 0.2$ – $0.3\%$  для наиболее оптически толстых скоплений и не зависит от температуры.
4. К понижению фона с формированием в его спектре двух линий поглощения характерной формы с пороговой энергией  $h\nu \sim 2$  и  $9$  кэВ (в системе покоя скопления) приводит также фотопоглощение на сильноионизованных ионах элементов группы железа, амплитуда особенности падает с ростом температуры.
5. Взаимодействие фона с более холодной (с  $kT \sim 10^6$  К) плазмой, расположенной на далекой ( $\lesssim 3$  Мпк) периферии близких ( $z \lesssim 1$ ) скоплений галактик, заметно усиливает линию поглощения на  $h\nu \sim 2$  кэВ в его спектре, более того — приводит к ее расщеплению (появлению широкой мощной сателлитной линии на  $h\nu \sim 1.3$  кэВ, амплитуда которой не зависит от свойств высокотемпературного газа в скоплении); регистрация линии позволяет исследовать параметры и распределение этой загадочной материи, содержащей  $2/3$  барионного вещества Вселенной.
6. В спектре собственного теплового и комбинационного излучения горячего газа в скоплении также формируются особенности из-за поглощения и рассеяния; при вычитании теплового спектра оптически тонкой плазмы из наблюдаемого общего спектра



они воспринимаются как дополнительные искажения фона с амплитудой  $\sim 100\%$  и более.

7. Форма спектра искажений фона зависит от красного смещения  $z$  скопления (в отличие от формы спектра искажений микроволнового фона), хотя амплитуда искажений от  $z$  не зависит.
8. Регистрация искажений фона на энергиях  $h\nu \lesssim 20 kT_e$  осложняется присутствием собственного теплового излучения межгалактического газа, что делает очень сложным измерение эффекта повышения фона в рентгеновском диапазоне; наблюдения “МэВ-ного провала” в спектре фона для большинства скоплений избавлены от этих помех.
9. Регистрация искажений рентгеновского фона осложняется также присутствием в скоплении (или рядом с ним) галактик с активными ядрами и светимостями  $L_X \sim 10^{41} - 10^{43} \text{ эрг с}^{-1}$  в настоящее время или даже в далеком (до  $\sim 1$  млн. лет — из-за “рентгеновского эха”) прошлом, поскольку рентгеновское излучение таких галактик, рассеянное в скоплении, становится диффузным излучением, усиливающим при  $h\nu \lesssim 150 \text{ кэВ}$  фон; рассеянное излучение не содержит в своем спектре линий фотопоглощения и даже “МэВ-ного провала” и поэтому не изменяет их амплитуду в спектре искажений фона.

В работе рассмотрен ряд реальных скоплений галактик, на основе имеющихся параметров предсказаны форма и амплитуда спектров ожидаемых для них отклонений фона. Хотя искажения интенсивности фона по центру скопления максимальны для самых массивных горячих скоплений, реальные шансы на регистрацию эффекта в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне уже сегодня имеют холодные близкие скопления типа Virgo и Coma. Кажется возможным, что флуктуации жесткого рентгеновского фона, зарегистрированные обсерваториями HEAO-1 и RXTE, связаны отчасти и с обсуждаемым в статье эффектом — с искажениями фона в далеких скоплениях галактик.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из вышеизложенного ясно, что основным препятствием для наблюдения искажений в спектре космического фона из-за рассеяния на электронах в рентгеновском  $h\nu \lesssim 60-100 \text{ кэВ}$  диапазоне

(в системе покоя скопления) является собственное тепловое излучение плазмы<sup>4</sup>. Если бы не засветка этим излучением, современные рентгеновские телескопы с оптикой косоугольного падения, типа NuSTAR (Харрисон и др., 2013), вполне могли бы эти искажения наблюдать (по крайней мере, они вплотную к этому приблизились). Разрабатываемые сейчас рентгеновские калориметры, обладающие требуемым для измерения профиля линий поглощения в фоне разрешением и чувствительностью, смогли бы только по профилю линий поглощения в фоне определять температуру газа в скоплении и его состав.

В декабре 2019 г. орбитальная астрофизическая обсерватория SRG с высокочувствительными телескопами ART-XC и eROSITA на борту планирует приступить к сканированию неба в рентгеновских лучах продолжительностью четыре года. Телескоп ART-XC, работающий в диапазоне 5–30 кэВ (Павлинский и др., 2018), сможет наблюдать искажения в спектре фона из-за рассеяния на электронах горячего газа скоплений и фотопоглощения ионами железа и никеля, телескоп eROSITA, работающий в диапазоне 0.3–8 кэВ (Предель и др., 2018), сможет исследовать линии поглощения в спектре фона на более низких энергиях. Еще до обзора, в рамках российской части программы Performance Verification, обсерватория SRG планирует выполнить сканирование близкого яркого скопления галактик Coma.

Сам спектр теплового излучения газа в скоплении можно было бы попытаться вычлест из результатов измерений, используя теоретические модели и зная температуру, плотность и металличность газа. Однако: 1) в реальных скоплениях температура газа обычно меняется с радиусом и довольно сложным образом, что сильно усложняет высокоточное моделирование; 2) из-за конечной оптической толщины газа в скоплении в спектре его теплового излучения должны появляться искажения из-за рассеяния и поглощения, по абсолютной величине намного превосходящие искажения фона, добавляющиеся к ним при вычитании идеального спектра оптически тонкой плазмы; 3) мощное тепловое излучение газа должно вносить заметную статистическую ошибку в измерения фона, понижая отношение сигнала к шуму  $S/N$ . В этой связи для регистрации эффекта предпочтительнее исследовать холодные, массивные, близкие (протяженные) скопления, используя для наблюдений наряду с центральными периферийные области скопления.

<sup>4</sup> Причем, хотя искажения фона из-за рассеяния и фотопоглощения растут с увеличением  $\tau_T$  газа в скоплении, интенсивность теплового излучения, пропорциональная  $N_e^2$ , растет намного быстрее.

Присутствие в скоплении галактик с активными ядрами может дополнительно усложнить наблюдения эффекта в рентгеновском диапазоне, так как их излучение, рассеянное в газе скопления, будет восприниматься как “положительное” искажение фона. Рассеянное излучение может существовать в скоплении даже через сотни тысяч лет после затухания ядра галактики — из-за эффекта “рентгеновского эха”. В то же время оно не содержит линий поглощения и “МэВ-ного провала” в спектре и не искажает такие особенности, появляющиеся в спектре рентгеновского фона при взаимодействии с горячим газом скопления.

Не исключено, что искать комптоновские искажения космического фона окажется предпочтительнее в жестком рентгеновском и гамма-диапазонах спектра, где их относительная амплитуда максимальна, а вклад теплового излучения горячего газа скопления экспоненциально падает. Однако следует иметь в виду, что из-за специфичной формы спектра рентгеновского фона, абсолютная амплитуда искажений в этих диапазонах уменьшается (см. выше рис. 9). К тому же работающие в этих диапазонах приборы все еще заметно проигрывают по своим возможностям современным рентгеновским телескопам, несмотря на обилие задач и общее понимание важности исследований в этой области. Непрерывающиеся усилия (например, Фрайер и др., 2019) по разработке более чувствительных гамма-телескопов МэВ-ного диапазона, типа e-ASTROGAM (Татищев и др., 2016; де Анжели и др., 2017) или ASTENA/LAUE (Вирджили и др., 2017), позволяют с оптимизмом смотреть на перспективы регистрации эффекта в этом диапазоне в ближайшем будущем.

Завершая статью, подчеркнем еще раз, что все ожидаемые искажения фона в горячем газе скопления имеют очень маленькую ( $\lesssim 1\%$ , а как правило,  $\sim 0.1\%$ ) абсолютную величину. Их нельзя увидеть визуально, просто рассматривая измеренный спектр скопления. Они проявятся только в относительном спектре искажений, при очень хорошей точности измерений и при правильном моделировании спектров фона и теплового спектра газа в скоплении, с учетом всех обсужденных в статье эффектов.

С.А. Гребенев благодарен Р.А. Буренину и С.Ю. Сазонову за полезные обсуждения и консультации и Программе фундаментальных исследований РАН 12 (“Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований”) — за финансовую поддержку, Р.А. Сюняев благодарен Российскому научному фонду — за поддержку грантом 19-12-00369. Исследование

выполнено в рамках темы “Вселенная” программы научно-исследовательских работ ИКИ РАН.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### МОДЕЛЬ НАВАРРО-ФРЕНКА-ВАЙТА

Распределение плотности темной материи в скоплениях галактик успешно описывается профилем Наварро-Френка-Вайта (далее NFW, Наварро и др., 1997), найденным в процессе моделирования методом многих частиц равновесных конфигураций, возникающих в теории иерархического сгущивания холодной темной материи,

$$\rho_D(R) = \rho_s \frac{R_s}{R} \left(1 + \frac{R}{R_s}\right)^{-2}.$$

Здесь  $\rho_s$  — параметр плотности темной материи,  $R_s$  — масштабный параметр (радиус ядра скопления). При таком профиле плотности масса темной материи скопления внутри радиуса  $R$

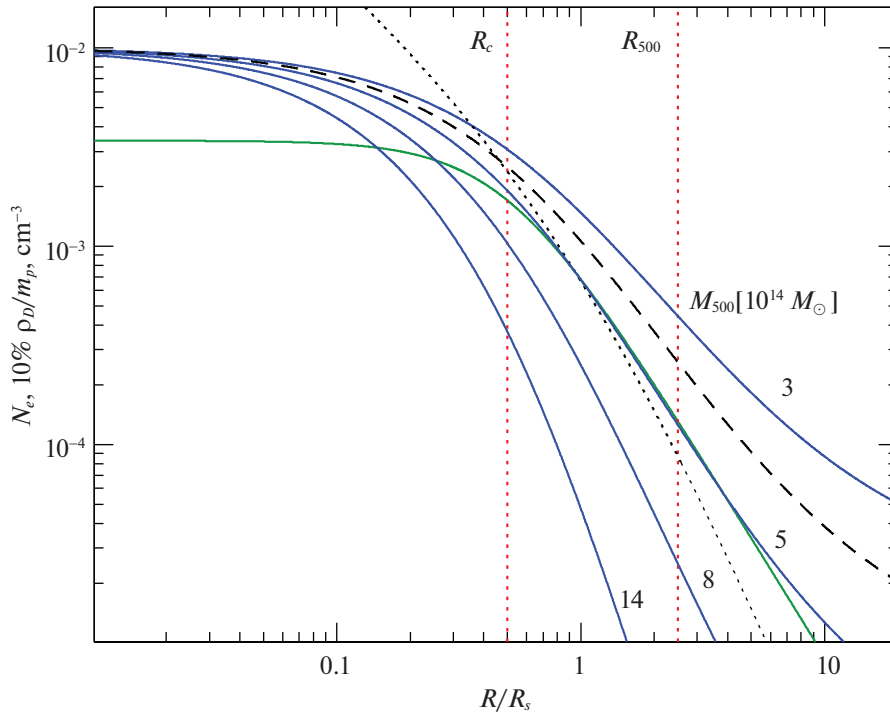
$$M_D(<R) = 4\pi\rho_s R_s^3 \left[ \ln\left(\frac{R}{R_s} + 1\right) - \frac{R}{R + R_s} \right]. \quad (A1)$$

Зная распределение темной материи, можно найти (уточнить) закон распределения газа в скоплении. В частности, в ряде работ было предложено модифицировать  $\beta$ -распределение плотности за счет включения в него центрального каспа и дополнительной более широкой компоненты (например, Вихлинин и др., 2006; Арно и др., 2010). Из-за большого числа параметров модифицированное распределение приобретало большую свободу в изменении формы и успешно аппроксимировало наблюдаемые профили яркости скоплений. Другой подход был реализован в работах Ши, Коматсу (2014), Ши и др. (2016), использовавших для нахождения распределения газа в скоплении уравнение его гидростатического равновесия в гравитационном поле темного вещества. Правда, они получили профили плотности (давления) газа в явном виде лишь для определенных распределений температуры. Как будет показано ниже, сам этот подход можно распространить и на скопления с постоянной температурой, исследуемые в данной работе.

В пренебрежении собственной гравитацией газа уравнение гидростатического равновесия имеет простой вид

$$M_D(<R) = -\frac{2kT_e}{Gm_p} \frac{d\ln(N_e)}{d\ln(R)} R, \quad (A2)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная и  $m_p$  — масса протона. Подставляя в это уравнение выражение (A1) и интегрируя получившееся уравнение,



**Рис. 14.** Равновесные распределения плотности изотермического газа в гравитационном поле скопления с темным веществом, имеющим профиль NFW (Наварро и др., 1997), и их зависимость от массы  $M_{500}$  скопления. Тонкими сплошными (синими) линиями показаны распределения с  $kT_e = 5$  кэВ. Центральная плотность газа всюду положена одинаковой (см. текст). Штриховой (черной) линией для случая  $M_{500} = 5 \times 10^{14} M_\odot$  показано распределение с  $kT_e = 6$  кэВ. Параметр концентрации  $c = 2.5$ . Жирной (зеленой) линией показано  $\beta$ -распределение газа с  $\beta = 2/3$  и  $R_c = 0.5R_s$  (нормировка обеспечивает совпадение  $\beta$ -распределения вблизи  $R \sim R_s$  с распределением газа в модели NFW для случая  $M_{500} = 5 \times 10^{14} M_\odot$ ). Пунктирной линией показан уровень 10% распределения  $\rho_D/m_p$  плотности темной материи для этого случая).

находим распределение плотности газа в скоплении

$$N_e(R) = N_s e^{-\epsilon} \left(1 + \frac{R}{R_s}\right)^{\epsilon R_s/R}. \quad (\text{A3})$$

Здесь  $N_s$  — центральная плотность электронов газа, вообще говоря, она напрямую не связана с центральной плотностью темной материи  $\rho_s$ . Форма распределения определяется единственным безразмерным параметром

$$\epsilon = 2\pi\rho_s R_s^2 (Gm_p/kT_e). \quad (\text{A4})$$

Используя предложенные Наварро и др. (1997) для описания свойств скопления характерные значения его радиуса  $R_{500}$ , массы  $M_{500} = 500\rho_{cr}(z) \times (4/3)\pi R_{500}^3$  и параметра концентрации  $c$

$$R_{500} = cR_s$$

$$M_{500} = 4\pi\rho_s R_s^3 E(c)^{-1},$$

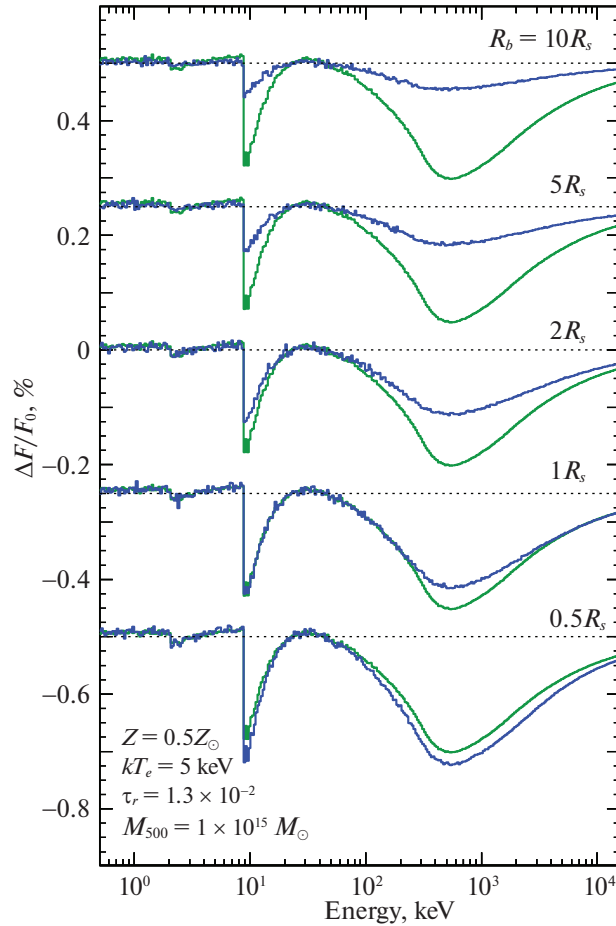
$$\text{где } E(c) = [\ln(1+c) - c/(1+c)]^{-1},$$

а  $\rho_{cr}(z) = 3/(8\pi G)H(z)^2$  — средняя (критическая) плотность Вселенной на красном смещении  $z$  скоп-

ления, преобразуем выражение (A4) в

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{GM_{500}m_p}{2kT_e R_s} E(c) \simeq \quad (\text{A5}) \\ &\simeq 9.1cE(c) \left(\frac{M_{500}}{10^{15} M_\odot}\right) \left(\frac{R_{500}}{500 \text{ кпк}}\right)^{-1} \left(\frac{kT_e}{5 \text{ кэВ}}\right)^{-1}. \end{aligned}$$

Рис. 14 показывает, как рассчитанные по формулам (A3) и (A4) равновесные распределения плотности газа в скоплении, имеющем профиль распределения темного вещества NFW, зависят от массы скопления  $M_{500}$  и температуры газа  $kT_e$ . Параметр концентрации  $c$  был принят равным 2.5. Для скопления с  $M_{500} = 5 \times 10^{14} M_\odot$  центральная плотность газа  $N_s$  была определена в предположении, что масса содержащегося внутри радиуса  $R_{500}$  газа  $M_g(R < R_{500}) \simeq 0.1 M_{500}$  (Кравцов и др., 2006). Центральная плотность газа в остальных скоплениях была зафиксирована на этой величине для удобства отслеживания изменения формы профиля распределения (очевидно, что условие  $M_g \simeq 0.1 M_{500}$  при этом уже не обязательно выполняется). Распределение газа зависит от  $kT_e$  так же сильно, как и от  $M_{500}$  (сравни распределение для



**Рис. 15.** Относительные искажения фона (толстые синие линии), возникающие в скоплении, в котором темная материя распределена по закону NFW, а газ по формуле (A3). Масса скопления  $M_{500} = 1 \times 10^{15} M_{\odot}$  (радиус ядра  $R_c \simeq 300$  кпк), радиальная толщина газа  $\tau_r \simeq 1.3 \times 10^{-2}$ . Рассмотрены варианты с разными радиусами обрыва  $R_b$ . Для сравнения показаны искажения фона в скоплении с однородным распределением плотности (тонкие зеленые линии) с радиальной толщиной  $\tau_c = 6 \times 10^{-3}$ . Температура и металличность газа в обоих случаях одинаковы  $kT_e = 5$  кэВ и  $Z = 0.5 Z_{\odot}$ .

скопления с  $M_{500} = 5 \times 10^{14} M_{\odot}$  и температурой газа  $kT_e = 5$  кэВ, показанное сплошной синей линией, и распределение для такого же скопления, но с  $kT_e = 6$  кэВ, показанное штриховой черной линией). Этого следовало ожидать, так как в выражение (A5) эти величины входят в комбинации  $M_{500}/kT_e$ .

Толстой (зеленой) линией на рисунке показано  $\beta$ -распределение газа с  $\beta = 2/3$  и  $r_c = 0.5 R_s$ . Характерные значения радиуса  $R_c$  и  $R_{500}$  отмечены на рисунке вертикальными пунктирными линиями (красного цвета). Нормировка плотности газа была подобрана таким образом, чтобы вблизи  $R \sim R_s$  данное распределение приблизительно совпадало с распределением газа в модели NFW. Видно, что  $\beta$ -распределение имеет намного более пологий (плоский) профиль в центральной ( $R \lesssim R_s$ ) части скопления по сравнению с профилем NFW. Пунктирной (черной) кривой на рисунке для сравнения показано собственно распределение темной

материи NFW, его нормировка положена равной 10% от плотности  $\rho_D(R)/m_p$  для случая  $M_{500} = 5 \times 10^{14} M_{\odot}$ <sup>5</sup>. Радиальная томсоновская оптическая толщина для такого скопления, рассчитанная интегрированием распределения (A3), равна  $\tau_r \simeq 3.3 \times 10^{-3}$ , что составляет  $\sim 2/3$  от  $\tau_c = \sigma_T N_s R_c$  и еще меньше для более массивных скоплений. Для  $\beta$ -распределения с плоской вершиной радиальная оптическая толщина равна  $0.5\tau_c$  (см. формулу [6]). Такое отличие связано с более быстрым падением плотности газа с радиусом в центральной части скопления модели NFW.

Результаты расчетов искажений космического фона для скопления с профилем темной материи NFW представлены на рис. 15 толстыми (синими) линиями. Здесь рассматривается более массивное

<sup>5</sup> Так был бы распределен газ в скоплении, если бы форма радиального профиля его плотности точно совпадала бы с формой профиля темной материи.

скопление с  $M_{500} = 1 \times 10^{15} M_{\odot}$ , радиальной оптической толщиной  $\tau_r = 1.3 \times 10^{-2}$  ( $\tau_c = 3.8 \times 10^{-2}$ ),  $R_s = 600$  кпк ( $R_c = 300$  кпк), температурой газа  $kT_e = 5$  кэВ и обилием металлов  $Z = 0.5 Z_{\odot}$ . Для сравнения тонкими (зелеными) линиями показан результат расчета искажений фона для скопления с однородной плотностью газа с радиальной толщиной  $\tau_c = \sigma_T N_e R_c = 6 \times 10^{-3}$  и той же температурой  $kT_e = 5$  кэВ. Рассмотрены случаи с разными радиусами обрыва плотности  $R_b = 0.5, 1, 2, 5, 10 R_s$ . Хотя реальная томсоновская толща газа в скоплении NFW в  $\sim 2$  раза превышает толщину в однородной модели, из-за сильной концентрации газа к центру возникающие в модели NFW искажения оказываются сравнимыми с искажениями в скоплении с однородной плотностью (для вариантов расчетов с  $R_b \leq 1R_s$ ). Для больших  $R_b$  амплитуда искажений падает, точно также как в случае со скоплением с  $\beta$ -распределением плотности (рис. 5). Очевидно, что глубина искажений определяется усредненной по видимой части скопления оптической толщиной  $\langle \tau_r \rangle$ . Так же как и в случае  $\beta$ -распределения ясно, что эффективность наблюдений искажений фона телескопом с апертурой (угловым разрешением) радиусом более  $\sim 1-2R_c$  (на данном  $z$ ) должна бысто падать.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аллен и др. (C.W. Allen), *Astrophysical Quantities* (3d ed., London, Athlone) (1973).
2. Арно (M. Arnaud), *Astron. Astrophys.* **500**, 103 (2009).
3. Арно и др. (M. Arnaud, G.W. Pratt, R. Piffaretti, H. Böhringer, J.H. Croston, and E. Pointecouteau), *Astron. Astrophys.* **517**, A92 (2010).
4. Аронс (J. Arons), *Astrophys. J.* **164**, 437 (1971).
5. Балбул и др. (E. Bulbul, I.-N. Chiu, J.J. Mohr, M. McDonald, B. Benson, M.W. Bautz, M. Bayliss, and L. Bleem), *Astrophys. J.* **871**, id. 50 (2019).
6. Биркиншоу (M. Birkinshaw), *Phys. Rep.* **310**, 97 (1999).
7. 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).
8. Болдт (E. Boldt), *Phys. Rep.* **146**, 215 (1987).
9. Боун, Криттенден (S. Boughn and R. Crittenden), *Nature* **427**, 45 (2004).
10. Боун, Криттенден (S.P. Boughn and R.G. Crittenden), *MNRAS* **360**, 1013 (2005).
11. Вайнштейн Л.А., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **6**, 673 (1980) [L.A. Vajnshtejn and R.A. Sunyaev, *Sov. Astron. Lett.* **6**, 353 (1980)].
12. Вайт и др. (D.A. White, C. Jones, and W. Forman), *MNRAS* **292**, 419 (1997).
13. Вернер, Яковлев (D.A. Verner and D. G. Yakovlev), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **109**, 125 (1995).
14. Вернер и др. (D.A. Verner, G.J. Ferland, K.T. Korista, and D.G. Yakovlev), *Astrophys. J.* **465**, 487 (1996).
15. 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).
16. Вирджилли и др. (E. Virgili, V. Valsan, F. Frontera, E. Caroli, V. Liccario, J.B. Stephen), *JATIS* **3(4)**, 044001 (2017) (arXiv:1711.03475).
17. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, A. Kravtsov, W. Forman, C. Jones, M. Markevitch, S.S. Murray, and L. Van Speybroeck), *Astrophys. J.* **640**, 691 (2006).
18. Гавази и др. (R. Gavazzi, C. Adami, F. Durret, J.-C. Cuillandre, O. Ilbert, A. Mazure, R. Pelló, and M.P. Ulmer), *Astron. Astrophys.* **498**, L33 (2009).
19. Грубер и др. (D.E. Gruber, J.L. Matteson, L.E. Peterson, and G.V. Jung), *Astrophys. J.* **520**, 124 (1999a).
20. Грубер и др. (D.E. Gruber, D. MacDonald, R.E. Rothschild, E. Boldt, R.F. Mushotzky, and A.C. Fabian), *Nucl. Phys. B — Proc. Sup.* **69**, 625 (1999b).
21. Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **13**, 1042 (1987) [S. A. Grebenev and R.A. Sunyaev, *Sov. Astron. Lett.* **13**, 438 (1987)].
22. Гребенев, Сюняев (S. A. Grebenev, R. A. Sunyaev), *MNRAS*, in preparation (2019).
23. де Анжели и др. (A. De Angelis, V. Tatischeff, M. Tavani, U. Oberlack, I. Grenier, L. Hanlon, R. Walter, A. Argan, P. von Ballmoos, et al.), *Exp. Astron.* **44**, 25 (2017).
24. Джакобини и др. (R. Giacconi, P. Rosati, P. Tozzi, M. Nonino, G. Hasinger, C. Norman, J. Bergeron, S. Borgani, et al.), *Astrophys. J.* **551**, 624 (2001).
25. Джонс, Форман (C. Jones and W. Forman), *Astrophys. J.* **276**, 38 (1984).
26. Дэвид и др. (L.P. David, A. Slyz, C. Jones, W. Forman, S.D. Vrtilek, and K.A. Arnaud), *Astrophys. J.* **412**, 479 (1993).
27. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., *Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975).
28. Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А., *Астрофизика и космическая физика* (ред. Р. А. Сюняев, М.: Наука/Физматлит, 1982), с. 9.
29. Илларионов А.Ф., Сюняев Р.А., *Астрон. журн.* **49**, 58 (1972) [A.F. Illarionov and R.A. Sunyaev, *Sov. Astron.* **16**, 45 (1972)].
30. Каастра (J.S. Kaastra), *Outskirts of Galaxy Clusters: Intense Life in the Suburbs Proc. IAU Colloquium* (ed. A. Diaferio) **195**, 105 (2004a).
31. Каастра (J.S. Kaastra), *J. Korean Astron. Soc.* **37**, 375 (2004b).
32. Кавальери, Фуско-Фемпиано (A. Cavaliere and R. Fusco-Femiano), *Astron. Astrophys.* **49**, 137 (1976).
33. Карлстром и др. (J.E. Carlstrom, G.P. Reese, and D. Erik), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **40**, 643 (2002).

34. Коллаборация PLANCK (Planck Collaboration: N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A.J. Banday, et al.), *Astron. Astrophys.* **536**, id. A26 (2011).
35. Коллаборация PLANCK (Planck Collaboration: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, et al.), *Astron. Astrophys.* **554**, id. A140 (2013).
36. 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).
37. 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).
38. Коллаборация PLANCK (Planck Collaboration: P. A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. V. Barreiro, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, id. A27 (2016a).
39. Коллаборация PLANCK (Planck Collaboration: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A.J. Banday, R.V. Barreiro, et al.), *Astron. Astrophys.* **596**, id. A101 (2016b).
40. Компанеец А.С., *Журн. Эксп. Теор. Физ.* **31**, 876 (1956) [A.S. Kompaneets, *Sov. Phys. JETP* **4**, 730 (1957)].
41. Кравцов и др. (A.V. Kravtsov, A. Vikhlinin, and D. Nagai), *Astrophys. J.* **650**, 128 (2006).
42. Купер (G. Cooper), *Phys. Rev. D* **3**, 2312 (1971).
43. Кхатри, Сюняев (R. Khatri and R.A. Sunyaev), in preparation (2019).
44. Лонгейр, Сюняев (M.S. Longair, R.A. Sunyaev), *Nature* **223**, 719 (1969).
45. Мадау, Эфстахиоу (P. Madau and G. Efstathiou), *Astrophys. J.* **517**, L9 (1999).
46. Макдональд и др. (D.R. MacDonald, D.E. Gruber, and E.A. Boldt), *AIP Conf. Proc* **599**, 734 (2001).
47. Макдональд и др. (M. McDonald, B.R. McNamara, R.J. van Weeren, D.E. Applegate, M. Bayliss, M.W. Bautz, B.A. Benson, J.E. Carlstrom, et al.), *Astrophys. J.* **811**, id. 111 (2015).
48. Маркевич и др. (M. Markevich, G.R. Blumenthal, W. Forman, C. Jones, R.A. Sunyaev), *Astrophys. J.* **395**, 326 (1992).
49. Маркевич и др. (M. Markevitch, R.A. Sunyaev, and M.N. Pavlinsky), *Nature* **364**, 40 (1993).
50. Маркевич и др. (M. Markevitch, A.H. Gonzalez, L. David, A. Vikhlinin, S. Murray, W. Forman, C. Jones, and W. Tucker), *Astrophys. J.* **567**, L27 (2002);
51. Менантео и др. (F. Menanteau, J.P. Hughes, C. Sifón, M. Hilton, J. González, L. Infante, L.F. Barrientos, A.J. Baker, et al.), *Astrophys. J.* **748**, 7 (2012).
52. Мияджи и др. (T. Miyaji, G. Hasinger, and M. Schmidt), *Astron. Astrophys.* **353**, 25 (2000).
53. Мияджи и др. (T. Miyaji, G. Hasinger, M. Salvato, M. Brusa, N. Cappelluti, F. Civano, S. Puccetti, M. Elvis, et al.), *Astrophys. J.* **804**, 104 (2015).
54. Наварро и др. (J.F. Navarro, C.S. Frenk, and S.D.M. White), *Astrophys. J.* **490**, 493 (1997).
55. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, V. Levin, V. Akimov, A. Krivchenko, A. Rotin, M. Kuznetsova, I. Lapshov, A. Tkachenko, et al.), *Proc. SPIE* **10699**, id. 106991Y (2018).
56. Поздняков Л.А., Соболев И.М., Сюняев Р.А., *Итоги науки и техники* (сер. Астрономия) (М.: ВИНТИ, 1982), т. 21, с. 238.
57. Предел и др., (P. Predehl, W. Bornemann, H. Bräuninger, H. Brunner, V. Burwitz, D. Coutinho, K. Dennerl, J. Eder, et al.), *Proc. SPIE* **10699**, id. 106995H (2018).
58. Раймонд, Смит (J.C. Raymond and B.W. Smith), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **35**, 419 (1977).
59. Раух (M. Rauch) *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **36**, 267 (1998).
60. Сазонов, Сюняев (S.Y. Sazonov, R.A. Sunyaev), *Astrophys. J.* **543**, 28 (2000).
61. Сазонов и др. (S.Yu. Sazonov, R.A. Sunyaev, C.K. Cramphorn), *Astron. Astrophys.* **393**, 793 (2002).
62. Сазонов и др. (S. Sazonov, R. Krivonos, M. Revnivtsev, E. Churazov, and R. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **482**, 517 (2008).
63. Сюняев Р.А., *Письма в Астрон. журн.* **6**, 387 (1980) [R.A. Sunyaev, *Sov. Astron. Lett.* **6**, 213 (1980)].
64. Сюняев, Зельдович (R.A. Sunyaev and Ya.B. Zeldovich), *Ap&SS* **7**, 3 (1970).
65. Сюняев, Зельдович (R.A. Sunyaev and Ya.B. Zeldovich), *Comm. Astrophys. Sp. Phys.* **4**, 173 (1972).
66. Сюняев, Зельдович, (R.A. Sunyaev and Ya.B. Zeldovich), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **18**, 537 (1980).
67. Сюняев, Зельдович, (R.A. Sunyaev and Ya.B. Zeldovich), *Sov. Sci. Rev., Sec. E: Astrophys. and Space Phys. Rev.* **1**, 1 (1981).
68. Сюняев, Титарчук, (R.A. Sunyaev and L.G. Titarchuk), *Astron. Astrophys.* **86**, 121 (1980).
69. Сюняев и др. (R.A. Sunyaev, M. Markevitch, and M. Pavlinsky), *Astrophys. J.* **407** 606 (1993).
70. Татищев и др. (V. Tatischeff, M. Tavani, P. von Ballmoos, L. Hanlon, U. Oberlack, A. Abouadan, A. Argan, D. Bernard, et al.), *Proc. SPIE* **9905**, id. 99052N (2016).
71. Треер и др. (M. Treyer, C. Scharf, O. Lahav, K. Jahoda, E. Boldt, T. Piran), *Astrophys. J.* **509**, 531 (1998).
72. Уэда и др. (Y. Ueda, M. Akiyama, G. Hasinger, T. Miyaji, and M.G. Watson), *Astrophys. J.* **786**, 104 (2014).
73. Фабиан (A.C. Fabian), *Nature* **269**, 672 (1977).
74. Финогенов и др. (A. Finoguenov, U.G. Briel, and J.P. Henry), *Astron. Astrophys.* **410**, 777 (2003).

75. Форман, Джонс (W. Forman and C. Jones), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **20**, 547 (1982).
76. Фрайер и др. (C.L. Fryer, F. Timmes, A.L. Hungerford, A. Couture, F. Adams, M. Avila, W.A. Aoki, A. Arcones, D. Arnett, et al.), "A White Paper for the 2020 Decadal Survey", [astro-ph:1902.02915](https://arxiv.org/abs/1902.02915) (2019).
77. Фукуджита и др. (M. Fukugita, C. Hogan, and P.J.E. Peebles), *Astrophys. J.* **503**, 518 (1998).
78. Хазингер и др. (G. Hasinger, R. Burg, R. Giacconi, M. Schmidt, J. Trumper, and G. Zamorani), *Astron. Astrophys.* **329**, 482 (1998).
79. Цен, Острайкер (R. Cen and J.P. Ostriker), *Astrophys. J.* **514**, 1 (1999).
80. Шапиро и др. (S.L. Shapiro, A.P. Lightman, and D.M. Eardley), *Astrophys. J.* **204**, 187 (1976).
81. Ши, Коматсу (X. Shi and E. Komatsu), *MNRAS* **442**, 521 (2014).
82. Ши и др. (X. Shi, E. Komatsu, D. Nagai, E.T. Lau), *MNRAS* **455**, 2936 (2016).
83. Харрисон и др. (F.A. Harrison, W.W. Craig, F.E. Christensen, C.J. Hailey, W.W. Zhang, S.E. Boggs, D. Stern, W.R. Cook, et al.), *Astrophys. J.* **770**, 103 (2013).
84. 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).
85. Хербиг и др. (T. Herbig, C.R. Lawrence, A.C.S. Readhead, and S. Gulkis), *Astrophys. J.* **449**, L5 (1995).
86. Чуразов и др. (E. Churazov, R. Sunyaev, M. Revnivtsev, S. Sazonov, S. Molkov, S. Grebenev, C. Winkler, A. Parmar, et al.), *Astron. Astrophys.* **467**, 529 (2007).
87. Чуразов и др. (E. Churazov, M. Haehnelt, O. Kotov, R. Sunyaev), *MNRAS* **323**, 93 (2001).