

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра космической физики

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика
(бакалавриат)

Направленность (профиль) подготовки: Современные проблемы физики и энергетики

ПОИСК НЕТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СКОПЛЕНИИ ГАЛАКТИК ВОЛОСЫ ВЕРОНИКИ

(бакалаврская работа)

Студент:

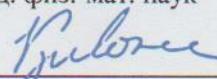
Данилов Егор Сергеевич



(подпись студента)

Научный руководитель:

Кривонос Роман Александрович,
канд. физ.-мат. наук



(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2020

1 Аннотация

Работа представляет результаты исследования рентгеновского излучения скопления галактик Волосы Вероники по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ. На основе пространственного распределения потока излучения было подтверждено соответствие распределения межгалактического газа скопления изотермической β -модели с параметрами $\beta = 0.741$ и $r_c = 10.5'$. Спектр скопления в диапазоне 17-120 кэВ был с высокой точностью ($\chi^2 = 0.16$) аппроксимирован моделью тормозного излучения оптически тонкой столкновительно-ионизированной плазмы с температурой $T=8.2$ кэВ в сочетании со степенным законом с фотонным индексом $\Gamma = 2$. Недостаток точности измерений не позволил перейти к детектированию потока нетеплового излучения. В диапазоне 20-80 кэВ верхний предел потока нетеплового излучения с точностью в одно стандартное отклонение составил $1.1 \times 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2 \text{с}}$. Из верхнего предела потока нетеплового излучения, отвечающего достоверности в 90%, был вычислен нижний предел магнитного поля скопления галактик Волосы Вероники. В предположении однородности поля в массиве скопления, нижней предел индукции магнитного поля составил $B_{\text{одн}} \geq 0.2 \mu\text{G}$. Учет неоднородности определил напряженность магнитного поля в центре скопления как $B_0 = \phi(a) \times B_{\text{одн}}$, где фактор $\phi(a)$ принимает значения от 1 до 2.8 в зависимости от предполагаемого параметра неоднородности a .

Содержание

1 Аннотация	2
2 Введение	4
2.1 Скопления галактик	4
2.2 Мотивация исследования	5
2.3 β -модель излучения	5
3 Механизмы излучения скопления галактик	7
3.1 Мягкое рентгеновское излучение	7
3.2 Жесткое рентгеновское излучение	7
3.3 Радио излучение	8
3.4 Модель излучения межгалактической среды	8
4 Обработка данных	11
4.1 Особенности работы обсерватории ИНТЕГРАЛ	11
4.2 Угловой размер источника	12
4.3 Согласованный фильтр	14
4.4 Фильтрация шумов	16
5 Исследование спектра	19
5.1 Поиск характеристик нетеплового излучения	19
5.2 Оценка магнитного поля	24
6 Обсуждение результатов	28
Список литературы	30

2 Введение

2.1 Скопления галактик

Неоднородности в пространственном распределении галактик проявляются в существовании систем галактик — пар, групп и скоплений. Скопления галактик, являющиеся самыми крупными гравитационно-связанными объектами во Вселенной, образуют ячеистую структуру Вселенной. Они содержат много эллиптических и линзовидных галактик, при этом почти не содержат спиральных. Скопления галактик условно разделяют на два типа: иррегулярные и регулярные (сферические). Иррегулярные содержат меньше галактик, слабо группируются к центру и имеют неопределенную форму. Регулярные имеют сравнительно симметричную круглую или вытянутую форму, обладают более сильной концентрацией галактик в центре и содержат значительно большее число галактик. Скопления могут содержать сотни и тысячи галактик и имеют характерный размер порядка нескольких мегапарсек. Наглядно разница между типами видна на примерах ближайших к нам иррегулярных и регулярных скоплений галактик. Ближайшее иррегулярное скопление — скопление Девы (Virgo), в основном содержит спиральные и неправильные галактики, имеет характерный размер ~ 3 Мпк и содержит порядка 1500 галактик. В свою очередь ближайшим регулярным скоплением является скопление Волос Вероники (лат. Coma Berenices) имеет размер порядка 13 Мпк (Чинкарини & Руд 1975 [1]) и содержит более 10 тысяч галактик.

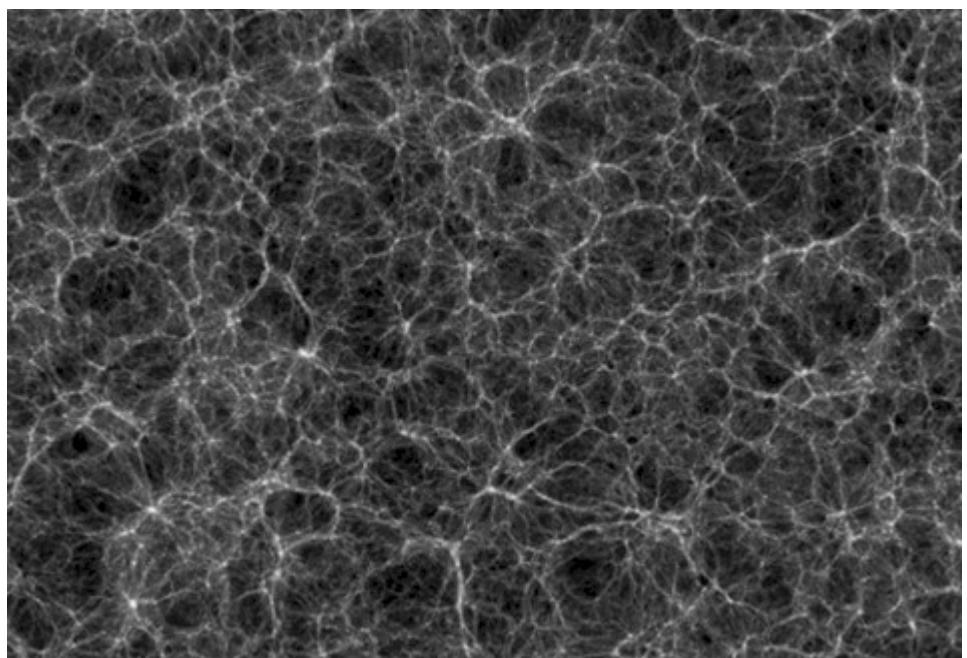


Рис. 1: Ячеистая структура Вселенной, образованная галактиками и скоплениями галактик (ФФ МГУ [2]).

2.2 Мотивация исследования

Рентгеновские исследования показали, что в глубокой гравитационной яме скоплений находится газ, заполняющий пространство между галактиками. Предполагается что наиболее массивные скопления были сформированы в результате столкновений меньших скоплений. Столкновения скоплений галактик формировали ударные волны, которые, предположительно, являются основным источником нагрева межгалактической среды (Сарацин 1999 [3]). При температурах $\sim 10^7 - 10^8 \text{ K}$ межгалактическая среда представляет собой полностью ионизированную водородно-гелиевую плазму с примесями тяжелых элементов. Во множестве физических процессов в такой плазме играет большую роль магнитное поле. Например, магнитное поле влияет на газовую динамику, участвует в энергетическом балансе скопления через влияние на теплопроводность плазмы, определяет время жизни релятивистских частиц в межгалактической среде. Также предполагается что в межгалактической среде магнитные поля играют роль в регулировании формирования звезд через механизм амбиполярной диффузии (Спитцер 1978 [4]).

Мотивация данного исследования, направленного на поиск магнитного поля скопления галактик, определяется именно сильным влиянием магнитного поля на физические процессы в скоплениях, а значит важностью знания характерных величин его напряженности при исследовании скоплений галактик. К тому же исследование излучения межгалактического газа позволяет оценивать долю барионной материи в общей массе скопления, исследовать темпы развития звезд и галактик, а также определять характерные параметры скопления.

Основным объектом исследований такого рода является скопление галактик Волосы Вероники, которое обладает ярким, хорошо исследованным радио-гало. Более того скопление галактик Волосы Вероники является ближайшим богатым скоплением, и то что его наблюдала почти каждая обсерватория, дает возможность ориентироваться в своем исследовании на большой объем статистически подтвержденных данных.

2.3 β -модель излучения

Кавальер и Фьюско-Фемиано (Кавальер и Фьюско-Фемиано [5]) предположили что газ и галактики находятся в равновесии в неком едином потенциале ϕ . Как мы знаем на сегодняшний день, барионная компонента скопления галактик составляет лишь малую часть ее общей массы-всего около 10 % (Мерритт 1978 [6]). Поэтому галактики и газ выступают лишь пробными частицами относительно гравитационного потенциала темной материи ϕ и обладают одинаковой динамикой движения.

Фундаментальной особенностью такой модели динамики газа является то, что радиальное распределение плотности темной материи ρ_{dark} и концентрации газа n_{gas} могут быть соотнесены через уравнения гидростатического равновесия для газа в по-

тенциальной яме ϕ (Арнауд 2009 [7]):

$$\frac{\nabla P}{\rho} = -\nabla \phi \quad (1)$$

$$\frac{1}{n_{\text{gas}}} \frac{d((kT/\mu m_p) n_{\text{gas}})}{dr} = -\frac{d\phi}{dr} = \frac{1}{\rho_{\text{dark}}} \frac{d(\sigma_r^2 \rho_{\text{dark}})}{dr} \quad (2)$$

, где T – температура газа, а σ_r – дисперсия скоростей галактик, которая в предположении является изотропной. В простейшем изотермическом случае, когда T и σ_r являются пространственно инвариантными, уравнение [2] редуцируется к уравнению

$$\frac{n_{\text{gas}}(r)}{n_{\text{gas}}(0)} = \left[\frac{\rho_{\text{dark}}(r)}{\rho_{\text{dark}}(0)} \right]^\beta \quad \beta = \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{kT} \quad (3)$$

Получаемое из уравнения [3] распределение не является простой аналитической функцией, но Кавальер и Фьюско-Фемиано (Кавальер и Фьюско-Фемиано 1976 [5]) показали что для построения аналитической модели можно использовать эмпирическую аппроксимацию плотности гало темной материи, полученную Кингом (Кинг 1966 [8]).

$$\rho_{\text{dark}}(r) = \rho_{\text{dark}}(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (4)$$

При подстановке такого распределения плотности темной материи в уравнение [3] получается аналитическое распределение концентрации газа в скоплении галактик.

$$n_{\text{gas}}(r) = n_{\text{gas}}(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad (5)$$

Эта известная изотермическая β -модель в силу своей простоты дает большие преимущества в расчете всех интегральных величин скоплений, таких как поверхностная рентгеновская яркость, излучательная способность, полная масса газа в скоплении. В частности, интересующие нас поверхностная яркость и излучательная способность подчиняются соответственно законам

$$S(r) = S(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{0.5-3\beta} \quad (6)$$

$$\Upsilon(r) = \Upsilon(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta} \quad (7)$$

3 Механизмы излучения скопления галактик

3.1 Мягкое рентгеновское излучение

Спектр излучения межгалактического газа описывается тормозным излучением оптически тонкой плазмы. Можно было бы ожидать, что межгалактический газ — это тот первичный газ, который остался после формирования галактик. Но в этом случае он представлял бы собой практически чистую водородно-гелиевую плазму. Однако в рентгеновских спектрах скоплений были найдены линии излучения ионизованных атомов железа и некоторых других тяжелых элементов. Содержание тяжелых элементов в газе оказалось лишь в несколько раз меньше, чем у звезд типа Солнца. Это говорит о том, что межгалактический газ успел перемешаться с газом, который частично прошел ядерную переработку в звездах и, по-видимому, был выброшен из галактик на стадии бурного звездообразования в эпоху их молодости.

Температура излучения скопления пропорциональна дисперсии скоростей галактик, которая составляет около 10^3 км/с. Простую оценку температуры можно получить из равенства тепловой и кинетической энергии галактик:

$$k_B T \simeq \mu m_p \sigma_v^2 \simeq 6 \left(\frac{\sigma_v}{10^3 \text{км/с}} \right)^2 \text{кэВ} \quad (8)$$

, где $\sigma_v = 10^3 \text{км/с}$ - дисперсия скоростей галактик, m_p -масса протона, $\mu = 0.6$ - средняя молекулярная масса газа. Температура \sim эВ соответствует излучению в мягком рентгеновском диапазоне.

3.2 Жесткое рентгеновское излучение

В излучении скоплений галактик присутствует нетепловая компонента, доминирующая над тепловой в жестком рентгеновском диапазоне электромагнитного спектра (Петросян и др. 2008 [16]). Наиболее вероятной моделью этого излучения является обратное комптоновское рассеяние реликтовых фотонов на релятивистских электронах скопления (Саразин и др. 1988 [10]). В такой модели энергия реликтового фотона увеличивается в $\sim 10^8$ раз, из-за чего он приобретает энергию соответствующую жесткому рентгеновскому диапазону.

В первичных моделях релятивистские электроны, участвующие в рассеянии, изначально были тепловыми электронами, ускоренными за счет столкновения скоплений или турбулентности (см. соответственно Sarazin Lieu 1998 [11] и Brunetti et al. 2001, 2004 [12], [13]). Во вторичных моделях ускорение может быть обусловлено адронными столкновениями (Dennison 1980 [14]; Pfrommer Ensslin 2004 [15]). Модели в которых жесткие рентгеновские электроны производятся за счет тормозного излучения надтепловых электронов менее вероятны, так как субрелятивистские электроны подвержены

сильным кулоновским потерям (Петросян 2001 [17]; Петросян и др. 2008 [16]; Petrosian East 2008 [16] Dogiel et al. 2007 [18]).

Основываясь на модели обратного комптоновского рассеяния реликтовых фотонов на релятивистских электронах, мы можем оценить Лоренц-фактор электрона, участвующего в рассеянии. При рассеянии на электроне с $\gamma \gg 1$ реликтовый фотон приобретает энергию

$$\frac{4}{3}\gamma^2 \hbar\omega_{CMB} \sim \frac{4}{3}\gamma^2 3kT_{CMB} \sim \hbar\omega_X \sim 75 \text{кэВ} \quad (9)$$

где $T_{CMB} \approx 2.7 \text{К}$ - температура реликтового излучения, а k - постоянная Больцмана. Из такой оценки Лоренц-фактор электрона получается $\gamma_X \sim 9 \times 10^3$

3.3 Радио излучение

Природой излучения скопления галактик в радио диапазоне является синхротронное излучение релятивистских электронов в магнитном поле скопления. Для электрона с Лоренц-фактором $\gamma \gg 1$, движущегося в однородном магнитном поле скопления B с питч-углом θ пиковая частота излучения

$$\nu_r \sim 0.29 \frac{3}{4\pi} \frac{eB \sin \theta}{m_e c} \gamma^2 \quad (10)$$

(Гинзбург и Суроватский 1965 [19]), где m_e , e , c - масса электрона, заряд электрона и скорость света соответственно. Синхротронное излучение скопления галактик Волосы Вероники наблюдалось в диапазоне от 30 МГц до 1.4 ГГц (например Ким и др. 1990 [20], Дисс и др. 1997 [21]). В частности в работе мы будем использовать поток для 1.4 ГГц, полученный у Дисса и др. Для такой частоты при $B \approx 10 \mu\text{G}$ Лоренц-фактор электрона 10^4 , что соответствует Лоренц-фактору электронов, участвующих в обратном комптоновском рассеянии.

Согласно нашим оценкам одни и те же релятивистские электроны с Лоренц-фактором $\sim 10^4$ могут быть ответственны как за излучение в радио диапазоне, так и за излучение в жестком рентгеновском диапазоне. Классической астрофизической задачей, а так же конечной целью этой работы является оценка магнитного поля скопления галактик из сравнения потоков от синхротронного излучения и обратного комптоновского рассеяния.

3.4 Модель излучения межгалактической среды

Если ввести τ_ν - оптическую глубину, как характерную степень непрозрачности среды на частоте ν

$$\tau_\nu = \alpha_\nu l \quad (11)$$

, где l - характерный размер тела, а α_ν - коэффициент поглощения на ед. длины. Случай $\tau >> 1$ соответствует оптически толстой плазме, такой в которой фотон успевает многократно пол-глотаться и переизлучаться, прежде чем достигнет поверхности тела. При несущественном вкладе рассеяния в перенос излучения (иначе вероятность выхода фотона из слоя будет зависеть от его энергии) такой механизм может привести к термодинамическому равновесию излучения с веществом, соответствующему излучению абсолютно черного тела:

$$n_\nu = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (12)$$

В случае же оптически тонкой плазмы $\tau << 1$ излучение свободно выходит из вещества. Непрерывный спектр оптически тонкой горячей плазмы обусловлен главным образом тормозным излучением и фоторекомбинацией электронов на положительных ионах. Спектр также содержит линии излучения тяжелых элементов.

Спектр излучения межгалактического газа в скоплениях галактик хорошо описывается спектром тормозного излучения электрон-ионной плазмы при температуре $T \sim 10^8 \text{ K}$ и концентрации $n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Излучательная способность такого газа определяется как

$$\varepsilon_\nu = \frac{2^5 \pi e^6}{3m_c c^3} \left(\frac{2\pi}{3m_e k_B} \right)^{\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i T^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{h\nu}{k_b T} \right) g(\nu, T) \quad (13)$$

, где n_e и n_i - концентрация электронов и ионов, $g(\nu, T) \propto \ln k_3 T / h\nu$ - спектральный множитель или гаунт-фактор (Кривонос [27]).

Для численной аппроксимации спектра теплового излучения рассматривались две модели: MEKAL (Меве и др. 1989 [22]) и APEC (Смит и др 2001 [23]). Обе модели проводят моделирование спектра оптически тонкой столкновительно-ионизированной плазмы, но имеют некоторые различия. APEC проводит улучшенное моделирование спектра на основе ATOMDB – базы данных атомов, разработанной для моделирования спектра излучения плазмы в рентгеновском диапазоне. APEC приводит более точные длины волн, и расчеты основанные на плотности газа, а также имеет дополнительные линии излучения металлов. Последнее для данной работы не важно, так как линии излучения металлов находятся в тепловом диапазоне, а работа нацелена на анализ нетеплового диапазона. Для моделирования спектра скопления галактик Волосы Вероники APEC и MEKAL не дают существенных различий, и поэтому выбор APEC в данной работе обуславливается лишь большим энергетическим диапазоном расчета значений, и удобством работы в программе xspec.

Модель APEC содержит несколько параметров: Т, обилие металлов, z, norm. Т - температура плазмы, которая согласно нашей теоретической модели должна быть порядка кэВ. Обилие металлов - обилие элементов, которые тяжелее водорода и гелия.

Данный параметр определяет линии излучения металлов в тепловом диапазоне и не имеет влияния на аппроксимацию теплового излучения водородно-гелиевой плазмы. Согласно исследованию Арнауда (Арнауд и др. 2001 [24]), обилие металлов в скоплении галактик Волосы Вероники отвечает значению 0.25. z - космологическое красное смещение. Оно показывает насколько частота света, испущенного далеким источником сместились к красному концу спектра из-за расширения Вселенной во время того как излучение двигалось к Земле. Далее я приведу простое объяснение этого эффекта, которое получило на курсе М. Саврова (М. Савров 2014 [25]).

Расширение Вселенной определяется масштабным фактором $a(t)$, в метрике Робертсона - Уокера однородной и изотропной Вселенной.

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right] \quad (14)$$

, где $a(t)$ - масштабный фактор, K - космологическая постоянная. Пусть в момент t_1 согласно часам наблюдателя на Земле источник с координатой r_1 излучает волновой пакет в сторону Земли. Излучение достигает наблюдателя в момент $t_0 > t_1$. Длина геодезической для света равна нулю ($ds = 0$). В следствие этого из метрики Робертсона-Уокера получаем выражение для времени

$$dt = \pm \frac{a(t)}{c} \frac{dr}{\sqrt{1 - Kr^2}} \quad (15)$$

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = -\frac{1}{c} \int_{r_1}^0 \frac{dr}{\sqrt{1 - Kr^2}} \quad (16)$$

, где знак минус выбран в соответствии с направлением распространения излучения.

Если излучение волнового пакета длилось промежуток времени δt_1 , а его регистрация δt_0 , то из уравнения 16 промежутки связаны соотношением

$$\frac{\delta t_0}{a(t_0)} = \frac{\delta t_1}{a(t_1)} \quad (17)$$

$$\frac{\nu_0}{\nu_1} = \frac{a(t_1)}{a(t_0)} \equiv \frac{1}{1+z} \quad (18)$$

, где $z \in (0, \infty)$

Последний параметр модели `norm` выполняет роль нормировочного коэффициента.

4 Обработка данных

4.1 Особенности работы обсерватории ИНТЕГРАЛ

Все рентгеновские телескопы обсерватории ИНТЕГРАЛ (International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) используют принципы кодирующей апертуры, что определяет специфику обработки экспериментальных данных. Причины использования этого принципа и алгоритм обработки изображения, применяемый в случае работы с данными ИНТЕГРАЛА был описан в статьях Кривонос и др. (2005,2007) (Кривонос и др. 2005,2007 [28]). Здесь я приведу их краткое описание.

В жестком рентгеновском диапазоне метод построения изображения с помощью фокусировки фотонов становится менее эффективным. В таких системах используется принцип косого падения - отклонения фотонов под очень малыми углами к поверхности зеркал, а с увеличением энергии фотонов уменьшается угол, на который их можно отклонить. Например, в обсерватории NuStar за счет специальных многослойных зеркал достигается фокусировка до 80 кэВ (энергия фотопоглощения платины). Принцип кодирующей апертуры, не полагается на отклонение фотонов и позволяет регистрировать фотоны как жесткого рентгеновского диапазона (≥ 10 кэВ), так и гамма диапазона (≥ 100 кэВ). Метод кодирующей апертуры прост в реализации и дает приемлемое угловое разрешение (угловые минуты).

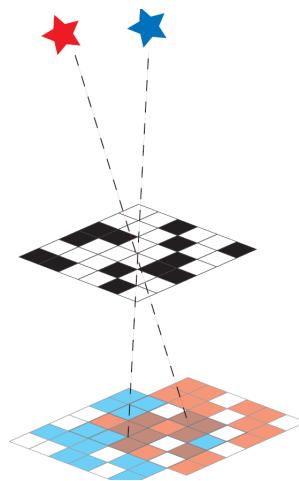


Рис. 2: Принцип работы кодирующей апертуры (Ревнивцев М. [26])

Основными элементами телескопа являются кодирующая маска (черно-белая на рис. 2) и позиционно-чувствительный детектор. Излучение падает на детектор через маску, находящуюся от него на некотором расстоянии. Маска состоит из расположенных специальным образом прозрачных и непрозрачных элементов. Проходя через маску рентгеновское излучение отбрасывает на детектор тень (синяя и красная на рис. 2), положение которой зависит от направления излучения, а значит от положения источника в поле зрения телескопа. Тени нескольких источников, находящихся в поле зрения, на-

кладываются. Результат декодирования, основанного на кросс-корреляции тенеграммы детектора с функцией пропускания маски, дает изображение наблюдаемого участка неба.

Для протяженных (не точечных) объектов принцип кодирующей апертуры имеет естественное ограничение. Протяженный источник представляется не одной теневой маской. Если маски от разных краев источника смешены друг от друга менее чем на $12'$ (угловое разрешение телескопа IBIS) или в крайнем случае на угол $\sim 24'$, то изображение источника еще возможно восстановить. Для более широких источников, у которых тени от противоположных частей разнесены более чем на угол порядка $24'$, восстановленное изображение будет не соответствовать исходному. Причиной этому является то, что правая часть тени будет восприниматься детектором как тень от источника, в то время как левая часть будет восприниматься как фон. Такая интерпретация данных при вычитании фона в процессе восстановления изображения приведет к получению неправильной изображения источника.

В итоге, для получения оригинальной карты фотонов, испущенных источником, следует учесть два аспекта получения изображения: соответствие размеров источника возможности его правильного детектирования и наличие шумов.

4.2 Угловой размер источника

Для исследования излучения скопления галактик Волосы Вероники в первую очередь нужно убедиться в том что угловой размер данного скопления позволяет получить правильное изображение.

Приборы конструируемые человеком неидеальны, и эта неидеальность проявляется, например, в том что они не способны построить правильное изображение бесконечно малого объекта (точки). Вопрос неидеальности измерительных приборов решен в теории линейных систем. Входной сигнал $f_{in}(t)$ называется *воздействием*, а выходной $f_{out}(t)$ - *откликом*. Отклик на дельта-функцию (бесконечно короткий импульс или абстрактную точку) называется аппаратной функцией системы или Point Spread Function (PSF).

Выходной сигнал обусловлен не только значением входного сигнала, но и всем его окружением. Выходной и входной сигналы связаны через уравнение свертки

$$f_{out}(t) = \int f_{in}(t') g(t - t') dt' \quad (19)$$

, где $g(t)$ – соответствующая аппаратная функция (PSF).

Источник является для прибора точечным если его размер меньше одного пикселя. В таком случае его изображение имеет форму PSF. Источники с размерами существенно большими PSF называются протяженными и влияние неидеальности прибора на их изображение не столь существенно.

Необходимый для анализа протяженности угловой размера источника находится из его радиального профиля или кривой роста. Пусть r - расстояние до точки от центра исследуемого источника. Радиальный профиль $RP(r)$ представляет зависимости потока излучения источника от расстояния r до него. Кривая роста $IC(r)$ представляет зависимость суммарного потока в круге радиуса r с центром в источнике.

PSF детектора IBIS установленного на обсерватории ИНТЕГРАЛ была получена из наблюдений Крабовидной туманности, угловой размер которой меньше $4'$ (одного пикселя детектора), а значит она является точечным источником. PSF в некотором приближении представляет собой гауссиану с шириной $5'$ (Кривонос и др. 2005 [28]). На рисунке 3 приведены PSF и радиальный профиль скопления галактик Волосы Вероники.

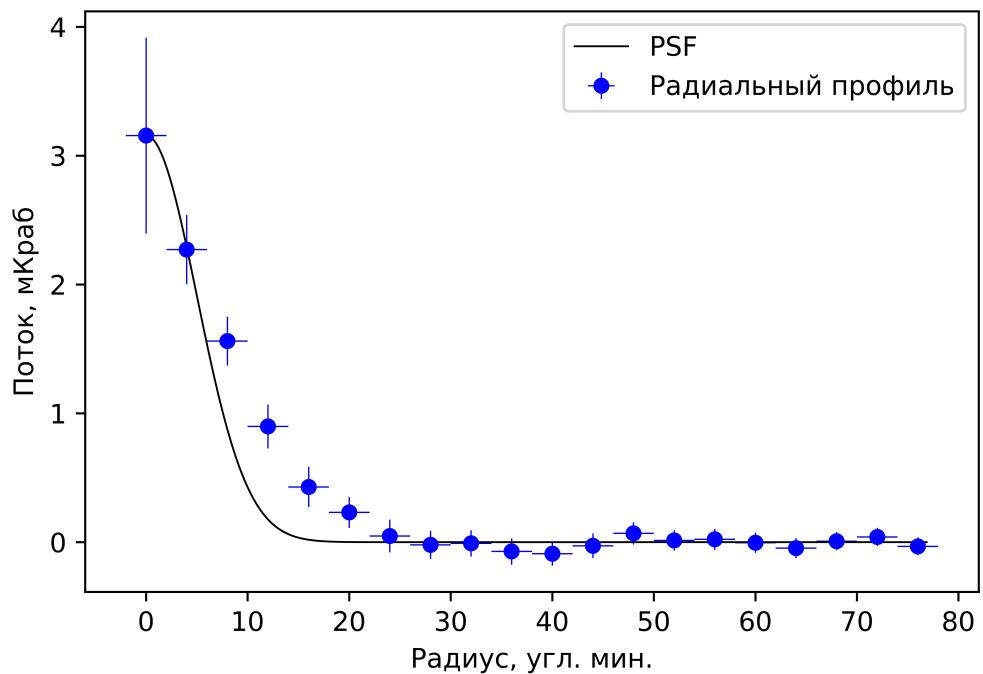


Рис. 3: PSF телескопа IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ и радиальный профиль скопления в диапазоне 17-27 кэВ

Поток излучения от скопления сохраняется вплоть до значений около $30'$ (рис. 3), соответственно для данного телескопа скопление галактик Волосы Вероники является не точечным, а протяженным источником. При этом его угловой размер $30'$ больше углового разрешения телескопа $12'$, но еще позволяет точно восстанавливать изображение источника.

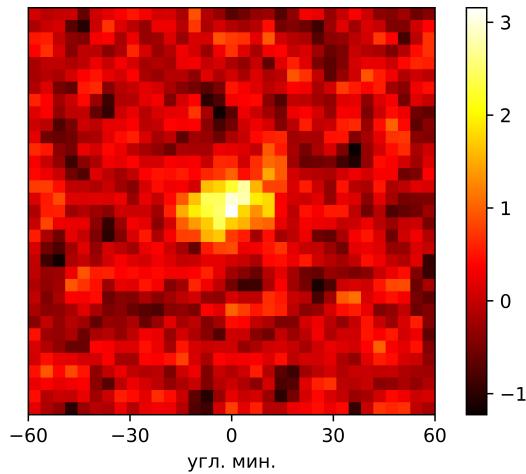


Рис. 4: Изображение скопления галактик Волосы Вероники в диапазоне 17-27 кэВ

4.3 Согласованный фильтр

В изображении полученном с детектора (рис. 4) угадывается профиль источника, но такое изображение не поддается ни визуальному анализу, ни численному из-за наличия шумов. Эти шумы могут являться как шумами самого детектора, так и флюктуациями излучения фоновых для исследуемого источника объектов.

Для сигналов с известным пространственным распределением существует алгоритм эффективного подавления шумов. Для наибольшей простоты я приведу выкладки для сигналов, зависящих от времени, но для сигналов, зависящих от двух координат, данные выкладки столь же справедливы.

Пусть $s(t)$, $n(t)$, $h(t)$ - соответственно сигнал, шум и фильтр, а $S(\omega)$, $S_n(\omega)$ и $H(\omega)$ - их Фурье спектры.

Задача выделения полезного сигнала $s(t)$ на фоне аддитивных шумов $n(t)$ решается алгоритмом свертки с согласованным фильтром - фильтром повторяющим форму сигнала

$$h(t) = s(t - t_0)$$

Согласованный фильтр является оптимальным линейным фильтром в смысле максимизации отношения сигнал-шум при наличии аддитивных стохастических шумов. Далее я приведу наиболее простое и краткое объяснение его оптимальности(N. Rupkema [32]).

Пусть $y(t)$ - результат фильтрации сигнала с шумами $x(t)$

$$\begin{aligned} x(t) &= s(t) + n(t) \\ y(t) &= \int h(t - \tau)x(\tau)d\tau = y_s(t) + y_n(t) \end{aligned}$$

, где $y_s(t) = \int h(t - \tau)s(\tau)d\tau$ и $y_n(t) = \int h(t - \tau)n(\tau)d\tau$

Мы можем переписать компоненту $y_s(t)$ используя обратное преобразование Фурье

$$y_s(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega)S(\omega)e^{j\omega t}d\omega \quad (20)$$

По теореме Винера-Хинчина средняя мощность стационарного (не меняющегося характеристики) шумового процесса

$$\mathbb{E}|\mathbf{n}(t)|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_n(\omega)d\omega$$

После фильтрации мощность шумового процесса будет равна

$$\mathbb{E}|\mathbf{y}_n(t)|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |H(\omega)|^2 S_n(\omega)d\omega \quad (21)$$

Отношение сигнал-шум в момент t_0 как отношение мощностей преобразованного сигнала и шумовой компоненты можно переписать используя уравнения 20 и 21

$$\begin{aligned} \left(\frac{S}{N}\right)_{t_0} &= \frac{|y_s(t_0)|^2}{\mathbb{E}|\mathbf{y}_n(t)|^2} \\ &= \frac{1}{2\pi} \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega)S(\omega)e^{j\omega t_0}d\omega \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |H(\omega)|^2 S_n(\omega)d\omega} \end{aligned} \quad (22)$$

Теперь для того чтобы максимизировать соотношение сигнал-шум воспользуемся неравенством Коши-Буняковского-Шварца

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega)B(\omega)d\omega \right|^2 \leq \int_{-\infty}^{\infty} |A(\omega)|^2 d\omega \int_{-\infty}^{\infty} |B(\omega)|^2 d\omega \quad (23)$$

Применим это неравенство к числителю в уравнении 22, чтобы найти передаточную функцию $H(\omega)$ искомого фильтра

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega)S(\omega)e^{j\omega t_0}d\omega \right|^2 \leq \int_{-\infty}^{\infty} |H(\omega)|^2 S_n(\omega)d\omega \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|S(\omega)|^2}{S_n(\omega)} d\omega \quad (24)$$

$$A(\omega) = H(\omega)\sqrt{S_n(\omega)}e^{j\omega t_0}, \quad B(\omega) = \frac{S(\omega)}{\sqrt{S_n(\omega)}} \quad (25)$$

Неравенство показывает что отношение сигнал-шум в уравнении 22 имеет верхнюю границу

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{t_0} \leq \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|S(\omega)|^2}{S_n(\omega)} d\omega \quad (26)$$

, которая в точности достигается на передаточной функции вида

$$H(\omega) = ce^{-j\omega t_0} \frac{S^*(\omega)}{(S_n\omega)} \quad (27)$$

, где c - произвольная константа, $e^{-j\omega t_0}$ - задержка по времени перед регистрацией сигнала, $S^*(\omega)$ - комплексно сопряженная компонента Фурье образа сигнала $S(\omega)$, который мы пытаемся найти. Фильтр, определенный уравнением 27, является оптимальным линейным фильтром и в случае гауссовского стохастического шума отвечает соотношению сигнал-шум

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{t_0} = \frac{2}{N_0} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |S(\omega)|^2 d\omega \quad (28)$$

, где $\frac{N_0}{2}$ - спектральная плотность мощности гауссовых шумов. Для белого гауссового шума $S_n(\omega) = 1$ итоговая передаточная функция упрощается до вида *согласованного фильтра*

$$H(\omega) = e^{-j\omega t_0} S^*(\omega) \quad (29)$$

Интуитивный смысл данного результата абсолютно прозрачен: то что передаточная функция пропорциональна спектру искомого сигнала означает что фильтр пытается пропустить именно те частоты, которые присутствуют в искомом сигнале. В конечном итоге, если мы знаем каким должен быть форму сигнала, то можем выделить сигнал наиболее точно преобразованием

$$\mathbf{y}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{x}(\tau) s(\tau - t) d\tau \quad (30)$$

4.4 Фильтрация шумов

Кавальер и Фьюско-Фемиано в 1976 [5] показали что скопление галактик Волосы Вероники удовлетворяет выведенной нами ранее β -модели $S(r) \propto \left[1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{0.5-3\beta}$ (Пар 2.3) с параметрами $\beta = 0.741$ и $r_c = 10.7'$. Убедимся в этом построив кривую роста для данных, PSF и β -модели.

Рассматривая радиальный профиль скопления мы определили что оно не является точечным по отношению к используемому детектору, и это подтверждается несовпадением кривых роста для данных и для PSF (изображены синим на рисунке 5). При этом кривые роста для данных и для β -модели (изображена оранжевым) совпадают с неточностью, обусловленной, предположительно, вкладом шумов. Предполагая что данные правда описываются β -моделью, проведем фильтрацию шумов по алгоритму согласованного фильтра, свернув данные с матрицей β -модели, нормированной на сохранение суммарного потока.

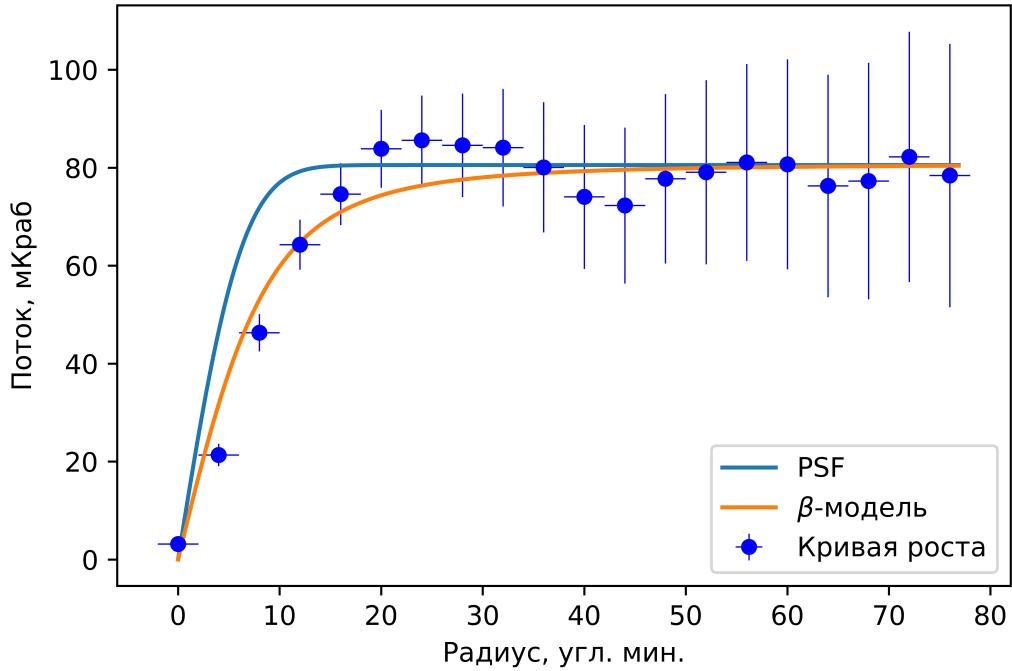


Рис. 5: Кривая роста, для данных скопления в диапазоне 17-27 кэВ, кривые роста для PSF и β -модели

$$f_{\text{out}}(x, y) = \sum_{x', y'} f_{\text{in}}(x', y') g(x - x', y - y') \quad (31)$$

$$\beta(x, y) = \frac{\left[1 + \left(\frac{x^2 + y^2}{r_c^2}\right)\right]^{0.5-3\beta}}{\sum_{x', y'} \left[1 + \left(\frac{x'^2 + y'^2}{r_c^2}\right)\right]^{0.5-3\beta}} \quad (32)$$

Предположение о том, что вклад шумов является причиной отклонения кривой роста для данных от β -модели, подтверждается совпадением кривых роста излучения для отфильтрованных данных и для модели (6). По визуальному представлению данных (рис. 7) также наглядно видно что проведенное нами преобразование существенно очистило изображение от шумов и выделило четкий профиль источника.

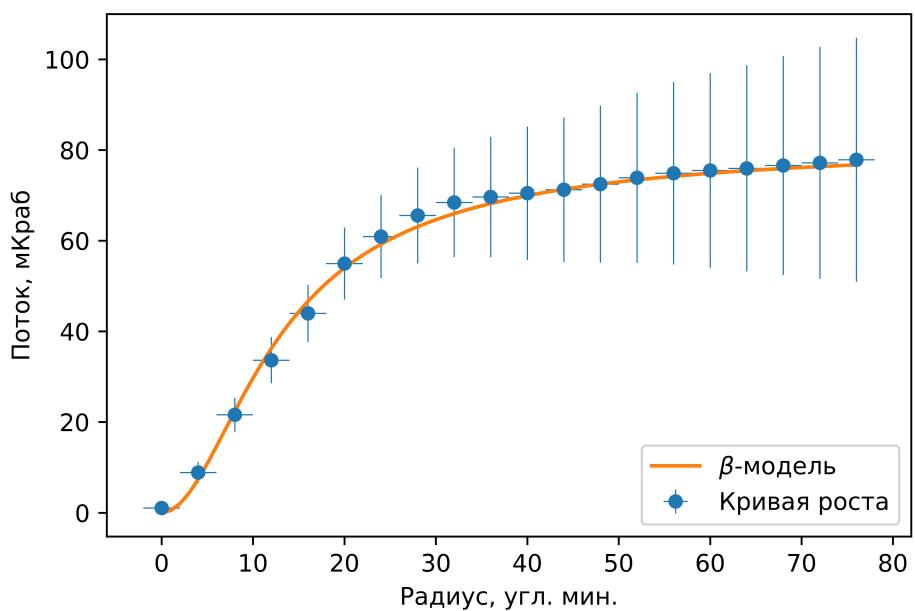


Рис. 6: Кривая роста, для отфильтрованных данных скопления в диапазоне 17-27 кэВ и кривая роста для β -модели

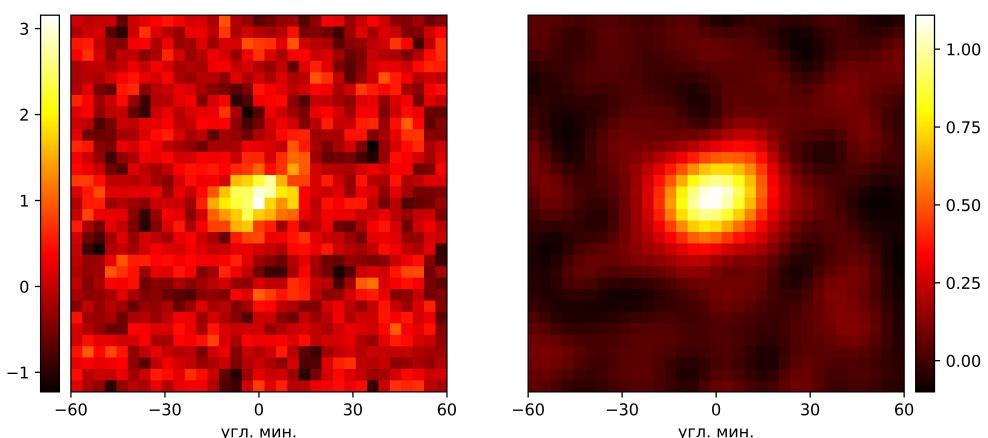


Рис. 7: Изображения скопления, до свертки и после.

5 Исследование спектра

5.1 Поиск характеристик нетеплового излучения

Обработанный массив данных содержит карты фотонов в энергетических диапазонах 17-27, 27-36, 36-50, 50-120 кэВ. Такое разбиение энергетического диапазона позволяет с большой точностью установить параметры модели теплового излучения, доминирующего на энергиях 17-44 кэВ, для того чтобы впоследствии получить более точную оценку потока нетеплового излучения, доминирующего в диапазоне энергий больших 44 кэВ.

Как мы вычислили в параграфе 3 пик теплового излучения должен приходиться на диапазон с энергиями порядка 6 кэВ, который не входит в область работы ИНТЕГРАЛА. Соответственно для получения наиболее точных параметров теплового излучения, доминирующего в рентгеновском диапазоне энергий меньших 44 кэВ, имеет смысл использовать не только данные ИНТЕГРАЛА (> 17 кэВ), но и других обсерваторий, работающих в более низких энергетических диапазонах. Такая работа была проведена в статье Лутовинова и др. 2008 года [30]. На рис. 8 приведены данные, полученные с обсерваторий ROSAT (0.5-2 кэВ), RXTE (3-20 кэВ), из статьи Фьюско-Фемиано и др. 2004 (Фьюско-Фемиано и др. 2004 [31]), а так же данные с обсерватории ИНТЕГРАЛ полученные в самой рассматриваемой статье Лутовинова и др. 2008.

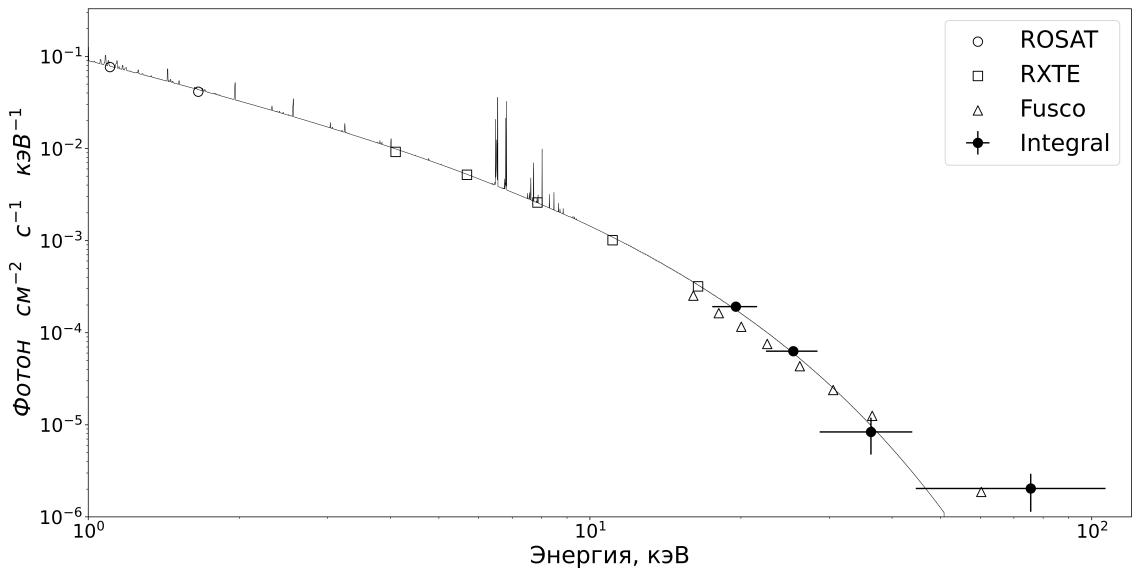


Рис. 8: Спектр скопления Волосы Вероники по данным А.Лутовинова и др.

В статье для аппроксимации спектра теплового излучения использовалась модель MEKAL. В нашей работе будет использоваться модель APEC. Обе модели описывают тормозное излучение оптически тонкой столкновительно-ионизированной плазмы

и не имеют существенных различий в применении к рассматриваемой задаче. Подробное обсуждение моделей, их различий и причины выбора АРЕС приведены в параграфе 3.4.

Модель, аппроксимирующая спектр наилучшим образом, отвечает следующим параметрам:

$$T = 8.2 \pm 0.2 \text{ кэВ}$$

$$\text{Обилие металлов} = 0.250$$

$$z = 0.0231$$

$$\text{Поток в диапазоне 17-60 кэВ} = (5.6 \pm 0.3) \times 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2 \text{с}}$$

, где z - красное смещение, обилие металлов было определено в работе Арнауда (Арнауд и др. [24]).

Данные, полученные нами (рис. 9), в области доминирования теплового излучения с хорошей точностью согласуются с тепловой моделью представленной в статье Лутовинова 2008 года (Лутовинов и др. 2008 [30]). В области энергий больших 44 кэВ новые значения потоков меньше соответствующих значений потоков 2008 года, что предсказывает меньший поток нетеплового излучения.

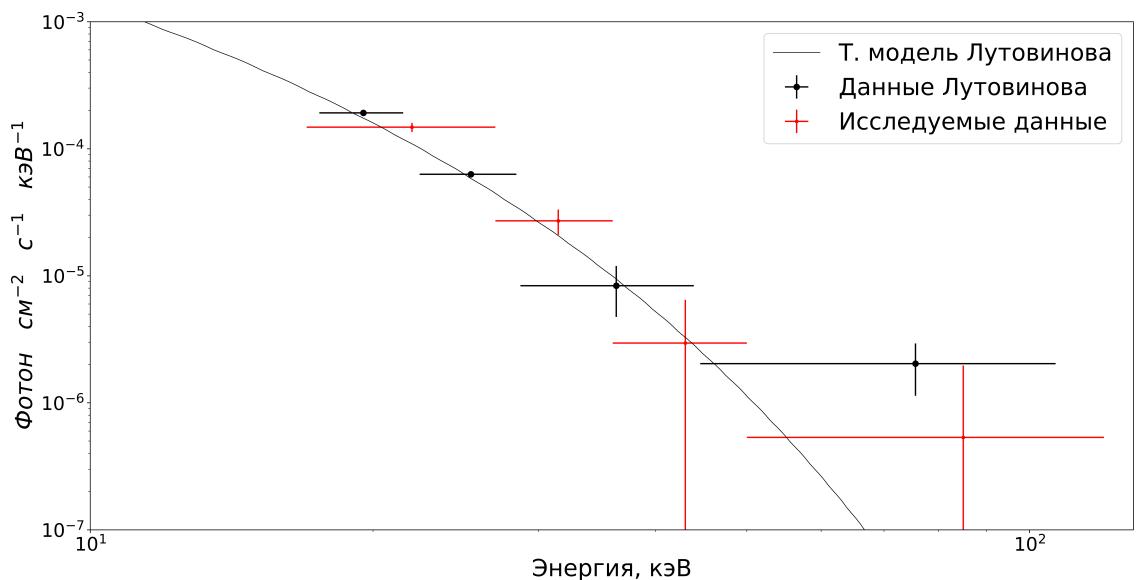


Рис. 9: Спектры скопления галактик Волосы Вероники по исследуемым данным и данным статьи Лутовинова.

Аппроксимируем спектр моделью теплового излучения АРЕС согласно критерию χ^2 .

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^k \frac{(x_j - E_j)^2}{\sigma_j^2} \quad (34)$$

, где x_j -исследуемые данные, а E_j - соответствующие точки предполагаемой модели, σ_j -ошибка в j -ой точке

Полученная аппроксимация спектра (табл. 1), определяет значения потока теплового излучения того же порядка величины, как и в статье Лутовинова (Лутовинов и др. 2008 [30]). При этом полученная нами модель отвечает большим значениям потока и большим относительным ошибкам. Значения потоков теплового излучения в диапазоне 17-60 кэВ, соответствующие наилучшей аппроксимации с точностью в одно стандартное отклонение, а также остальные данные модели, приведены в таблице 1.

	$F_{17-60}^{\text{тепл}}, 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2\text{с}}$	T, кэВ	Обилие	z
Статья Лутовинова	5.6 ± 0.3	8.2	0.25	0.0231
Исследуемые данные	6.5 ± 0.5			

Таблица 1: Параметры аппроксимаций спектров моделью теплового излучения APEC.

, где $F_{17-60}^{\text{тепл}}$ - значение потока теплового излучения в диапазоне 17-60 кэВ, z - красное смещение.

Согласно физической модели излучения, приведенной в параграфе 3 в области энергий до 44 кэВ доминирует тепловое излучение, а при больших энергиях доминирует нетепловое излучение. Фьюско-Фемиано и др. (Фьюско-Фемиано и др. 2004[31]) аппроксимировали спектр нетеплового излучения степенным законом с фотонным индексом $\Gamma = 2$. Мы повторяя их исследование, аппроксимировали исследуемые данные моделью теплового закона в сочетании со степенным законом. Аппроксимация проводилась при фиксированном фотонном индексе степенного закона, при фиксированных температуре, обилии металлов и красном смещении, отвечающим тепловой модели из статьи Лутовинова (ур. 33). То есть варьировались два параметра - нормировка тепловой модели *APEC norm* и нормировка степенного закона *Powerlaw norm*.

Полученный нами поток нетеплового излучения в диапазоне 20-80 кэВ, отвечающий наилучшей аппроксимации, соответствует величине $F_{20-80}^{\text{нетепл}} = 1.8 \times 10^{-14} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2\text{с}}$, при этом ошибка, соответствующая точности в одно стандартное отклонение на 3 порядка больше $\Delta F_{20-80}^{\text{нетепл}} = 1.1 \times 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2\text{с}}$.

По областям достоверности (рис. 11) наглядно видно что вероятные значения нормировки степенной модели нетеплового излучения покрывают область вплоть до нуля. Это означает что данные не позволяют провести детектирование потока, но позволяют определить его верхнюю границу. Область достоверности в 90% (зеленый контур) определяет предельные значения нормировки величинами ~ 0.005 , что соответствует

потокам в диапазоне 20-80 кэВ $\sim 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2 \text{с}}$.

Для точного определения магнитного поля скопления галактик необходимо значение потока нетеплового излучения $F_{\text{нетепл}}$. Верхний предел этого значения позволяет определить нижний предел соответствующего магнитного поля. Физические величины, определяющие модели, соответствующие верхнему пределу потока нетеплового излучения приведены в таблице 2.

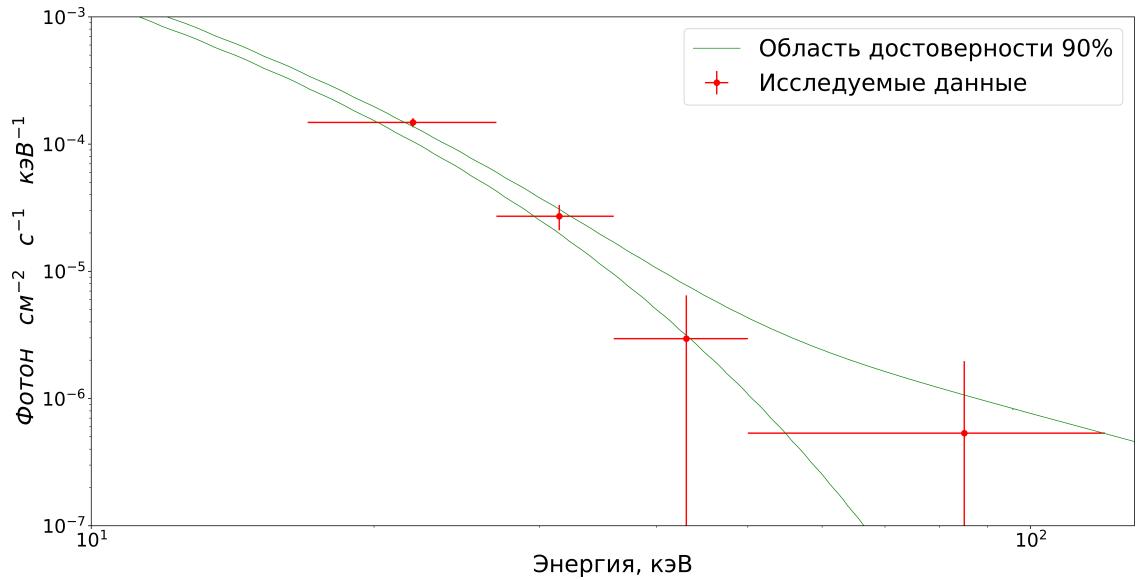


Рис. 10: Модели, соответствующие предельным значениям потока нетеплового излучения с достоверностью в 90%

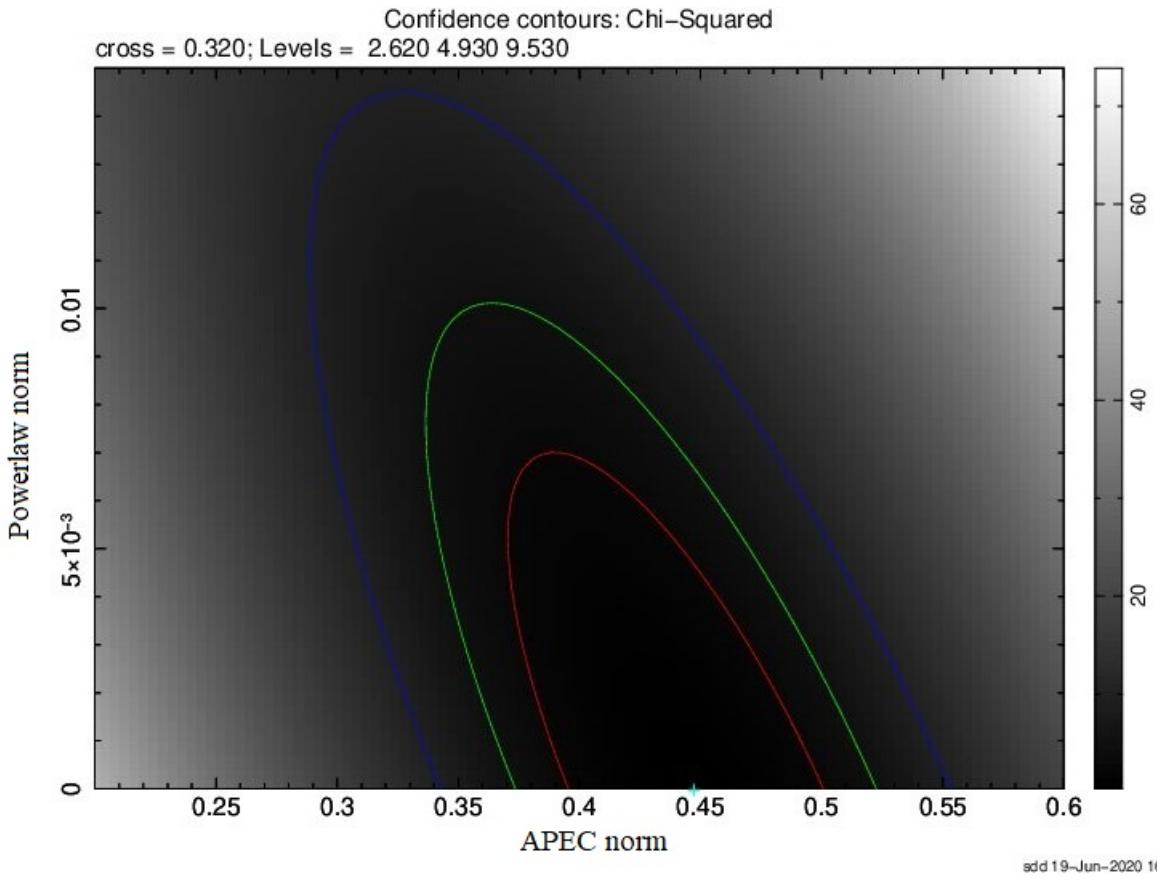


Рис. 11: Области достоверности 68%, 90%, 99%, для параметров нормировки АПЕС и степенного закона. Соответственно для областей $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min} = 2.3, 4.61, 9.21$. Крестиком обозначена точка, соответствующая наилучшим параметрам (минимуму χ^2)

	предел $F_{20-80}^{\text{нетепл}}, 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2\text{с}}$	$F_{20-80}^{\text{тепл}}, 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2\text{с}}$	T, кэВ	Обилие	z	Γ
Ст. Лутовинова	5.38		8.2	0.25	0.0231	2
Исс. данные	1.69	4.13				

Таблица 2: Параметры моделей, соответствующих максимальным значениям потока нетеплового излучения с достоверностью в 90%.

, где $F_{20-80}^{\text{нетепл}}$ - поток нетеплового излучения в диапазоне 20-80 кэВ, Γ - фотонный индекс степенного закона. Данные для вычисления $F_{20-80}^{\text{тепл}}$ не указаны в статье Лутовинова 2008 года.

5.2 Оценка магнитного поля

В параграфе Механизмы излучения скопления галактик (Пар. 3) были показаны два механизма нетеплового излучения, производимого предположительно одними и теми же релятивистскими электронами с Лоренц-фактором $\gamma \sim 10^4$.

За счет обратного комптоновского рассеяния на этих релятивистских электронах фотоны реликтового излучения приобретают энергию, соответствующую жесткому рентгеновскому диапазону.

$$\frac{4}{3}\gamma^2\hbar\omega_{CMB} \sim \frac{4}{3}\gamma^23kT_{CMB} \sim \hbar\omega_X \sim 75\text{кэВ} \quad (35)$$

Верхний предел потока такого нетеплового излучения был получен в предыдущем разделе.

Те же электроны двигаясь в магнитном поле скопления галактик производят синхротронное излучение в радио диапазоне.

$$\nu_r \sim 0.29 \frac{3}{4\pi} \frac{eB \sin \theta}{m_e c} \gamma^2 \quad (36)$$

Дисс и др. (Дисс и др. [21]) получили поток синхротронного излучения на частоте 1.4 Гц, что соответствует магнитному полю $B \approx 10 \mu G$, для электронов с Лоренц-фактором $\gamma \sim 10^4$

Предполагаемый поток жесткого рентгеновского излучения, обусловленного обратным комптоновским рассеянием реликтовых фотонов на релятивистских электронах порождающих синхротронное излучение связан с потоком излучения в радио диапазоне соотношением

$$F_X = F_r C(p) \left(\frac{\nu_r}{\nu_X} \right)^\alpha T_{CMB}^{\alpha+3} B^{-\alpha-1} \quad (37)$$

(Лутовинов и др. 2008 [30]), где $C(p)$ - функция степенного наклона энергетического спектра электронов p , который соотносится со спектральным индексом синхротронного излучения как $p = 2\alpha + 1$.

Наглядное графическое представление уравнения 37 продемонстрировано на рис. 12. Для вычисления магнитного поля были использованы данные о радиоизлучении, указанные в статье Лутовинова (Лутовинов и др. 2008 [30]): спектральный индекс $\alpha = 1.34$, частота $\nu_r = 1.4 \text{ Гц}$ и поток радиоизлучения $F_r = 0.64 \text{ Джански} * 1.4 \text{ Гц} = 0.896 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2 \text{с}}$. В предыдущем разделе (раздел 5.1) был получен верхний предел потока нетеплового излучения. С достоверностью в 90% верхний предел потока нетеплового излучения на энергии $E = 75 \text{ кэВ}$ составляет $\nu F_\nu^{2019} = 1.11 \times 10^{-2} \frac{\text{кэВ}}{\text{см}^2 \text{с}} = 1.65 \times 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2 \text{с}}$.

В предположении однородного магнитного поля получается $B \geq 0.2 \mu G$. Полученное значение согласуется с теорией о том что жесткое рентгеновское и радио излучение производятся одними и теми же электронами. Но допущение об однородном

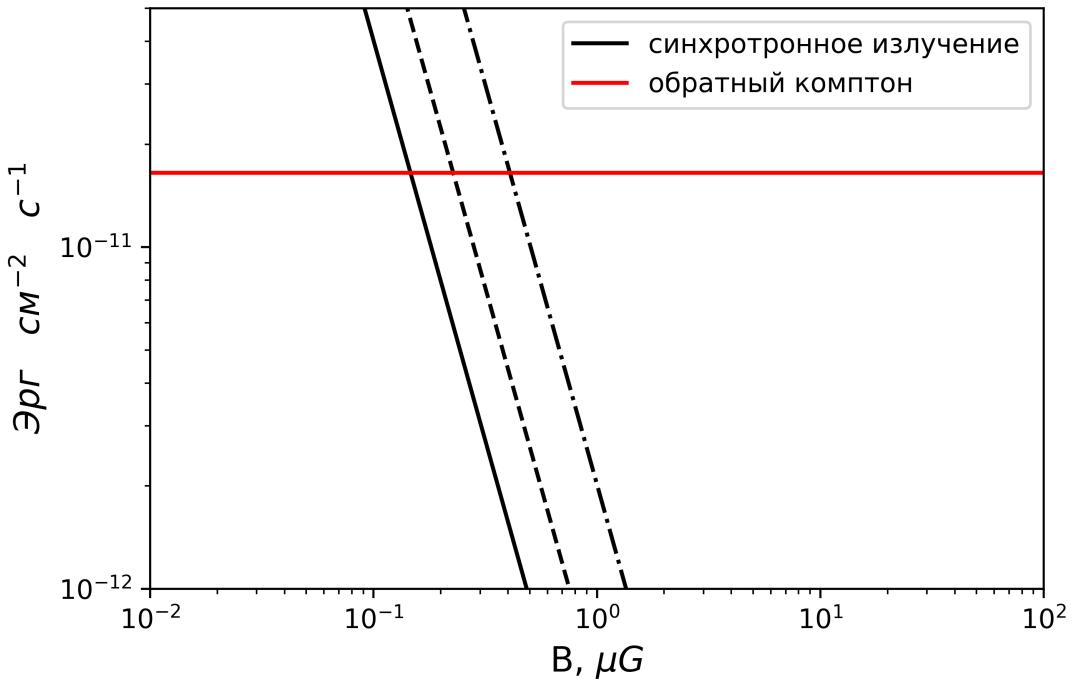


Рис. 12: Потоки синхротронного излучения и излучения вызванного обратным комптоновским рассеянием. Пунктирные линии обозначают поток домноженный на 2.8 и на 11 в следствие неоднородности магнитного поля согласно модельному уравнению 38 с параметрами соответственно $a=0.5$, $a=1$ (см. далее).

поле является слишком примитивным, особенно учитывая то что плотность межгалактического газа сильно меняется от центра к границам скопления галактик. Пространственное изменение магнитного поля также меняет соотношение между потоками излучения, образованными обратным комптоновским и синхротронным механизмами. Оценим вариацию магнитного поля простой параметризацией

$$B^2(r) = B_0^2 (\rho(r)/\rho_0)^a \quad (38)$$

, где $\rho(r)$ - плотность газа, соответствующая β -модели. Итоговое распределение магнитного поля скопления

$$B(r) = B_0 [1 + (r/r_{c,x})^2]^{-(3/4)a\beta_x} \quad (39)$$

, где B_0 - магнитное поле в центре скопления. В такой параметризации $a = 0$ отвечает случаю однородного поля, рассмотренному выше.

Согласно исследованиям Дисса и др. (Дисс и др. 1997 [21]), масштабы радио гало аналогичны соответствующим масштабам гало для рентгеновского излучения $r_{c,r} \sim 10.5'$, но излучательная способность в радио диапазоне уменьшается с радиусом более круто чем в рентгеновском $\beta_r > \beta_x = 0.75$. Согласно β -модели излучательная способ-

ность в радио диапазоне

$$\Upsilon_r(r) \propto [1 + (r/r_{c,r})^2]^{-3\beta_r} \quad (40)$$

Учет пространственной неоднородности излучательной способности в радио диапазоне приведет к необходимости домножения отношений потоков нетепловых излучений (ур. 37) на фактор $f(a)$

$$f(a) = \frac{\int \Upsilon_r(r) (B/B_0)^{-\alpha-1} r^2 dr}{\int \Upsilon_r(r) r^2 dr} = \frac{\int_0^{r_m} [1 + (r/r_{c,r})^2]^{-3\beta_r(1-\frac{\alpha+1}{4}a)} r^2 dr}{\int_0^{r_m} [1 + (r/r_{c,r})^2]^{-3\beta_r} r^2 dr} \quad (41)$$

, где a - степень в параметризации неоднородности магнитного поля (ур. 38), $r_m = 60'$, а параметры радио излучения, аналогичны параметрам рентгеновского излучения ($r_{c,r} = r_{c,x} = 10.68'$, $\beta_r = \beta_x = 0.741$).

Поток рентгеновского излучения при интегрировании до бесконечности может расходиться, для сходимости формально необходимо условие

$$a < \frac{2(2\beta_r - 1)}{\beta_x(\alpha + 1)} \quad (42)$$

, которое при выбранных параметрах отвечает значению $a < 0.55$. Но так как мы интегрируем поток лишь в области с радиусом 1° , то формально можем рассматривать большие параметры. При изменении параметра a от 0 до 1 фактор $f(a)$ принимает значение ~ 11 . Так как при определении магнитного поля из уравнения 37 соотношение между полем и потоком рентгеновского излучения $B^{-\alpha-1} \propto F_x$, то неточность определения магнитного поля определяется фактором $f(a)^{\frac{1}{1+\alpha}} \leq 2.8$.

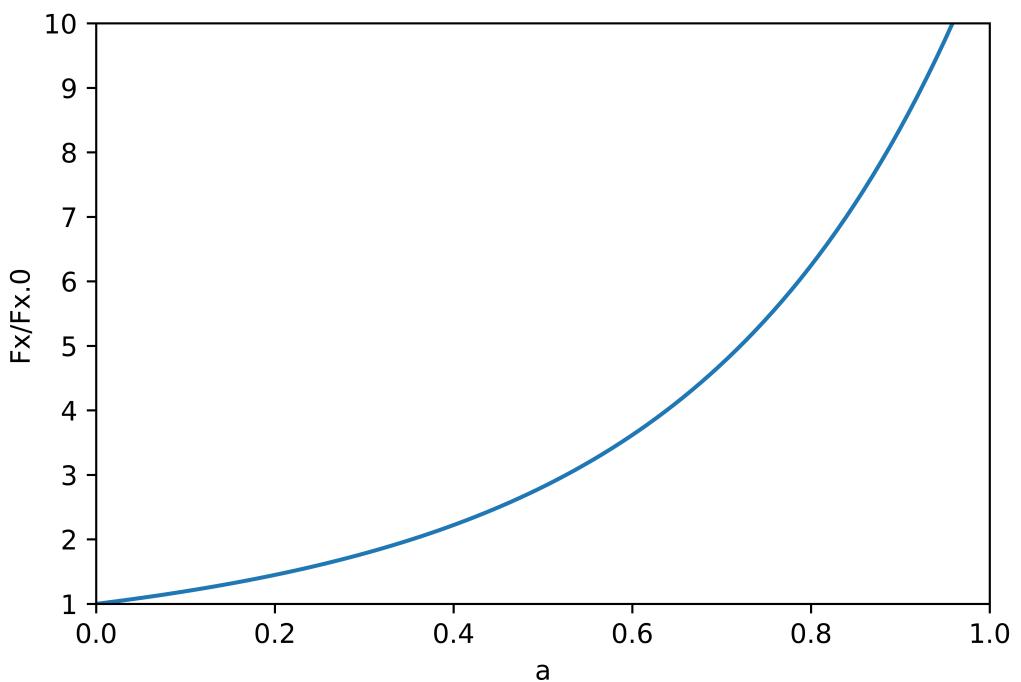


Рис. 13: Отношение предполагаемых потоков жесткого рентгеновского излучения $\frac{F_x}{F_{x,0}} = f(a)$ в случаях неоднородного (ур. 38) и однородного магнитного поля в зависимости от параметра неоднородности a .

6 Обсуждение результатов

В данной работе было исследовано рентгеновское излучение скопления галактик Волосы Вероники по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ. На основе радиального профиля (рис. 3) был вычислен характерный угловой размер скопления галактик Волосы Вероники, соответствующий радиусу $30'$, что больше $PSF = 5'$ детектора IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ. При таком соотношении скопление галактик Волосы Вероники является протяженным источником для детектора IBIS, но при этом угловой размер $30'$ еще позволяет восстановить изображение источника из данных полученных методом кодирующей апертуры.

В работе было подтверждено то, что пространственное распределение потока излучения скопления соответствует изотермической β -модели $S(r) = S(0) [1 + (r/r_c)^2]^{0.5-3\beta}$ (пар. 2.3) с параметрами $\beta = 0.741$ и $r_c = 10.7'$, аналогичными параметрам отмеченным в статье Лутовинова (Лутовинов и др. 2008 [30]) и статье Кавальера и Фьюско-Фемиано (Кавальер и Фьюско-Фемиано [5]).

Спектр излучения скопления галактик был с высокой точностью аппроксимирован сочетанием моделей теплового излучения с температурой $T=8.2$ кэВ и нетеплового излучения, описываемого степенным законом с фотонным индексом $\Gamma=2$. Для аппроксимации теплового излучения используется модель тормозного излучения оптически тонкой столкновительно-ионизированной плазмы (APEC). Полученное значение потока нетеплового излучения покрывает область вплоть до отрицательных величин, что не позволяет детектировать поток, но позволяет определить его верхний предел. В таблице 3 приведен верхний предел потока нетеплового излучения и остальные параметры полученной модели излучения с точностью в одно стандартное отклонение.

$T, \text{кэВ}$	Обилие	z	$F_{20-80}^{\text{тепл}}, 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2\text{с}}$	Γ	предел $F_{20-80}^{\text{нетепл}}, 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2\text{с}}$	χ^2
8.2	0.25	0.0231	5.52 ± 0.66	2	1.1	0.16

Таблица 3: Параметры моделей излучения с точностью в одно стандартное отклонение. z - красное смещение, Γ - индекс степенного закона

С достоверностью в 90% верхний предел потока нетеплового излучения на энергии $E = 75$ кэВ составляет $\nu F_\nu = 1.65 \times 10^{-11} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2\text{с}}$. Этот предел нетеплового рентгеновского излучения в сочетании с потоком нетеплового радио излучения скопления позволил вычислить нижний предел магнитного поля скопления. В первую очередь была рассмотрена модель однородного магнитного поля. В такой модели нижний предел магнитного поля скопления галактик Волосы Вероники отвечает значению $B_{\text{одн}} \geq 0.2 \mu\text{G}$. Это значение согласуется с теорией о том, что жесткое рентгеновское и радио излучения производятся одними и теми же электронами. Но допущение однородности магнитного поля является слишком примитивным на фоне неоднородности плотности межгалакти-

ческого газа. Была рассмотрена модель неоднородного поля, зависящего от плотности межгалактического газа согласно параметризации $B^2(r) = B_0^2 (\rho(r)/\rho_0)^a$. В такой модели оценивается магнитное поле в центре скопления B_0 , минимальный предел которого выражается через параметр неоднородности a и полученные пределы однородного магнитного поля $B_{\text{одн}}$ в виде

$$\begin{aligned} B_0 &= \phi(a) \times B_{\text{одн}} \\ B_{\text{одн}} &\geq 0.2 \quad \mu G \\ \phi(a) &\in [1, 2.8] \end{aligned} \tag{43}$$

Список литературы

- [1] Chincarini G., Rood H. ,N 257, 294 (1975)
- [2] http://nuclphys.sinp.msu.ru/m_un/mun24.htm
- [3] Sarazin, C. L. 1999b, in Proc. Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters, ed. H. Böhringer, L. Feretti, P. Schuecker (Garching: MPE), 185
- [4] Spitzer L. 1978. Physical Processes in the Interstellar Medium
- [5] Cavaliere A., Fusco-Femiano R., AA 500, 95 (1976)
- [6] Merritt D., ApJ 313, 121 (1987)
- [7] Arnaud M., AA 500, 103 (2009)
- [8] King, I. R. 1966, AJ, 71, 64
- [9] Petrosian, V., East, W. E. 2008, ApJ, 682, 175
- [10] Sarazin C. L. , Cambridge Astrophysics Series 1988
- [11] Sarazin, G., Lieu, R., 1998, ApJL, 494, 177
- [12] Brunetti, G., Setti, G., Feretti, L., et al., 2001, MNRAS 320, 365
- [13] Brunetti, G., Blasi, P., Cassano, R., et al., 2004, MNRAS 350, 1174
- [14] Dennison, B., 1980, ApJL 239, 93
- [15] Pfrommer, C., Ensslin,T, 2004, AA 413, 17
- [16] Petrosian, V., Bykov, A., Rephaeli, Y. 2008, Space Sci. Rev., 134, 191
- [17] Petrosian, V. 2001, ApJ, 557, 560
- [18] Dogiel, V., Colafrancesco, S., Ko C., Kuo, P. H., Hwang, C. Y., Ip, W. H., Birkinshaw, M., Prokhorov, D. A. 2007, AA, 461, 433
- [19] Ginzburg, V. L., Syrovatskii, S. I. 1965, ARAA, 3, 297
- [20] Kim, K.-T., Kronberg, P., Dewdney, P., Landecker, T. 1990, ApJ, 355, 29
- [21] Deiss, B., Reich, W., Lesch, H., Wielebinski, R. 1997, AA, 321, 55

- [22] Mewe, R.; Gronenschild, E. H. B. M.; van den Oord, G. H. J., AA 62, 197 (1985) Mewe, R.; Lemen, J. R.; van den Oord, G. H. J., AA 65, 511 (1986) Kaastra, J.S. 1992, An X-Ray Spectral Code for Optically Thin Plasmas (Internal SRON-Leiden Report, updated version 2.0) Liedahl, Duane A.; Osterheld, Albert L.; Goldstein, William H., AJL 438, 115 (1995)
- [23] Smith, Randall K.; Brickhouse, Nancy S.; Liedahl, Duane A.; Raymond, John C., ApJ 556, 91 (2001)
- [24] Arnaud, M., et al. 2001, AA, 365, L67
- [25] Савров М. Введение в космологию, часть 1 (2004)
- [26] Revnivtsev M. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Coded_mask.png
- [27] Кривонос Р. Пояснительная записка к дипломному проекту
- [28] Krivonos R., ApJ 625, 89 (2005)
- [29] Krivonos, R.; Revnivtsev, M.; Lutovinov, A.; Sazonov, S.; Churazov, E.; Sunyaev, R., AA 475, 775 (2007)
- [30] A. A. Lutovinov, A. Vikhlinin, E. M. Churazov, M. G. Revnivtsev, and R. A. Sunyaev, ApJ 687, 2 (2008)
- [31] Fusco-Femiano, R., Orlandini, M., Brunetti, G., Feretti, L., Giovannini, G., Grandi, P., Setti, G. 2004, ApJ, 602, L73
- [32] Nicholas R. Rypkema, MIT, Matched Filter