

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Natália Crepaldi Del Coco

**Conexões da Teia Cósmica: vinculando
propriedades de aglomerados e filamentos de
galáxias**

São Paulo

2021

Natália Crepaldi Del Coco

Conexões da Teia Cósmica: vinculando propriedades de aglomerados e filamentos de galáxias

Dissertação apresentada ao Departamento de
Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica
e Ciências Atmosféricas da Universidade de
São Paulo como requisito parcial para a ob-
tenção do título de Mestre em Ciências.

Versão Corrigida. O original encontra-se dis-
ponível na Unidade.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador: Prof. Dr. Gastão B. Lima Neto

São Paulo

2021

A todos que tornaram essa jornada possível.

Agradecimentos

Meu maior e mais sincero obrigado àqueles que me apoiam incessante e incondicionalmente: meus pais Elen Cristina e Renato, meus avós Cristina e Aramilton, e toda minha família.

Agradeço ao meu companheiro e meus amigos pelos momentos de alegria que me proporcionaram. Sem eles, não teria passado por esse desafio. Em especial, sou muito grata aos meus colegas de sala pelas inúmeras colaborações científicas.

Agradeço ao meu orientador por todos esses anos de aprendizado, por todo o tempo e esforço dedicados ao meu crescimento.

Também, agradeço ao IAG e seus funcionários pelo suporte e à FAPESP, pelo apoio financeiro, sob o projeto n^o: 2017/14601-7.

“E como poderíamos suportar viver [...] se não soubéssemos que cada dia numa vida preenche a vida inteira com expectativas e lembranças, as quais, na verdade, são esse dia?”

C. S. Lewis

Resumo

Em grandes escalas, a matéria no Universo se organiza numa estrutura que se assemelha às teias de aranha, na qual aglomerados de galáxias se conectam por filamentos, os quais circundam regiões quase vazias. A relação destes ambientes e seus efeitos sobre objetos de menor escalas têm sido amplamente discutida nos últimos anos, levando a cenários divergentes. O objetivo deste trabalho é buscar por correlações entre os componentes da distribuição de matéria em escalas de dezenas de Mpc. Especificamente, estudamos as propriedades de aglomerados de galáxias (AG) e da estrutura filamentar ao seu redor, e como elas se relacionam.

As características dos aglomerados foram obtidas pela emissão em raios-X do plasma intra-aglomerado. A partir de dados públicos do satélite *XMM-Newton*, derivou-se aspectos como temperatura, massa e estado dinâmico de 14 AGs no intervalo $0,14 < z < 0,35$. A estrutura filamentar ao redor de cada AG foi estudada pela distribuição de galáxias em regiões cilíndricas de raio $35 h^{-1}\text{Mpc}$ e espessura $\Delta z_{\text{foto}} = 0,16$, oriunda do SDSS DR14. Em cada campo, aplicamos o algoritmo *Cosmic Web Reconstruction* para determinar o esqueleto cósmico. O Filamento Principal (FP) foi identificado como aquele cruzando um dos AGs estudados em raios-X. Todas as galáxias mais próximas que 1,5 Mpc desses esqueletos filamentosos foram consideradas como membros das estruturas. Analisamos as propriedades dos FPs como cor, comprimento e densidade relativa.

Os resultados mostram que filamentos possuem índice de cor ($g - i$) similares, sem gradiente em direção ao eixo filamentar, apesar da estrutura se tornar mais densa em seu centro. Essas informações acordam com [Darvish et al. \(2015\)](#), que defende que a relação cor-densidade não é relevante nesse tipo de ambiente. Por outro lado, há uma tendência ao avermelhamento na direção do aglomerado mais próximo, apesar de não possuir mudança

expressiva na densidade relativa. Além disso, observamos que aglomerados não *cool-core* mais massivos são mais vermelhos se comparados à cor de seu FP. Ambos resultados indicam que galáxias vermelhas caem mais rapidamente rumo ao AG mais próximo do que as com formação estelar, como proposto por [Sarron et al. \(2019\)](#).

Ademais, verificamos que aglomerados de maior massa residem em filamentos menores e menos densos, sugerindo um sistema coevolutivo no qual um filamento menor representa uma estrutura mais colapsada em direção ao aglomerado, tornando o AG mais massivo devido ao fluxo de matéria e reduzindo a densidade filamentar. O próximo passo é avaliar outros componentes como os conteúdos de gás e matéria escura na teia cósmica, os quais proverão novas informações sobre como as maiores estruturas do Universo evoluem e se relacionam.

Abstract

At large scales, matter in the Universe is organized in a web-like structure, with clusters of galaxies connected by filaments, enclosing nearly empty regions. The relation of these environments and their effect on smaller-scale objects has been vastly discussed in the last years, leading to diverging scenarios. The main goal of this project is to search for correlations between the components of the matter distribution at scales of tens of Mpc. Specifically, we study whether the properties of galaxy clusters and filamentary structures in its surroundings are linked or not.

The cluster properties were obtained from the intra-cluster plasma emission in X-rays. With public data from the *XMM-Newton* satellite, we derived physical parameters such as temperature, mass and dynamical state of 14 clusters in redshift range $0.14 < z < 0.35$. The filamentary structure around each cluster was studied from the galaxy distribution in cylindrical regions of radius $r = 35 h^{-1}\text{Mpc}$ and thickness $\Delta z_{\text{photo}} = 0.16$. We applied the *Cosmic Web Reconstruction* algorithm to determine the web skeleton in each field. The Principal Filament (PF) was identified as the one crossing any of our central clusters, and all galaxies closer than 1.5 Mpc from these filamentary axes were considered as members of the structure. We analyzed PFs properties such as average and gradient colors, length, and relative density.

The results show that filaments have similar $(g - i)$ color index, with no gradient in direction to the filamentary axis, although it becomes denser when closer to the structure center. This is in agreement with [Darvish et al. \(2015\)](#), which argues that the color-density relation is not fundamental in these environments. On the other hand, there is a trend of reddening in direction to the closest cluster without expressive change in the relative density. Also, we observe that more massive non cool-core clusters are redder if compared

to its filament color. Both results point out to red galaxies falling faster into the cluster than the star forming ones, as proposed by [Sarron et al. \(2019\)](#).

Furthermore, we observed that more massive clusters reside in smaller and less dense PF, suggesting a co-evolving system in which smaller filaments are more collapsed towards the cluster, growing the cluster mass through higher matter inflow and reducing the filament density. Further progress may be gained by observing the filamentary gas content, providing more clues as how the largest structures in the Universe evolve.

Lista de Figuras

1.1	Distribuição de galáxias em escalas de Mpc, observadas plo SDSS	21
1.2	Estrutura em larga-escala - simulação cosmológica	22
1.3	Esquema da Teoria de panqueca de Zel'dovich	24
1.4	Aglomerado de Coma	26
1.5	Diagrama de Hubble	29
2.1	Variação do tamanho angular pelo <i>redshift</i>	38
2.2	Código em SQL para busca em base de dados	41
3.1	Fluxo de tarefas ESAS	44
3.2	Máscara de fontes pontuais de Abell 963	46
3.3	Determinação do brilho superficial de Abell 1413	48
4.1	Tesselagem Delaunay das galáxias ao redor de Abell 1795	54
4.2	Campo de densidade de galáxias ao redor de Abell 1795	56
4.3	Campo de densidade suavizado ao redor de Abell 1795	57
4.4	Mapas de estruturas ao redor de Abell 1795	58
4.5	Galáxias associadas a filamentos e aglomerados ao redor de Abell 1795 e Abell 2061	59
4.6	Detecção filamentar com diferentes A_0	62
4.7	Esqueleto cósmico ao redor de Abell 781	63
5.1	Perfil de temperatura de Abell 773	68
5.2	Perfil de brilho superficial de Abell 2111.	71
5.3	Perfil de densidade de Abell 2111.	72

5.4	Estado dinâmico dos aglomerados em raios-X	73
6.1	Sequência vermelha dos 14 aglomerados estudados em raios-X	78
6.2	Distância entre pontos na esfera celeste	79
6.3	Cor média filamentar pela sua densidade relativa	82
6.4	Gradiente da cor dos filamentos	83
6.5	Densidade relativa pela distância ao filamento	84
6.6	Comprimento pela densidade relativa do filamento	85
6.7	Densidade relativa e comprimento filamentar por <i>redshift</i>	86
7.1	Massa e temperatura do aglomerado pela cor média do filamento	87
7.2	Diferença de cor (filamento - aglomerado) pelo <i>redshift</i>	88
7.3	Diferença de cor (filamento - aglomerado) pela massa dos aglomerados	89
7.4	Comprimento do filamento pela massa do aglomerado	91
7.5	Densidade relativa filamentar pela massa do aglomerado	92
7.6	Esqueleto cósmico ao redor de N1457	93
7.7	Conectividade pela massa do aglomerado	94
B.-1	Observações em raios-X	114
B.-2	Perfis de temperatura dos 14 aglomerados em raios-X	116
B.-3	Perfis de brilho superficial dos 14 aglomerados em raios-X	118
B.-3	Perfis de densidade eletrônica	120
B.-4	Esqueletos cósmicos dos 14 regiões analisadas.	123
B.-6	Filamentos próximos aos aglomerados analisados em raios-X	126

Lista de Tabelas

2.1	Filtros do SDSS	36
2.2	Aglomerados de galáxias analisados	40
5.1	Modelos do ajuste espectral.	66
5.2	Parâmetros para caracterização de CC.	72
5.3	R_{500} , temperatura, massas do gás e hidrostática e estado dinâmico dos aglomerados em raios-X	74
6.1	Propriedades dos filamentos principais	81
7.1	Conectividade filamentar	94

Sumário

1. <i>Introdução</i>	19
1.1 Das Primeiras Observações	19
1.2 Formação de Estruturas	20
1.3 Observação da Teia Cósmica	24
1.3.1 Raios-X e as Propriedades dos Aglomerados de Galáxias	25
1.4 As Galáxias no Ambiente em Larga-Escala	29
1.4.1 Densidade Baixa: Vazios Cósmicos	30
1.4.2 Densidade Intermediária: Filamentos	31
1.4.3 Densidade Alta: Aglomerados	32
1.5 Objetivos e Relevância Científica	33
2. <i>Base de dados</i>	35
2.1 Observatório Espacial XMM- <i>Newton</i>	35
2.2 <i>Sloan Digital Sky Survey</i>	36
2.3 Seleção de Dados	36
3. <i>Processamento de Dados em Raios-X</i>	43
3.1 Espectroscopia	43
3.2 Brilho Superficial	47
4. <i>Métodos de Detecção da Estrutura em Larga-Escala</i>	49
4.1 Processamento dos Dados no Óptico	50
4.1.1 <i>Redshift</i> Fotométrico	50
4.1.2 Correção-K	50

4.2	<i>Multiscale Morphology Filter</i> – MMF	51
4.3	<i>Subspace Constrained Mean Shift</i> – SCMS	58
4.4	Desenhando o Esqueleto Cósmico	61
5.	<i>Análise de Aglomerados em Raios-X</i>	65
5.1	Ajuste Espectral	65
5.1.1	Soft-Protons	66
5.1.2	Emissão de Origem Instrumental	66
5.1.3	Emissão de Fótons de Baixa Energia	66
5.2	Perfil Radial	67
5.3	Valores Globais	68
5.4	Brilho Superficial	69
5.5	Estado Dinâmico	70
6.	<i>Análise das Galáxias na Estrutura em Larga-Escala</i>	75
6.1	As Galáxias nos Aglomerados	76
6.2	As Galáxias nos Filamentos Cósmicos	77
7.	<i>Aglomerados de Galáxias e Filamentos Cósmicos</i>	87
8.	<i>Discussão e Conclusões</i>	95
	<i>Referências</i>	99
	<i>Apêndice</i>	107
A.	<i>Dedução da relação massa–temperatura</i>	109
B.	<i>Figuras</i>	111

Introdução

1.1 *Das Primeiras Observações*

A astronomia extragaláctica é uma área recente dessa ciência. No século XVIII, William e Caroline Herschel construíram o primeiro grande telescópio com o qual puderam observar e catalogar 900 objetos nebulares, levando à sugestão de que esses corpos seriam “Universos ilhas” e a Galáxia uma nebulosa à parte. O debate sobre a natureza desses objetos se estendeu por todo o século XIX, tendo seu ápice em 1920 n’O Grande Debate entre Harlow Shapley e Herber D. Curtis. O primeiro defendia que a Via-Láctea representava toda a extensão do Universo com cerca de 300 mil anos-luz, enquanto o segundo apoiava que as dimensões da Galáxia eram 10 vezes menores e que, portanto, nebulosas como Andrômeda (M31) eram objetos extragalácticos ([Smith, 2008](#)). Posteriormente, concluiu-se que a Via-Láctea era de fato muito menor do que afirmava Shapley. O debate sobre a natureza das nebulosas encerrou-se quando, em 1925, Edwin Hubble utilizou a observação de cefeidas em M31 para verificar que esta se encontra à 930 mil anos-luz e possui dimensões similares à Galáxia, confirmando assim a existência de objetos extragalácticos ([Gingerich, 1999](#)).

Ainda no século XIX, durante a catalogação de nebulosas, alguns aglomerados de galáxias (AG) como Virgo e Coma foram identificados. Porém, apenas em 1958 foi publicado por George O. Abell o primeiro catálogo de aglomerados, utilizando o levantamento do céu do hemisfério norte feito com o observatório Palomar ([Murdin, 2001](#)). A discussão sobre a distribuição de galáxias no Universo intensificou-se a partir da década de 70. Até então, acreditava-se que galáxias encontravam-se espalhadas de forma aproximadamente aleatória em grandes escalas. Yakov Zel’dovich, contudo, propôs a Teoria de panquecas ([Zel’dovich \(1970, 1978\)](#), vide seção [1.2](#)) que contrapunha o senso comum ao especular que

a distribuição de matéria deve possuir estruturas resultantes de instabilidades no Universo Primordial. Em 1975, Doroshkevich e Shandarin obtiveram resultados preliminares de uma simulação numérica de evolução de partículas seguindo o cenário de Zel'dovich e publicados em [Doroshkevich e Shandarin \(1978\)](#), apresentando regiões sobredensas ligadas por “pontes” de partículas, circundando áreas sub-densas. Evidências observacionais surgiram com [Chincarini e Rood \(1976\)](#) e [Gregory e Thompson \(1978\)](#) ao identificarem vazios (*voids*) entre os aglomerados de Coma e Abell 1367; [Jõeveer et al. \(1978\)](#) e [Einasto et al. \(1980\)](#) analisaram a disposição de aglomerados próximos do catálogo de Zwicky com medidas de *redshift* (z), apresentando células vazias delimitadas por estruturas filamentosas similares às previstas pela simulação numérica dada pela teoria de Zel'dovich. O estudo de estruturas em larga-escala avançou então com os grandes levantamentos de galáxias com medidas de *redshift* que se seguiram, como *2dF Galaxy Redshift Survey*¹ e *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS)² (figura 1.1), além de grandes simulações cosmológicas como *The Millennium Simulation Project*³ ([Springel et al., 2005](#)) e *The Illustris Simulation Project*⁴ ([Nelson et al., 2015](#)), que utilizam bilhões de partículas para investigar a evolução da distribuição de matéria no Universo (figura 1.2).

1.2 Formação de Estruturas

A distribuição de matéria em grandes escalas resulta de diversos fatores evolutivos dada a condição inicial de quase-homogeneidade do Universo Primordial, devido a flutuações quânticas. Durante o período inflacionário, o Cosmos se expandiu exponencialmente e tornou-se uniforme em largas escalas. Porém, as pequenas anisotropias quânticas iniciais sobreviveram à inflação. Logo, devido às instabilidades gravitacionais, as flutuações começaram a aumentar de amplitude, uma vez que áreas de sobredensidade atraem mais matéria, tornando-se conseqüentemente mais densas. Este estado é revelado pela radiação cósmica de fundo: ela carrega informações dos estágios iniciais do Universo e exhibe anisotropias na temperatura de ordem de 10^{-5} K, resultantes de variações de densidade de mesma ordem.

¹ 2dF: <http://www.2dfgrs.net/>

² SDSS: <https://www.sdss.org/>

³ Millennium: <https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/galform/virgo/millennium/>

⁴ Illustris: <https://www.illustris-project.org/>

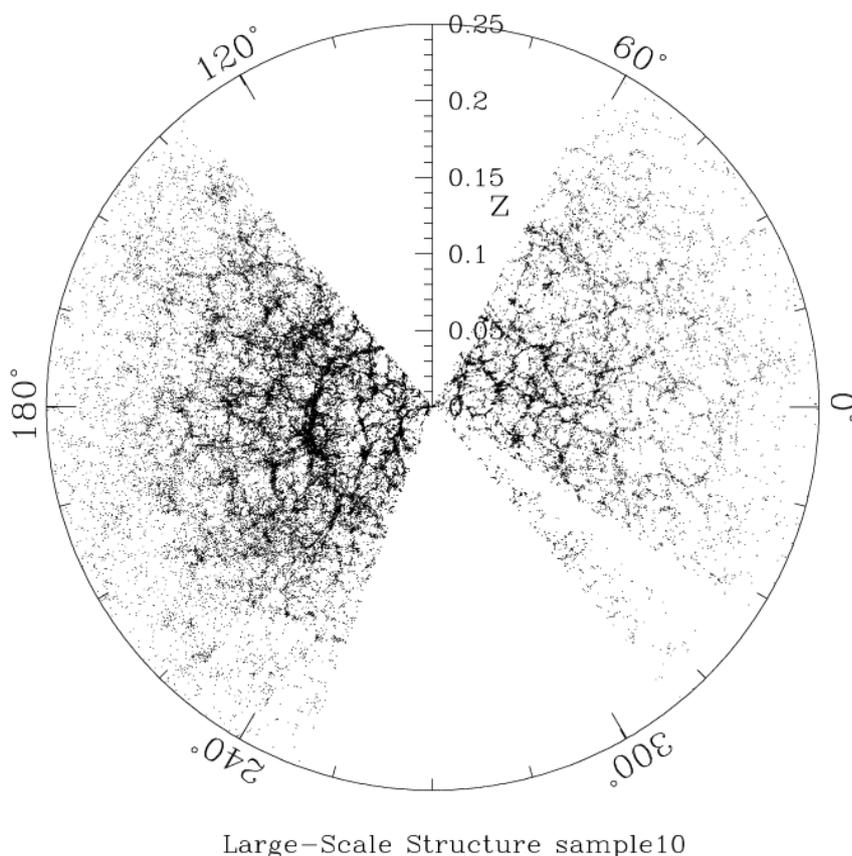


Figura 1.1: Mapa da distribuição de galáxias em grandes escalas proveniente de observações do SDSS. Imagem criada por [Blanton et al. \(2003\)](#).

A distribuição de matéria passa a evoluir hierarquicamente: regiões sobredensas se agrupam formando estruturas cada vez mais massivas, como galáxias, grupos e aglomerados de galáxias. Concomitantemente, a estrutura em larga-escala começa a tomar forma. Nestas escalas, o colapso de estrutura pode ser entendido pela aproximação de Zel’dovich ([Zel’dovich, 1970](#)). Nela, o colapso terá uma direção preferencial e não-homogênea (ou seja, não-esférico). Essa aproximação é válida somente quando as perturbações na densidade ($\delta\rho$) são próximas ao valor da densidade média $\bar{\rho}$. Em outras palavras, o limite de validade da aproximação se dá em regimes quase-lineares, em que o contraste de densidade $\delta \equiv \delta\rho/\bar{\rho} \sim 3$ ou menos.

Considerando uma partícula de posição inicial \vec{q} e velocidade \vec{u} num campo de densidade anisotrópico com contraste de densidade $\delta(\vec{x}, t)$, sua posição final \vec{x} será:

$$\vec{x} = \vec{q} + D_+(t)\vec{u}(\vec{q}). \quad (1.1)$$

$D_+(t)$, chamado de “fator de crescimento linear”, representa como o contraste de den-

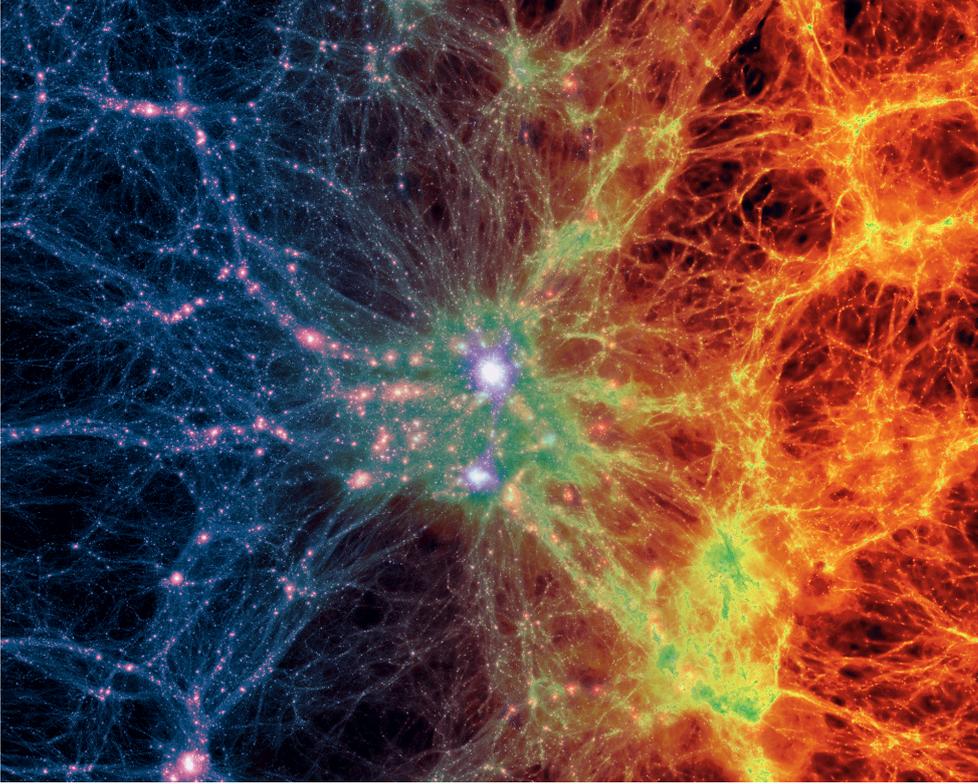


Figura 1.2: Estrutura em larga-escala em $z = 0$, oriunda da simulação cosmológica *Illustris*. À esquerda, a densidade de matéria escura, transicionando para a densidade de gás à direita. Créditos: *Illustris Simulation*.

sidade cresce ao longo do tempo t . Num universo plano dominado por matéria, é dado por $D_+(t) \propto t^{2/3}$ (Sahni e Coles, 1995). Utilizando a equação 1.2 de continuidade de massa:

$$dM = \rho_0 d^3 \vec{q} = \rho(\vec{x}, t) d^3 \vec{x} , \quad (1.2)$$

que descreve como o elemento de massa inicial $\rho_0 d^3 \vec{q}$ é conservado num tempo t posterior, encontra-se a densidade na posição final, \vec{x} :

$$\rho(\vec{x}, t) \propto \frac{\rho_0}{[1 - D_+(t)\lambda_1(\vec{q})][1 - D_+(t)\lambda_2(\vec{q})][1 - D_+(t)\lambda_3(\vec{q})]} , \quad (1.3)$$

sendo $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ os autovalores do tensor de deformação $\psi_{i,j}$ (eq. 1.4):

$$\psi_{i,j} \propto \frac{\partial^2 \vec{u}(\vec{q})}{\partial q_i \partial q_j} . \quad (1.4)$$

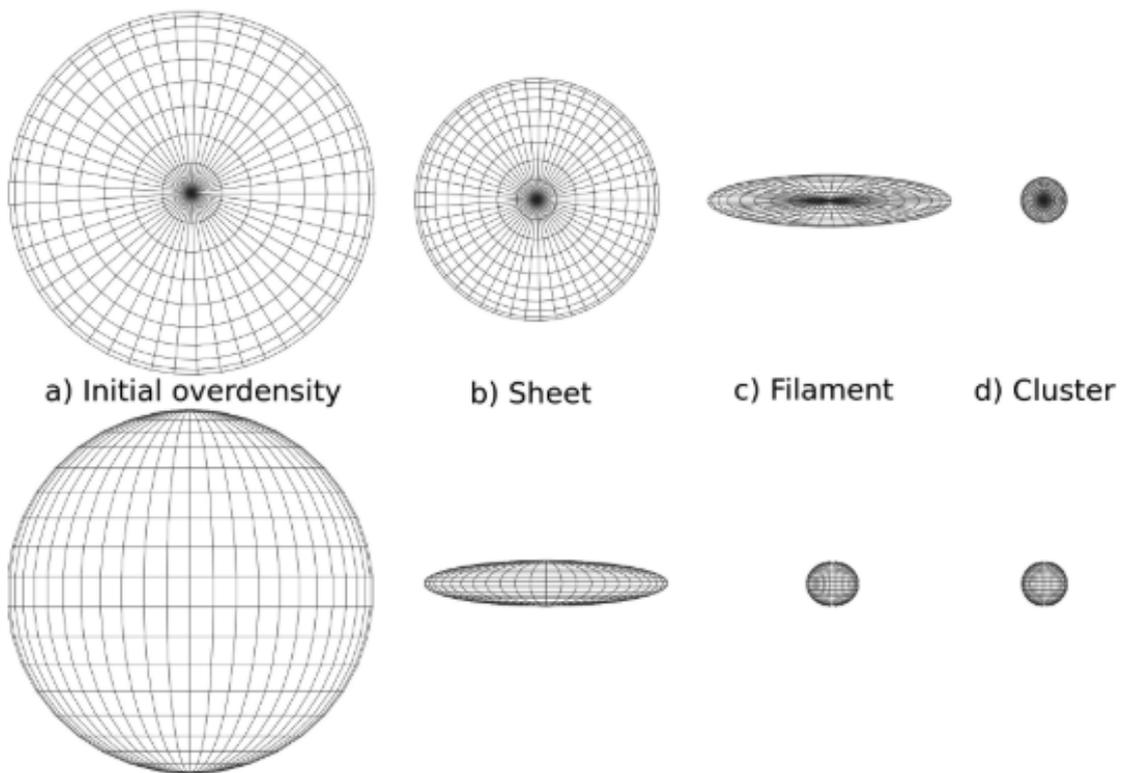
São, portanto, caracterizadores da velocidade da partícula e de sua variação ao longo dos três eixos direcionais. Autovalores $\lambda_i > 0$ indicam que a velocidade é positiva na dada direção, sendo o oposto verdadeiro.

Dessa forma, partículas de posição \vec{q} irão se deslocar prioritariamente na direção na qual a velocidade \vec{u} tem sua maior componente, ou seja, no sentido de λ_1 . Assim, a sobredensidade inicial assume a forma de panqueca. O colapso nesta orientação se encerra quando a densidade $\rho_{\lambda_1} \rightarrow \infty$. Neste ponto, a contração ocorrerá no eixo de λ_2 , se $\lambda_2 > 0$. Então, a região torna-se filamentar. Por último, as partículas se movem no sentido do menor autovalor (λ_3) caso este seja positivo, resultando numa esfera. Durante esse processo, o valor do contraste de densidade aumenta, eventualmente deixando de corresponder ao limite quase-linear no qual a aproximação tem validade. Aglomerados, por exemplo, atingem $\delta > 200$. A formação desses objetos é descrita pelo modelo de panquecas (baseado na aproximação de Zel'dovich), no qual ocorre a fragmentação da estrutura após as etapas anteriores de colapso (Zel'dovich, 1978).

Por fim, o caso de três autovalores negativos indica uma região sub-densa que posteriormente se tornará um vazio.

Este cenário aponta para uma sequência cronológica de estruturas: sobredensidades em grandes escalas se tornam panquecas, filamentos e esferoides, consecutivamente (figura 1.3). Porém, deve-se fazer uma ressalva sobre isso. Filamentos observados no Universo comumente se interseccionam. Os pontos de cruzamento são, portanto, mais densos que os filamentos em si. Os filamentos tendem a fluir para os nós, que se tornam aglomerados e super-aglomerados de galáxias, ao invés de colapsarem num grande esferoide (Struck, 2011). Novamente, vale ressaltar que a aproximação de Zel'dovich perde a validade em ambientes muito densos. Também, é importante notar que panquecas e filamentos possuem inomogeneidades e delas podem surgir AGs e grupos de galáxias contidos nessas estruturas.

Esse processo evolutivo resulta num Universo com filamentos, panquecas e AGs compostos predominantemente por matéria escura. Gás e galáxias são os constituintes secundário e terciário do esqueleto cósmico. Libeskind et al. (2018) aplicaram 12 métodos caracterizadores de estrutura em larga-escala numa simulação de N-corpos de matéria escura, concordando entre si que os vazios representam $\sim 70\%$ do volume do Universo e apenas $\sim 1\%$ dele é preenchido por aglomerados que contém $\sim 10\%$ da massa total. Desta forma, denomina-se a distribuição de matéria em grandes escalas como a Teia Cósmica (figura 1.2).



9

Figura 1.3: Esquema da formação de estruturas segundo a teoria de panquecas de Zel'dovich, retirado de [Cautun et al. \(2014\)](#). A evolução se inicia com uma sobredensidade quase-esférica, à esquerda. Ela colapsa no primeiro eixo preferencial resultando numa panqueca, depois nos segundo e terceiro eixos (filamento e aglomerado, respectivamente). Cada linha exibe as formas vistas por ângulos perpendiculares.

1.3 Observação da Teia Cósmica

Apesar dos enormes avanços observacionais devido aos grandes levantamentos de galáxias atuais, o estudo de filamentos e panquecas é ainda um grande desafio. Por serem objetos extensos de dezenas de Mpc, esses sistemas são dificilmente observados em sua completude.

Sua identificação é feita, predominantemente, pela detecção do excesso de galáxias em relação à densidade do campo, seguindo uma distribuição não-esférica e estendida. Portanto, o conhecimento das propriedades dessas estruturas limita-se às galáxias contidas nela.

Recentemente, o conteúdo de gás intergalático foi observado em raios-X por [Eckert et al. \(2015\)](#), a partir de uma longa exposição com o satélite *XMM-Newton*. Os autores analisaram uma região de raio $4 h_{70}^{-1}$ Mpc ao redor do aglomerado Abell 2744. [Nicastro](#)

et al. (2018) investigaram o espectro em raios-X de um blazar em $z > 0,4$ com linhas de absorção de oxigênio altamente ionizado. O gás responsável pela absorção encontra-se numa região de alta sobredensidade de galáxias, como um filamento ou panqueca. Ambos os estudos concluem que esses sistemas contêm grande parte dos bárions no Universo em forma de gás intergaláctico morno-quente, com temperaturas de $10^5 - 10^7$ K, mesmo tendo obtido suas medidas por meios distintos (um mensurando diretamente o gás e outro de forma indireta, pelas linhas de absorção do blazar).

Os aglomerados de galáxias também se configuram como objetos extensos, porém são muito mais compactos ($\sim 2 - 3 h^{-1}\text{Mpc}$) e densos que os outros sistemas do esqueleto cósmico, facilitando sua observação. Desta forma, é possível analisar todos os constituintes dos AGs: suas galáxias são vistas no óptico; o gás quente que as permeia (ICM, do inglês “*intracluster medium*”) em raios-X (a partir de sua emissão térmica) e pelo efeito Sunyaev-Zel’dovich, no qual fótons da radiação cósmica de fundo sofrem um aumento de energia ao passarem pelo ICM; a matéria escura é traçada pelo efeito de lentes gravitacionais, quando a imagem de galáxias de fundo é magnificada e defletida devido à deformação no espaço causada pela grande massa do aglomerado; detecções em rádio trazem informações sobre a interação das galáxias com o ICM. A figura 1.4 exibe o conteúdo de gás e galáxias do aglomerado de Coma.

1.3.1 Raios-X e as Propriedades dos Aglomerados de Galáxias

Neste trabalho, a distribuição de gás em aglomerados é de particular interesse: ele segue o potencial gravitacional do objeto, sendo assim um bom traçador de sua massa e estado dinâmico. Nesses ambientes, o ICM atinge temperaturas e densidades centrais típicas de $10^7 - 10^8$ K e $10^{-2} - 10^{-3}$ partículas por cm^3 , respectivamente. Ou seja, é um plasma quente, difuso e rarefeito emitindo em altas energias, e por isso, observado em raios-X. Essas condições resultam nos seguintes processos de emissão (os dois primeiros contínuos, e o terceiro, de linhas):

- *bremstrahlung* térmico, no qual elétrons livres perdem energia (e liberam fótons) ao serem defletidos por íons;
- recombinação, quando um elétron livre é capturado por um íon, resultando na liberação de fóton;



Figura 1.4: Sobreposição de observações em diferentes comprimentos de onda do aglomerado de Coma. As galáxias são vistas no óptico pelo telescópio espacial Hubble. Em rosa, o gás intra-aglomerado, observado em raios-X pelo satélite Chandra (Zhuravleva et al., 2019). Créditos da imagem: NASA/CXC/SAO.

- e o decaimento de elétrons ligados para estados de menores energias,

sendo *bremstrahlung* térmico o processo dominante. Sua emissividade bolométrica ϵ , ou seja, integrada sobre todos os comprimentos de onda, é dada por (Rybicki e Lightman, 1991):

$$\epsilon = 1,4 \times 10^{-27} Z^2 n_e n_i T^{1/2} \overline{g_B(T)} \text{ (erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{)}, \quad (1.5)$$

onde Z é o número atômico médio, n_e e n_i as densidades numéricas de elétrons e íons, T a temperatura do gás e $\overline{g_B(T)}$ o fator de Gaunt médio, um termo de correção para aproximações clássicas, que considera efeitos quânticos e relativísticos. Além disso, por ser um meio de temperatura elevada, o plasma é altamente ionizado e contém linhas características de ferro, assim como de outros elementos.

Aglomerados de galáxias são componentes altamente densos no esqueleto cósmico, e portanto grandes atratores gravitacionais. Comumente, são consideradas as maiores estruturas virializadas do Universo, ou seja, que atingiram o equilíbrio gravitacional (apesar de haver interação entre os membros do AG, o objeto em si se mantém estável, sem colapsar ou expandir). Contudo, muitos AGs encontram-se ainda em crescimento, passando por

fusões com grupos e outros aglomerados, em acordo com o cenário hierárquico (vide seção 1.2). Estes episódios se refletem na distribuição do gás intra-aglomerado.

Num sistema relaxado, isto é, em equilíbrio hidrostático (a força gravitacional é balanceada pela pressão térmica do gás), o ICM é visto como uma distribuição suave, aproximadamente esférica e com pico de emissão central. Como $\epsilon \propto n_e n_i T^{1/2}$ (eq. 1.5) e assumindo o ICM completamente ionizado de forma que $n_i \sim \mu_e n_e$ (μ_e uma constante de proporcionalidade que leva em conta a abundância química do meio), o pico de emissão central reflete uma alta densidade de partículas nessa região. Assumindo que a perda de energia do ICM decorra somente da emissão *bremstrahlung*, e que esse plasma possa ser descrito como um gás ideal, tem-se que o tempo necessário para que ele resfrie (t_r) é (Schneider, 2014):

$$t_r \approx \frac{u}{\epsilon} \approx 8,5 \times 10^{10} \left(\frac{10^{-3} \text{cm}^{-3}}{n_e} \right) \left(\frac{T}{10^8 \text{K}} \right)^{1/2} \text{ (anos)}, \quad (1.6)$$

com u a densidade de energia do gás ($u = 1,5nk_B T$, n o número de moléculas). Nas regiões centrais de alguns aglomerados, a densidade de elétrons é tamanha que t_r adquire valores inferiores à idade do aglomerado ($t_r < t_{\text{agl}} \sim H_0^{-1}$). Ou seja, há tempo suficiente para o plasma central resfriar significativamente e atingir temperaturas inferiores a do restante do objeto. Por isso, esses AGs são chamados de *cool-core* (CC). Sistemas que não apresentam excesso de emissão central, ou seja, que possuem um perfil de brilho superficial aproximadamente plano nas regiões centrais, são chamados de não *cool-core* (NCC). No caso de objetos passando por fortes interações gravitacionais como fusões, o ICM mostra-se perturbado podendo apresentar subestruturas, múltiplos picos de emissão, descontinuidades nas imagens em raios-X (provenientes por exemplo de ondas de choque (Markevitch e Vikhlinin, 2001)), alongamento e deformação do sistema, entre outros.

O brilho superficial observado (Σ) dessa emissão é comumente representado pelo modelo- β (Cavaliere e Fusco-Femiano, 1976):

$$\Sigma(R) = \frac{\Sigma_0}{\left[1 + \left(\frac{R}{R_c} \right)^2 \right]^{3\beta-1/2}}. \quad (1.7)$$

Σ_0 é o brilho superficial central, R_c o raio projetado da região central e β uma constante. Essa descrição matemática representa o aglomerado com um caroço central (*core*). O perfil

Σ de alguns aglomerados comporta-se como uma lei de potência, então a equação 1.7 pode ser modificada passando a ter uma cúspide (*cusp*) central (Vikhlinin et al., 2006):

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \frac{\left(\frac{R}{R_c}\right)^{-\alpha}}{\left[1 + \left(\frac{R}{R_c}\right)^2\right]^{3\beta-\alpha/2}}, \quad (1.8)$$

α uma constante.

O brilho superficial é na verdade a emissividade do objeto projetada no plano do céu. Para converter da grandeza ϵ , que é tridimensional (r) para uma bidimensional (R), deve-se realizar uma projeção esférica, de maneira que:

$$\Sigma(R) = 2 \int_R^\infty \epsilon(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}. \quad (1.9)$$

Assim, é possível correlacionar a grandeza mensurável Σ com a densidade e temperatura do aglomerado:

$$\Sigma(R) \propto \int_R^\infty n_e^2(r) T^{1/2} \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}, \quad (1.10)$$

portanto, para acordar com a forma da distribuição de $\Sigma(R)$ (eq. 1.8), e assumindo que o gás seja isotérmico, n_e deve seguir a forma:

$$n_e(r) = n_0 \frac{\left(\frac{r}{r_c}\right)^{-\alpha/2}}{\left[1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{\frac{(3\beta-\alpha/2)}{2}}} \text{ (cm}^{-3}\text{)}, \quad (1.11)$$

com n_0 a densidade central. Uma vez conhecida a distribuição de densidade eletrônica do AG, pode-se inferir a densidade de gás $\rho(r)$ do objeto (eq. 1.12) e conseqüentemente a sua massa (eq. 1.13), considerando que tenha simetria esférica. Adotaremos $\mu_e = 1,17$, que corresponde a um meio com metalicidade solar.

$$\rho_{\text{gas}}(r) = m_p n_i(r) = \mu_e m_p n_e(r) \quad (1.12)$$

$$M_{\text{gas}}(< r) = \int_0^r \rho_{\text{gas}}(r') 4\pi r'^2 dr' = 4\pi \mu_e m_p \int_0^r n_e(r') r'^2 dr' \quad (1.13)$$

As observações em raios-X do plasma intra-aglomerado também carregam informações sobre a temperatura T e abundância química dos AGs, que podem ser obtidas através do seu espectro contínuo e em linhas de emissão. Uma vez conhecidos $\rho(r)$ e $T(r)$, é possível inferir a massa total do aglomerado, que considera todos os componentes do objeto. Assumindo equilíbrio hidrostático e um sistema esfericamente simétrico, chega-se à (Schneider, 2014):

$$M_{tot}(< r) = -\frac{k_B T r^2}{G \mu m_p} \left(\frac{d \ln \rho_{\text{gas}}}{dr} + \frac{d \ln T}{dr} \right), \quad (1.14)$$

com k_B a constante de Boltzmann, μ o peso molecular médio, G a constante gravitacional universal.

1.4 As Galáxias no Ambiente em Larga-Escala

As galáxias podem ser classificadas por seu tipo morfológico, que carrega importantes informações físicas sobre esses objetos. Um caracterizador clássico é o diagrama de Hubble, na figura 1.5.

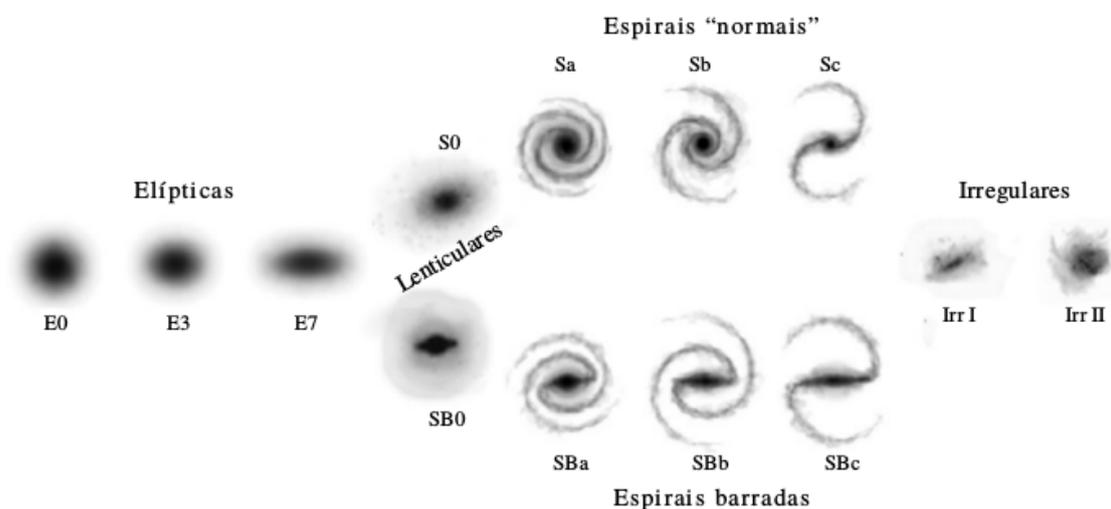


Figura 1.5: Diagrama de Hubble de classificação morfológica de galáxias. Retirado de Lima Neto (2018).

Nele, as galáxias são divididas entre espirais (S), elípticas (E), lenticulares (S0) e irregulares (I), contendo subclassificações que descrevem a presença ou não de barras, força da emissão luminosa do bojo ou elipticidade do objeto.

De forma geral, as espirais são compostas por um bojo rodeado por um disco com a presença de braços espirais, imersos num halo de matéria escura. A maioria do conteúdo estelar está contido no plano galáctico. Possui formação estelar, levando à sua cor azulada. Em contrapartida, elípticas são compostas por uma população estelar velha, portanto são avermelhadas. Além disso, possuem forma oblata e não apresentam padrões como braços ou barras. As lenticulares são objetos intermediários, com características de ambas as classe já citadas: apresentam disco porém com estrelas velhas. Por fim, as irregulares têm alta taxa de formação estelar mas não exibem formato bem definido.

A formação e evolução galáctica ocorre concomitantemente ao desenvolvimento da teia cósmica, e depende fortemente dos fatores ambientais que as cercam. A densidade do meio no qual as galáxias estão embebidas é um fator evolutivo determinante. Uma evidência é a relação observacional Densidade-Morfologia, que revela a preferência de galáxias elípticas e lenticulares por ambientes de alta densidade, enquanto espirais são encontradas majoritariamente em ambientes pouco densos (Dressler, 1980). Para melhor avaliar esse aspecto, pode-se dividir os componentes da teia cósmica entre os de baixa, moderada e alta densidade.

1.4.1 Densidade Baixa: Vazios Cósmicos

A baixa densidade dos vazios cósmicos, que pode chegar à $\delta < 10^{-8}$, torna-os bons laboratórios para o estudo da formação de galáxias por ser favorável à evolução secular desses objetos: galáxias residentes em vazios encontram-se geralmente isoladas, portanto devem passar por poucos eventos de fusão e colisão e evoluir lentamente (van de Weygaert e Platen, 2011).

A população galáctica de vazios é em geral pouco massiva ($M_{\star} \leq 10^{10} M_{\odot}$), composta predominantemente por espirais não muito brilhantes (magnitude absoluta na banda B > -20 , $\lambda_B = 4450 \text{ \AA}$) formadoras de estrelas (Beygu et al., 2017). Uma pequena fração da amostra é constituída por elípticas. Por exemplo, das 59 galáxias em vazios catalogadas no levantamento *Void Galaxy Survey* ($z < 0,025$), apenas 2 apresentavam essa morfologia (Kreckel et al., 2016). Este cenário aponta para a baixa densidade ambiental como um limitador da massa das galáxias e incita o debate sobre os possíveis meios de formação dessas elípticas, uma vez que não são esperadas grandes fusões de galáxias nesse meio.

1.4.2 Densidade Intermediária: Filamentos

O debate do efeito de ambientes de densidade intermediária sobre as propriedades de galáxias é divergente. Há autores que encontram fraca ou nenhuma evidência de alterações em galáxias por estarem contidas em filamentos.

Por exemplo, [Eardley et al. \(2015\)](#) não encontram variações na função de luminosidade de galáxias em $z < 0,26$ contidas em diferentes estruturas da teia cósmica; [Alpaslan et al. \(2015\)](#) concluem que, tanto em amostras selecionadas por massa quanto sem esse critério, não há dependência ambiental (comparando vazios e filamentos) de características como cor e metalicidade galácticas; [Brouwer et al. \(2016\)](#) utiliza medidas de massa do halo galáctico obtida por lentes gravitacionais para mostrar que essa grandeza não varia devido ao ambiente; para [Beygu et al. \(2016\)](#), o aumento da formação estelar em galáxias nos filamentos é desprezível em relação à mesma taxa nos vazios.

Em contrapartida, outros trabalhos indicam forte dependência ambiental sobre características galácticas, apesar de não necessariamente concordarem quanto ao tipo de influência. Alguns acreditam que filamentos são propícios para o aumento da formação estelar (SF, do inglês *star formation*).

[Vulcani et al. \(2019\)](#) analisaram 4 galáxias contidas num filamento e reportaram nuvens com SF pertencentes a essas galáxias numa distância maior que 4 vezes o raio efetivo das mesmas. Os autores sugerem um cenário no qual o gás filamentar auxilia no esfriamento do gás do halo galáctico possibilitando formação estelar em raios galácticos estendidos; [Umehata et al. \(2019\)](#) observaram um proto-aglomerado em $z = 3,1$ englobado por um filamento, cuja detecção foi feita por emissão Lyman- α , e propõem que o gás filamentar cai nas galáxias em formação, alimentando buracos negros massivos levando à atividade nuclear, além de auxiliar na SF; [Coppin et al. \(2012\)](#) identificaram um filamento de galáxias de 2,5 Mpc conectando 2 AGs, constituintes do super-aglomerado RCS 2319+00 ($z = 0,9$). Segundo o artigo, a estrutura filamentar possui alta luminosidade em infra-vermelho, equivalendo a uma taxa de SF de $900 M_{\odot}$ ao ano, dado que a luminosidade seja proveniente unicamente da geração de estrelas; [Porter et al. \(2008\)](#) dizem que galáxias anãs em filamentos distantes 2-3 Mpc de AGs sofrem aumento na taxa SF devido à interação com outras galáxias; ainda, [Guo et al. \(2015\)](#) apontam que em ambientes de densidade intermediária a abundância de galáxias satélites brilhantes é maior devido ao aumento da eficiência da SF;

Darvish et al. (2014) avaliam a emissão de $H\alpha$, um indicador de SF. Eles concluem que a fração de galáxias emissoras de $H\alpha$ pelo total de galáxias é maior em filamentos do que em vazios e aglomerados, podendo ser resultante de maior número de interações galácticas.

Por outro lado, há artigos que defendem que nesses ambientes a formação de estrelas é suprimida. Para Alpaslan et al. (2016); Darvish et al. (2015); Chen et al. (2017), as regiões centrais das estruturas filamentosas abrigam galáxias massivas, vermelhas e sem SF; Kuutma et al. (2017) também encontram a segregação de cor, mas não a de massa, além de identificar aumento da fração de E/S conforme maior a proximidade com o esqueleto da estrutura. O padrão é justificado pela elevação da taxa de colisões galácticas ou pela supressão de fornecimento de gás para a SF. Esta segunda hipótese é apoiada por Darvish et al. (2016), que a utiliza para explicar a diminuição da taxa de SF em satélites. Outra explicação para o avermelhamento pode ser a maior metalicidade de galáxias nesses ambientes (Darvish et al., 2015) resultante da afluência de material enriquecido do meio. A influência filamentar nas características de seus membros também é vista por Sarron et al. (2019), os quais descrevem que galáxias passivas (i.e., sem SF) estão mais próximas de AGs que as SF.

À vista disso, é clara a controvérsia sobre o tópico, sendo necessários mais estudos para elucidar o real papel dos filamentos cósmicos no processo evolutivo galáctico.

1.4.3 Densidade Alta: Aglomerados

Aglomerados são caracterizados por ambientes violentos para seus membros: as galáxias passam por diferentes efeitos capazes de transformar sua morfologia e propriedades físicas. Os principais eventos são citados abaixo:

- Encontros de alta velocidade ou Assédio galáctico (Moore et al., 1996): por ser um ambiente denso, não raro há interações entre galáxias. Porém, devido à alta velocidade que elas adquirem por conta do poço de potencial profundo do sistema, os encontros não resultam em fusões. Várias interações consecutivas resultam na perda das estrelas mais externas das galáxias, que passam a compor o meio intra-aglomerado, e na alteração de sua morfologia;
- Estrangulamento (Larson et al., 1980): o potencial gravitacional do aglomerado gera uma força de maré sobre a galáxia em queda no sistema, possibilitando que o gás da

galáxia escape;

- Pressão de arraste (Gunn e Gott, 1972): O gás quente do meio intra-aglomerado associado à condição de queda em alta velocidade da galáxia faz com que essa experimentalmente uma pressão de arraste capaz de retirar o gás frio do halo galáctico.

No caso da pressão de arraste, a galáxia em queda pode experimentar, por um certo período, um aumento da taxa de SF decorrente da compressão do gás. Porém, de forma geral, os dois últimos mecanismos são responsáveis pela supressão da formação estelar de galáxias que adentram AGs, pois retiram a reserva de gás que a alimenta. Devido a esses eventos, a população galáctica em aglomerados é dominada por elípticas e lenticulares, além de apresentar segregação morfológica: as regiões centrais são dominadas por E e S0, enquanto as tipo S encontram-se nas partes mais externas.

Uma propriedade das galáxias elípticas é a existência de uma “Sequência Vermelha” (SV). Galáxias de alta massa possuem, em geral, maior metalicidade. Isso ocorre pois eventos como explosões de super-nova que podem expulsar o conteúdo de gás da galáxia, não são capazes de fazê-lo devido à alta massa do objeto. Assim, os metais produzidos nessas explosões são retidos no sistema. As estrelas formadas à *posteriori* terão maior metalicidade, e portanto, serão mais vermelhas, resultando no avermelhamento da galáxia. Esse fenômeno, somado à relação entre idade e luminosidade (galáxias mais velhas – i.e., com população estelar mais velha, logo, mais vermelha – são mais luminosas) acarreta que as galáxias vermelhas são também as mais brilhantes. Isso é visto em diagramas de cor pela magnitude das galáxias. Já que AGs são dominados pelos tipos E e S0, é natural que sua SV seja bem evidente neste tipo de diagrama, podendo ser utilizada para localizar aglomerados.

Outro aspecto relevante sobre AGs é a presença das maiores galáxias conhecidas, chamadas cD. Elas são elípticas com luminosidade elevada envoltas num halo estelar extenso, normalmente residindo no centro de aglomerados ricos.

1.5 Objetivos e Relevância Científica

Apesar dos muitos avanços realizados nas últimas décadas, a distribuição de matéria em grandes escalas ainda inflige diversos questionamentos. Seu estudo pode servir como

teste cosmológico para a energia escura (Li, 2011; Spolyar et al., 2013), elucidar como se deu a formação e evolução de estruturas no Universo, identificar o papel ambiental na constituição e desenvolvimento de estruturas em menores escalas como galáxias e grupos de galáxias.

Este trabalho tem a proposta de analisar dois dos elementos da teia cósmica, os filamentos e aglomerados de galáxias, assim como as galáxias que os constituem. Serão buscadas correlações entre suas propriedades no intuito de desvendar como esses objetos são influenciados mutuamente.

Daqui em diante, assumiremos um Universo plano descrito pelo modelo Λ CDM, com os parâmetros cosmológicos $\Omega_M = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$ e $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ (consequentemente, $h = H_0/(100 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}) = 0,7$). Além disso, durante o texto será usada a vírgula como separador decimal, enquanto nas figuras utilizaremos pontos.

Base de dados

A análise conjunta das propriedades do plasma intra-aglomerado e do ambiente ao seu redor requer que a distribuição de galáxias na vizinhança de um aglomerado estudado em raios-X possua observação no óptico. Para isso, foram utilizados dados públicos do observatório espacial *XMM-Newton* e do *Sloan Digital Sky Server* (SDSS).

2.1 Observatório Espacial *XMM-Newton*

Os comprimentos de onda correspondentes aos raios-X são absorvidos pela atmosfera terrestre, tornando necessário o uso de satélites para a aquisição dessas informações.

Em 1999, foi lançado o observatório espacial *X-ray Multi-Mirror Mission* (*XMM-Newton*), pela Agência Espacial Europeia (ESA, do inglês). Devido ao seu longo tempo de operação, completados 20 anos em 2019, *XMM-Newton* possui um vasto catálogo de alvos observados.

O satélite em questão é composto pelos seguintes instrumentos científicos:

- *European Photon Imaging Camera* – EPIC, com as câmeras CCD MOS1, MOS2 e PN, destinadas ao imageamento em raios-X e espectroscopia de resolução moderada;
- *Reflection Grating Spectrometer* – RGS, para espectroscopia de alta resolução;
- *Optical Monitor* – OM, para imageamento no óptico/UV e espectroscopia nos comprimentos de onda de 170 a 650nm.

Este trabalho é baseado nos instrumentos EPIC, construídos como mosaicos de 6 CCDs periféricos e 1 central no caso de MOS1 e MOS2, e 12 CCDs alinhados em 2 colunas para

PN. Em comparação com o satélite Chandra, lançado no mesmo ano pela NASA, XMM-Newton possui resolução espacial inferior ($RE_{\text{XMM}} \sim 6''$, $RE_{\text{Chandra}} \sim 0,5''$), porém seu grande diferencial é sua grande área efetiva de ~ 900 e $\sim 500 \text{ cm}^2$ na faixa de energia de 5 keV para PN e MOS1+MOS, enquanto o satélite Chandra detém 400 cm^2 na mesma energia (a área efetiva é dada pelo produto da área do espelho pela eficiência quântica, que é a fração de fótons incidentes transformados em elétrons)

Seus dados públicos podem ser acessados através da plataforma *XMM-Newton Science Archive*¹.

2.2 Sloan Digital Sky Survey

O SDSS constitui o maior levantamento astronômico no óptico já realizado. Teve início em 2000, utilizando o telescópio *Sloan Foundation* de 2,5 metros de diâmetro localizado no Observatório *Apache Point*, Estados Unidos. O campo de visão desse instrumento é de 3° . Nos 8 primeiros anos de operação, foi realizado imageamento com cobertura de metade do céu do hemisfério norte e espectroscopia de mais de 700 mil astros.

Atualmente o projeto está em seu 15^o *data release* (DR15), e cobriu 14.555 graus quadrados (mais de 1/3 da esfera celeste). O imageamento é feito nas 5 bandas descritas na tabela 2.1, e a partir delas estima-se, dentre outras grandezas, o *redshift* fotométrico dos objetos. Essas e outras informações estão disponíveis na plataforma *SkyServer - Casjobs*², na qual se acessa os dados a partir de códigos em SQL.

Tabela 2.1 - Comprimentos de onda médios dos filtros utilizados pelo SDSS

Filtro	<i>u</i>	<i>g</i>	<i>r</i>	<i>i</i>	<i>z</i>
λ (Å)	3551	4686	6165	7481	8931

2.3 Seleção de Dados

Como ponto de partida, é preciso definir com quais objetos trabalharemos, ou seja, verificar quais aglomerados possuem observações tanto em raios-X quanto no óptico (para

¹ XMM-Newton Science Archive: <http://nxsa.esac.esa.int/nxsa-web/#search>

² SkyServer - Casjobs: <https://skyserver.sdss.org/casjobs/>

o aglomerado em si e sua vizinhança). Assim, foi construído um catálogo com aglomerados em comum no SDSS DR14 e XMM-Newton.

Utilizando a plataforma *XMM-Newton Science Archive*, foram obtidas as informações – nome, número da observação, posição, tempo de exposição, classificação – das observações com alvos classificados como “*Groups and Clusters of galaxies*” e com tempo de exposição maior do que 20 ks, resultando em 1290 fontes.

A ascensão reta e declinação foram utilizadas para verificar quais desses objetos também estão presentes no SDSS. Esta etapa foi realizada na plataforma *CasJobs* a partir de um código em SQL com o comando *footprint.note*, que tem como entrada a posição do objeto a ser procurado e o raio de busca. A saída é uma tabela booleana com verdadeiro ou falso.

Estas informações serviram como entrada para um código em Python. Nele, foram retirados os dados 1) não observados pelo SDSS, 2) classificados como “grupos” e 3) repetidos (ou seja, que possuem mesma posição. Dentre eles, foi mantido o com maior tempo de exposição). Restaram 281 aglomerados.

Outro código (também em Python) buscou seus *redshifts* na plataforma *NASA/IPAC Extragalactic Database – NED*³, resultando num catálogo com 200 objetos contendo apenas os com informação de z .

Inicialmente, determinamos o *redshift* máximo dos aglomerados em 0,5, já que em z maiores a cobertura das medidas fotométricas do SDSS é comprometida, bem como para evitar trabalhar em regimes nos quais distorções cosmológicas no espaço de *redshift* são relevantes (Magira et al., 2000). Porém o limite superior utilizado de fato foi 0,4. Como o objetivo é avaliar a distribuição de matéria na vizinhança dos AGs, é interessante selecionar uma fatia em z centrada em z_{agl} . Foi definida a largura de 0,16 para cada intervalo, ou seja, $z_{\text{gal}} = z_{\text{agl}} \pm 0,08$, garantindo dessa forma que, em casos de $z_{\text{agl}} = 0,4$, o limite superior da fatia não ultrapasse $z = 0,5$. Neste ponto, o catálogo é reduzido para 150 aglomerados.

Larguras maiores implicam numa quantidade muito grande de galáxias na região, tornando a análise consequente lenta devido à demanda computacional. No entanto, conforme menor a espessura da fatia, há menos galáxias para realizar a reconstrução da estrutura em grandes escalas, o que leva à não identificação de certos padrões. Tais observações foram obtidas após realizar testes de identificação de estruturas em regiões com diferentes espessuras, variando entre $0,10 < \Delta_z < 0,20$.

³ NED: <https://ned.ipac.caltech.edu/>

Uma vez que filamentos de galáxias possuem dezenas de Mpc de extensão, é interessante realizar a análise da estrutura em larga-escala em regiões do céu de dimensões compatíveis. Para contemplar esse aspecto, estipulou-se que as observações no óptico das vizinhanças dos AGs devem possuir 50 Mpc (ou seja, $35 h^{-1}\text{Mpc}$) de raio centradas num dado aglomerado estudado em raios-X. Tal escolha inviabiliza o uso de regiões em baixo z , já que o tamanho angular θ é proporcional à L/z para baixos *redshifts* (L o tamanho linear). Ou seja, nesse regime a área no céu correspondente a um mesmo raio físico aumenta conforme menor z . A figura 2.1 explicita essa relação: vê-se por exemplo que $35 h^{-1}\text{Mpc}$ correspondem à mais de 7° de tamanho angular em $z = 0,1$. Porém, dificilmente serão obtidas observações completas da distribuição de galáxias em regiões extensas como essa. Desta forma, apenas regiões em $0,14 < z < 0,4$ foram selecionadas para análise, reduzindo a amostra de 150 para 62 objetos.

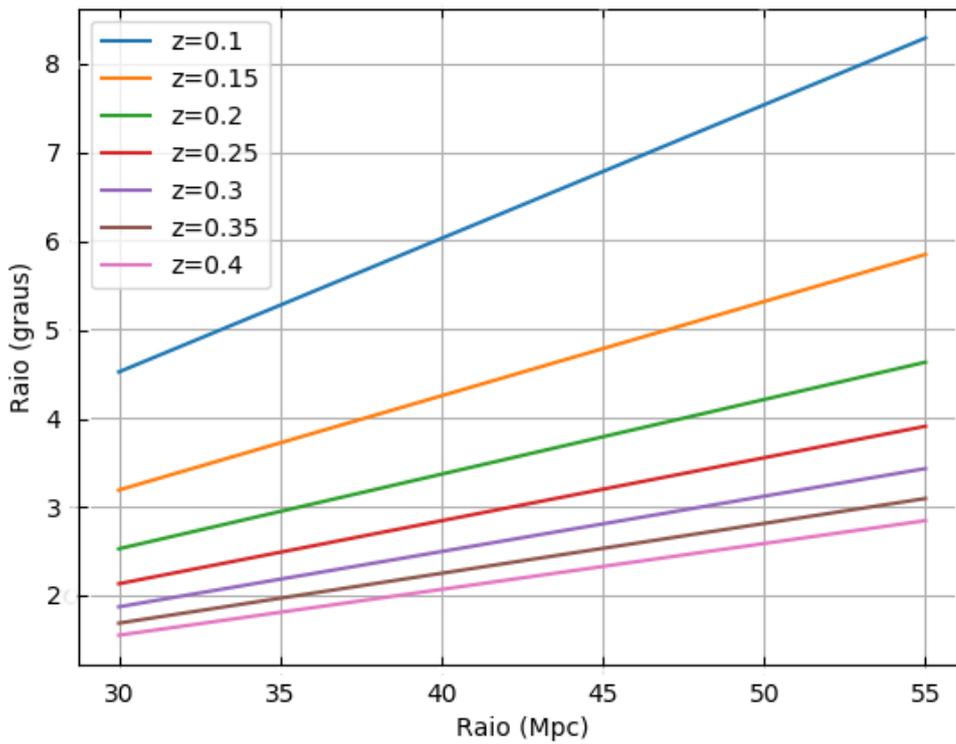


Figura 2.1: Raio observado em graus correspondente a um raio físico, em diferentes *redshifts*.

Como discutido no capítulo 4, os métodos de detecção de padrões estruturais se baseiam na distribuição espacial de pontos (sejam eles galáxias ou halos de matéria escura, em simulações). Por isso, é importante que o campo ao redor do aglomerado observado em raios-X possua completude, sem falhas de observação. Como os campos utilizados são

muito extensos, essa condição é dificilmente atingida: na maioria dos casos, grande parte do campo é ausente ou possui falhas de observação significativas. À vista disso, somente regiões “completas” puderam ser usadas. Da mesma forma, foram descartadas as regiões de borda do SDSS, quer dizer, aquelas no limiar entre áreas dentro e fora do escopo do levantamento. Ainda, há casos onde estrelas da Via-Láctea são vistas dentro do campo de interesse. Por estarem muito próximas de nós, sua luminosidade contamina os arredores, resultando em valores incorretos das magnitudes das galáxias de fundo. Quando isso ocorre, tanto a estrela quanto as galáxias “próximas” (na projeção) são mascaradas da observação, gerando um campo com uma zona “vazia”. Campos com esse tipo de ocorrência foram descartados.

Apesar do SDSS realizar medidas de *redshift* por espectroscopia, essas representam uma minoria dentre todas as galáxias observadas. Por exemplo, em nossas amostras apenas $\approx 20\%$ das galáxias possuem z espectroscópico. Consequentemente, optamos por utilizar os aferimentos de z proveniente da fotometria em todos os casos, para não reduzir as amostragem.

À vista disso, deve-se atentar à qualidade observacional do óptico diz sobre o *redshift* fotométrico. Os padrões buscados neste trabalho são, na verdade, projeções de estruturas tridimensionais. Portanto, são sensíveis à precisão da medida de z das galáxias constituintes. [Malavasi et al. \(2016\)](#) e [Laigle et al. \(2018\)](#) encontraram que em $0,5 < z < 0,9$ é possível reconstruir a distribuição real se a incerteza do *redshift* for baixa, da ordem de $\sigma_z \leq 0,01 \times (1 + z)$. [Sarron et al. \(2019\)](#) aplicam o limite menos restritivo de $\sigma_z \leq 0,03 \times (1 + z)$ e conclui que é suficiente para a reconstrução ambiental em $0,43 \leq z \leq 0,89$. Apesar deste trabalho ser realizado com objetos mais próximos, foi adotado o limiar de [Sarron et al. \(2019\)](#). Este critério traz uma nova restrição à seleção de aglomerados a serem estudados. Em casos de campos de baixa densidade, a quantia de galáxias eliminadas por terem σ_z superior ao estabelecido é tal que impossibilita a detecção de padrões filamentares corretamente. Vale notar que a avaliação do limite de incerteza de z fotométrico para baixos *redshifts* é necessário, porém não realizado aqui por estar fora do escopo do projeto.

Além disso, há observações em raios-X que se mostraram altamente contaminadas por eventos de explosão solar ou prótons residuais de baixa energia, inviabilizando seu uso. Ainda, casos de aglomerados nos quais o diâmetro até onde o objeto é detectado é muito reduzido foram ignorados, pois em situações como estas não é possível fazer análise em

Tabela 2.2 - Aglomerados de galáxias analisados. Os valores de ascensão reta e declinação correspondem ao centro do objeto em raios-X, proveniente do XMM-Newton, em graus. Redshifts oriundos do SDSS.

Aglomerado	RA	DEC	z	Apelido
Abell 773	139,5	51,7	0,217	A773
Abell 781	140,1	30,5	0,298	A781
Abell 963	154,2	39,0	0,206	A963
Abell 1413	178,8	23,4	0,143	A1413
Abell 1576	189,2	63,2	0,279	A1576
Abell 1758	203,2	50,5	0,279	A1758
Abell 1763	203,8	41,0	0,223	A1763
Abell 1914	216,5	37,8	0,171	A1914
Abell 2111	234,9	4,4	0,229	A211
Abell 2261	260,6	32,1,	0,224	A2261
NSCS J145715+222009	224,3	22,3	0,258	N1457
RXJ1532.9+3021	233,2	30,3	0,345	R1532
RXJ2129.6+0005	322,4	0,09	0,235	R2129
ZWCL2341.1+0000	355,9	0,3	0,270	Z2341

anéis do objeto, tampouco separar o núcleo do restante do objeto, tornando seus resultados incomparáveis com os demais.

Por fim, foram selecionados 14 aglomerados de galáxias e suas vizinhanças, que satisfazem a todas as condições citadas. Os objetos estão discriminados na tabela 2.2.

As informações das galáxias rodeando os aglomerados selecionados foram obtidas utilizando novamente *Casjobs*. O código em SQL apresentado na figura 2.2 busca por dados de posição, magnitudes nas bandas *ugriz* (com e sem correção de extinção e avermelhamento), *redshifts* fotométrico e espectroscópico – quando há – com seus respectivos erros e valores da correção- K (seção 4.1.2) das galáxias contidas num raio de $35 h^{-1}$ Mpc dos AGs a serem estudados.

```

SELECT p.obj,
  str(p.ra,13,8) as ra,
  str(p.dec,13,8) as dec,
  p.r,p.u,p.g,p.i,p.z,
  str(p.u - p.g,11,8) as ugModelColor,
  str(p.g - p.r,11,8) as grModelColor,
  str(p.r - p.i,11,8) as riModelColor,
  str(p.i - p.z,11,8) as izModelColor,
  p.dered_g,p.dered_i,p.dered_r,p.dered_u,
  c.kcorrG, c.kcorrI, c.kcorrR,c.kcorrU,
  ISNULL(s.z,0) as z,ISNULL(s.zErr,0) as zErr,
  c.z,c.zErr,c.photoErrorClass from Galaxy as p
left outer join SpecObj as s on p.objID = s.bestObjID
join dbo.fGetNearbyObjEq(355.91,0.3278,202.07) as b on b.objID = p.objID
join Photoz as c on c.objID = p.objID
WHERE p.g < 24 AND p.r < 24 AND p.i < 24 AND p.z < 24 AND c.z > 0 AND c.z < 0.5 AND (c.photoErrorClass BETWEEN -1.5 AND 1.5)

```

Figura 2.2: Código em SQL para busca na base de dados CasJobs, SDSS. O código seleciona galáxias numa região cilíndrica centrada em um dos 14 aglomerados em raios-X, e usa critérios de seleção de magnitude, *redshift* e qualidade do erro do *redshift* fotométrico.

Processamento de Dados em Raios-X

Para a obtenção das informações relevantes dos aglomerados como temperatura, densidade e massas, o processamento das observações em raios-X pode ser separado em duas vertentes: espectroscopia e brilho superficial. Do primeiro se obtém, por exemplo, perfis de temperatura, metalicidade e densidade, além da densidade central; do segundo, calcula-se o perfil de densidade e a massa do gás. Por fim, combinando-as encontra-se a massa hidrostática.

3.1 Espectroscopia

Os softwares *XMM-Newton Science Analysis System – SAS*¹ e *XMM-Newton Extended Source Analysis Software – ESAS*² contêm ferramentas para, por exemplo, calibração, criar curvas de luz, filtragem de intervalos contaminados por erupções solares, detecção de fontes pontuais, extração de *background* e de espectro, entre outros. De forma geral, o fluxo de tarefas utilizadas para a obtenção do espectro é exibido na figura 3.1

O processamento se inicia com as tarefas `cifbuild` e `odfingest`, que após baixar os arquivos de calibração (*Current Calibration Files – CCF*) periodicamente atualizados, seleciona as CCFs correspondentes ao período de tempo no qual foi feita a observação em questão, gerando o arquivo `ccf.cif`, e extrai as informações relevantes dos instrumentos e de `ccf.cif`, arquivando-as em *Observation Data File – ODF*. Com essas saídas, `epchain` e `emchain` criam listas de eventos calibradas para as três câmeras EPIC.

`Pn-filter` e `mos-filter` filtram os eventos com contaminação por erupções solares.

¹ SAS: https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/sas_usg/USG/node1.html

² ESAS: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/esas/cookbook/xmm-esas.html>

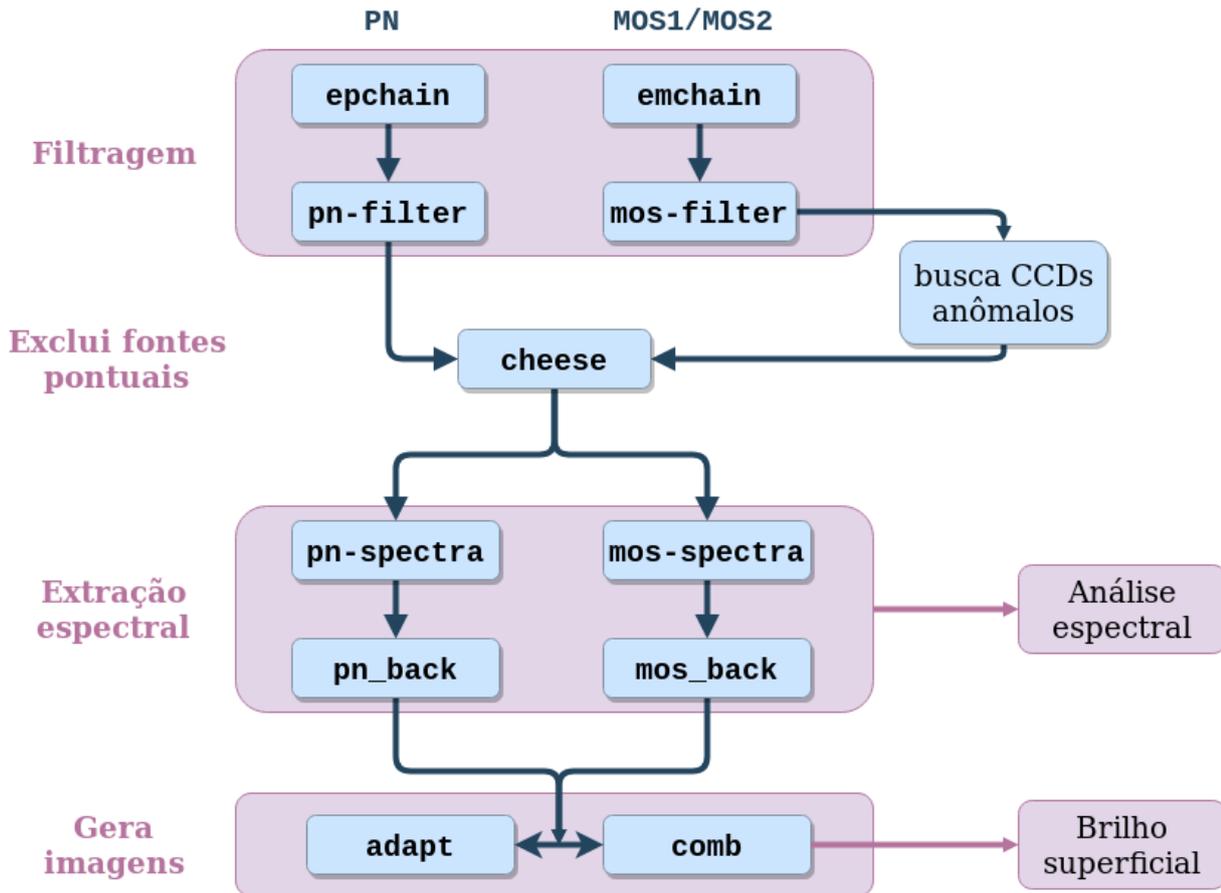


Figura 3.1: Fluxo de tarefas simplificado de redução e processamento das observações em raios-X utilizando o software ESAS. Baseado em Snowden e Kuntz (2014).

Para isso, criam curvas de luz e histogramas de taxa de contagem de fótons (contagens por segundo) para as câmeras PN e MOS, que tipicamente devem ser descritas por gaussianas. A tarefa `espfilt`, chamada internamente, ajusta sobre o histograma uma gaussiana. Os eventos não englobados em $\pm 1,5\sigma$ são excluídos.

Em casos de forte emissão de fundo em baixas energias ($E < 1$ keV), é possível que CCDs das câmeras MOS1 e MOS2 funcionem em estado anômalo, devendo ser ignorados. Além disso, os CCDs 6 e 3 de MOS1 tornaram-se inoperantes em 2005 e 2012 respectivamente, por conta de impactos com micrometeoritos. Observações posteriores a ambos os eventos precisam considerar a ausência destes detectores.

O próximo passo é excluir as fontes pontuais (PS, do inglês *point sources*) das observações, para que as análises sejam feitas apenas sobre a emissão do aglomerado. A tarefa `cheese` cria uma máscara para essas fontes, colocando como 0 e 1 os valores dos pixels a serem ou não mascarados. Para isso, primeiro é determinada a atitude do telescópio durante a observação (i.e., sua orientação no espaço). Cria-se uma imagem binada da qual

é calculado o mapa de emissão de fundo. Usam-se 3 parâmetros para definir a forma da detecção das emissões pontuais:

- **scale**: corresponde ao valor mínimo da razão entre o brilho superficial de uma fonte e a emissão de fundo para que seja considerada uma PS;
- **rate**: limite inferior de fluxo, em unidades de 10^{-14} ergs cm^{-2} s^{-1} da PS;
- **dist**: separação mínima entre as PSs, em segundos de arco.

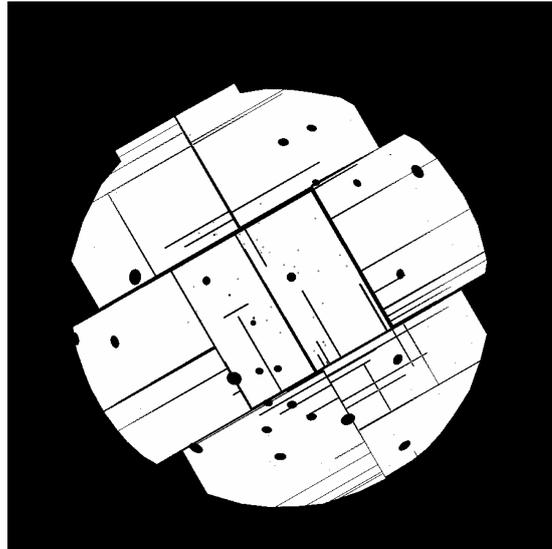
Os valores padrão utilizados foram **scale** = 0,25, **rate**= 1,0 e **dist**= 40,0, pela sugestão de Snowden e Kuntz (2014), sendo modificados quando a detecção de PSs não era satisfatória.

Regiões que se enquadram nos limites acima tem sua posição e extensão calculadas, possibilitando a criação da máscara. Além das PSs, a tarefa cobre as lacunas entre os CCDs e os pixels com mal funcionamento. Esse procedimento é realizado separadamente para cada uma das câmeras (figura 3.2).

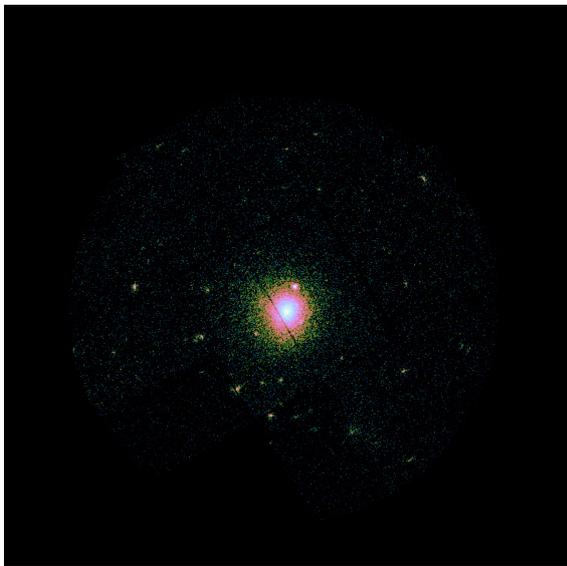
Feito isso, realiza-se a extração espectral do aglomerado mascarando as PSs a partir de **pn-spectra** e **mos-spectra**. Nesta etapa, é necessário determinar a região e as energias mínima e máxima do cálculo, quais CCDs devem ser considerados ou não e se a máscara será utilizada. Além do espectro, as tarefas também criam:

- Mapas de exposição: avaliam a diferença de sensibilidade dos detectores de uma mesma câmera. Leva em conta, por exemplo, o efeito de *vignetting* (redução da sensibilidade nas periferias da câmera) e a eficiência quântica (fração de fótons incidentes transformados em elétrons);
- *Redistribution Matrix Files* (RMF): calcula a resposta do instrumento para cada banda de energia observada;
- *Ancillary Response Files* (ARF): mapeia a área efetiva em função da energia detectada.

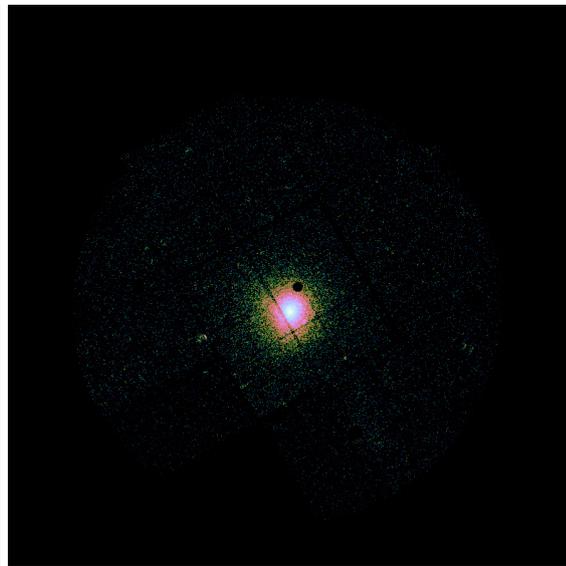
Por último, **pn_back** e **mos_back** levam em conta a emissão proveniente de partículas energéticas que interagem com os detectores e as estruturas em seus arredores, chamada de “*quiescent particle background*” (QPB). As tarefas se baseiam em subprodutos dos



(a) Máscara cheese



(b) A963 com PS



(c) A963 sem PS

Figura 3.2: (a): máscara *cheese* da observação de A963 com a câmera MOS2. As fontes pontuais, linhas de separação entre CCDs e pixels em mal funcionamento são demarcados com valor 0 na imagem, enquanto os demais pixels tem valor 1. O mesmo procedimento é feito para as demais câmeras; (b): combinação das observações MOS1, MOS2 e PN do aglomerado A963. A figura é apresentada em escala logarítmica e com cor artificial proveniente do *software* DS9; (c): similar à observação anterior, agora removendo as PS.

espectros do objeto em si para criarem espectros de modelos da QPB, além dos respectivos ARF e RMF.

Os espectros dos AGs são associados aos outros arquivos relevantes (ARFs, RMFs e espectro da emissão de fundo) para a análise posterior, usando a ferramenta *grppha*. Além disso, ela agrupa as contagens espectrais em intervalos (*bins*) de no mínimo 50 contagens,

para garantir que o espectro tenha sinal suficiente para ser ajustado.

3.2 Brilho Superficial

O perfil radial de brilho superficial de um aglomerado é conhecido a partir da intensidade dos pixels da sua imagem. Por isso, é interessante sobrepor as observações das três câmeras EPIC, a fim de aumentar o sinal do objeto. A tarefa `comb` combina as imagens da câmeras MOS1, MOS2 e PN em uma única. Ela se utiliza das respostas geradas pela extração espectral para escalonar as imagens tomando como referência a exposição de MOS2. A tarefa também combina mapas de exposição e modelos de emissão de QPB.

O *software* CIAO – *Chandra Interactive Analysis of Observations* possui ferramentas que permitem realizar operações como soma e multiplicação de imagens. Dessa forma, dividiu-se a imagem pelo mapa de exposição gerados nessa etapa, criando uma exposição única corrigida dos efeitos das três câmeras.

Além disso, precisa-se de uma única máscara que leve em conta as fontes pontuais detectadas em todas as exposições e as lacunas entre as CCDS de cada câmera. As três máscaras *cheese* geradas anteriormente foram então multiplicadas, de forma que todos os pixels com valor 0 (a serem ignorados) se mantivessem assim na máscara final.

A determinação do perfil de brilho superficial é feita com o *software* IRAF – *Image Reduction and Analysis Facility*. Sua tarefa `isophote` calcula curvas de mesma intensidade na imagem única corrigida e mascarada das fontes pontuais e lacunas, e `ellipse` ajusta elipses a elas, podendo variar a inclinação e elipsidade da forma. Este ajuste é feito em anéis com origem no centro aproximado do aglomerado. O processo é repetido até o semi-eixo maior atingir um raio máximo estipulado inicialmente. O resultado é o brilho superficial médio para cada anel (em magnitudes por segundo de arco ao quadrado) em função da distância ao centro do objeto. Essas informações serão utilizadas para a obtenção de perfis de densidade e massa, como descrito no capítulo 5. A tarefa `bmodel` cria uma imagem sintética, suavizada e sem ruídos, a partir da análise das isofotas. A sua subtração da imagem original (observação) é um indicador da qualidade do ajuste. Estes produtos são mostrados na figura 3.3.

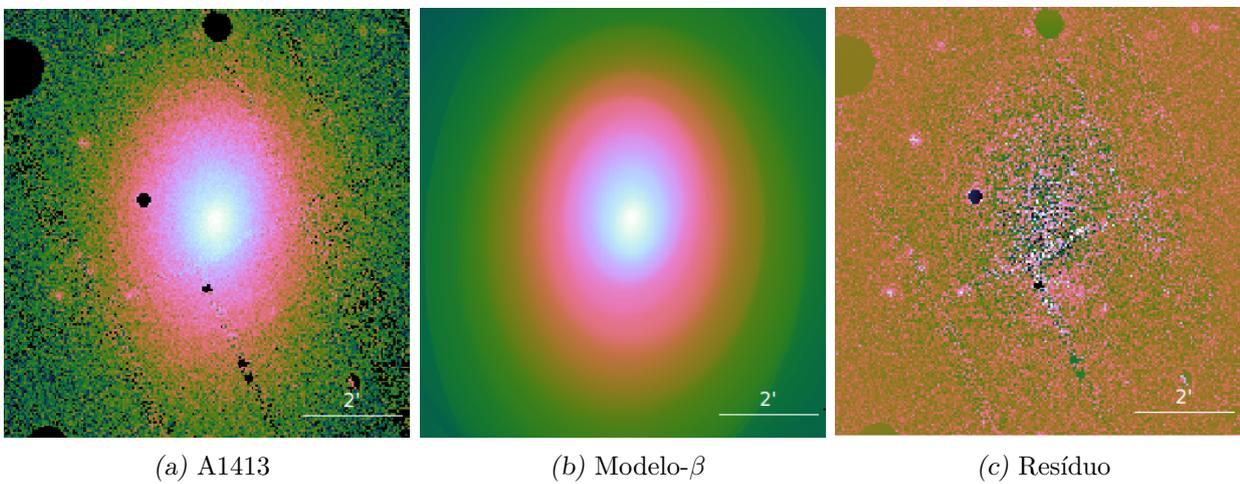


Figura 3.3: Da esquerda para a direita (a): Região central da combinação das observações das câmeras MOS1, MOS2 e PN do aglomerado A1413. As fontes pontuais estão mascaradas, e a imagem foi corrigida e normalizada pelo seu mapa de exposição; (b): imagem gerada a partir das curvas de mesma intensidade; (c): resíduo correspondente. pixels mais claros indicam valores positivos, enquanto pixels próximos a preto representam valores negativos.

Métodos de Detecção da Estrutura em Larga-Escala

Métodos com diferentes abordagens podem ser utilizados na tentativa de discriminar e caracterizar a distribuição de matéria em grandes escalas. [Libeskind et al. \(2018\)](#) trazem uma ampla discussão sobre 12 deles.

Há, por exemplo, abordagens baseadas em percolação, como o *Minimum Spanning Tree* ([Alpaslan et al., 2014](#)), no qual, de forma geral, os filamentos são desenhados como as linhas conectoras entre grupos de galáxias. Existem também métodos estocásticos: *Bisous* de [Stoica \(2010\)](#) e [Tempel et al. \(2016\)](#) utiliza cilindros com direções aleatórias para descrever a organização local de galáxias; se cilindros consecutivos estiverem alinhados, tem-se um filamento. Outra classe se apoia nas informações contidas nas Hessianas de campos de densidade e velocidade, como *Multiscale Morphology Filter* (MMF) e Nexus ([Aragón-Calvo et al., 2007](#); [Cautun et al., 2014](#)). Metodologias topológicas atuam de forma semelhante, mas se constroem sobre a localização de singularidades – pontos de máximo, mínimo e sela – na distribuição espacial de pontos. Dois exemplos são os algoritmos *Cosmic Web Reconstruction* (CWR) e DisPerSE ([Chen et al., 2015](#); [Sousbie, 2011](#)).

Neste trabalho, testamos duas dessas técnicas: MMF e CWR. Os principais critérios para sua seleção foram a facilidade no desenvolvimento e aplicabilidade dos mesmos, a existência de documentação clara sobre eles, assim como os resultados promissores exibidos nos artigos que os descrevem. Ambos são explicados detalhadamente abaixo. O primeiro, MMF, não culminou em resultados satisfatórios, como discutido na seção 4.2, diferentemente do produto obtido na segunda metodologia (seção 4.3). Logo, o último (CWR) foi o escolhido para a identificação da distribuição de matéria em grandes escalas.

4.1 Processamento dos Dados no Óptico

Previamente à aplicação dos códigos de reconstrução do esqueleto cósmico, as regiões em grandes escalas devem passar por algumas filtrações e correções.

4.1.1 Redshift Fotométrico

A primeira concerne à qualidade dos dados fotométricos. Infelizmente, em todas as amostras selecionados, são poucas as galáxias com informação de *redshift* espectroscópico, por isso utilizaremos z proveniente da fotometria. A partir do *Data Release 12* - DR12 do SDSS, o *redshift* fotométrico (z_{foto}) passou a ser estimado através de *machine learning* (Beck et al., 2016), usando como amostra de treino um grande conjunto de dados espectroscópicos: eles possuem z precisos, e a combinação dessa informação com o fluxo medido nas bandas *ugriz* gera bons modelos para a estimativa de z_{foto} . Então, z_{foto} recebe uma classificação que reflete o quão bem o dado se enquadra na amostra de treino. Logo, foram usados apenas os dados classificados como -1 e 1 , sendo os grupos que melhor são descritos pelos modelos do *machine learning*.

Por fim, são selecionadas apenas as galáxias na fatia de *redshift* de interesse, i.e., $z_{\text{gal}} = z_{\text{agl}} \pm 0,08$ (vide seção 2.3), sendo excluídas aquelas com $\sigma_z > 0,03(1+z)$ para garantir a qualidade da reconstrução da distribuição tridimensional em 2D (seção 2.2).

4.1.2 Correção-K

A fotometria do SDSS é feita com as bandas largas *ugriz*. A distribuição de energia de uma galáxia é estimada a partir do fluxo medido em cada uma dessas bandas. Considerando duas galáxias hipotéticas idênticas (portanto com a mesma distribuição de energia) em *redshifts* diferentes, o fluxo dentro de cada banda não será igual, devido ao desvio para comprimento de ondas maiores da galáxia mais distante.

Para comparar as informações fotométricas é importante levar em conta esse efeito. A correção-K o faz trazendo as distribuições de energia para o referencial em repouso ($z = 0$), a partir de:

$$m - M = 5 \log \left(\frac{D_L(z)}{10 \text{pc}} \right) + K \quad (4.1)$$

com m e M as magnitudes aparente e absoluta, K a correção-K e $D_L(z)$ a distância de luminosidade, que depende de z e da cosmologia adotada. A equação 4.1 não considera o avermelhamento, uma vez que as magnitudes utilizadas já carregam essa correção. Para um Universo plano, D_L é descrito por:

$$D_L(z) = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} , \quad (4.2)$$

$$E^2(z) = (1+z)^4 \times \Omega_R + (1+z)^3 \times \Omega_M + \Omega_\Lambda , \quad (4.3)$$

onde Ω_R , Ω_M e Ω_Λ são os parâmetros de densidades de radiação, matéria e energia escura, respectivamente (Schneider, 2014). Como estamos trabalhando em baixos *redshifts*, Ω_R é desprezado.

Neste trabalho, utilizamos os valores de correção-K oriundos do código público descrito em Chilingarian et al. (2010). Nele, o cálculo dessa grandeza é feito a partir de uma aproximação polinomial válida em $z < 0,5$, em função de uma cor e magnitude da fonte de interesse (por exemplo, $g - r$ e r), além de seu *redshift*. Assim, todas as medidas envolvendo cores serão feitas utilizando as magnitudes absolutas, calculadas a partir das magnitudes aparentes corrigidas de extinção e avermelhamento e com correção-K (como descrito acima). As duas primeiras consideram o efeito da poeira interestelar da Via-Láctea sobre a radiação emitida pelas galáxias observadas, e seus valores provém diretamente do SDSS.

4.2 Multiscale Morphology Filter – MMF

Beaudet (1978) e Forstner e Gulch (1987) desenvolveram métodos de detecção de pontos de interesse (Lindeberg, 2013) em imagens baseados na informação contida na variação da intensidade de um pixel. Ao convoluir a matriz da imagem $f(\mathbf{x})$ com uma função janela W :

$$f^s(\mathbf{x}) = \int f(\mathbf{y})W(\mathbf{y}, \mathbf{x})d\mathbf{y} , \quad (4.4)$$

e calcular os segundos momentos, obtemos informações sobre a posição dos máximos e mínimos locais de $f(\mathbf{x})$. Em outras palavras, computa-se as derivadas segundas de f^s em

relação às direções x e y , levando à construção da matriz hessiana H :

$$H = \begin{pmatrix} f_{xx}^s & f_{xy}^s \\ f_{yx}^s & f_{yy}^s \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

da qual encontramos os autovalores e autovetores correspondentes. No caso bidimensional, tem-se 2 autovetores e seus respectivos autovalores, λ_1 e λ_2 :

$$Tr(H) = f_{xx}^s + f_{yy}^s = \lambda_1 + \lambda_2 \quad (4.6)$$

$$Det(H) = f_{xx}^s f_{yy}^s - (f_{xy}^s)^2 = \lambda_1 \lambda_2 \quad (4.7)$$

sendo $\lambda_1 > \lambda_2$. As informações contidas nessas grandezas nos dizem que:

- f^s é côncavo para cima, portando o ponto está próximo ou é um máximo local, se $\lambda_1 > 0$ e $\lambda_2 > 0$;
- f^s é um ponto de sela se $\lambda_1 > 0$ e $\lambda_2 < 0$;
- f^s é côncavo para baixo, portando o ponto está próximo ou é um mínimo local, se $\lambda_1 < 0$ e $\lambda_2 < 0$;
- f^s não tem morfologia clara, quando $\lambda_1 = 0$ ou $\lambda_2 = 0$ ou ambos.

Em relação às estruturas em grandes escalas no Universo, o primeiro caso é representativo de regiões aproximadamente esféricas de maior densidade, como aglomerados. O segundo diz sobre filamentos, pois é máximo (ou está próximo a um) em uma das direções enquanto na outra é mínimo (ou está próximo a um) ou indefinido. O último, por sua vez, descreve regiões de baixa densidade como os vazios.

Convoluir $f(\mathbf{x})$ com um kernel gaussiano suaviza a matriz original, uma vez que espalha o valor de um pixel para seus vizinhos. O tamanho dessa gaussiana é responsável por determinar qual a escala das estruturas que serão suavizadas: Se a gaussiana é estreita (desvio padrão, ou σ pequeno), apenas as pequenas flutuações serão espalhadas.

A técnica de Espaço de Escala ([Garding e Lindeberg, 1997](#)) convolui $f(\mathbf{x})$ com funções gaussianas de diversas larguras (de pequenos a grandes σ). Desta forma, obtemos informações das escalas dos diferentes padrões contidos na imagem.

Combinando ambas abordagens, cria-se uma técnica capaz de caracterizar os padrões morfológicos de uma imagem em múltiplas proporções, percorrendo os seguintes passos:

1. Convoluir a matriz original $f(\mathbf{x})$ com kernel gaussiano de diferentes larguras W_G , onde

$$W_G(\mathbf{y}, \mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_n^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{|\mathbf{y} - \mathbf{x}|^2}{2\sigma_n^2}\right), \quad (4.8)$$

$$\sigma_n = (\sqrt{2})^n \sigma_0, \quad n = 0, 1, \dots, N, \quad (4.9)$$

N o número máximo de escalas a serem estudadas;

2. Calcular os segundos momentos para cada escala n e gerar as Hessianas correspondentes (equação 4.5), normalizando-as:

$$H_n = \sigma_n^2 H; \quad (4.10)$$

3. Calcular os autovalores λ_1 e λ_2 com as equações 4.6 e 4.7.

A aplicação astronômica da técnica descrita acima foi sugerida e aplicada primeiramente por [Aragón-Calvo et al. \(2007\)](#), na metodologia *Multiscale Morphology Filter* – MMF, para caracterizar a distribuição de galáxias na teia cósmica a partir da detecção de “esferoides” (ou aglomerados de galáxias), filamentos e panquecas. Originalmente, o método foi desenvolvido para regiões tridimensionais, necessitando da posição (RA, DEC) e z dos objetos. Porém, neste trabalho nós utilizamos dados do *SDSS*, no qual a grande maioria das galáxias possui apenas *redshift* fotométrico com baixa precisão. Por isso, algumas alterações foram feitas para analisarmos a distribuição de matéria bidimensionalmente, desconsiderando z .

O algoritmo usado neste trabalho foi escrito na linguagem *Python*, seguindo as descrições dos autores e adaptando-as para o caso bidimensional. O código foi testado a partir de sua aplicação em duas regiões do céu centradas nos aglomerados Abell 1795 ($z = 0,062$) e Abell 2061 ($z = 0,078$) de 6° de raio, equivalendo à 3,2 e 2,6 Mpc, respectivamente. Esses objetos encontravam-se no catálogo inicial, já que o limite inferior em z ainda não havia sido estipulado. A determinação de $z > 0,14$ ocorreu posteriormente, e está descrito na seção 2.3.

Utilizamos as galáxias numa fatia de largura $z_{\text{agl}} \pm 0,08$ e com incerteza $\sigma_z \leq 0,03 \times (1 + z)$ (vide seção 4.1). Uma vez selecionados os pontos a serem estudados, procuramos primeiramente os esferoides, depois os filamentos. Todas as etapas de filtragem são aplicadas aos dados, buscando apenas um tipo de padrão. Quando concluído, os pontos assimilados

como pertencentes aquele padrão são marcados e apagados dos dados originais. Então, esse novo conjunto de dados é usado para a busca de outro tipo de padronagem.

O estudo morfológico baseado em autovalores pode ser utilizado apenas em matrizes ou campos contínuos que possuam primeira e segunda derivadas. Contudo, os dados a serem analisados são constituídos apenas pelas posições das galáxias, ou seja, são discretos. Dessa forma, é preciso transformar o mapa de distribuição de posições num campo contínuo de densidade, ou seja, em $f(\mathbf{x})$. Esse processo é feito seguindo o *Delaunay Tessellation Field Estimator* – DTFE (Schaap e Weygaert, 2000): a distribuição espacial é mapeada pela tesselação Delaunay, que une os pontos em polígonos, cuja esfera que os circunscreve não contém qualquer outro ponto. Os poliedros tem dimensão $D + 1$, sendo D a dimensão da distribuição de pontos original. No nosso caso, $D = 2$, portando a tesselação gera triângulos.

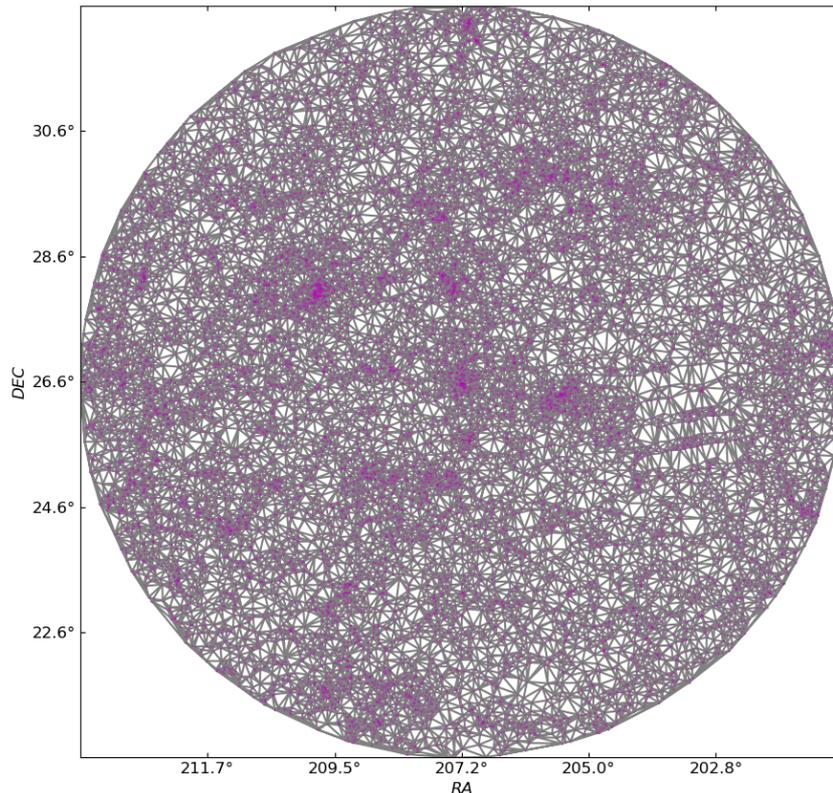


Figura 4.1: Em rosa, as galáxias numa região de 6° de raio ao redor de Abell 1795 (sobre-densidade central), conectadas pela tesselação Delaunay em cinza.

Cada ponto tem sua área de Voronoi calculada, que é a soma da área de todos os triângulos nos quais esse ponto é um vértice. Por fim, os pontos tem uma densidade ρ associada à eles, a partir de:

$$\rho(i, j) = \frac{\text{massa}(i, j) \times (1 + D)}{\text{área de Voronoi}(i, j)}. \quad (4.11)$$

A massa estelar das galáxias foi estimada pela luminosidade, seguindo [Bernardi et al. \(2010\)](#):

$$\log \left(\frac{M_{\text{gal}}^*}{M_{\odot}} \right) = 1,097(g - r) - 0,406 - 0,4(M_r - 4,67) - 0,19z \quad , \quad (4.12)$$

onde M_{\odot} é a massa solar, g , r , z as magnitudes aparentes nas respectivas bandas e M_r a magnitude absoluta na banda r .

Para preencher o espaço entre as galáxias e gerar um campo contínuo de densidade, os valores discretos de densidade são interpolados no campo f_{campo} . Por último é feita a reconstrução de imagem f_{DTFE} , no qual as células de f_{campo} são agrupadas no intuito de suavizar e adquirir um valor médio para a interpolação. Neste trabalho, o valor final de cada célula de f_{DTFE} equivale à média dos valores das células de f_{campo} .

Agora, aplicamos o método de Espaço de Escala, citado acima, na matriz final do campo de densidade. f_{DTFE} é convoluída de acordo com a equação 4.4, com $n = [0 : 8]$ e

$$\sigma_0 = \frac{\text{largura em pixels de } f_{DTFE}}{\text{raio do campo em graus} \times 60}. \quad (4.13)$$

Utilizando as equações 4.5 e 4.10, para cada célula de cada matriz f_n calculamos sua matriz Hessiana e seus respectivos autovalores (equações 4.6 e 4.7). Note que originalmente os autores utilizaram dados tridimensionais (considerando z), levando a 3 autovalores para cada célula ($\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$).

Com estas informações em mãos, f_n passa por 7 operações de seleção e filtragem, com critérios baseados nos autovalores. Elas visam delimitar possíveis estruturas e selecionar as mais relevantes, ou seja, com maior probabilidade de serem uma construção real e não uma má detecção do algoritmo. Os mapas de estruturas finais são apresentados na 4.4.

Por fim, as galáxias são associadas – ou não – ao padrão buscado. Se uma galáxia for associada a um esferoide, ela é apagada dos dados iniciais para gerar um conjunto de dados livre deste padrão e realizar a análise em busca de filamentos. Deve-se notar que as

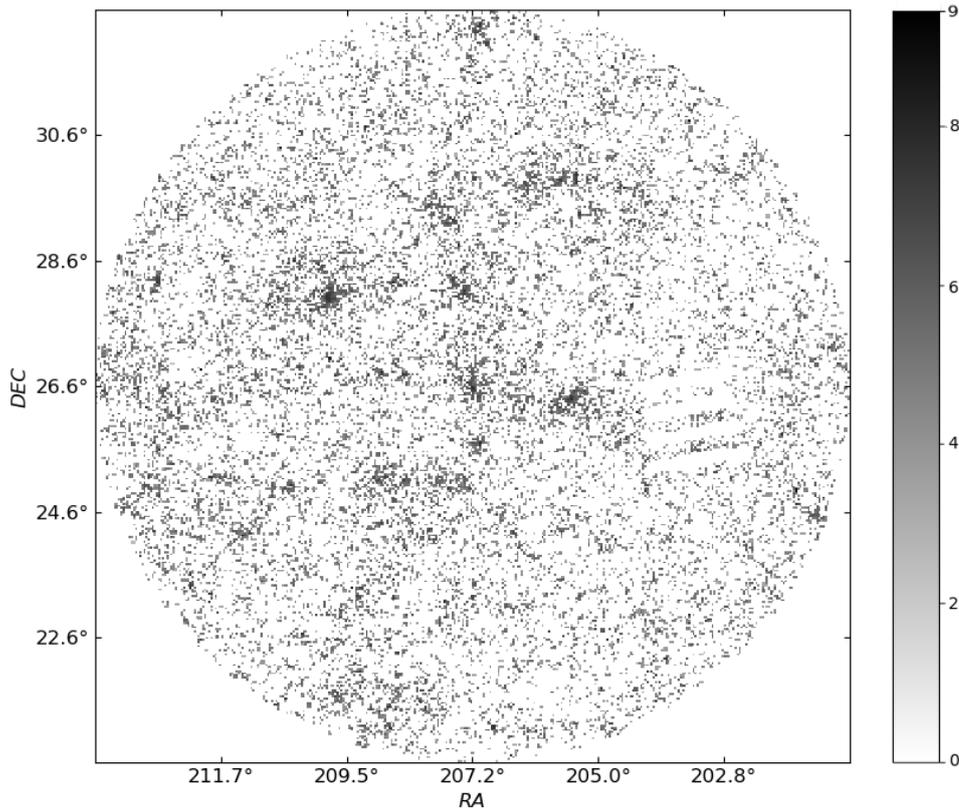


Figura 4.2: f_{DTFE} : campo de densidade proveniente da interpolação de dados discretos, ao redor de Abell 1795.

identificações de padrão realizadas nos limites externos da região devem ser tratadas com cuidado devido a efeitos de bordas, que podem resultar em más detecções.

Com o método MMF, foi possível identificar de forma geral aglomerados e estruturas que se assemelham a filamentos. Porém, os padrões não se apresentam bem delineados. Os filamentos, por exemplo, são exibidos como pequenas aglomerações de galáxias não conectadas entre si, ao invés de uma estrutura contínua. Também, há muito ruído nas detecções e algumas estruturas visíveis a olho nu não são encontradas de maneira satisfatória pelo algoritmo. Acreditamos que estes resultados sejam devidos a dois fatores principais:

- As aplicações prévias de MMF se deram em regiões muito maiores. Por exemplo, [Aragón-Calvo et al. \(2007\)](#) usaram uma caixa de lado $150 h^{-1}\text{Mpc}$, ($\sim 3,4 \times 10^6 \text{ Mpc}^3$ com $h = 0,73$, como assumido no artigo) proveniente de uma simulação de N-corpos de partículas de matéria escura; [Jones et al. \(2010\)](#) examinaram dados do SDSS DR5, compreendendo um volume de $2,1 \times 10^7 \text{ Mpc}^3$ ($h = 0,7$). Por outro lado, as regiões testadas neste trabalho têm, por exemplo $3,6 \times 10^5 \text{ Mpc}^3$ para A2061, ou

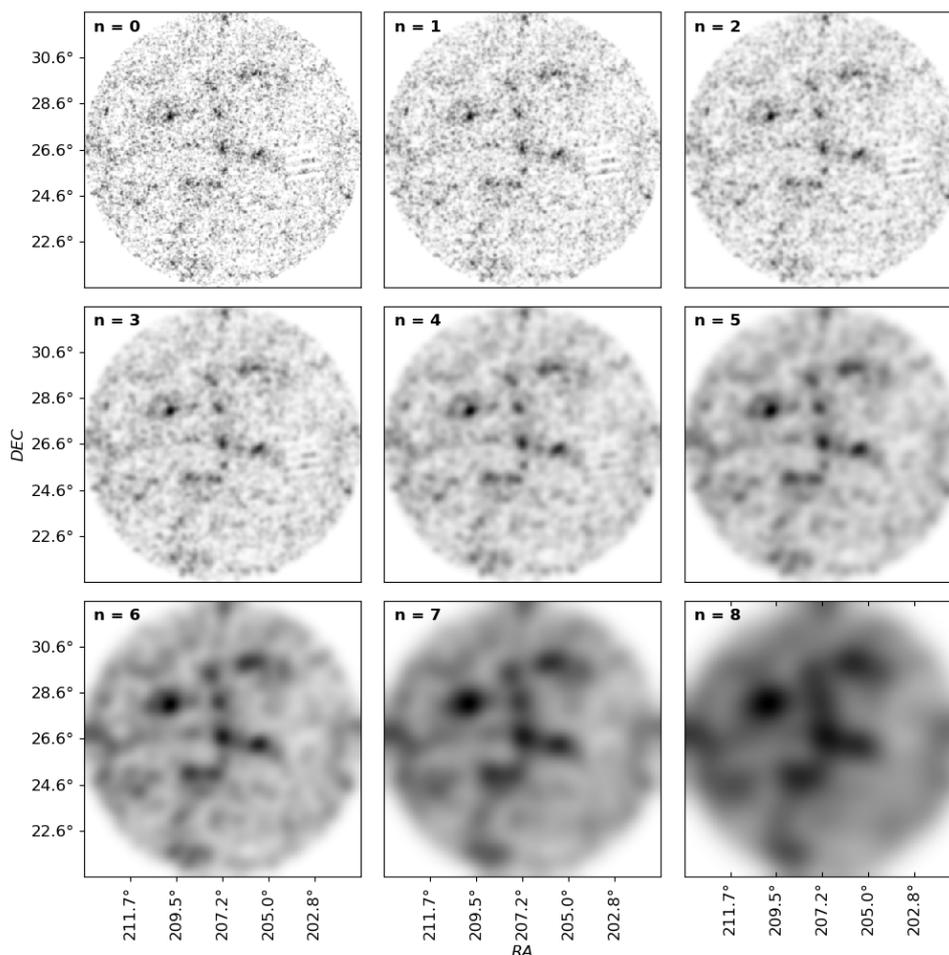


Figura 4.3: f_n : campo de densidade f_{DTFE} convoluído com kernel gaussiano com σ_n variável (equações 4.4, 4.8 e 4.9). Áreas mais escuras indicam maior densidade. Região ao redor de Abell 1795.

seja, menos de $\sim 1\%$ das testadas até então. Nessa escala as detecções espúrias mostram-se mais relevantes, dificultando a identificação de estruturas reais;

- A não utilização da terceira dimensão. O código foi construído originalmente considerando z . A alteração no algoritmo original, para identificar estruturas apenas em 2D, se mostrou incapaz de reconstruir a distribuição de galáxias da maneira esperada.

Em vista disto, MMF não se mostrou adequado aos dados utilizados neste trabalho, levando-nos a buscar por outra ferramenta traçadora da teia cósmica. Não obstante, é importante ressaltar os principais aspectos positivos dessa metodologia. Primeiramente, sua demanda de poder computacional é baixa, sendo rapidamente executado. O segundo é o fato de que o algoritmo, além de identificar a posição e forma das estruturas, também aponta quais galáxias da distribuição inicial são ou não pertencentes a elas.

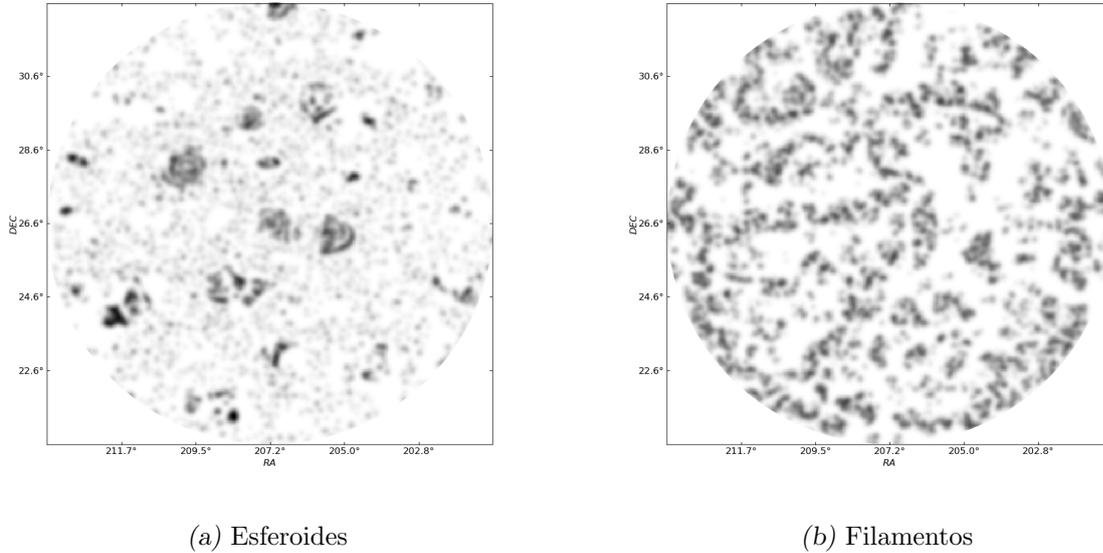


Figura 4.4: Mapas de estruturas detectadas após todas as filtragens. Áreas mais escuras indicam maior densidade. Região ao redor de Abell 1795.

4.3 Subspace Constrained Mean Shift – SCMS

A abordagem *Subspace Constrained Mean Shift* – SCMS também se baseia nas posições de máximos e mínimos locais de um campo de densidade. De maneira geral, o método busca por máximos e selas locais em regiões do campo, e desloca os pontos originais em direção aos cumes locais (Ozertem e Erdogmus, 2011).

Neste trabalho, utilizamos o algoritmo *Cosmic Web Reconstruction* – CWR (Chen et al., 2015), disponível publicamente¹, que aplica SCMS para identificar filamentos em distribuições bidimensionais. A atuação do código se dá como descrito abaixo.

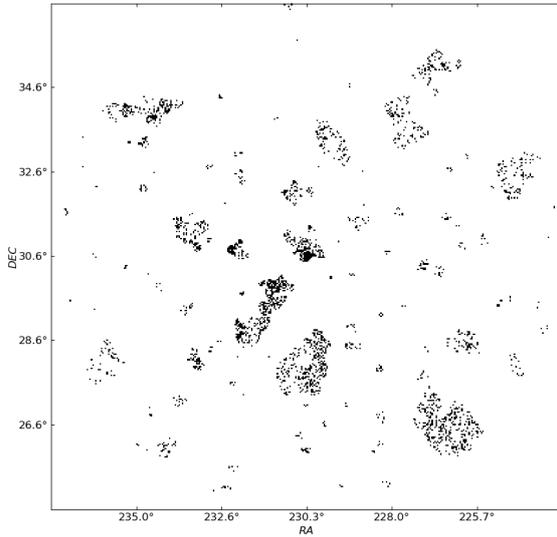
Primeiramente, a distribuição espacial discreta de pontos \mathbf{x} é suavizado num campo de densidade $p(\mathbf{y})$ com kernel gaussiano $W_G(\mathbf{y}, \mathbf{x})$ (equação 4.14). Para isso, é criada uma malha uniformemente espaçada com pontos \mathbf{y} , de mesmo tamanho da região original.

$$p(\mathbf{y}) = \frac{1}{nh^d} \sum_{i=1}^n W_G \left(\frac{|\mathbf{y} - \mathbf{x}_i|}{h} \right), \quad (4.14)$$

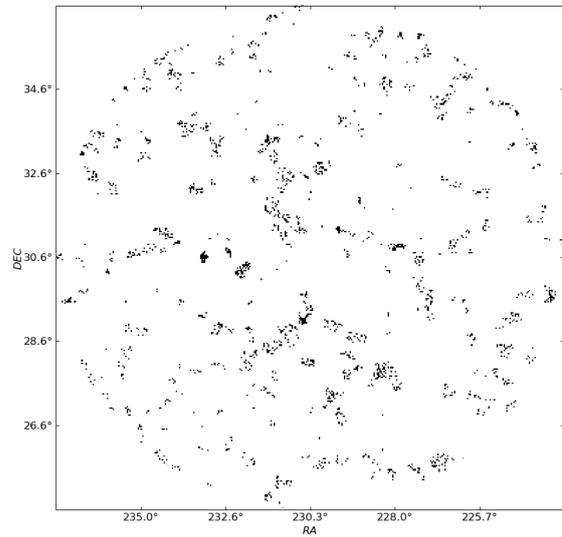
sendo $W_G(\mathbf{y}, \mathbf{x})$ da mesma forma que a equação 4.8 e $|\mathbf{y} - \mathbf{x}_i|$ a distância entre o ponto \mathbf{y} e as posições \mathbf{x}_i dos objetos da distribuição original.

A largura h configura o tamanho característico dentro do qual a distribuição de pontos

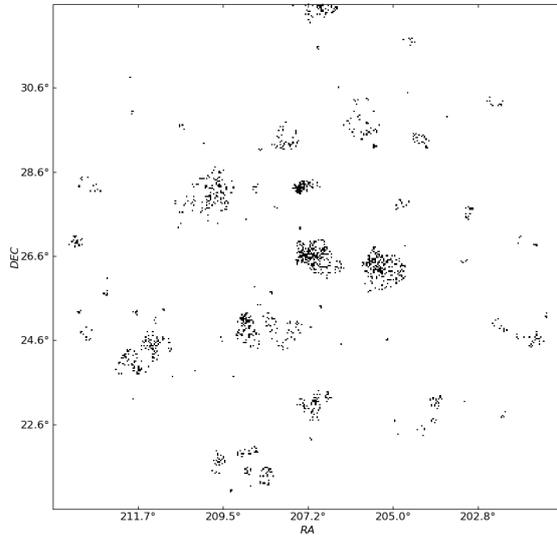
¹ *Cosmic Web Reconstruction*: <https://sites.google.com/site/yenchicr/>



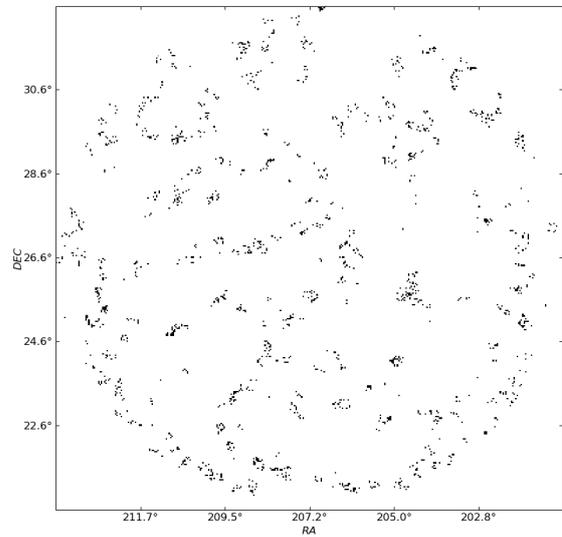
(a) Abell2061: esferoides



(b) Abell2061: filamentos



(c) Abell1795: esferoides



(d) Abell1795: filamentos

Figura 4.5: Galáxias associadas como esferoides e filamentos para as regiões ao redor de Abell 2061 e 1795.

será suavizada. [Chen et al. \(2015\)](#) recomendam o uso da relação 4.15 para a escolha desse parâmetro, que depende da dimensão d ($d = 2$, neste caso), do desvio padrão mínimo entre as duas coordenadas (RA, DEC) σ_{min} e da constante A_0 . Segundo discussão desses autores, o valor ótimo de A_0 é aquele que dá à h dimensões de $\sim [5 : 10]$ Mpc, desta forma, correspondendo à $A_0 \sim [0, 4 : 0, 8]$ (valores provenientes de uma simulação de N-corpos).

$$h = A_0 \times \left(\frac{1}{(d+2)} \right)^{\frac{1}{d+4}} \times n^{\frac{-1}{d+4}} \times \sigma_{min} \quad (4.15)$$

Para aumentar o sinal das áreas relevantes, os valores de $p(\mathbf{y})$ abaixo do limite τ (equivalente ao desvio padrão da média de $p(\mathbf{y})$) são excluídos da amostra. Sobre os dados restantes, aplica-se a técnica SCMS.

Para isso, calcula-se o gradiente $g(\mathbf{y}) = \nabla p(\mathbf{y})$, a Hessiana $H(\mathbf{y})$ do campo (equação 4.5), os autovetores $v_i(\mathbf{y})$ e seus respectivos autovalores $\lambda_i(\mathbf{y})$, de forma semelhante à feita no MMF. Então, é construído o vetor $V(\mathbf{y})$ composto pelos autovetores $v_i(\mathbf{y})$ cujos autovalores $\lambda_i(\mathbf{y}) \leq \lambda_1(\mathbf{y})$, $\lambda_1 \neq 0$. Aqui, os pontos de interesse são os que compõem uma crista no campo de densidade, ou seja, pontos de sela. SCMS identifica \mathbf{y} como um ponto de sela se $p(\mathbf{y})$ for um ponto crítico local, isto é, $G(\mathbf{y}) = V(\mathbf{y})V^T(\mathbf{y})g(\mathbf{y}) = 0$ e se $\lambda_{i>1} < 0$.

Após a identificação das cristas de densidade, os pontos \mathbf{y} são deslocados paralelamente ao gradiente $G(\mathbf{y})$, em direção à crista local mais próxima.

A cada iteração esse processo é repetido, até que a diferença entre dois deslocamentos consecutivos seja menor que um dado ϵ ou até atingir o número máximo de iterações ($Iter_{max}$). Foram adotados os valores de $\epsilon = 10^{-5}$ e $Iter_{max} = 2500$.

O código original foi modificado para também identificar pontos de máximo, correspondentes à possíveis aglomerados de galáxias (esferoides).

Além disso, é possível verificar a confiabilidade das identificações de padrão. Seguindo a sugestão de [Chen et al. \(2015\)](#), utilizamos a técnica *smooth bootstrap* para gerar conjuntos de dados baseados nos pontos originais: são sorteados pontos \mathbf{x} aleatórios permitindo repetições (o mesmo ponto pode ser sorteado mais de uma vez), até que o novo conjunto X_b possua a mesma quantidade de pontos do que o conjunto inicial X_0 . A esse grupo de dados adicionam-se pontos que seguem uma distribuição gaussiana de largura h^2 , no intuito de suavizar X_b . É gerado então o conjunto *smooth bootstrap* X_{sb} , sobre o qual se aplica o método de identificação de estruturas. Esse processo é repetido 100 vezes. Sejam \hat{y}_{bs} e \hat{y}_0 pontos de X_{sb}^j e X_0 pertencentes às cristas. Para esse conjunto *bootstrap*, calculamos a

distância D_j entre cada \hat{y}_0 e o \hat{y}_{sb} mais próximo. Esta operação é feita para todos X_{sb} , de forma que a confiabilidade de cada \hat{y}_0 é dada por:

$$C(\hat{y}_0) = \sqrt{\frac{1}{B} \sum_{j=i}^B D_j}, \quad (4.16)$$

com B o número de conjuntos *bootstrap* gerados ($B = 100$ neste caso). A detecção de \hat{y}_0 é considerada ‘estável’ se

$$C(\hat{y}_0) \geq \bar{C} + 1,69\sigma_C, \quad (4.17)$$

na qual \bar{C} e σ_C são a média e o desvio padrão sobre a confiabilidade de todos filamentos \hat{y}_0 . Ou seja, uma identificação ‘estável’ é aquela detectada de forma consistente ao longo das 100 operações *bootstrap*, se comparada com a reconstrução de padrões feita com a amostra original (X_0).

Os resultados gerados pelo algoritmo são exibidos nas figuras 4.7 (região centrada em A781) e B.-4 (todas as 14 regiões). Diferentemente do MMF, este método delinea de forma clara os esqueletos dos filamentos e as posições dos esferoides, além de estimar suas incertezas. Por essas razões, optamos por utilizar CWR no estudo da distribuição de galáxias em larga-escala.

4.4 Desenhando o Esqueleto Cósmico

Sobre a distribuição de pontos filtrados em z , aplica-se o código CWR. Para determinar o valor ótimo de A_0 (eq. 4.15), foram utilizadas 4 regiões em *redshifts* diferentes como teste. Cada uma teve seus padrões buscados pelo código CWR, variando a constante A_0 entre 0,5 e 1,0 em passos de 0,1. A figura 4.6 exibe os filamentos detectados na região centrada em A1758 com $A_0 = 0,6, 0,7$ e $0,8$, para comparação. O valor escolhido foi aquele que, por inspeção visual, resultou no esqueleto mais semelhantes às regiões sobredensas na distribuição de galáxias. Valores baixos de A_0 geram mais filamentos (e conseqüentemente mais detecções falsas), enquanto valores altos criam detecções muito aglomeradas que ignoram algumas estruturas identificadas por inspeção visual. Foram escolhidos os valores de 0,6 e 0,7 para identificação de filamentos e esferoides, respectivamente.

Após o processamento de todas as regiões, foi averiguada a qualidade da demarcação

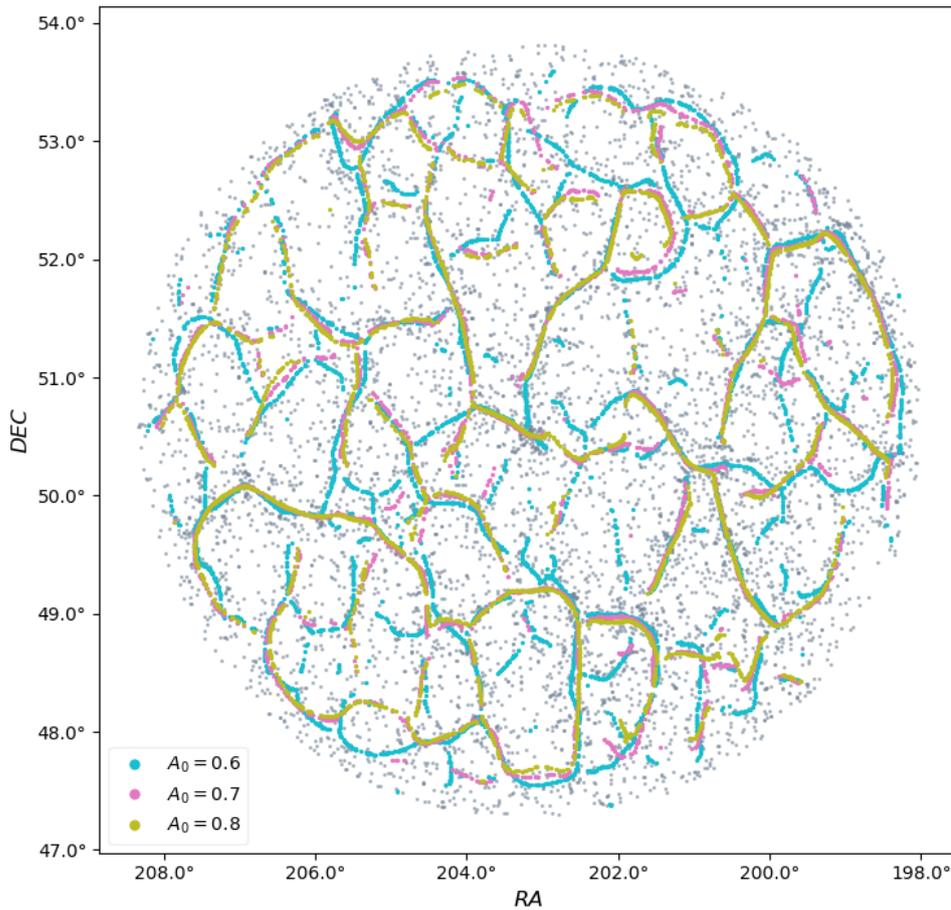


Figura 4.6: Região de $35 h^{-1}\text{Mpc}$ de raio ao redor de Abell 1758. As linhas nas cores azul, rosa e verde exibem a detecção filamentar utilizando A_0 valorado em 0,6, 0,7 e 0,8, respectivamente.

de esferoides, já que, originalmente, o código não realizava esse procedimento. Buscou-se na plataforma *NED* todos os AGs contidos nas regiões e os comparamos com os esferoides desenhados. Muitos aglomerados reais não foram encontrados pelo código e houve muitas detecções falsas. Desta forma, optamos por ignorá-las e destacar apenas os AGs reais nas áreas de interesse.

Os filamentos reconstruídos nas proximidades da borda da região não podem ser considerados, já que nessas áreas há pontos em uma direção (interior da circunferência) e não na outra (no exterior da circunferência). Os desenvolvedores do método denominam essa situação como ‘feito de borda’. Na figura 4.7, a área externa em cinza demarca a zona a ser desconsiderada por causa desse efeito, correspondendo a 10% do raio da região.

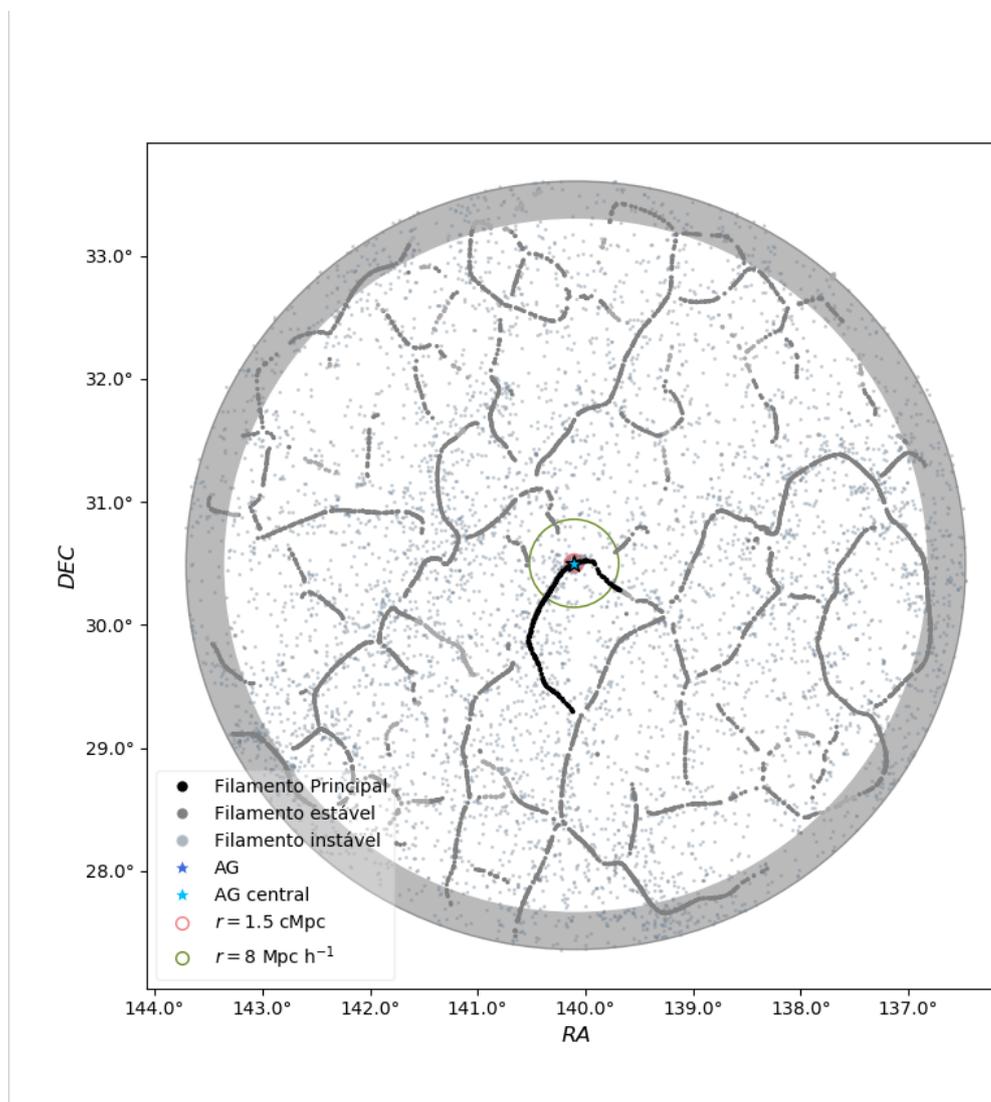


Figura 4.7: Região de $35 h^{-1} \text{Mpc}$ de raio ao redor de Abell 781, com o esqueleto filamental delineado pelo algoritmo *Cosmic Web Reconstruction*. Os pontos em cinza claro são as galáxias da região. Sobre elas, as linhas em cinza escuro e cinza claro representam os filamentos estáveis e instáveis, respectivamente. O filamento principal é demarcado em preto. O aglomerado de galáxia contidos no FP e estudado em raios-X é dado pela estrela em azul claro. Os círculos em rosa e verde delimitam regiões de raio $1,5 \text{ cMpc}$ (comovel) e $8 h^{-1} \text{Mpc}$, utilizados para a contagem da conectividade κ . O anel periférico em cinza indica a região na qual a identificação de filamentos deve ser desconsiderada devido a efeitos de borda.

Análise de Aglomerados em Raios-X

A obtenção espectral detalhada na seção 3.1 pode ser realizada em anéis ou abarcando todo o aglomerado, levando à obtenção de um perfil e a valores médios do objeto, respectivamente. Em ambos os casos, precisa-se realizar ajuste do espectro extraído.

5.1 Ajuste Espectral

O modelo espectral para ajuste da emissão *bremsstrahlung* de aglomerados de galáxias deve levar em conta diversos componentes para além do objeto extenso em si, que é representado pelas emissões contínua e de linhas (proveniente de um gás difuso ionizado no qual os elétrons quentes colidem com íons) e de absorção fotoelétrica. No *software XSPEC*¹ de ajuste de espectros, esses componentes são representados pelos modelos (**apec**) e (**wabs**).

O primeiro depende da temperatura do gás irradiador, de sua abundância química e do *redshift*, tendo um fator normalizador relacionado às densidades eletrônica e de hidrogênio (n_e e n_H em cm^{-3}):

$$norm = \frac{10^{-14}}{4\pi [D_A(1+z)]^2} \int n_e n_H dV, \quad (5.1)$$

D_A a distância de diâmetro angular (cm). **apec** modela tanto a emissão contínua (originária de *bremsstrahlung*) quanto as linhas colisionais de Ca, Fe, Ni, entre outras. Já o componente **wabs** de absorção depende apenas da coluna de hidrogênio. Estas informações estão descritas na tabela 5.1.

Para considerar os demais elementos do espectro, cujas origens não são a emissão do aglomerado em si, utiliza-se uma combinação de modelos (contidos no *software* ESAS),

¹ XSPEC: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>

Tabela 5.1 - Modelos utilizados no ajuste espectral.

Modelo	Parâmetro	Detalhes	Unidade
wabs	nH	coluna de hidrogênio	10^{22} átomos cm^{-2}
apec	kT	temperatura do plasma	keV
	$Abund$	metalicidade	Z_{\odot}
	z	<i>redshift</i>	-
	$norm$	fator de normalização	cm^{-5}

como descrito abaixo (Snowden e Kuntz, 2014).

5.1.1 Soft-Protons

O campo eletromagnético da Terra contém um plasma de partículas composto principalmente de elétrons e prótons. XMM-Newton, durante seu movimento orbital, cruza esse campo e fica exposto às partículas que podem comprometer suas observações. Por isso, o satélite porta um mecanismo que deflete as partículas mais energéticas. Porém, esse mecanismo não considera a presença de prótons de baixa energia ($< 100 - 300$ keV) ou *soft-protons*, que são refletidos pelos espelhos e chegam aos detectores, aumentando o nível de emissão de fundo e podendo causar sérios danos ao sistema (Fioretti et al., 2016).

Parte deste componente é retirado durante a filtragem de *flares* solares, porém comumente encontram-se resíduos que devem ser ajustados no decorrer da análise espectral, a partir de uma lei de potência.

5.1.2 Emissão de Origem Instrumental

Partículas energéticas em contato com os detectores produzem emissões do próprio instrumento. No caso das câmeras MOS, esse processo resulta em linhas nas energias $\sim 1,49$ keV e $\sim 1,75$ keV. Para a câmera PN, as linhas possuem $E \sim 1,49, 7,11, 7,49, 8,05, 8,62$ e $8,90$ keV. Cada linha é ajustada a partir de um modelo gaussiano com sua respectiva energia.

5.1.3 Emissão de Fótons de Baixa Energia

Possuem diferentes proveniências, necessitando cada uma de um termo de correção no ajuste espectral. A Bolha Local (gás rarefeito interestelar, no qual o Sistema Solar está

embebido) e as componentes fria e quente do halo da nossa galáxia são representados por modelos termais (com absorção nos dois primeiros casos, e sem, no terceiro) de energias $\sim 0,1$ keV, $\sim 0,1$ keV e $\sim 0,25 - 0,7$ keV. Uma lei de potência com índice $\alpha = 1,46$ compreende as emissões de origem extragalática, quer dizer, emissão de fontes pontuais não removidas.

O modelo composto é então:

$$bknpow + 8 \times gauss + 2 \times con \times \\ \times (apec + (2 \times apec + pow)wabs + apec \times wabs)$$

As 8 gaussianas vêm das linhas de origem instrumental de MOS1, MOS2 e PN; as 2 *con* são a normalização entre as 3 câmeras e o ângulo sólido em minutos de arco da região; os próximos 2 termos representam os fótons de baixa energia; *apec* \times *wabs* para a emissão do AG e *bknpow* para os *soft*-protons.

5.2 Perfil Radial

O estudo do perfil radial de um AG traz informações sobre a variação das propriedades físicas ao longo do objeto. Com essa finalidade, os aglomerados são divididos em anéis circulares concêntricos: partindo de seu centro, verifica-se qual o número de contagens N contidas num círculo de raio R . Se $N \geq M$, M o limite mínimo de contagens, então a forma é considerada um anel válido. Caso contrário ($N < M$), o raio de busca é aumentado num passo P e o processo é refeito. Utilizou-se $M \geq 1000$ contagens mínimas por anel. Cada região tem seu espectro ajustado. Como atribuição inicial dos parâmetros de entrada, nH recebe o valor da coluna de hidrogênio galáctica na posição do aglomerado no céu, obtida pelo *software* FTOOLS² e z é fixado em z_{agl} . Os erros das grandezas de interesse (temperatura e metalicidade, provenientes de uma componente *apec*) são calculados pela tarefa *error*, também do XSPEC (Souza de Almeida, 2020). A figura 5.1 exhibe o perfil de temperatura de A773, e os demais estão no apêndice (figura B.-2).

² FTOOLS: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/>

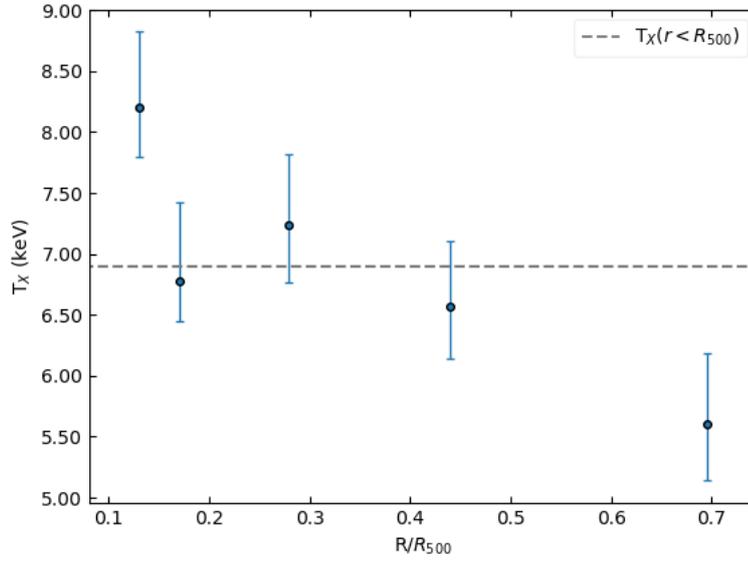


Figura 5.1: Perfil radial de temperatura de A773. A linha pontilhada cinza representa a temperatura média em $0,15R_{500} < r < R_{500}$.

5.3 Valores Globais

O estudo do objeto extenso numa única região resulta nos valores globais das grandezas de interesse. A análise se dá como descrito acima, porém em um único anel de $0,15R_{500} < r < R_{500}$. R_{500} é o raio no qual a densidade do objeto é 500 vezes a densidade crítica do universo. O limite inferior ($0,15R_{500}$) tem finalidade de mascarar o centro do aglomerado, uma vez que em AGs *cool-core* essa área é mais fria e densa que o restante do objeto. Desta forma, considerá-la nesta etapa modificaria os valores médios reais.

Já que a densidade do objeto não é conhecida, podemos utilizar uma relação de escala empírica para encontrar R_{500} (Evrard et al. (1996)):

$$R_{500} = (1,24 \pm 0,09) \left(\frac{kT}{10\text{keV}} \right)^{1/2} (1+z)^{-3/2} h^{-1}\text{Mpc}, \quad (5.2)$$

com kT a temperatura do aglomerado em keV.

A determinação de R_{500} é feita iterativamente. Sendo kT também desconhecida a princípio, estipula-se um anel de tamanho $0,15r_{\text{ext}} \leq r \leq r_{\text{ext}}$, no qual r_{ext} corresponde ao raio do maior anel utilizado durante a análise radial do aglomerado (detalhes na seção 5.2). Então, é extraído e ajustado o espectro do aglomerado nessa região, levando à obtenção de kT . Com seu valor, calcula-se R_{500} pela equação 5.2. Na segunda iteração, assume-se r_{ext}

como o R_{500} recém-estipulado, determinando assim uma nova região da qual novamente obtemos o espectro, a temperatura e uma nova estimativa de R_{500} . Todo o processo é refeito (atualização do tamanho da região, extração e ajuste espectral, cálculo de R_{500}) pelo menos 3 vezes, e é interrompido quando $|R_{500,\text{atual}} - R_{500,\text{anterior}}| \leq 0,01$, ou seja, quando a variação de R_{500} entre duas repetições é menor ou igual à 1%.

5.4 Brilho Superficial

Uma vez encontrado o melhor ajuste para os dados, é possível calcular o perfil de densidade. Além dos parâmetros encontrados pela modelagem do brilho superficial, precisa-se da normalização n_0 , que pode ser encontrada através da equação 5.1 proveniente do modelo *apec*. Como n_0 representa a densidade central, a área de extração espectral para a sua determinação deve corresponder às regiões internas do AG. Feito isso, a densidade radial é obtida. Sua integral ao longo do raio do objeto resulta na massa proveniente do plasma intra-aglomerado (eq. 1.13). A massa hidrostática, que leva em conta todos os componentes do aglomerado (gás, galáxias, matéria escura) é calculada pela equação 1.14. Ela se baseia nos perfis de densidade e temperatura. Contudo, optamos por não modelar os perfis radiais de temperatura, por duas razões. Primeiro, há perfis como A1576 e A1758 com poucos pontos (2 e 3, respectivamente); segundo, em alguns casos os pontos apresentam clara descontinuidade (A2111, A781). Nessas situações, não foi possível realizar o ajuste dos dados. Portanto, para derivar a massa hidrostática de forma consistente em toda a amostra, assumimos que os AGs são isotérmicos ($dT/dr = 0$).

Três aglomerados, no entanto, não puderam ser tratados conforme descrito. São sistemas altamente perturbados com sinais de atividade recente. Os perfis de brilho superficial destes aglomerados não foram bem ajustados ao modelo- β modificado, inviabilizando a análise consequente. Felizmente, utilizando apenas a temperatura proveniente da observação em raios-X, é possível estimar sua massa total através da relação de escala massa-temperatura, derivada da razão de escala empírica para R_{500} , eq. 5.2 (desenvolvimento no apêndice A):

$$M(< R_{500}) = (3,99 \pm 0,93)10^3 \times \rho_c(z) \left[\frac{kT}{(1+z)10} \right]^{3/2} \frac{h^{-3}}{(1+z)^3} M_{\odot} , \quad (5.3)$$

$\rho_c(z)$ a densidade crítica do Universo num dado z ($\rho_c(z) = 3H(z)^2/8\pi G$).

Por conta das frentes de choque que resultam em regiões mais quentes, múltiplos picos de emissão ou dificuldade em determinar o centroide, a caracterização de kT foi comprometida. Assim, para esses três objetos foram utilizados valores de temperatura da literatura, provenientes de trabalhos com abordagens específicas para sistemas perturbados, nos quais as medidas em raios-X foram feitas com o satélite *XMM-Newton*. Os três objetos são:

- **Abell 1758:** Um sistema constituído por dois aglomerados, A1758 Norte (estudado neste trabalho) e A1758 Sul, distantes 2 Mpc entre si. [David e Kempner \(2004\)](#) mostraram que ambos objetos apresentam sinais de interações, estando A1758N no estágio posterior a uma colisão entre dois aglomerados de $kT \sim 7$ keV e A1758S prestes a passar pela fusão de dois AGs de $kT \sim 5$ keV. [Durret et al. \(2011\)](#) reforçam os resultados prévios, e concluem que os sistemas Norte e Sul estão ligados gravitacionalmente apesar de não evidenciarem perturbações devido ao companheiro.
- **Abell 1914:** Este objeto apresenta evidências de uma colisão observada após a passagem das componentes pelo centro do sistema, com indícios de acreção de grupos na direção da estrutura filamentar que o atravessa ([Barrena et al., 2013](#));
- **ZwCl 2341.1+0000:** Encontra-se num ambiente extremamente denso, configurando um super-aglomerado de ~ 200 Mpc ([Bagchi et al., 2017](#)). Possui forte emissão em radio e subestruturas no meio intra-aglomerado. Sua emissão em raios-X é alongada, assim como a distribuição das galáxias-membro, estendendo-se por ~ 4 Mpc ([Bagchi et al., 2011](#)). Segundo [Boschin et al. \(2013\)](#), Z2341 é composto por ao menos três subaglomerados em colisão.

As figuras 5.2 e 5.3 mostram os perfis de brilho superficial e densidade de A2111. Na primeira, os pontos foram ajustados ao modelo- β modificado (eq. 1.8) em $R < R_{500}$. O χ^2 e resíduo de cada ponto estão nos painéis inferiores. O perfil da densidade eletrônica derivado do brilho superficial está na segunda figura. Os perfis dos demais aglomerados estão em anexo (figuras B.-3 e B.-3).

5.5 Estado Dinâmico

O estado dinâmico de aglomerados carrega informação sobre seu grau de atividade, ou seja, se está evoluindo passivamente ou passando por eventos de acreção de grupos e colisão

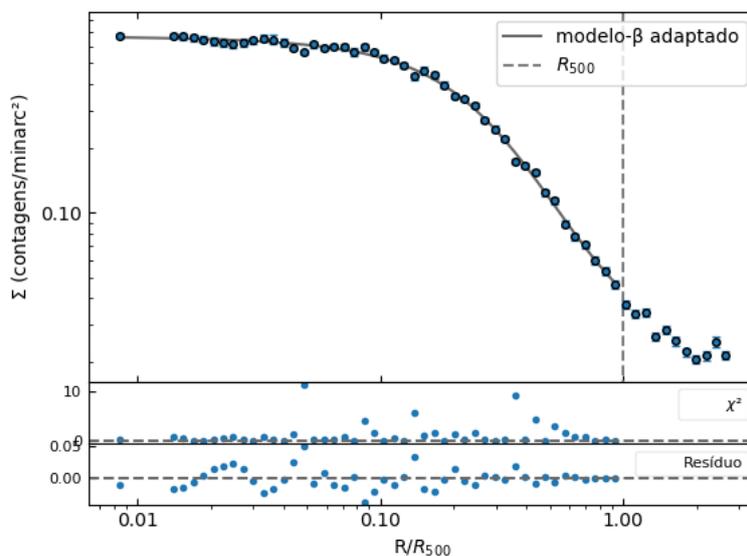


Figura 5.2: Perfil de brilho superficial de A2111. A linha cinza sólida indica o ajuste do perfil- β adaptado em $r < R_{500}$ (linha cinza pontilhada). Os painéis inferiores mostram o χ^2 e resíduo.

com outros aglomerados. Uma forma de realizar essa caracterização é pela segregação de AGs em *cool-core* e não *cool-core*. Algumas formas de realizar essa classificação são:

1. **Inspeção visual da imagem em raio-X:** aglomerados CC possuem um pico de emissão central, correspondendo à região mais fria do corpo;
2. ***Cuspiness* (δ):** indica a presença ou não de um pico nas regiões centrais do perfil de densidade (Hudson et al., 2010) (eq. 5.4);
3. **Razão de temperatura (RT):** avalia a temperatura central do objeto, em relação à sua temperatura global (eq. 5.5);
4. **Parâmetro de Concentração (CSB):** avalia a concentração do brilho superficial no centro (eq. 5.6).

$$\delta = \left. \frac{\partial \ln n_e(r)}{\partial \ln r} \right|_{r=0,04R_{500}} \quad (5.4)$$

$$RT = \frac{kT_{r=0,15R_{500}}}{kT_{r=R_{500}}} \quad (5.5)$$

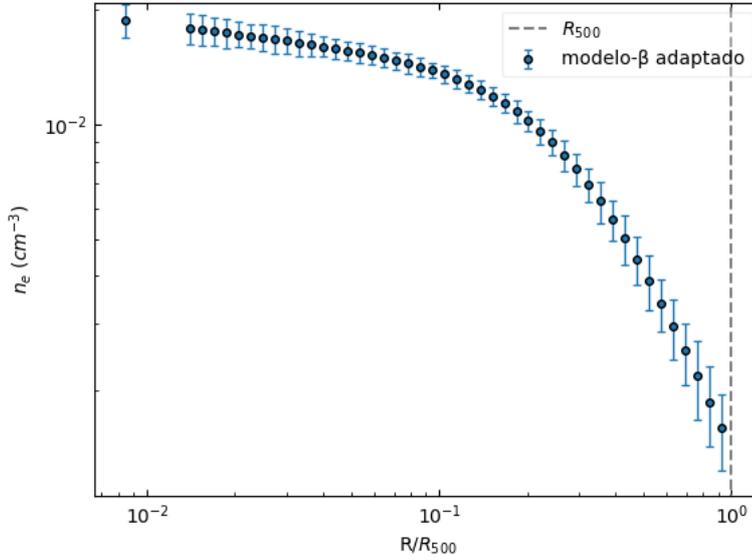


Figura 5.3: Perfil de densidade de A2111. A linha pontilhada cinza indica R_{500} .

$$CSB = \frac{\sum_{r=0,15R_{500}}}{\sum_{r=R_{500}}} \quad (5.6)$$

No entanto, os resultados destes métodos não necessariamente concordam entre si. Por isso, a definição como CC ou NCC decorre da conformidade na classificação entre a inspeção visual e ao menos um dos demais métodos. Os limites desses parâmetros para que o objeto seja considerado CC são mostrados na tabela 5.2. Os valores dessas grandezas para os aglomerados em raios-X, excluindo A1758, A1914 e Z2341 estão na figura 5.4. Nela, as áreas em cinza claro encerram os pontos categorizados como CC por uma das metodologias (δ , RT ou CSB), e as em cinza escuro contemplam as intersecções.

Parâmetro	Referência
$\delta > 0,46$	Laganá et al. (2019)
$RT < 1$	-
$CSB > 0,26$	Laganá et al. (2019)

Tabela 5.2 - Parâmetros para caracterização de CC.

Os AGs também foram qualificados como ‘Em Colisão’, ‘Intermediário’ ou ‘Relaxado’, por inspeção visual como no descrito acima, sendo o primeiro caso aquele com sinais de interações recentes como múltiplos picos de emissão ou pico deslocado do centro, objeto

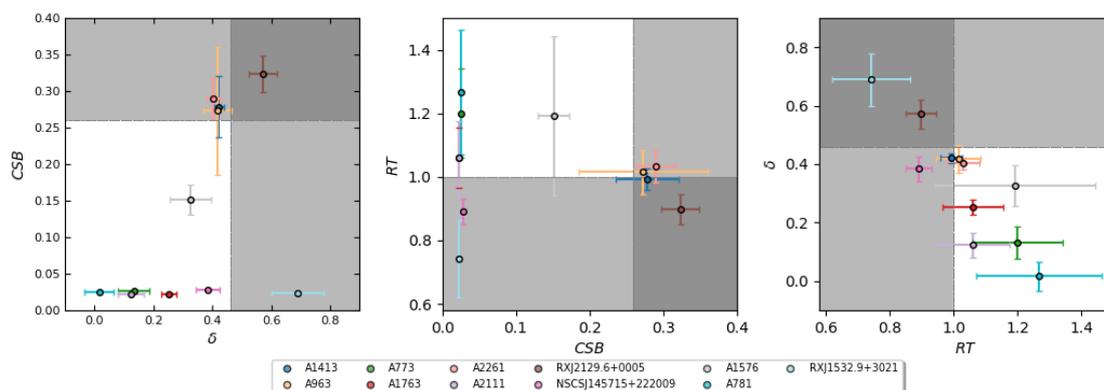


Figura 5.4: Da esquerda para a direita: Concentração de brilho superficial por *Cuspiness*, Razão de temperatura por Concentração de brilho superficial e *Cuspiness* por Razão de temperatura dos aglomerados em raios-X, excluindo A1758, A1914 e Z2341. As linhas cinza tracejadas representam os limites das grandezas para a segregação entre CC e NCC, e as áreas em cinza são aquelas que contém os CC.

com formato muito alongado ou sem formato definido. Se essas características forem visíveis mas pouco intensas, o sistema recebe a segunda classificação, e caso o objeto não apresente tais perturbações é tido como ‘Relaxado’. A tabela 5.3 exibe os resultados dessa segregação, assim como os valores de temperatura e massas encontrados.

Tabela 5.3 - Valores de R_{500} , temperatura, massas do gás e hidrostática e informações de estado dinâmico dos 14 aglomerados analisados. As temperaturas de A1758, A1914 e Z2341 são oriundas de [David e Kempner \(2004\)](#), [Martino et al. \(2014\)](#) e [Bagchi et al. \(2011\)](#), respectivamente.

Aglomerado	R_{500} (Mpc)	kT (keV)	M_{gas}^{500} ($10^{14}M_{\odot}$)	M_{tot}^{500} ($10^{14}M_{\odot}$)	Core	Atividade
A773	1,05	$6,89 \pm 0,71$	$3,56 \pm 1,18$	$5,43 \pm 0,87$	NCC	Relaxado
A781	0,93	$6,21 \pm 0,79$	$0,68 \pm 0,26$	$3,05 \pm 1,13$	NCC	Em colisão
A963	1,04	$6,20 \pm 0,32$	$0,63 \pm 0,17$	$3,95 \pm 0,37$	CC	Relaxado
A1413	1,19	$7,18 \pm 0,19$	$1,74 \pm 0,18$	$5,05 \pm 0,21$	CC	Relaxado
A1576	0,94	$6,53 \pm 0,83$	$1,39 \pm 0,68$	$3,43 \pm 1,06$	NCC	Intermediário
A1758	-	$8,20 \pm 0,40$	-	$5,16 \pm 1,24$	NCC	Em colisão
A1763	1,00	$6,70 \pm 0,29$	$0,86 \pm 0,25$	$4,85 \pm 0,86$	NCC	Em colisão
A1914	-	$7,16 \pm 0,49$	-	$7,30 \pm 0,30$	NCC	Em colisão
A2111	1,05	$6,43 \pm 0,40$	$2,56 \pm 0,79$	$4,27 \pm 0,81$	NCC	Intermediário
A2261	1,11	$7,30 \pm 0,30$	$1,40 \pm 0,12$	$4,44 \pm 0,16$	CC	Relaxado
N1457	0,87	$4,77 \pm 0,20$	$0,44 \pm 0,05$	$2,72 \pm 0,17$	CC	Relaxado
R1532	1,53	$6,27 \pm 1,01$	$0,64 \pm 0,19$	$6,42 \pm 1,51$	CC	Relaxado
R2129	0,97	$5,60 \pm 0,27$	$0,57 \pm 0,22$	$3,11 \pm 0,26$	CC	Relaxado
Z2341	-	$4,70 \pm 0,50$	-	$2,29 \pm 0,65$	NCC	Em colisão

Análise das Galáxias na Estrutura em Larga-Escala

Os esqueletos cósmicos desenhados anteriormente (seção 4.1) contêm diversas estruturas filamentosas nos arredores dos aglomerados de interesse. Para a etapa conseguinte, contudo, focaremos apenas no filamento mais próximo ao AG observado em raios-X. Serão chamados de Filamento Principal (FP) aqueles que contêm o AG em questão e de Secundário (FS) os que desembocam no aglomerado. Caso não haja filamento cruzando o objeto, o Secundário mais próximo a ele será considerado o FP. Para cada região em larga-escala será estudado em detalhes apenas um filamento, o Principal.

Uma vez determinado o FP, é preciso delimitá-lo. Um filamento se encerra quando quaisquer desses cenários ocorrer:

- Encontra-se um ponto demarcado como ‘instável’;
- Há uma descontinuidade na sequência de pontos;
- Ocorre uma bifurcação;
- O padrão se curva acentuadamente em mais de 90°.

Seguindo esses critérios, usou-se do *software Tool for OPerations on Catalogues And Tables* - TOPCAT¹ para definir quais os pontos pertencentes ao FP, gerando uma lista com suas posições (RA, DEC).

É importante notar que esta lista não identifica quais galáxias da distribuição espacial estão contidas ou não num dado filamento. Ela apenas demarca a posição do esqueleto filamentar, que é dado por pontos ao invés de uma linha contínua. A associação das galáxias membro do FP será feita a seguir. Para isso, deve-se atentar que as galáxias pertencentes

¹ TOPCAT <http://www.star.bris.ac.uk/~mbt/topcat/>

a aglomerados não podem ser consideradas, viabilizando o estudo de propriedades que concernem apenas ao filamento.

6.1 As Galáxias nos Aglomerados

Não necessariamente o AG estudado em raios-X é o único contido num FP. Por conta disso, buscamos na plataforma NED todos os aglomerados presentes no entorno do padrão filamentar, no mesmo intervalo de *redshift* da região. Com isso, é possível selecionar quais galáxias são pertencentes a esses objetos para então excluí-las da análise filamentar.

Primeiramente, foram selecionadas todas as galáxias mais próximas do que R_{200} do centro dos AGs, sendo $R_{200} \simeq R_{500}/0,65$. Essa relação provém da definição do parâmetro de concentração, $c \equiv R_{200}/R_{500}$, que indica quão concentrada a massa do aglomerado está, estando de acordo com uma distribuição de massa do halo de matéria escura na forma de um perfil NFW (Navarro et al., 1997). Adotamos $c = 1/0,65$, como frequentemente utilizado na literatura (Reiprich et al., 2013). Como o valor de R_{500} é conhecido apenas para os objetos que estudamos em raios-X, tomou-se $R_{200} = 2$ Mpc para os demais casos.

Foram também excluídas as galáxias muito ou pouco brilhantes ($13 < r < 23$, r a magnitude aparente nesta banda) e com índices de cor extremos ($-1 < (g-r) < 4$). Agora, é necessário descartar os objetos contidos em R_{200} que não pertencem ao aglomerado, ou seja, objetos de fundo ou frente.

A cada uma das galáxias restantes é associada uma probabilidade P_{agl} dela pertencer ao aglomerado. Para isso, seleciona-se uma região anular de controle, de $4R_{200} < R < 4,8R_{200}$ centrada no AG, que chamaremos de ‘campo’. As galáxias do campo são filtradas em cor e magnitude da forma acima descrita. Então, cria-se um diagrama cor-magnitude ($(g-r) \times r$) para ambas as regiões (campo e aglomerado). Sobre a distribuição de pontos nestes gráficos aplicamos o método de *Kernel Density Estimator* - KDE (oriundo do pacote *gaussian KDE*, SciPy) que estima a função densidade de probabilidade f de um certo conjunto de dados. A chance da galáxia i pertencer ao AG é então:

$$P_{\text{agl}}^i = \left(1 - \frac{\rho_C f_C^i}{\rho_{\text{agl}} f_{\text{agl}}^i} \right) \times \text{Prior}_z^i. \quad (6.1)$$

ρ_C e ρ_{agl} representam a densidade de galáxias em ambas as regiões ($\rho = \text{número}_{\text{gals}}/\text{área}$).

$Prior_z^i$ é utilizado para adicionar a informação de *redshift* à P_{agl} através da probabilidade da galáxia estar numa fatia de largura $z_{agl} - \sigma < z_{gal}^i < z_{agl} + \sigma$, considerando que os *redshifts* possuam uma distribuição gaussiana. Sendo assim, σ é o desvio padrão da distribuição de z .

A seleção das galáxias membro do aglomerado se dá por 100 iterações de Monte Carlo: é sorteado um número n , $0 \leq n \leq 1$, o qual é comparado com P_{agl}^i . Se $n \leq P_{agl}^i$ em pelo menos 69 das vezes (equivalente à 1σ), então a galáxia i é considerada pertencente ao aglomerado. Esse método de seleção foi desenvolvido por Souza de Almeida (2020). Após esta seleção, foi possível realizar um ajuste linear aos pontos do aglomerado sem contaminação, delimitando sua sequência vermelha (vide seção 1.4). Por fim, os pontos remanescentes com 0,15 magnitudes acima do ajuste da SV são removidos, assim como os com $(g - r) > -0,5$ e $-24 \leq Mr \leq -18$, Mr a magnitude absoluta na banda r (figura 6.1).

Em suma, as galáxias identificadas como membro de aglomerados em FPs, dentro de R_{200} , são eliminadas da distribuição original de pontos, para que a análise filamentar seja feita sem a contaminação de galáxias de AGs. As galáxias membro de AG serão também utilizadas para o estudo de correlações entre os componentes da teia cósmica, como mostrado no capítulo 7. É importante ressaltar que, para isso, são utilizadas apenas as galáxias pertencentes aos aglomerados dentro de R_{500} , uma vez que grandezas como massa e temperatura de AGs foram obtidas dentro desse raio, e não em R_{200} , mantendo assim a consistência entre as medidas.

6.2 As Galáxias nos Filamentos Cósmicos

Agora, passamos para a identificação dos objetos filamentosares. O esqueleto do FP é sobreposto à distribuição original de pontos. As galáxias associadas ao filamento, ou seja, aquelas distantes até 1,5 Mpc do padrão, são detectadas. A escolha dessa distância foi feita baseada em Cautun et al. (2014) e Aragón-Calvo et al. (2010), os quais concluíram que o diâmetro típico de um filamento é $< 5 h^{-1}$ Mpc e uma estrutura proeminente possui $\sim 4 h^{-1}$ Mpc de espessura. Além disso, os autores verificaram que filamentos que conectam AGs são os mais espessos das amostras. Uma vez que usaremos aqui apenas filamentos principais (que contêm AGs), é razoável assumir que seu raio típico seja $\sim 2,8$

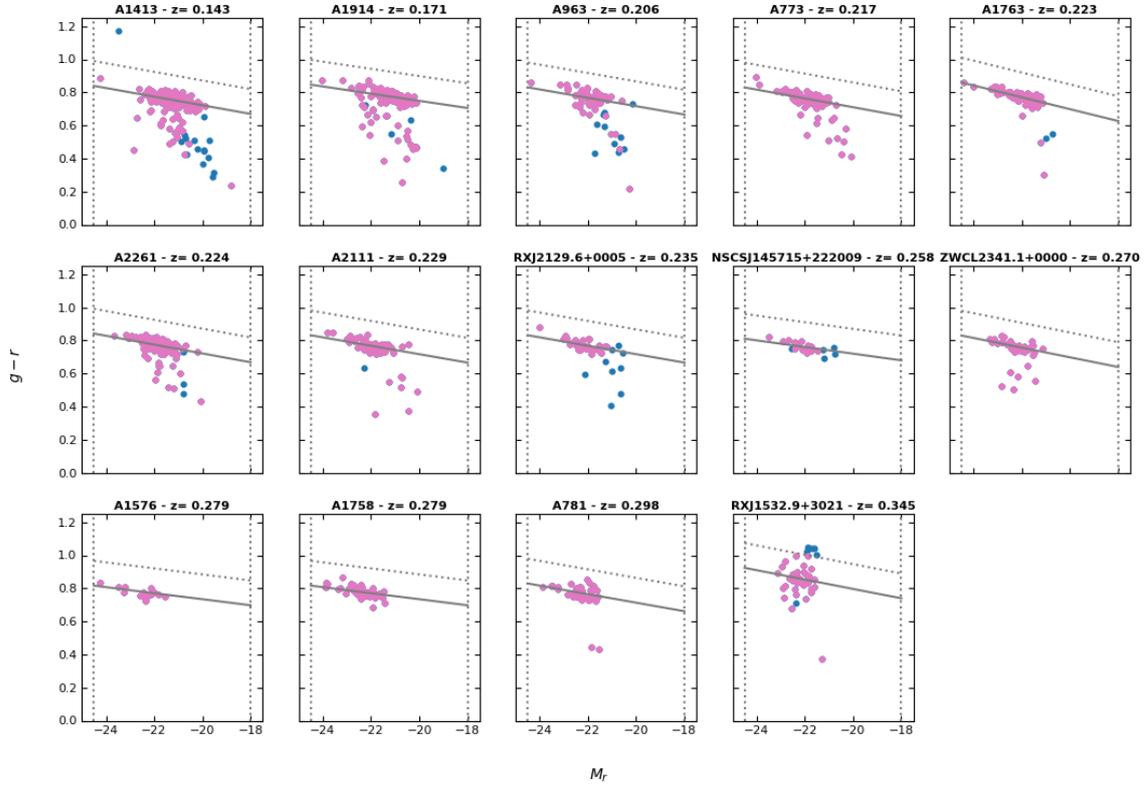


Figura 6.1: Sequência vermelha de cada um dos 14 aglomerados estudados em raios-X. Pontos em azul representam todos aqueles contidos em R_{200} , os em rosa são os selecionados como membro do AG. A linha sólida em cinza é o ajuste da SV e as pontilhadas paralelas a ele delimitam o intervalo $\Delta(g-r) = 0,3$. As pontilhadas verticais são os limites superior e inferior de magnitude absoluta na banda r (Mr).

Mpc ($h = 0,7$). Desta forma, o raio de 1,5 Mpc valoriza a pureza em detrimento da completude, uma vez que encerra apenas as galáxias mais internas da estrutura.

Das galáxias selecionadas, são removidas aquelas que:

- pertencem a AGs;
- possuem magnitude absoluta $-24 \leq Mr \leq -18$;
- tem índice de $g-r > -0,5$ ou $0,15$ magnitudes acima do ajuste da sequência vermelha.

Caso haja múltiplos AGs no filamento, serão considerados os coeficientes linear e angular provenientes da SV do aglomerado estudado em raios-X. O limite superior imposto

ao índice de cor tem por finalidade excluir os objetos de fundo. As galáxias restantes serão chamadas de Gal_{fil} .

As três propriedades dessa estrutura de maior interesse neste trabalho são: comprimento, cor e densidade relativa. Para o cálculo do primeiro (L_{fil}), é necessário ordenar os pontos constituintes do esqueleto. Em seguida, calcula-se a distância entre cada ponto consecutivo, d_i^{i+1} . Neste momento, é importante ressaltar que a distribuição se dá sobre a esfera celeste, não sobre um plano. A figura 6.2 ilustra a situação. A separação real entre os pontos A e B não é uma reta que as conecta, e sim o segmento de círculo Θ .

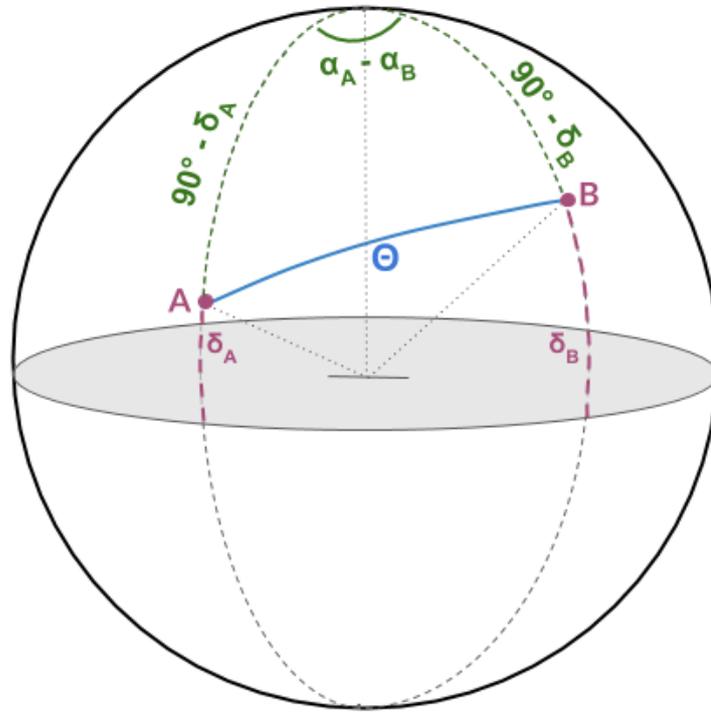


Figura 6.2: Representação da menor distância entre dois pontos (A e B) sobre uma esfera, dado pelo segmento azul (Θ). α_A, α_B e δ_A, δ_B são a ascensão reta e declinação de A e B.

O segmento Θ é encontrado pela fórmula da menor distância, i.e., da geodésica sobre uma esfera:

$$\cos(\Theta) = \cos(\pi/2 - \delta_A) \cos(\pi/2 - \delta_B) + \sin(\pi/2 - \delta_A) \sin(\pi/2 - \delta_B) \cos(\alpha_A - \alpha_B)$$

$$\cos(\Theta) = \sin(\delta_A) \sin(\delta_B) + \cos(\delta_A) \cos(\delta_B) \cos(\alpha_A - \alpha_B), \quad (6.2)$$

com isso, d_A^B é dada pelo arco cosseno de Θ , i.e., do lado direito da equação 6.2. O comprimento em graus dos filamentos é então a soma dos segmentos d_i^{i+1} . A conversão para tamanho físico se dá pela distância de diâmetro angular, ou D_A , definida como a

razão entre a extensão do objeto pelo ângulo que ele ocupa no céu. No nosso caso, como a reconstrução do esqueleto é uma projeção bidimensional, podemos escrever D_A como:

$$D_A = \frac{L_{\text{fil}}}{\sum_{i=0}^N d_i^{i+1}}, \quad (6.3)$$

N o número de pontos do esqueleto filamentar. Essa grandeza se correlaciona com a distância de luminosidade D_L (eq. 4.2) através de:

$$D_L = D_A(1 + z), \quad (6.4)$$

ou seja, depende apenas da cosmologia adotada e do *redshift* do objeto. Logo, os valores de D_A foram obtidos por uma calculadora cosmológica online². Como estamos trabalhando em fatias de *redshift* de espessura $\Delta z = 0,16$, adotamos o z do aglomerado central (estudado em raios-X) para o cálculo de D_A .

A separação entre o primeiro e o último ponto de cada FP foi estimada como o limite inferior de L_{fil} . O limite superior foi calculado como o comprimento de um semicírculo com diâmetro equivalente ao limite inferior.

Com isso, é possível aferir a densidade relativa, dada por:

$$\rho_{\text{rel}} = \frac{\rho_{\text{fil}}}{\rho_{\text{campo}}}, \quad (6.5)$$

onde ρ_{fil} é o número de galáxias no filamento por sua área (equivalente ao comprimento da estrutura multiplicada por sua espessura, definida aqui como 3 Mpc). Analogamente, ρ_{campo} identifica a densidade numérica de todas as galáxias presentes na região de $35 h^{-1}\text{Mpc}$ ao redor do AG central, sendo que só foram considerados os objetos que satisfazem os critérios de índice de cor e magnitude descritos acima. ρ_{rel} representa então a “força” da sobredensidade da estrutura em relação à distribuição de galáxias local. Usar a densidade numérica simples ao invés da relativa insere um erro referente ao viés de Malmquist, pois em regiões mais distantes observa-se apenas os objetos mais brilhantes devido às limitações instrumentais. Isso acarreta num menor número total de astros avistados, e conseqüentemente a uma menor densidade numérica. Logo, ρ_{rel} é uma forma justa de comparar essa medida em diferentes *redshifts*. Os limites superior e inferior foram estimados pela propagação dos limites de L_{fil} .

² Calculadora cosmológica: <http://www.astro.ucla.edu/~Ewright/CosmoCalc.html>

Por fim, definimos a cor como a média simples dos índices de cor das galáxias membro do FP, baseados nas magnitudes absolutas. Os valores obtidos para os 14 FPs estão na tabela 6.1. Os limites superior e inferior do comprimento e da densidade serão omitidos nos gráficos, para não poluir sua visualização.

Além dos valores totais dessas grandezas, analisamos a variação delas ao longo do filamento, em duas direções:

1. Gradiente perpendicular: considera a distância entre Gal_{fil} e o ponto do esqueleto mais próximo (D_{fil});
2. Gradiente paralelo: distância entre Gal_{fil} e o aglomerado mais próximo (D_{gal}).

A figura 6.3 exibe a cor média das galáxias membro de cada FP em relação à sua densidade relativa.

Tabela 6.1 - Propriedades dos filamentos principais.

Aglomerado Central	L_{fil} (Mpc)	ρ_{rel}	$\overline{(g - i)}$
A773	20^{+33}_{-3}	$1,83^{+1,18}_{-1,54}$	$1,06 \pm 0,01$
A781	31^{+22}_{-14}	$1,92^{+0,57}_{-1,04}$	$1,10 \pm 0,01$
A963	9^{+18}_{-1}	$2,38^{+2,24}_{-2,23}$	$1,06 \pm 0,02$
A1413	50^{+58}_{-16}	$1,50^{+0,22}_{-1,03}$	$0,97 \pm 0,01$
A1576	20^{+31}_{-4}	$1,37^{+0,75}_{-1,11}$	$1,11 \pm 0,01$
A1758	4^{+8}_{-1}	$1,40^{+1,24}_{-1,29}$	$1,09 \pm 0,01$
A1763	50^{+69}_{-12}	$1,61^{+0,61}_{-1,22}$	$1,08 \pm 0,01$
A1914	16^{+29}_{-2}	$1,31^{+1,09}_{-1,18}$	$1,03 \pm 0,02$
A2111	22^{+43}_{-1}	$1,83^{+1,75}_{-1,72}$	$1,09 \pm 0,01$
A2261	15^{+24}_{-2}	$1,73^{+1,12}_{-1,45}$	$1,08 \pm 0,01$
N1457	19^{+23}_{-6}	$1,09^{+0,20}_{-0,76}$	$1,09 \pm 0,02$
R1532	32^{+60}_{-2}	$1,42^{+1,31}_{-1,32}$	$1,16 \pm 0,01$
R21295	68^{+101}_{-14}	$1,83^{+0,93}_{-1,46}$	$1,06 \pm 0,01$
Z2341	50^{+91}_{-5}	$1,75^{+3,20}_{-0,17}$	$1,09 \pm 0,01$

Sobre esses dados, aplicou-se o método estatístico de filtragem $\sigma - clipping$: a mediana m e o desvio padrão σ da amostra são calculados, e todos os pontos mais distantes de m que $n \times \sigma$ são desconsiderados. O processo é repetido até que não haja mais pontos fora do limite estabelecido ($n = 2,5$, neste caso). A área em cinza na figura delinea a região dentro de $2,5\sigma$ da mediana (a linha cinza sólida). Filamentos pouco densos ($\rho_{\text{rel}} < 1,5$)

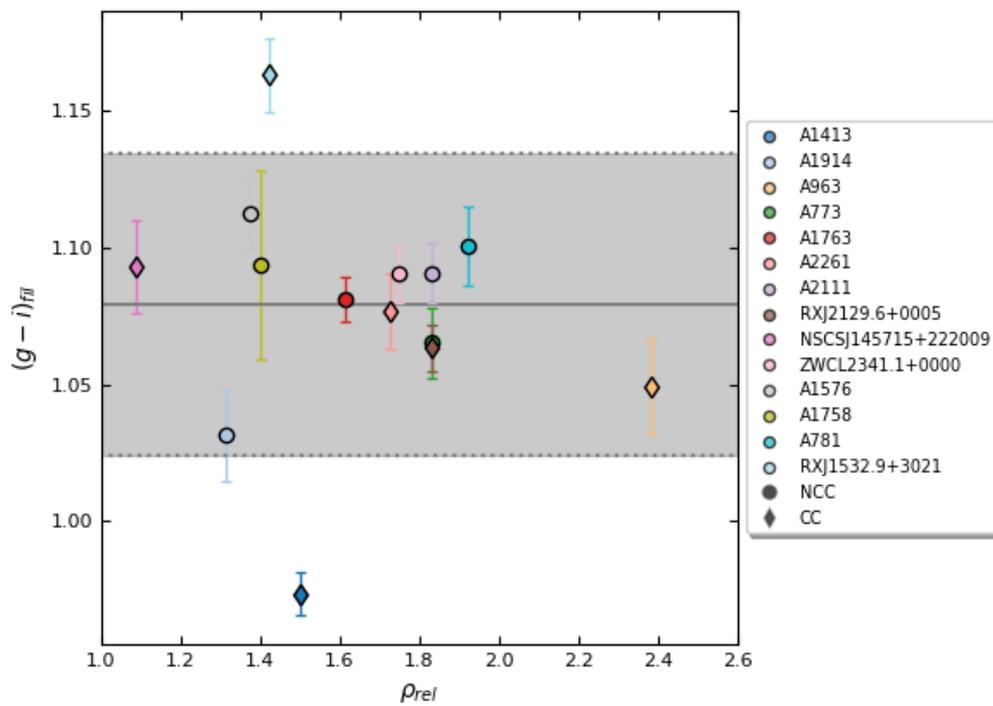


Figura 6.3: Média do índice de cor $(g - i)$ das galáxias membro de cada FP pela densidade relativa da estrutura. A linha sólida cinza representa a mediana dos valores; as pontilhadas estão à $2,5\sigma$ de distância da mediana. A área em cinza engloba os pontos aceitos pelo método $\sigma - clipping$.

exibem maior dispersão na cor, de forma que os FPs de A1413 e R1532 encontram-se fora do intervalo em cinza. Esse efeito pode demonstrar a dificuldade em se delimitar estruturas filamentosas pouco densas, acarretando na associação errônea de galáxias de frente, fundo e campo a elas. Por isso, esses pontos foram tratados de forma diferenciada na análise que segue. O valor médio da cor dos FPs (desconsiderando os pontos já mencionados) é 1,08 com desvio padrão $\sigma = 0,02$.

A variação da cor das galáxias membro ao longo do filamento é avaliada na figura 6.2. A da esquerda exibe o gradiente em relação à distância ao aglomerado mais próximo, D_{agl} . Para cada FP, separamos as galáxias em 3 intervalos de distância de 2-3, 3-4 e 4-5 Mpc. O limite inferior de 2 Mpc foi escolhido pois há poucas galáxias em distâncias menores que essa, uma vez que as galáxias membro de aglomerados em $r < R_{200}$ foram removidas dessa análise. Os valores do gráfico representam a média de todas as galáxias em cada intervalo, para todos os FPs. Já o gráfico à direita avalia a cor em pela distância perpendicular das galáxias ao centro do eixo filamentar (D_{fil}). Novamente, os membros foram separados em fatias com limites de 0,5, 1 e 1,5 Mpc e a média de todos os componentes em cada região foi calculada.

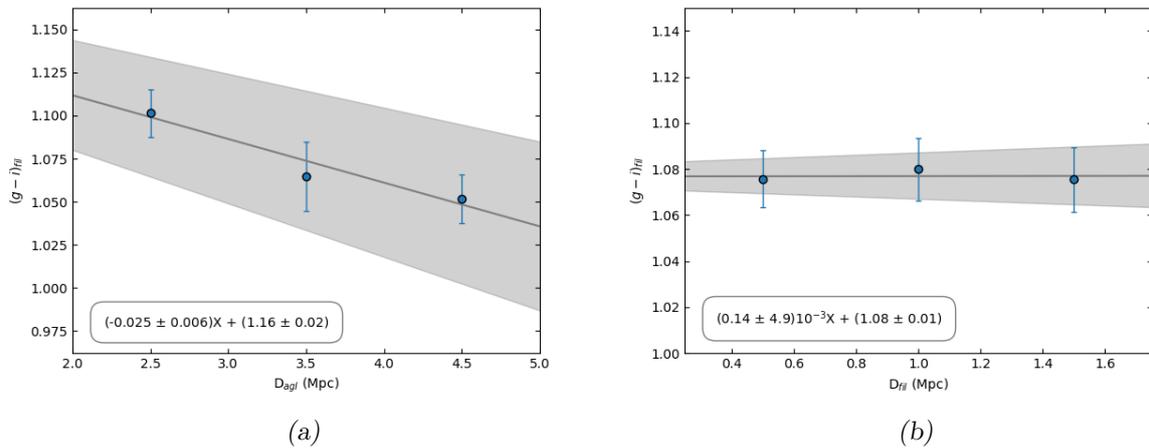


Figura 6.4: Cor média das galáxias membro do filamento pela distância ao aglomerado mais próximo (esquerda) e pela distância perpendicular ao eixo do filamento (direita). A média foi calculada sobre todos os objetos contidos num dado intervalo de distância.

Os resultados apontam para o avermelhamento das galáxias conforme se aproximam do aglomerado, sendo o coeficiente angular do ajuste $\alpha = (-2,5 \pm 0,6) \times 10^{-2}$. Apesar de leve, a tendência mostra-se significativa, coincidindo com o cenário de não evolução (i.e.,

$\alpha = 0$) apenas dentro de 4σ . Em contrapartida, não é verificada qualquer tendência de variação de cor em relação à distância ao eixo filamentar ($\alpha = (0,14 \pm 4,9) \times 10^{-3}$).

Outro aspecto avaliado foi a variação da densidade relativa pelas distâncias ao aglomerado mais próximo e ao eixo do filamento. No primeiro caso, nenhuma correlação foi identificada. O gráfico 6.5 mostra a densidade relativa média dos 14 FPs em relação à distância ao eixo filamentar. As medidas de ρ_{rel} foram feitas em seções de espessura 0,5 Mpc paralelas ao filamento. As 3 seções encontram-se progressivamente mais afastadas do esqueleto, em intervalos D_{fil} de 0-0,5, 0,5-1 e 1-1,5 Mpc. As barras de erro provêm do desvio padrão da média de cada valor. Apesar das largas incertezas, verifica-se o aumento da densidade relativa nas regiões centrais da estrutura.

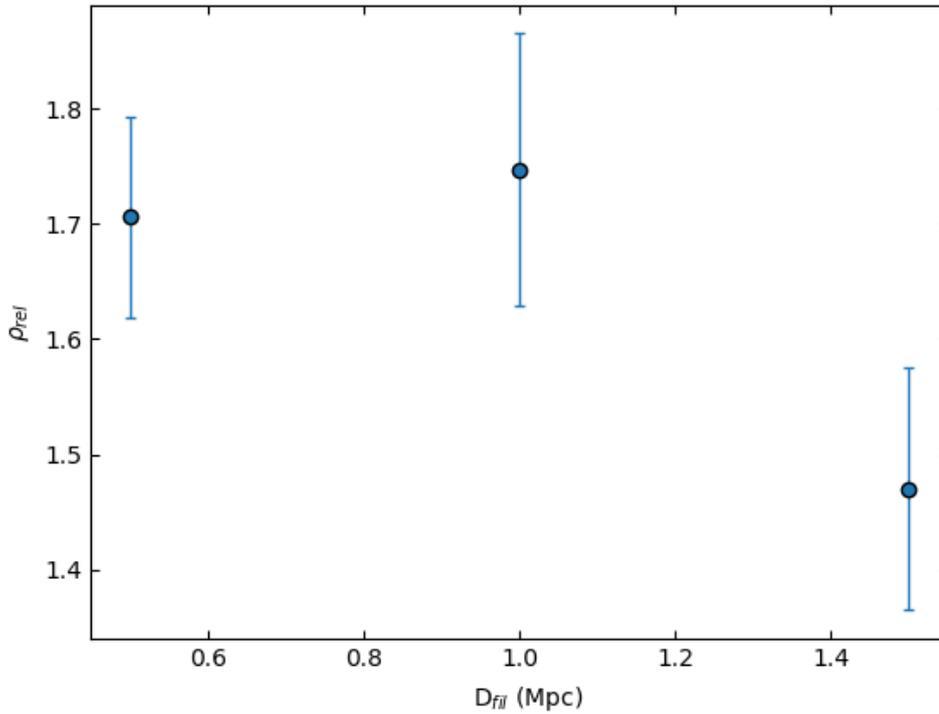


Figura 6.5: Densidade relativa média dos 14 FPs pela distância ao eixo filamentar, em intervalos D_{fil} de 0-0,5, 0,5-1 e 1-1,5 Mpc.

Abrindo a equação 6.5 que define a densidade relativa, temos que:

$$\rho_{\text{rel}} = \frac{\rho_{\text{fil}}}{\rho_{\text{gal}}} = \frac{N_{\text{gal}}^{\text{fil}}/L \times e}{N_{\text{gal}}^{\text{campo}}/\pi R^2} \propto \frac{1}{L}, \quad (6.6)$$

L e e são o comprimento e a espessura do filamento, R o raio do campo. Os dois últimos

montantes são conhecidos ($e = 2 \times 1,5 \text{ Mpc}$, $R = 35 \text{ Mpc } h^{-1} = 50 \text{ Mpc}$), então:

$$L_{\text{fil}} = (2,6 \times 10^3) \frac{N_{\text{gal}}^{\text{fil}}}{N_{\text{gal}}^{\text{campo}}} \times \frac{1}{\rho_{\text{rel}}}. \quad (6.7)$$

Dessa forma, se a distribuição de pontos num gráfico de comprimento por densidade relativa do filamento (figura 6.6) se comportar de acordo com $f(x) = \alpha/x + \beta$, isso implicará que todos os filamentos contêm a mesma porcentagem de galáxias em relação ao número total no campo.

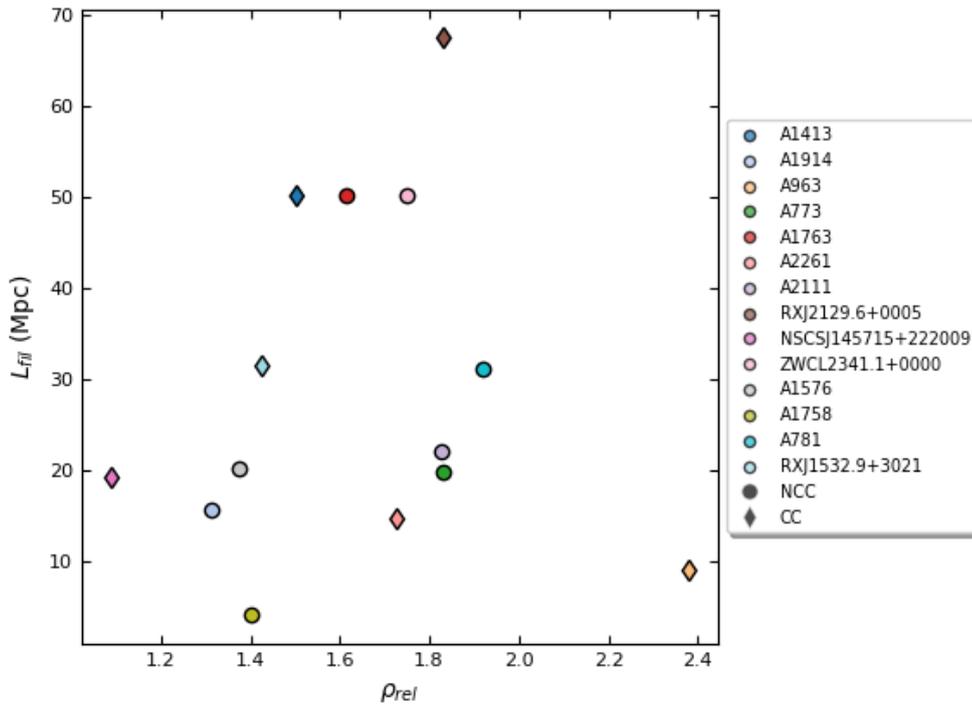


Figura 6.6: Comprimento dos FPs pela sua respectiva densidade relativa.

O resultado exibido no gráfico claramente não corresponde à equação 6.7 além de possuir grande dispersão, inviabilizando seu ajuste sobre os dados. Logo, não encontramos um valor de $N_{\text{gal}}^{\text{fil}}/N_{\text{gal}}^{\text{campo}}$ que se adéque a todos os pontos. Contrariamente, verifica-se uma tendência de que filamentos menores sejam também os menos densos. Ademais, ambas as grandezas parecem não possuir sinais de evolução no *redshift*, como mostra a figura 6.7. Uma conjectura sobre esse resultado é que as propriedades das estruturas filamentosas

sejam pouco sensíveis à sua idade, uma vez considerado que o *redshift* do filamento seja um indicador dessa grandeza.

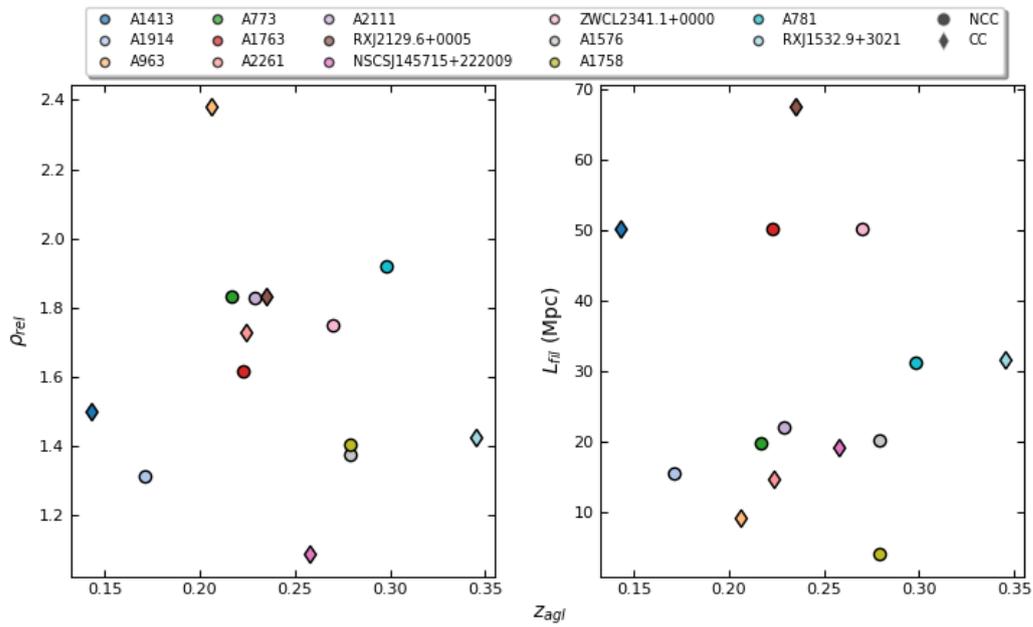


Figura 6.7: Densidade relativa e comprimento dos FPs pelo *redshift* do aglomerado central.

Aglomerados de Galáxias e Filamentos Cósmicos

Primeiramente, investigamos como a cor do FP se correlaciona com as propriedades de seu aglomerado central. A figura 7.1 mostra a massa hidrostática e temperatura do plasma intra-aglomerado dos 14 AGs estudados em raios-X em relação ao índice de cor médio ($g-i$) de seus FPs. Apesar de apresentar tendência de massas maiores em filamentos mais azuis, esta não é significativa (dentro de 3σ) dada a incerteza do ajuste linear realizado (coeficiente angular $\alpha = (-1, 2 \pm 0, 5) \times 10^{-2}$). Em relação à temperatura, a significância é ainda menor.

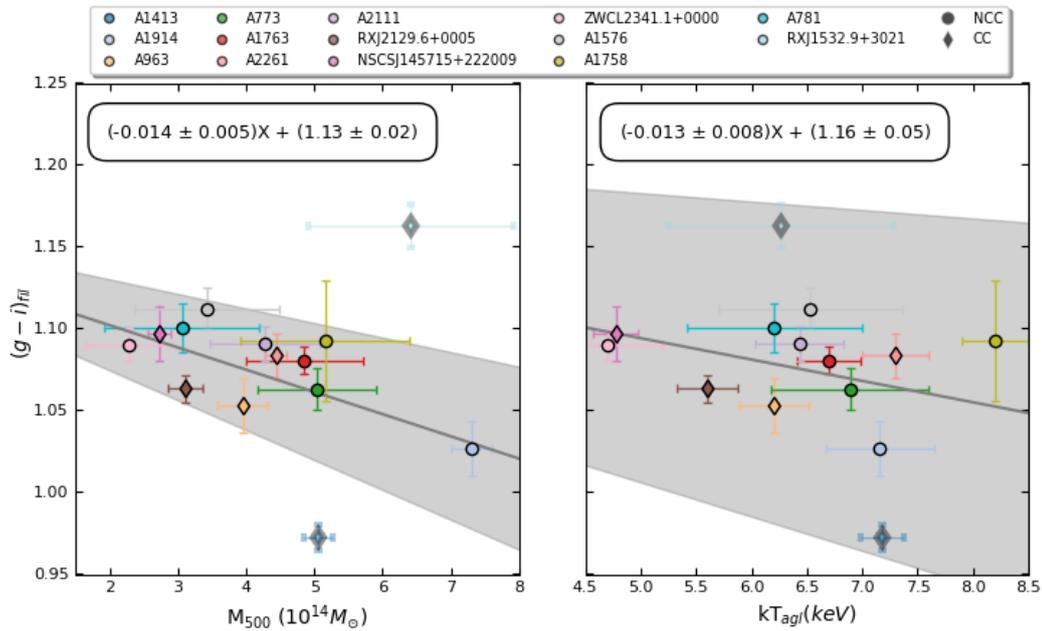


Figura 7.1: Massa hidrostática e temperatura dos 14 aglomerados analisados em raios-X em relação à cor média dos respectivos filamentos principais. Os losangos com borda cinza não foram considerados nos ajustes. As áreas em cinza representam o ajuste dentro de 1σ .

Como discutido na seção 1.4, AGs são dominados por galáxias vermelhas devido aos

mecanismos de supressão de formação estelar que ocorrem neste ambiente. Por isso, espera-se que a cor das galáxias em filamentos e vazios seja mais azul que em aglomerados. Esse comportamento é sustentado pela figura 7.2. O eixo vertical é dado pela diferença entre a cor do FP e de seu respectivo AG central (a cor do AG central corresponde à média das cores das galáxias membro do aglomerado dentro de R_{500} , baseadas em suas magnitudes absolutas). Se $(g-i)_{\text{fil}} \leq (g-i)_{\text{agl}}$, i.e., o filamento é mais azul que o aglomerado, então $(g-i)_{\text{fil}} - (g-i)_{\text{agl}} \leq 0$, o que é verificado em todos os pontos considerando a barra de erro. Uma vez que as cores das galáxias estão, em geral, associadas às suas morfologias (vide seção 1.4), então a tendência observada reafirma a segregação morfológica de galáxias em relação à densidade ambiental. No eixo horizontal temos o *redshift* do AG. A distribuição de pontos aponta que quanto mais alto z , mais parecidas as cores do FP e do AG.

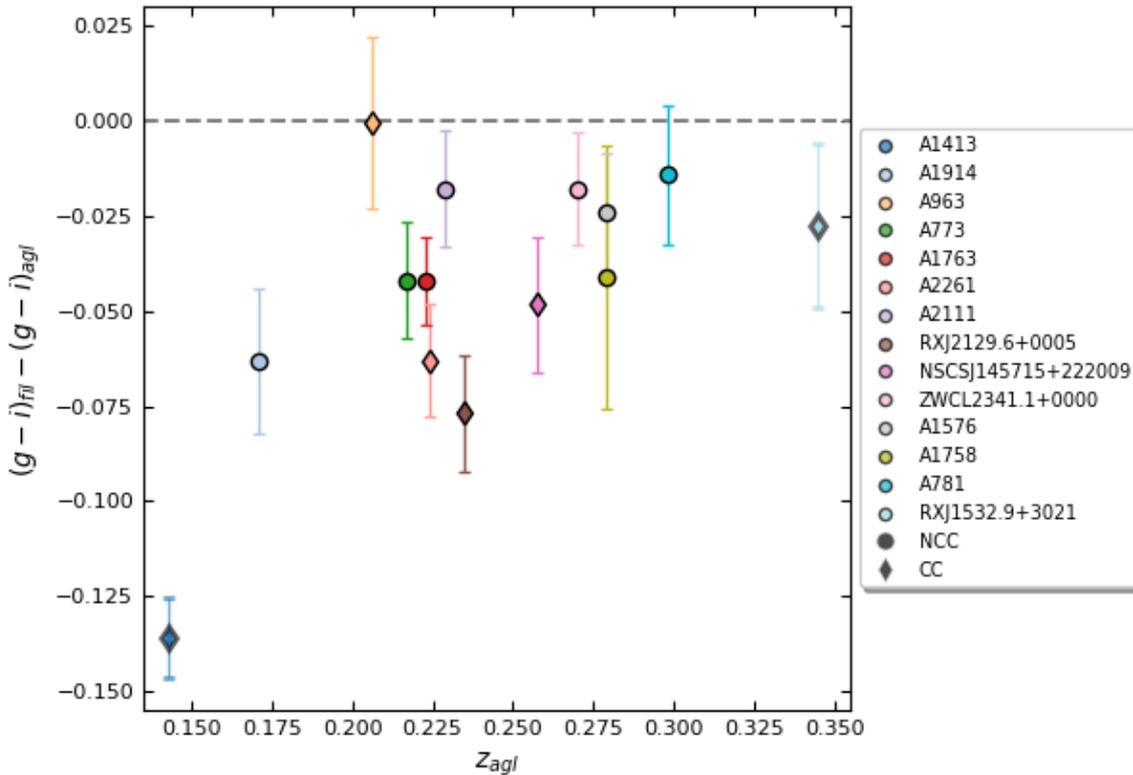


Figura 7.2: Diferença da cor média das galáxias membro dos filamentos e dos aglomerados pelo *redshift* do sistema.

A diferença de cor exibe uma correlação mais expressiva com a massa do que a apresentada na figura 7.1, no caso dos aglomerados NCC. O gráfico 7.3 possui dois ajustes: um

considerando todos os pontos (com exceção de A1413 e R1532) em cinza e outro apenas com os NCC em preto. O primeiro não demonstra qualquer tendência ($\alpha = (-7 \pm 5) \times 10^{-3}$), enquanto o segundo ajuste apresenta valores mais significativos ($\alpha = (-1,0 \pm 0,2) \times 10^{-2}$). Os CC neste diagrama apresentam-se dispersos, por isso não foi feito um ajuste sobre eles. Tal comportamento indica que aglomerados de maior massa constituem sistemas mais vermelhos em relação à sua vizinhança, ou seja, com segregação morfológica mais acentuada, principalmente nos casos NCC. Este resultado pode indicar que aglomerados dinamicamente relaxados são menos influenciados pelo ambiente que o circunda.

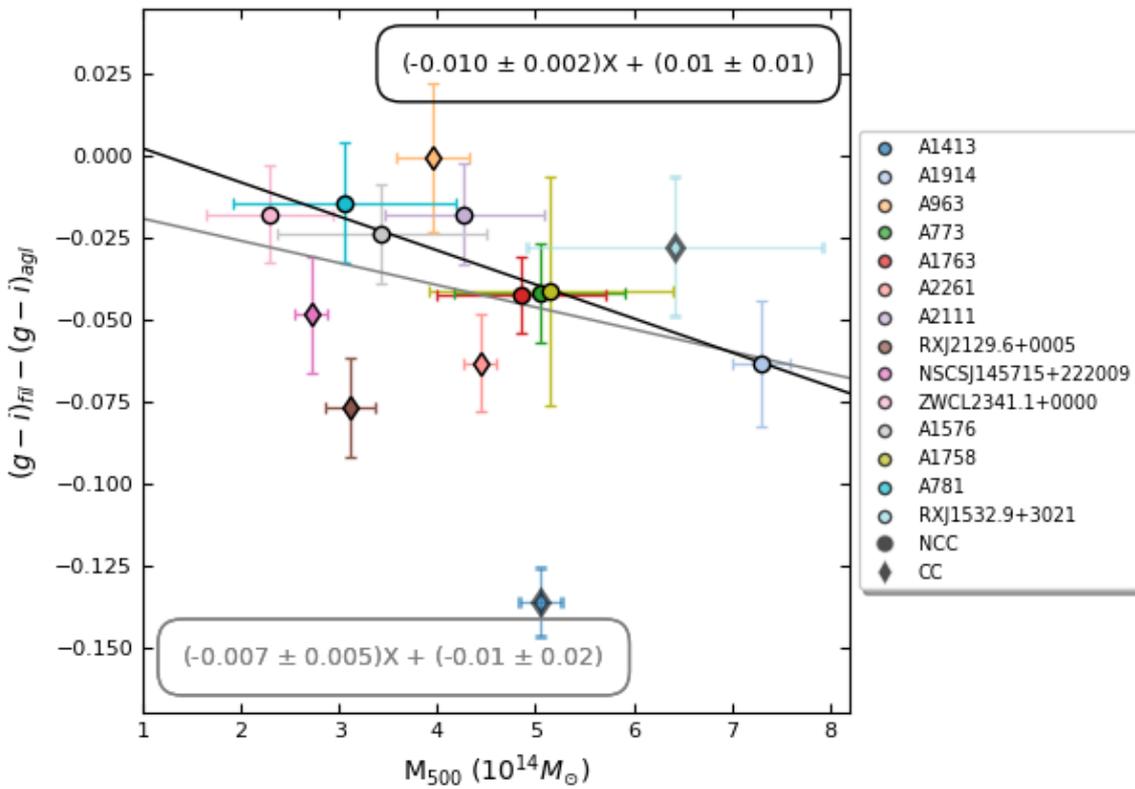


Figura 7.3: Diferença da cor média das galáxias membro dos filamentos e dos aglomerados pela massa hidrostática. As linhas sólidas cinza e preta equivalem ao ajuste sobre todos os pontos (excluindo os com borda cinza) e apenas sobre os aglomerados NCC. A incerteza dos ajustes não foi representada para não poluir a figura.

A massa dos aglomerados também parece estar vinculada ao comprimento e densidade relativa de seu FP. As figuras 7.4 e 7.5 indicam que AGs mais massivos residem em filamentos menores e menos densos. Nelas, a distribuição original (pontos coloridos) foi binada

em intervalos de massa $\Delta M = 2 \times 10^{14} M_{\odot}$. A média das grandezas em cada intervalo (*bin*) é representada pelos quadrados em cinza. Esse comportamento pode decorrer de uma evolução em conjunto do sistema AG + FP. Seguindo a aproximação analítica de Zel’dovich, após o colapso na direção dos dois eixos de maior densidade (resultando numa panqueca, depois num filamento), a estrutura tende a se concentrar na direção do terceiro eixo, alimentando o aglomerado. Neste cenário, filamentos menores podem ser entendidos como estruturas mais colapsadas que filamentos maiores, dadas as mesmas condições iniciais. Conseqüentemente, estariam num estágio evolutivo mais avançado, levando a matéria constituinte do sistema a se concentrar no aglomerado central, tornando-o mais massivo. Em decorrência do fluxo de matéria para o aglomerado, o filamento se torna menos denso.

A consideração do resultado apresentado na figura 6.7 (comprimento e densidade relativa dos FPs sem evolução em *redshift*) leva à hipótese de que sistemas “mais colapsados” (i.e., aglomerados mais massivos com filamentos curtos e pouco densos) sejam um reflexo de uma sobredensidade primordial de maior amplitude, o que faria o sistema como um todo evoluir mais rapidamente.

Outro aspecto avaliado foi a conectividade κ de cada aglomerado. Foram contabilizados os filamentos que cruzam ou desembocam no AG central dentro de um raio R_{κ} de 1,5 cMpc (distância comovel, $d_c = d(1+z)$) e $8 h^{-1}$ Mpc, representados respectivamente pelos círculos rosa e verde nas figuras 7.6 e B.-6. A primeira dimensão foi escolhida com base no artigo de Sarron et al. (2019). Para a segunda, adotamos o raio no qual a flutuação de densidade em $z = 0$ é tradicionalmente medida para determinar σ_8 , a normalização do espectro de potência [grandezas vinculadas à função de evolução do contraste de densidade δ , (p.ex., Schneider, 2014)].

Seguindo outros trabalhos, como Sarron et al. (2019), Malavasi et al. (2019) e Aragón-Calvo et al. (2010), um FP que cruza o aglomerado e continua seu trajeto após atravessá-lo, como no caso de N1457, contabiliza duas conexões. Filamentos que adentram os raios de conexão sendo detectados como ‘instáveis’ (vide seção 4.3) não são considerados, assim como casos nos quais a estrutura adentra o raio mas não se direciona para o aglomerado. Um exemplo é o filamento no setor sudeste observado na figura 7.6.

Os valores de κ para ambos os R_{κ} foram relacionados com diversos parâmetros como massa, temperatura, cor e *redshift*. Apenas em uma das combinações foi encontrada uma correlação, mostrada na figura 7.7. Nela, os aglomerados foram divididos em bins de

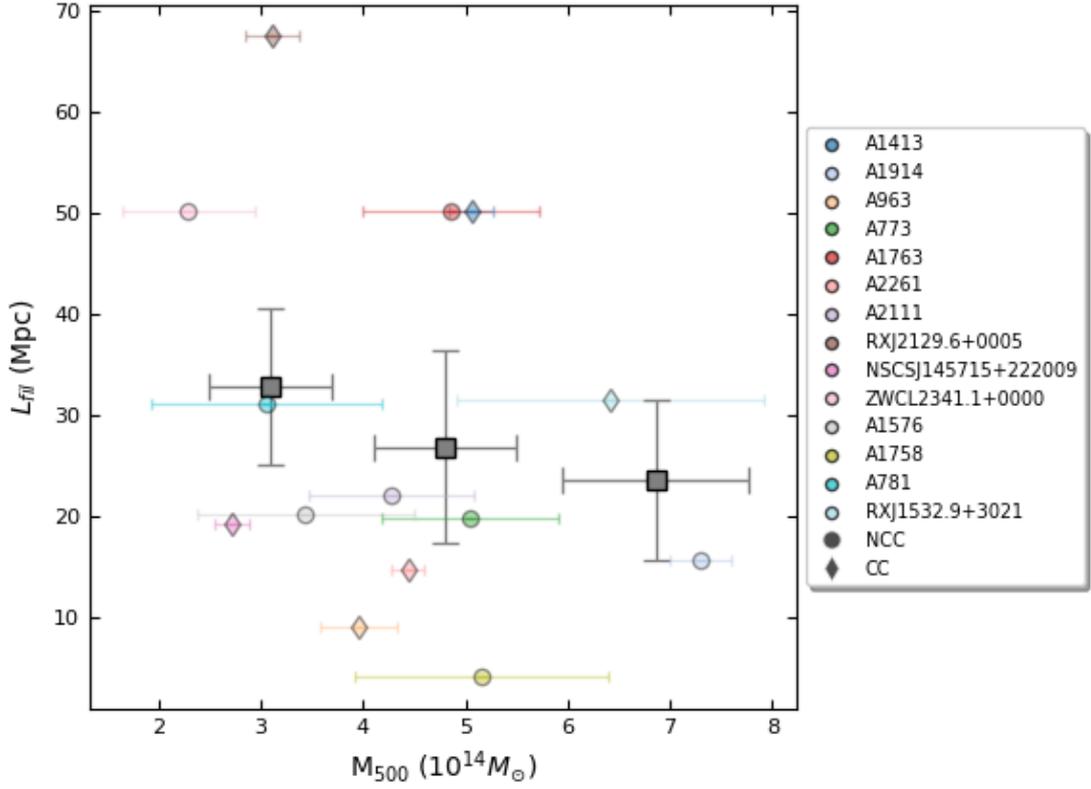


Figura 7.4: Comprimento dos FPs em razão da massa dos aglomerados centrais (pontos coloridos). Os quadrados cinzas são o valor médio dos pontos contidos em bins de massa $\Delta M = 2 \times 10^{14} M_{\odot}$.

massa, e a conectividade no eixo vertical representa a média de κ em cada intervalo. A figura exhibe os montantes obtidos neste e em outros trabalhos. Para efeitos comparativos, estimamos a massa contida em R_{200} para os 14 AGs em raios-X, a partir da relação 7.1, com c o parâmetro de concentração ($c = 1/0,65$).

$$M(r < R_{200}) = \frac{200}{500} M_{r < R_{500}} c^3 \quad (7.1)$$

Os pontos em azul são os provenientes deste trabalho e equivalem à κ em $R_{\kappa} = 8 h^{-1} \text{Mpc}$ com intervalos de massa $\Delta \log(M/M_{\odot}) = 0,2$. Malavasi et al. (2019) computam κ para o aglomerado de Coma, mostrado em vermelho. Os pontos em rosa são oriundos de Sarron et al. (2019), que utilizam dados do catálogo de aglomerados proveniente do AMASCFI *Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey* (CFHTLS), em $0,15 < z <$

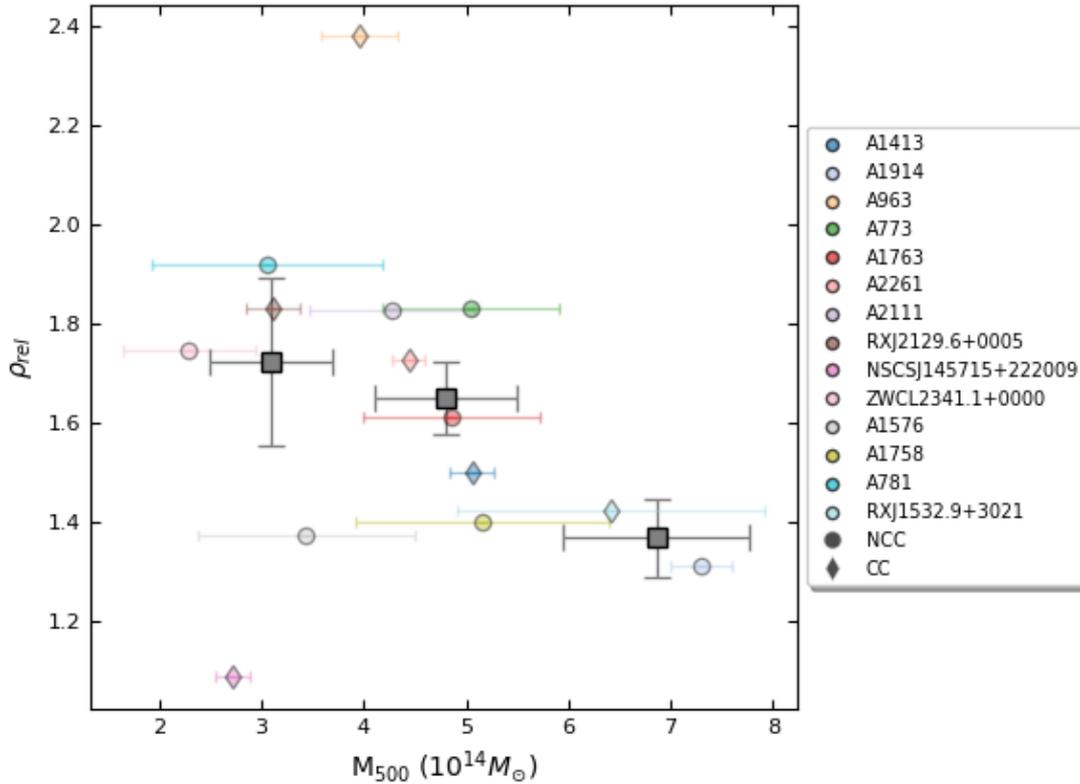


Figura 7.5: Densidade relativa dos FPs em razão da massa dos aglomerados centrais (pontos coloridos). Os quadrados cinzas são o valor médio dos pontos contidos em bins de massa $\Delta M = 2 \times 10^{14} M_{\odot}$.

0,7. Ambos realizaram a reconstrução da teia cósmica pelo algoritmo DisPerSE (Sousbie, 2011). Em verde, as medidas de Aragón-Calvo et al. (2010) para uma simulação de N-corpos. Um resumo destas informações está na tabela 7.1.

É interessante notar que esta relação não é verificada em $R_{\kappa} = 1,5$ cMpc neste trabalho. Dentro deste raio, a conectividade provém apenas do FP, então κ assume valores de 1 ou 2. Acredita-se que isso seja um efeito decorrente do método de reconstrução filamentar adotado, favorecendo a identificação apenas do filamento mais denso nas proximidades de um nó.

Todas as propriedades acima foram analisadas considerando tanto a presença ou não de CC quanto a de colisões. Porém, não foi encontrada nenhuma distinção clara nas correlações acima para AGs com diferentes estados dinâmicos. Apenas na figura 7.3, onde os aglomerados NCC exibem uma relação mais estreita em comparação com a totalidade

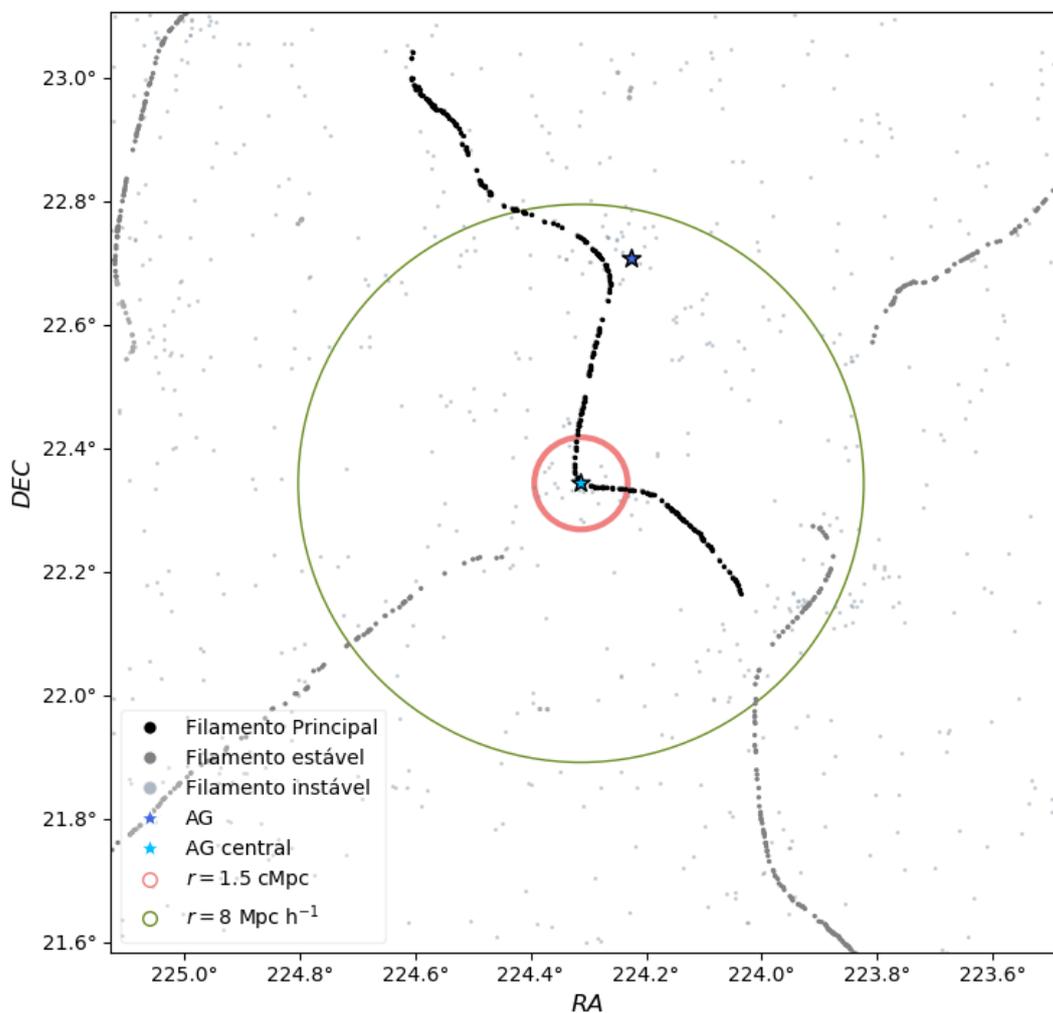


Figura 7.6: Esqueleto cósmico mais próximo que $\sim 8 h^{-1}$ Mpc de N1457. As galáxias são representadas pela distribuição de pontos ao fundo. Os filamentos estáveis, instáveis e o principal estão em cinza escuro, claro e preto. N1457 é a estrela em azul claro no centro. Os círculos em rosa e verde delimitam regiões com R_κ igual a 1,5 cMpc e 8 h^{-1} Mpc.

dos pontos, nota-se uma segregação.

Tabela 7.1 - Conectividade mensuradas em outros trabalhos.

Referência	Dados	Método detecção	R_κ
Aragón-Calvo et al. (2010)	Simulação N-corpos	MMF	$3 h^{-1}\text{Mpc}$
Sarron et al. (2019)	CFHTLS	DisPerSE	$1,5 \text{ cMpc}$
Malavasi et al. (2019)	AG de Coma, SDSS	DisPerSE	$R_{\text{vir}} \sim 1,9 h^{-1}\text{Mpc}$

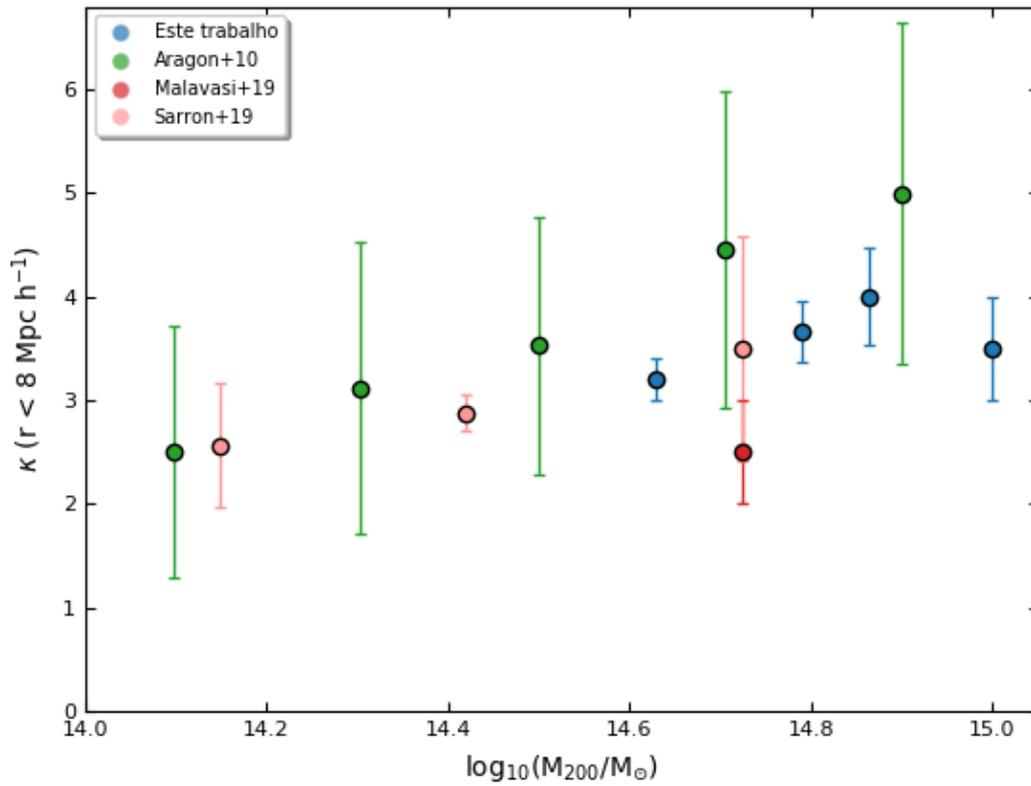


Figura 7.7: Conectividade média em $R_\kappa = 8 h^{-1}\text{Mpc}$ pela massa hidrostática do respectivo aglomerado, em intervalos de $\Delta M = 1,68 \times 10^{14} M_{\odot}$.

Discussão e Conclusões

Neste trabalho, determinamos as características de aglomerados de galáxias e dos filamentos cósmicos ao seu redor para investigarmos como essas estruturas se relacionam.

Os aglomerados foram estudados pela emissão em raios-X do plasma que os permeia através de observações do satélite *XMM-Newton*. Delas, derivamos quantidades como temperatura, densidade e massa hidrostática de 14 objetos localizados em $0, 14 < z < 0, 35$. Também, foram categorizados de acordo com seu estado dinâmico como CC ou NCC, ‘Em Colisão’ ou ‘Relaxado’.

Em regiões cilíndricas de $35 h^{-1}\text{Mpc}$ de raio e espessura $\Delta z = 0, 16$, cada uma centrada em um dos AGs mencionados, avaliamos os ambientes que os circundam a partir da distribuição de galáxias proveniente do SDSS DR14. Essas galáxias foram filtradas de acordo com sua incerteza na medida de *redshift* fotométrico, magnitude e cor. Além disso, para que as informações pudessem ser comparadas de forma justa, aplicou-se a correção-K sobre suas magnitudes.

A estrutura filamentar presente nessas áreas foi delimitada com a aplicação do algoritmo *Cosmic Web Reconstruction*. Dentre todos os filamentos traçados, selecionamos os FPs, aqueles que cruzam um dos aglomerados centrais, para aprofundarmos os estudos. As principais grandezas avaliadas foram o comprimento, densidade relativa e cor filamentosas.

Todos os filamentos analisados são mais densos que o campo, com $\overline{\rho_{rel}} = 1, 63$ e $\sigma_{\rho} = 0, 32$. A mediana de seus comprimentos é 21 Mpc, com 70% deles menores que 50 Mpc (ou $35 h^{-1}\text{Mpc}$). Isso concorda com [Aragón-Calvo et al. \(2010\)](#), os quais concluíram a partir de uma simulação de N-corpos que a maioria dos filamentos possui poucas dezenas de Mpc, sendo raras as estruturas muito longas.

Os 14 FPs possuem índice de cor $\overline{(g - i)}$ similares, com média de 1,08 e desvio padrão

0,02 (excluindo os A1413 e RXJ1532) ou 0,04 (todos os pontos). Esse aspecto pode indicar que a ação do ambiente filamentar sobre seu conteúdo de galáxias é semelhante mesmo em estruturas com diferentes densidades, ou que a relação cor-densidade não é fundamental, como sugerido por [Darvish et al. \(2015\)](#).

As variações de cor e densidade relativa pela distância ao eixo filamentar devem ser consideradas na discussão desse ponto. Apesar de não haver mudança da cor, ρ_{rel} aumenta em direção ao centro do filamento, o que dá suporte à tese de [Darvish et al. \(2015\)](#). Os autores apontam que a massa estelar das galáxias é muito mais sensível à densidade ambiental que suas cores.

O gradiente dessas grandezas em relação à distância ao aglomerado mais próximo pode indicar outras propriedades do sistema. Neste caso, não há variação significativa de densidade relativa, enquanto nota-se o avermelhamento das galáxias mais próximas a AGs. [Sarron et al. \(2019\)](#) encontram que galáxias passivas de filamentos estão a distâncias menores dos aglomerados do que as com formação estelar (também contidas em filamentos) para o intervalo de *redshift* $0,15 < z < 0,4$, refletindo a situação encontrada aqui. Os autores sugerem duas explicações possíveis: a eficiência da supressão de formação estelar é maior nas proximidades dos aglomerados ou que galáxias passivas caem mais rapidamente em direção ao AG. A segunda suposição decorre de que galáxias passivas em filamento encontram-se majoritariamente em grupos. Estes, por sua vez, localizam-se principalmente próximos ao eixo filamentar, resultando numa maior velocidade radial em direção ao aglomerado.

O primeiro cenário torna-se mais provável diante do resultado obtido neste trabalho de que aglomerados NCC mais massivos são também mais vermelhos em relação ao seu filamento principal. Ou seja, a segregação de cor (e conseqüentemente de morfologia e taxa de formação estelar) das galáxias entre os ambientes de aglomerados e filamentos é mais pronunciada para AGs de maior massa. Essa correspondência desfavorece o segundo cenário. Segundo ele, o mecanismo de supressão é mais intenso nas proximidades do aglomerado, logo, seus efeitos sobre a variação de cor serão locais. Assim, ele não traz implicações para a cor do filamento como um todo. Por outro lado, se de fato galáxias passivas se moverem em direção ao poço de potencial do AG mais rapidamente, a quantidade de galáxias vermelhas em toda a extensão do filamento será inferior à nas proximidades do poço, favorecendo a segregação em toda a estrutura e não só localmente.

Ainda, deve-se ressaltar que esse resultado é expressivo apenas para aglomerados NCC. Estes, diferentemente dos CC, não são associados como sistemas dinamicamente relaxados, possuindo sinais de atividade como colisões ou fluxo de matéria. Assim sendo, é razoável que esses objetos estejam mais fortemente vinculados ao ambiente que o circunda.

Exceto por esse caso, os estados CC ou NCC não apresentaram dependência clara com as propriedades de comprimento e densidade relativa filamentosas. Sendo assim, o fenômeno de *cool-core* deve estar ligada a características intrínsecas do próprio objeto, como as condições iniciais de sua formação.

Observamos também que a massa dos aglomerados possui correspondência com o comprimento e densidade relativa de seu FP. Filamentos menores e menos densos abrigam ou desembocam em AGs de maior massa. Um quadro possível para explicar tal relação é a de um sistema em estágios de colapso avançado. Filamentos curtos estão em processo de colapso em direção ao aglomerado central. A matéria antes constituinte filamentar flui para o aglomerado, tornando-o mais massivo e conseqüentemente deixando o próprio filamento menos denso.

Não encontramos qualquer correlação entre comprimento ou densidade por *redhsift*, assinalando que o cenário evolutivo de estruturas mencionado acima não depende da idade do sistema. Além disso, foi verificado que AGs de maior massa são mais conectados, acordando com trabalhos como [Sarron et al. \(2019\)](#); [Malavasi et al. \(2019\)](#); [Aragón-Calvo et al. \(2010\)](#). Se há mais filamentos desembocando num dado ponto, o fluxo de matéria filamentar nele também será maior, gerando em decorrência um objeto mais massivo.

A união desses resultados indica que as características do sistema dependem da “força” da sobredensidade que o gerou: uma sobredensidade com contraste de densidade elevado origina um sistema que evolui mais rapidamente (uma vez que o tempo de colapso da estrutura é inversamente proporcional à sua densidade ([Schneider, 2014](#))), tornando o aglomerado mais massivo e mais conectado a filamentos curtos e pouco densos .

Em suma, os produtos deste trabalho indicam que:

- A relação da cor das galáxias com a densidade do ambiente filamentar no qual estão inseridas é tênue;
- O fenômeno de *cool-core* não apresenta vínculo com características de comprimento e densidade relativa filamentosas;

- Galáxias vermelhas em filamentos caem mais rapidamente em direção aos aglomerados;
- O sistema filamento+aglomerado evolui conjuntamente, e suas propriedades refletem a amplitude da flutuação primordial originária.

É importante ressaltar que os resultados apresentados se baseiam numa amostra de apenas 14 sistemas, levando portanto a conclusões preliminares. Dessa forma, um desdobramento evidente deste trabalho é a realização da análise com amostragem maior (> 50 sistemas filamento+aglomerado), para que seu produto seja estatisticamente robusto.

Ademais, os resultados encontrados podem ser aperfeiçoados com o uso de medidas precisas de *redshift* provenientes de espectroscopia, que cobrissem de forma completa toda a região em que há interesse de estudo. Nesse caso, a filtragem em σ_z não reduziria tanto a amostra original. Também, seria possível aplicar métodos de reconstrução tridimensionais, permitindo a detecção de estruturas na linha de visada. Uma alternativa são os novos levantamentos como S-PLUS¹ e J-PAS². Neles, o *redshift* fotométrico é estimado a partir da observação em múltiplas bandas (12 no caso do S-PLUS e 59 no do J-PAS), provendo medidas de z com alta acurácia. O uso desses dados traria um impacto direto e positivo nos resultados deste trabalho.

Aqui, investigamos apenas o conteúdo de galáxias em filamentos. Demais componentes como matéria escura e gás podem deter muitas informações sobre essas estruturas e como se dá a distribuição de matéria em diferentes ambientes. Mais especificamente, o gás pode elucidar como se dá o fluxo de conteúdo entre estruturas. Avanços nessa área são esperados com, por exemplo, o início das operações do satélite espacial recém-lançado eROSITA³, que possui como um de seus objetivos a observação em raios-X do gás filamentar nas proximidades de aglomerados. Além do mais, seria de grande interesse realizar simulações cosmológicas para verificar o cenário aqui proposto de que filamentos menores e menos densos abrigam aglomerados de maior massa. Outra perspectiva é a inclusão de vazios no estudo de correlações entre os padrões da teia cósmica. As características de sistemas FP+AG comparadas à dimensão e densidade dos vazios por eles encerrados pode conter novos conhecimentos sobre a evolução das estruturas como um todo.

¹ S-PLUS: <http://www.splus.iag.usp.br/en>

² J-PAS: <http://www.j-pas.org/survey>

³ eROSITA: <http://www.mpe.mpg.de/eROSITA>

Referências Bibliográficas

- Alpaslan M., Driver S., Robotham A. S. G., Obreschkow D., Andrae E., Cluver M., Kelvin L. S., Lange R., Owers M., Taylor E. N., Andrews S. K., Bamford S., Bland-Hawthorn J., Brough S., Brown M. J. I., Colless M., Davies L. J. M. et al., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 451, p. 3249
- Alpaslan M., Grootes M., Marcum P. M., Popescu C., Tuffs R., Bland-Hawthorn J., Brough S., Brown M. J. I., Davies L. J. M., Driver S. P., Holwerda B. W., Kelvin L. S., Lara-López M. A., López-Sánchez A. R. et al., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 457, p. 2287
- Alpaslan M., Robotham A. S. G., Obreschkow D., Penny S., Driver S., Norberg P., Brough S., Brown M., Cluver M., Holwerda B., Hopkins A. M., van Kampen E., Kelvin L. S., Lara-Lopez M. A., Liske J. et al., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 440, p. L106
- Aragón-Calvo M. A., Jones B. J. T., van de Weygaert R., van der Hulst J. M., 2007, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 474, p. 315
- Aragón-Calvo M. A., van de Weygaert R., Jones B. J. T., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 408, p. 2163
- Bagchi J., Sankhyayan S., Sarkar P., Raychaudhury S., Jacob J., Dabhade P., 2017, *The Astrophysical Journal*, vol. 844, p. 25
- Bagchi J., van Weeren R. J., Raychaudhury S., Röttgering H. J. A., Intema H. T., Miniati F., Enßlin T. A., Markevitch M., Erben T., 2011, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, vol. 82, p. 561

- Barrena R., Girardi M., Boschini W., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 430, p. 3453
- Beaudet P., 1978, *Proceedings International Conference of Pattern Recognition*, p. 579–583
- Beck R., Dobos L., Budavári T., Szalay A. S., Csabai I., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 460, p. 1371
- Bernardi M., Shankar F., Hyde J. B., Mei S., Marulli F., Sheth R. K., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 404, p. 2087
- Beygu B., Kreckel K., van der Hulst T., Peletier R., Jarrett T., van de Weygaert R., van Gorkom J. H., Aragón-Calvo M., 2016, In: *The Zeldovich Universe: Genesis and Growth of the Cosmic Web*, vol. 308 of *IAU Symposium*, p. 600
- Beygu B., Peletier R. F., van der Hulst J. M., Jarrett T. H., Kreckel K., van de Weygaert R., van Gorkom J. H., Aragón-Calvo M. A., 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 464, p. 666
- Blanton M. R., Hogg D. W., Bahcall N. A., Brinkmann J., Britton M., Connolly A. J., Csabai I., Fukugita M., Loveday J., Meiksin A., Munn J. A., Nichol R. C., Okamura S. et al., 2003, *The Astrophysical Journal*, vol. 592, p. 819
- Boschini W., Girardi M., Barrena R., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 434, p. 772
- Brouwer M. M., Cacciato M., Dvornik A., Eardley L., Heymans C., Hoekstra H., Kuijken K., McNaught-Roberts T., Sifón C., Viola M., Alpaslan M., Bilicki M., Bland-Hawthorn J., Brough S., Choi A., Driver S. P., Erben T., Grado A., Hildebrandt H., Holwerda B. W. et al., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 462, p. 4451
- Cautun M., Weygaert R., Jones B., S. Frenk C., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 441, p. 2923
- Cavaliere A., Fusco-Femiano R., 1976, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 49, p. 137
- Chen Y.-C., Ho S., Freeman P. E., Genovese C. R., Wasserman L., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 454, p. 1140

- Chen Y.-C., Ho S., Mandelbaum R., Bahcall N. A., Brownstein J. R., Freeman P. E., Genovese C. R., Schneider D. P., Wasserman L., 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 466, p. 1880
- Chilingarian I. V., Melchior A.-L., Zolotukhin I. Y., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 405, p. 1409
- Chincarini G., Rood H. J., 1976, *The Astrophysical Journal*, vol. 206, p. 30
- Coppin K. E. K., Geach J. E., Webb T. M. A., Faloon A., Yan R., O'Donnell D., Ouellette N., Egami E., Ellingson E., Gilbank D., Hicks A., Barrientos L. F., Yee H. K. C., Gladders M., 2012, *The Astrophysical Journal*, vol. 749, p. L43
- Darvish B., Mobasher B., Sobral D., Hemmati S., Nayyeri H., Shivaie I., 2015, *The Astrophysical Journal*, vol. 814, p. 84
- Darvish B., Mobasher B., Sobral D., Hemmati S., Nayyeri H., Shivaie I., 2016, In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 227, p. 422.02
- Darvish B., Mobasher B., Sobral D., Scoville N., Aragon-Calvo M., 2015, *The Astrophysical Journal*, vol. 805, p. 121
- Darvish B., Sobral D., Mobasher B., Scoville N. Z., Best P., Sales L. V., Smail I., 2014, *The Astrophysical Journal*, vol. 796, p. 51
- David L. P., Kempner J., 2004, *The Astrophysical Journal*, vol. 613, p. 831
- Doroshkevich A. G., Shandarin S. F., 1978, *Soviet Astronomy*, vol. 22, p. 653
- Dressler A., 1980, *The Astrophysical Journal*, vol. 236, p. 351
- Durret F., Laganá T. F., Haider M., 2011, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 529, p. A38
- Eardley E., Peacock J. A., McNaught-Roberts T., Heymans C., Norberg P., Alpaslan M., Baldry I., Bland-Hawthorn J., Brough S., Cluver M. E., Driver S. P., Farrow D. J., Liske J., Loveday J., Robotham A. S. G., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 448, p. 3665
- Eckert D., Jauzac M., Shan H., Kneib J.-P., Erben T., Israel H., Jullo E., Klein M., Massey R., Richard J., Tchernin C., 2015, *Nature*, vol. 528, p. 105

- Einasto J., Jöeveer M., Saar E., 1980, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 193, p. 353
- Evrard A. E., Metzler C. A., Navarro J. F., 1996, *The Astrophysical Journal*, vol. 469, p. 494
- Fioretti V., Bulgarelli A., Malaguti G., Spiga D., Tiengo A., 2016, In: *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, vol. 9905, p. 99056W
- Forstner M., Gulch E., 1987, *Proceedings ISPRS Intercommission Conference on Fast Processing of Phonogrammic Data*, pp 281–305
- Garding J., Lindeberg T., 1997, *Image Vision Comput*, vol. 15, p. 415
- Gingerich O., 1999, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 111, p. 254
- Gregory S. A., Thompson L. A., 1978, *The Astrophysical Journal*, vol. 222, p. 784
- Gunn J. E., Gott J. Richard I., 1972, *The Astrophysical Journal*, vol. 176, p. 1
- Guo Q., Tempel E., Libeskind N. I., 2015, *The Astrophysical Journal*, vol. 800, p. 112
- Hudson D. S., Mittal R., Reiprich T. H., Nulsen P., J, Andernach H., Sarazin C. L., 2010, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 513, p. A37
- Jöeveer M., Einasto J., Tago E., 1978, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 185, p. 357
- Jones B. J. T., van de Weygaert R., Aragón-Calvo M. A., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 408, p. 897
- Kreckel K., van Gorkom J. H., Beygu B., van de Weygaert R., van der Hulst J. M., Aragón-Calvo M. A., Peletier R. F., 2016, vol. 308 of *IAU Symposium*, p. 591
- Kuutma T., Tamm A., Tempel E., 2017, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 600, p. L6
- Laganá T., Durret F., Lopes P., 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 484, p. 2807

- Laigle C., Pichon C., Arnouts S., McCracken H. J., Dubois Y., Devriendt J., Slyz A., Le Borgne D., Benoit-Lévy A., Hwang H. S., Ilbert O., Kraljic K., Malavasi N., Park C., Vibert D., 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 474, p. 5437
- Larson R., Tinsley B., Caldwell C. N., 1980, *The Astrophysical Journal*, vol. 237, p. 692
- Li B., 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 411, p. 2615
- Libeskind N. I., van de Weygaert R., Cautun M., Falck B., Tempel E., Abel T., Alpaslan M., Aragon-Calvo M. A., Forero-Romero J. E., Gonzalez R., Gottlber S., Hahn O., Hellwing W. A. et al., 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 473, p. 1195
- Lima Neto G. B., 2018 *Astronomia Extragaláctica*
- Lindeberg T., 2013, *Math Imaging Vis*, vol. 46, p. 177
- Magira H., Jing Y. P., Suto Y., 2000, *The Astrophysical Journal*, vol. 528, p. 30–50
- Malavasi N., Aghanim N., Tanimura H., Bonjean V., Douspis M., 2019, arXiv e-prints, p. arXiv:1910.11879
- Malavasi N., Pozzetti L., Cucciati O., Bardelli S., Cimatti A., 2016, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 585, p. A116
- Markevitch M., Vikhlinin A., 2001, *The Astrophysical Journal*, vol. 563, p. 95
- Martino R., Mazzotta P., Bourdin H., Smith G., Bartalucci I., Marrone D., Finoguenov A., Okabe N., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 443, p. 2342
- Moore B., Katz N., Lake G., Dressler A., Oemler A., 1996, *Nature*, vol. 379, p. 613
- Murdin P., 2001 *Encyclopedia of Astronomy & Astrophysics*. Taylor & Francis
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, *The Astrophysical Journal*, vol. 490, p. 493

- Nelson D., Pillepich A., Genel S., Vogelsberger M., Springel V., Torrey P., Rodriguez-Gomez V., Sijacki D., Snyder G. F., Griffen B., Marinacci F., Blecha L., Sales L., Xu D., Hernquist L., 2015, *Astronomy and Computing*, vol. 13, p. 12
- Nicastro F., Kaastra J., Krongold Y., Borgani S., Branchini E., Cen R., Dadina M., Danforth C., Elvis M., Fiore F., Gupta A., Mathur S., et al., 2018, *Nature*, vol. 558, p. 406
- Ozertem U., Erdogmus D., 2011, *J. Mach. Learn. Res.*, vol. 12, p. 1249
- Porter S. C., Raychaudhury S., Pimblet K. A., Drinkwater M. J., 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 388, p. 1152
- Reiprich T. H., Basu K., Etori S., Israel H., Lovisari L., Molendi S., Pointecouteau E., Roncarelli M., 2013, *Space Science Reviews*, vol. 177, p. 195
- Rybicki G., Lightman A., 1991 *Radiative Processes in Astrophysics*. A Wiley-Interscience publication, Wiley
- Sahni V., Coles P., 1995, *Physics Reports*, vol. 262, p. 1
- Sarron F., Adami C., Durret F., Laigle C., 2019, arXiv e-prints, p. 1903.02879
- Schaap E. W., Weygaert R., 2000, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 363
- Schneider P., 2014 *Extragalactic astronomy and cosmology: an introduction*. Springer
- Smith R., 2008, *Journal for The History of Astronomy*, vol. 39, p. 91
- Snowden S., Kuntz K., 2014 *Cookbook for analysis procedures for XMM-Newton EPIC observations of extended objects and the diffuse background*
- Sousbie T., 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 414, p. 350
- Souza de Almeida N., 2020, IAG/Universidade de São Paulo, *Dissertação de Mestrado (em preparação)*
- Spolyar D., Sahlén M., Silk J., 2013, *Physical Review Letters*, vol. 111, p. 241103

- Springel V., White S. D. M., Jenkins A., Frenk C. S., Yoshida N., Gao L., Navarro J., Thacker R., Croton D., Helly J., Peacock J. A., Cole S., Thomas P., Couchman H., Evrard A., Colberg J., Pearce F., 2005, *Nature*, vol. 435, p. 629
- Stoica R. S., 2010, *European Physical Journal Special Topics*, vol. 186, p. 123
- Struck C., 2011 *Galaxy Collisions: forging new worlds from cosmic crashes*. Springer Science & Business Media
- Tempel E., Stoica R. S., Kipper R., Saar E., 2016, *Astronomy and Computing*, vol. 16, p. 17
- Umehata H., Fumagalli M., Smail I., Matsuda Y., Swinbank A. M., Cantalupo S., Sykes C., Ivison R. J., Steidel C. C., Shapley A. E., Vernet J., Yamada T., Tamura Y., Kubo M., Nakanishi K., Kajisawa M., Hatsukade B., Kohno K., 2019, *Science*, vol. 366, p. 97
- van de Weygaert R., Platen E., 2011, In: *International Journal of Modern Physics Conference Series*, vol. 1, p. 41
- Vikhlinin A., Kravtsov A., Forman W., Jones C., Markevitch M., Murray S. S., Van Speybroeck L., 2006, *The Astrophysical Journal*, vol. 640, p. 691
- Vulcani B., Poggianti B. M., Moretti A., Gullieuszik M., Fritz J., Franchetto A., Fasano G., Bettoni D., Jaffé Y. L., 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 487, p. 2278
- Zel'dovich Y. B., 1970, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 5, p. 84
- Zel'dovich Y. B., 1978, In: *Large Scale Structures in the Universe*, vol. 79 of IAU Symposium, p. 409
- Zhuravleva I., Churazov E., Schekochihin A. A., Allen S. W., Vikhlinin A., Werner N., 2019, *Nature Astronomy*, vol. 3, p. 832

Apêndice

Dedução da relação massa–temperatura

Para a dedução da relação massa–temperatura, partimos da relação de escala empírica de r_{500} , o raio no qual densidade de um objeto equivale a 500 vezes a densidade crítica do Universo $\rho_c(z)$:

$$r_{500} = (1,24 \pm 0,09) \left[\frac{kT(keV)}{10 \times (1+z)} \right]^{1/2} \frac{1}{1+z} h^{-1}. \quad (\text{A.1})$$

A densidade encerrada nesse raio é:

$$\rho_{500} = 500\rho_c(z) = \frac{M_{500}^T}{\frac{4}{3}\pi r_{500}^3}. \quad (\text{A.2})$$

Isolando M_{500}^T na eq. [A.2](#) e substituindo nela a eq. [A.1](#), temos que:

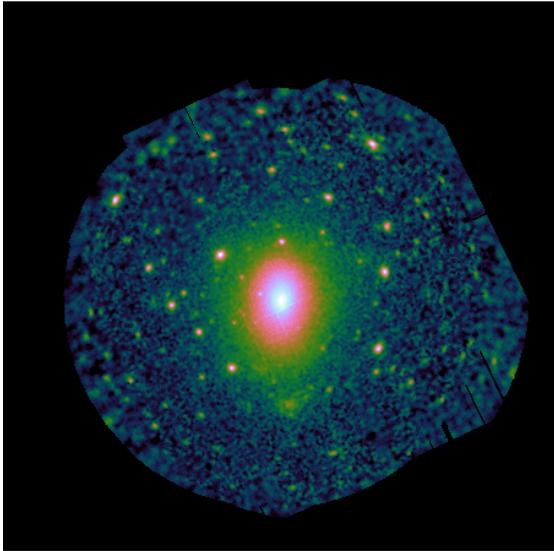
$$M_{500}^T = (3,9 \pm 0,9) \times 10^3 \left[\frac{kT(keV)}{10 \times (1+z)} \right]^{3/2} \frac{1}{(1+z)^3} h^{-3}, \quad (\text{A.3})$$

sendo essa a relação massa–temperatura utilizada neste trabalho.

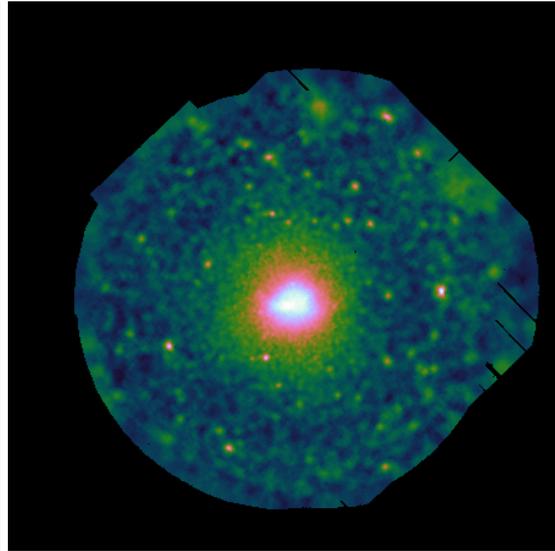
Apêndice B

Figuras

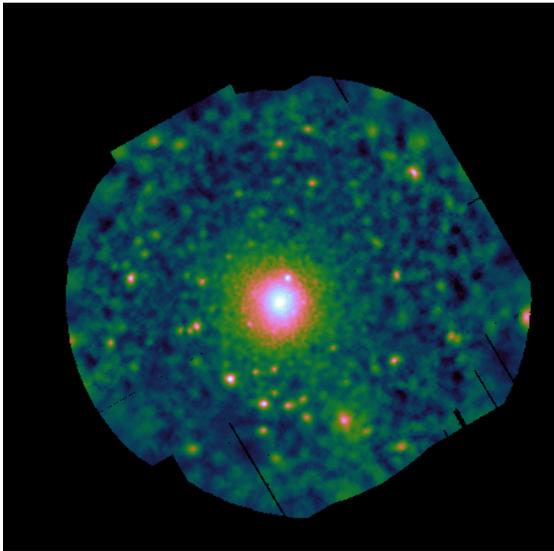
Este capítulo apresenta figuras com as observações em raios-X, perfis de temperatura, brilho superficial e densidade dos aglomerados estudados, além dos esqueleto cósmicos reconstruídos das regiões de interesse. Elas estão organizadas pela ordem que são citadas na dissertação.



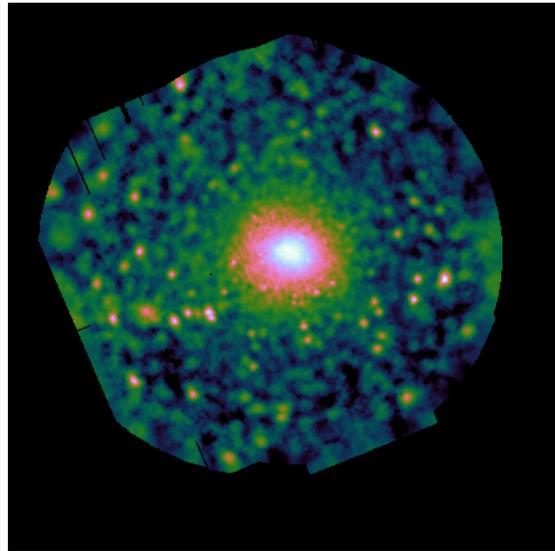
(a) A1413



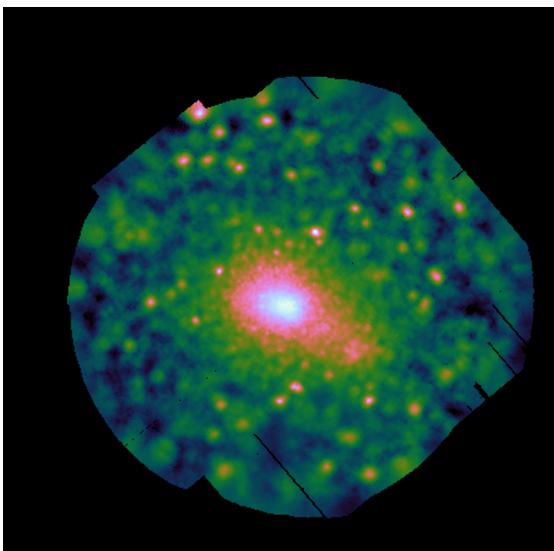
(b) A1914



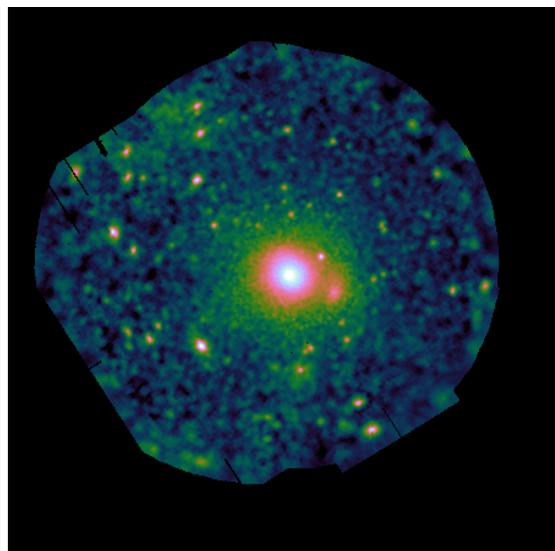
(c) A963



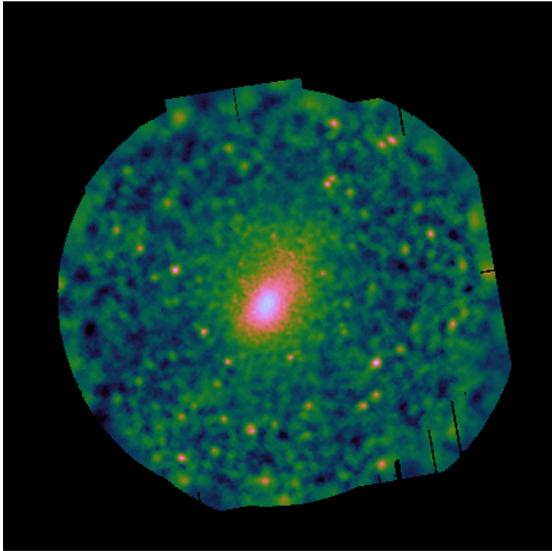
(d) A773



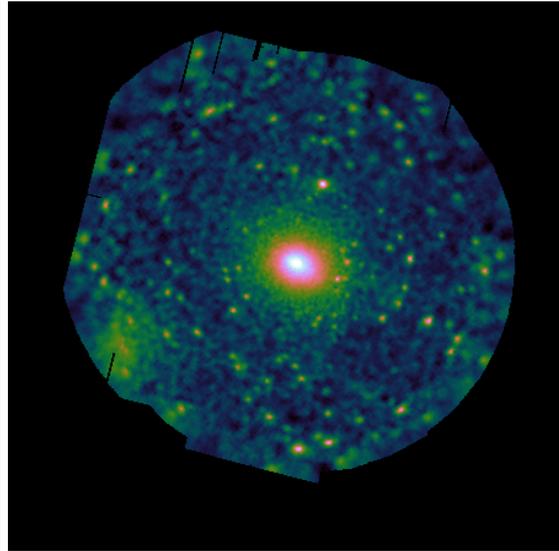
(e) A1763



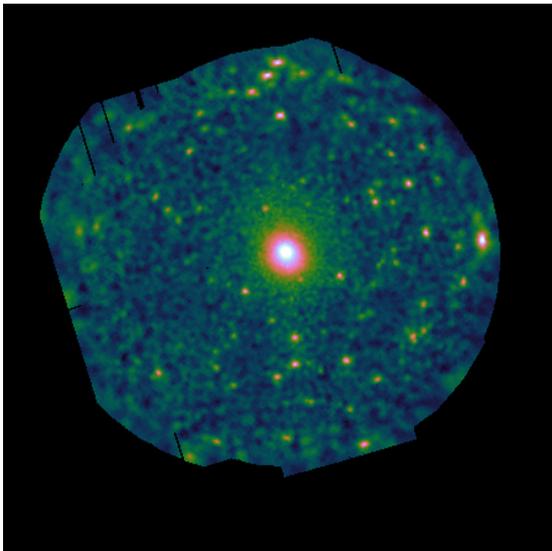
(f) A2261



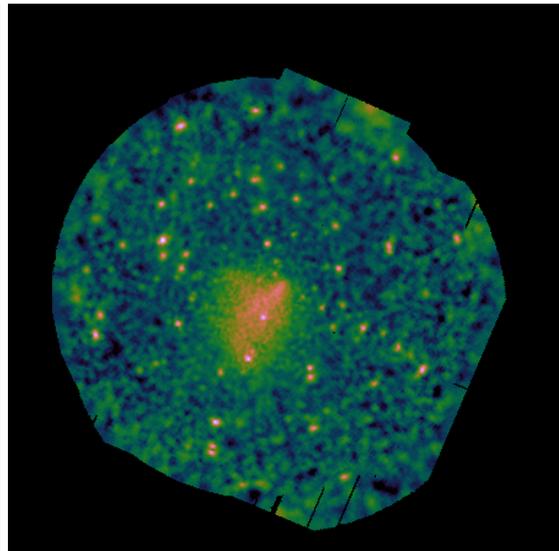
(g) A2111



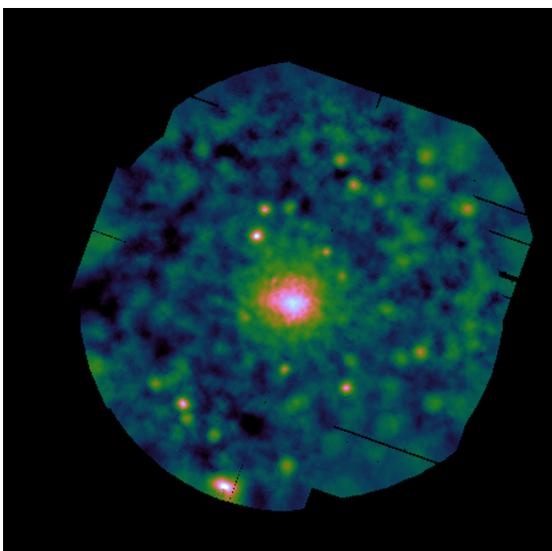
(h) R2129



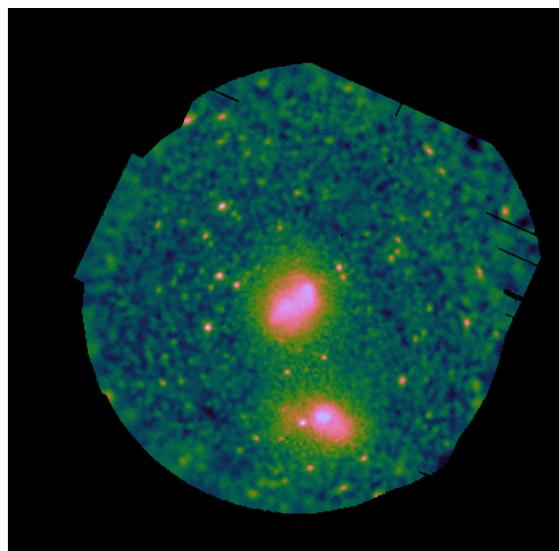
(i) N1457



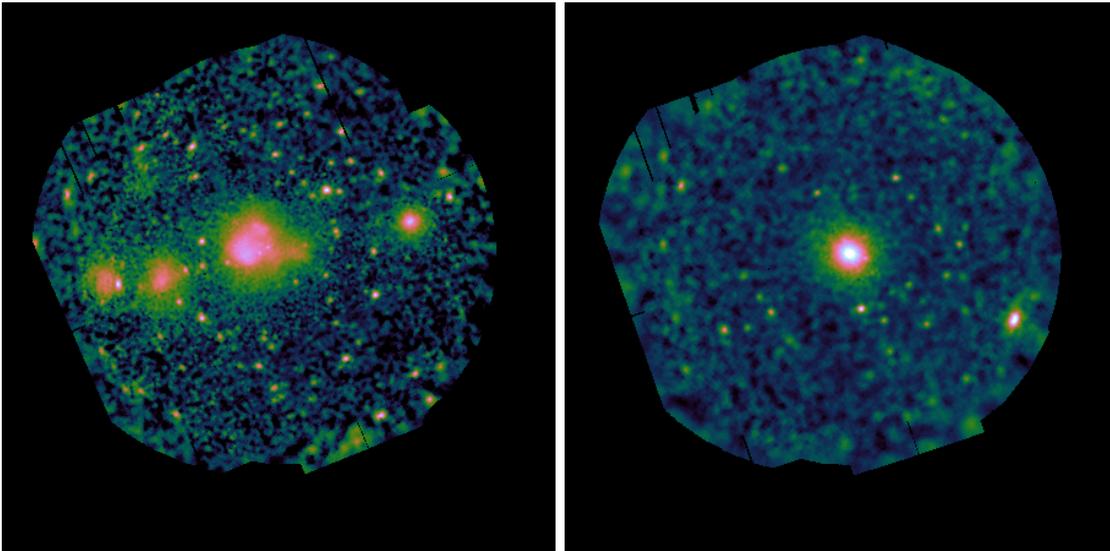
(j) Z2341



(k) A1576



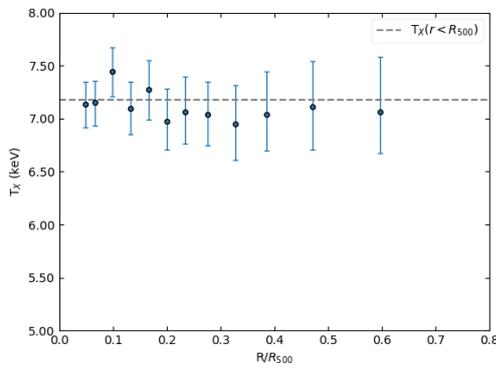
(l) A1758



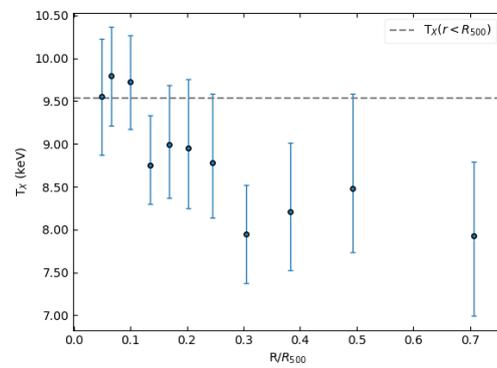
(m) A781

(n) R1532

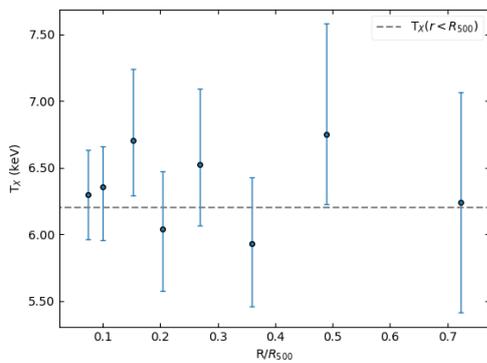
Figura B.-1: Observações em raios-X dos 14 aglomerados analisados, organizados por *redshift* (do mais próximo ao mais distante). As imagens correspondem às observações combinadas das três câmeras EPIC, corrigidas pelo mapa de exposição e suavizadas por um filtro gaussiano. Essas ações são feitas pela tarefa *adapt* do *software* ESAS. As figuras foram coloridas artificialmente.



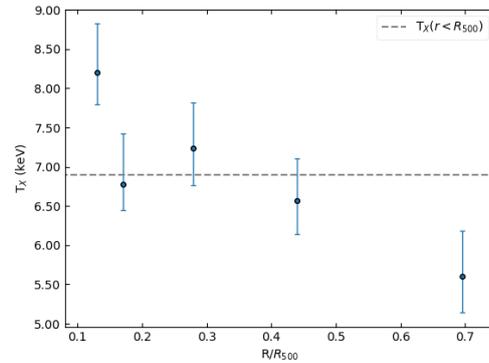
(a) A1413



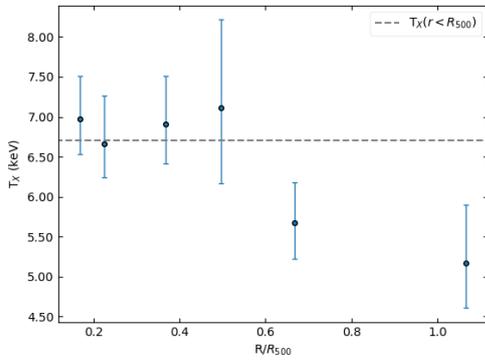
(b) A1914



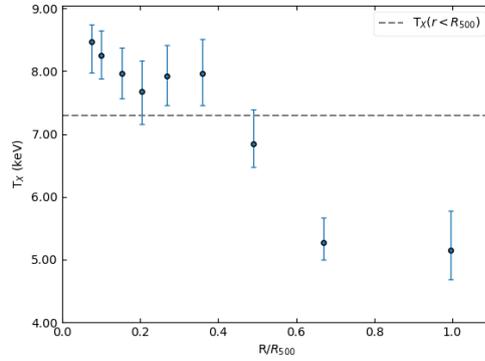
(c) A963



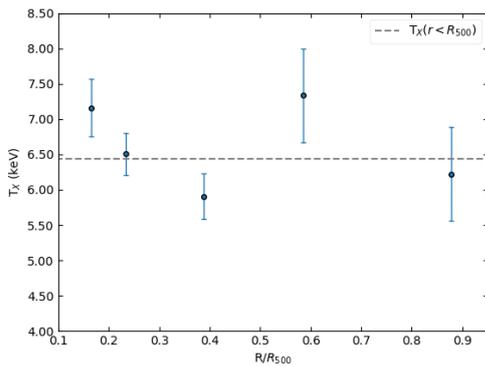
(d) A773



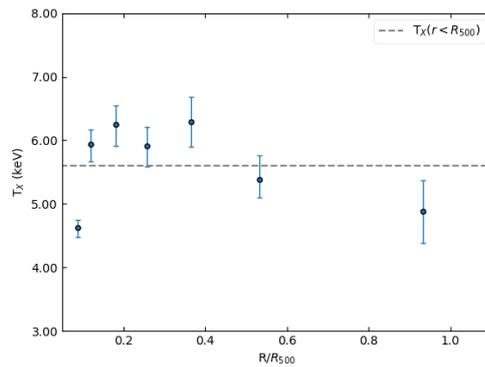
(e) A1763



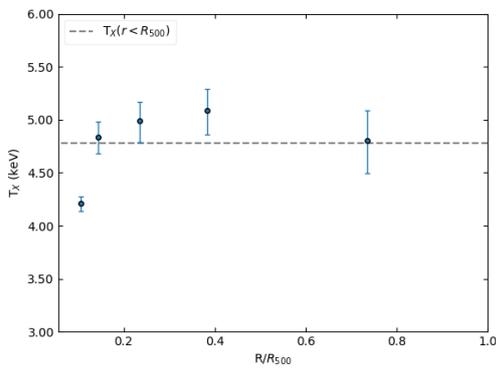
(f) A2261



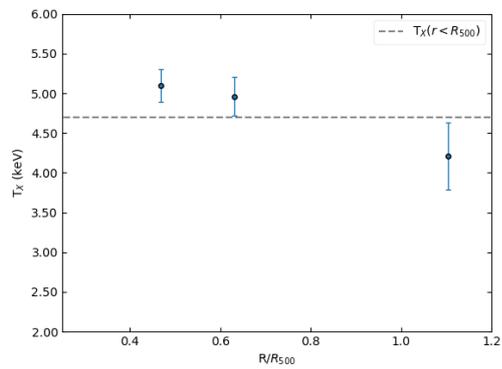
(g) A2111



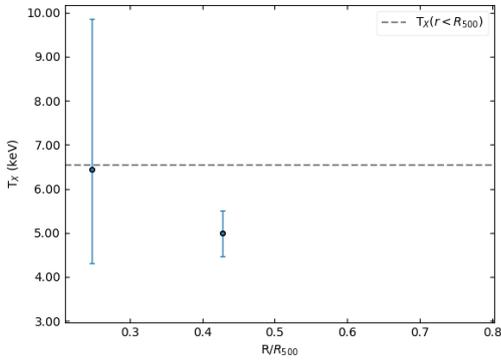
(h) R2129



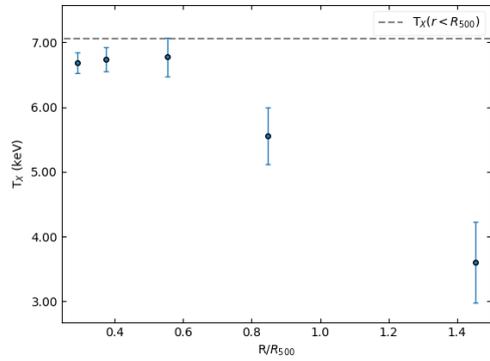
(i) N1457



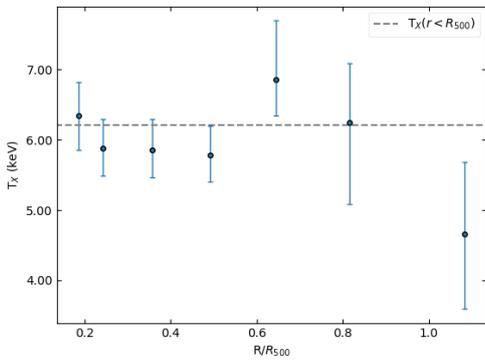
(j) Z2341



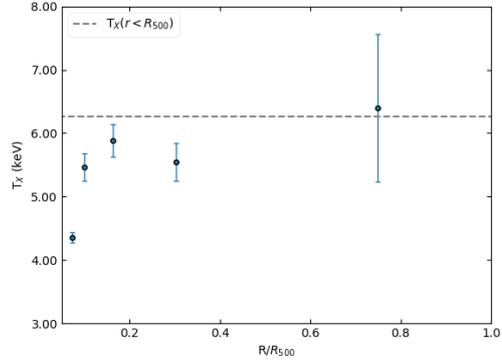
(k) A1576



(l) A1758

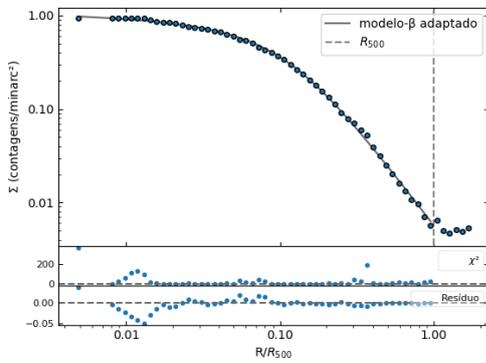


(m) A781

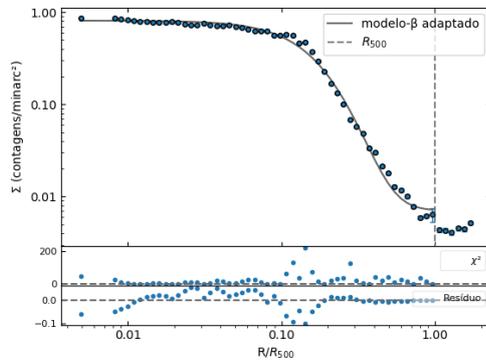


(n) R1532

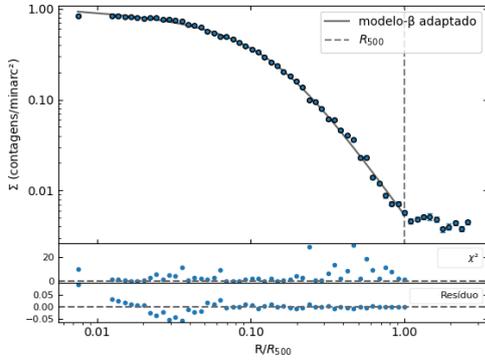
Figura B.-2: Perfis de temperatura dos 14 aglomerados estudados em raios-X. A linha cinza tracejada indica a temperatura medida em $R < R_{500}$.



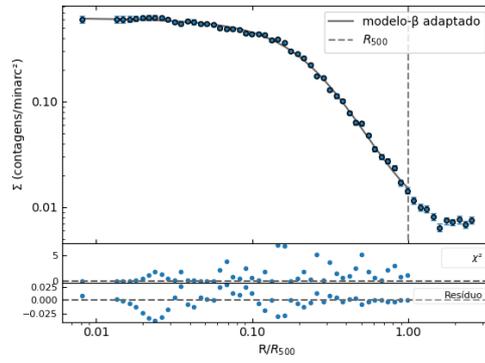
(a) A1413



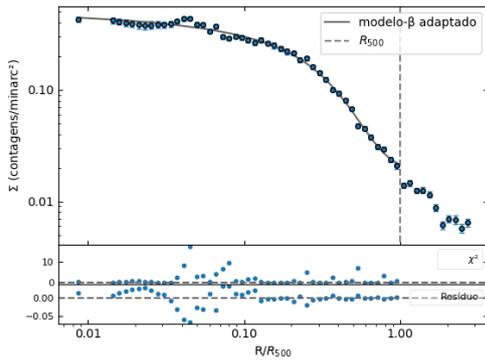
(b) A1914



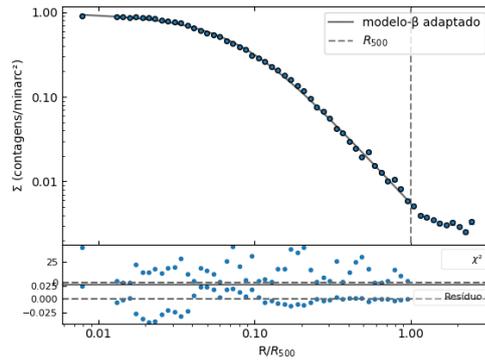
(c) A963



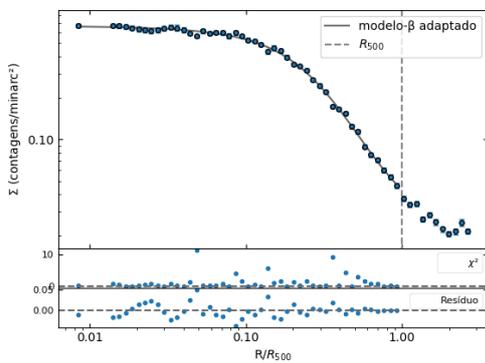
(d) A773



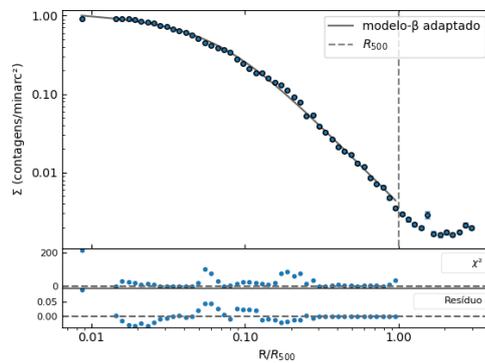
(e) A1763



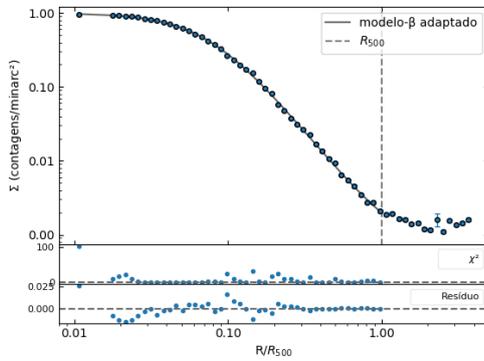
(f) A2261



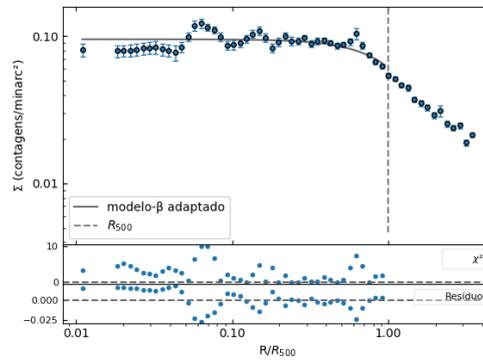
(g) A2111



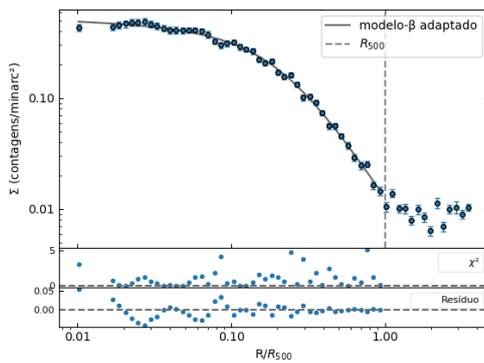
(h) R2129



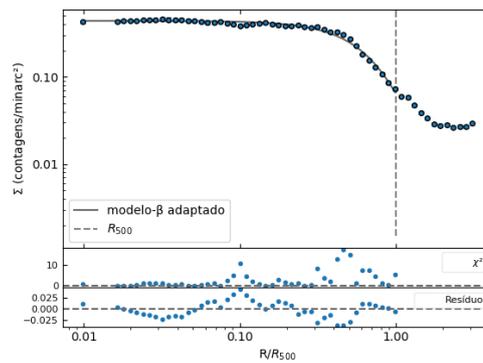
(i) N1457



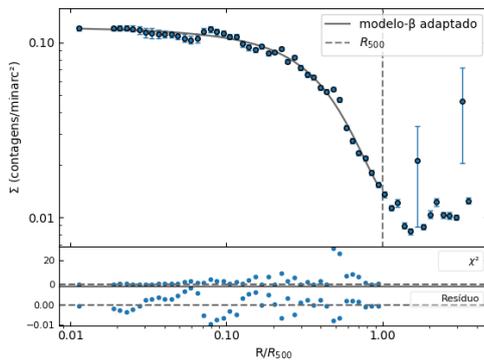
(j) Z2341



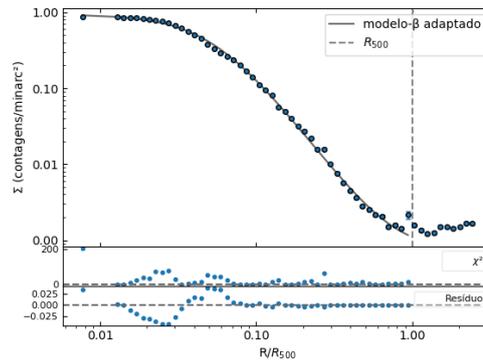
(k) A1576



(l) A1758

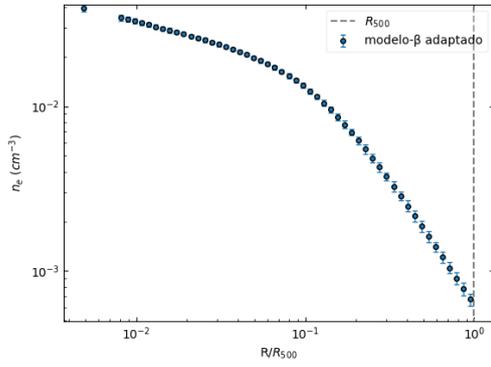


(m) A781

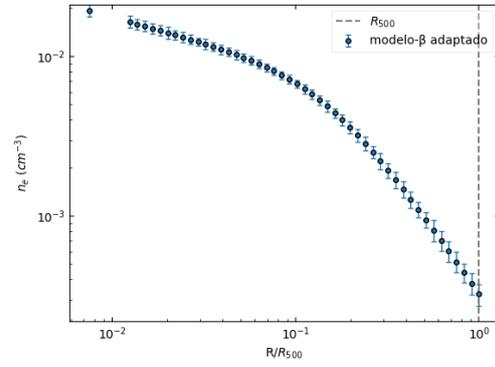


(n) R1532

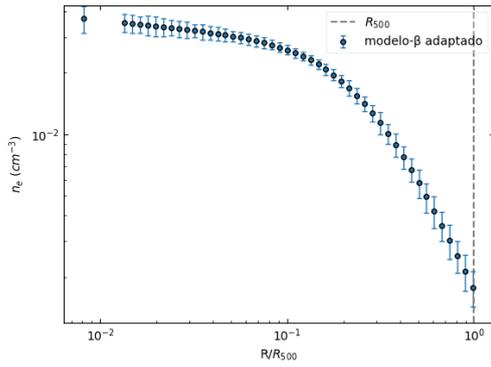
Figura B.-3: Perfis de brilho superficial dos 14 aglomerados estudados em raios-X. A linha cinza sólida indica o ajuste do modelo- β adaptado. Os painéis inferiores correspondem ao χ^2 e resíduo de cada ponto.



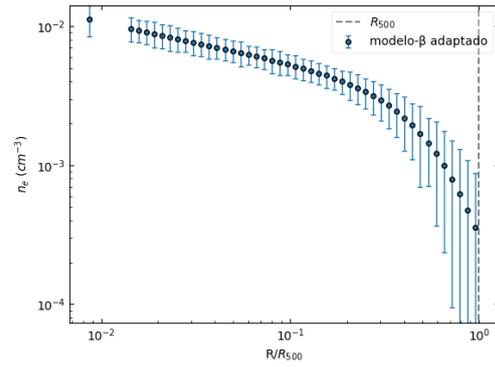
(a) A1413



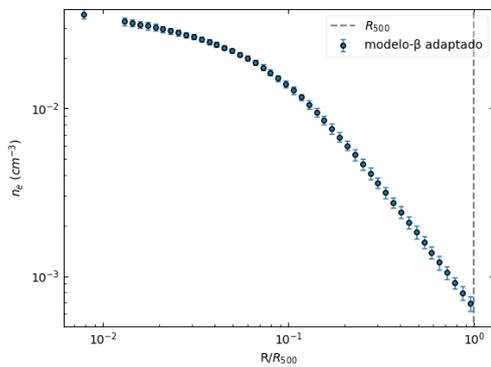
(b) A963



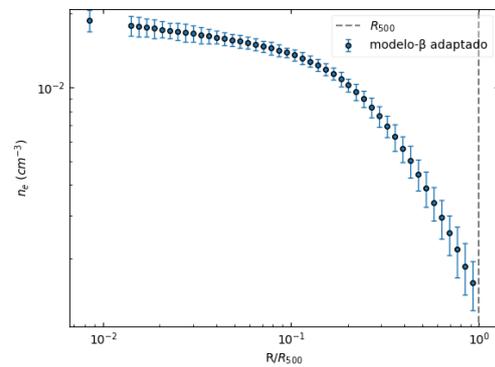
(c) A773



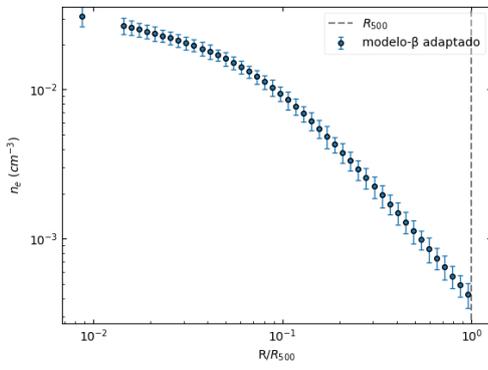
(d) A1763



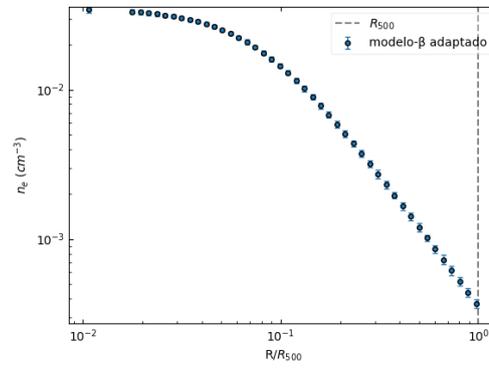
(e) A2261



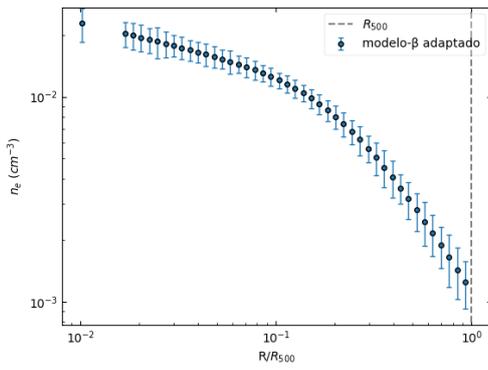
(f) A2111



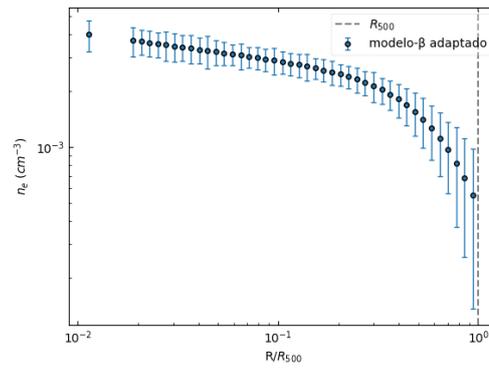
(g) R2129



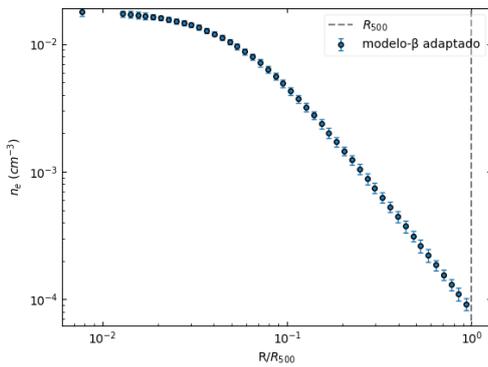
(h) N1457



(i) A1576

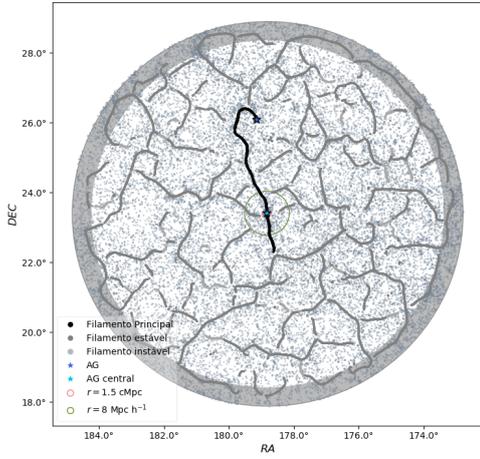


(j) A781

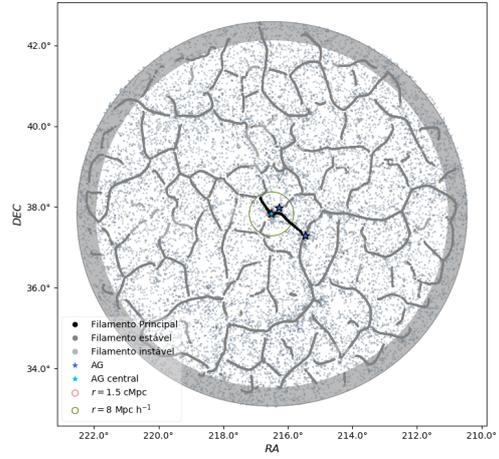


(k) R1532

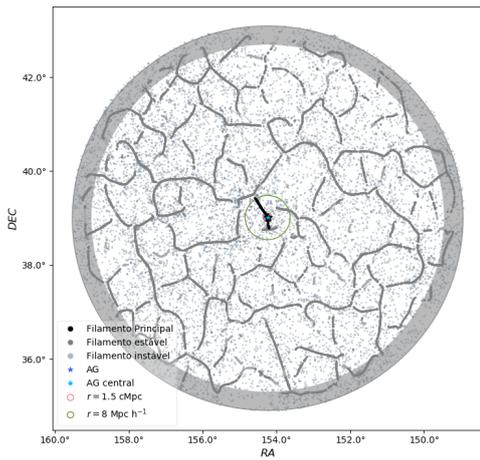
Figura B.-3: Perfis de densidade eletrônica dos aglomerados estudados em raios-X, excluindo A1758, A1914 e Z2341.



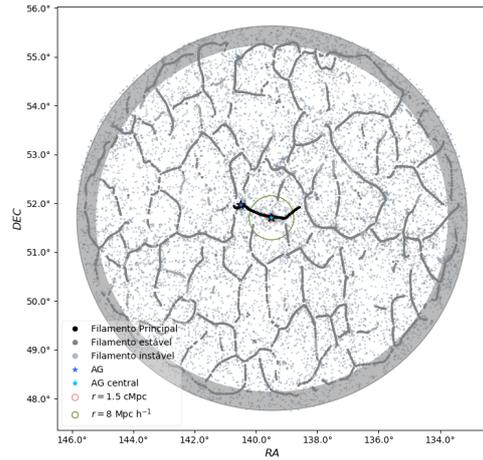
(a) A1413



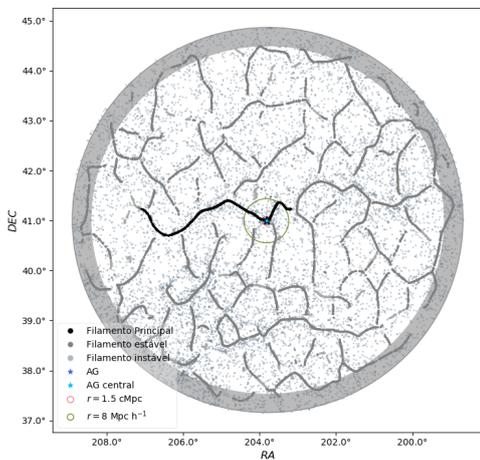
(b) A1914



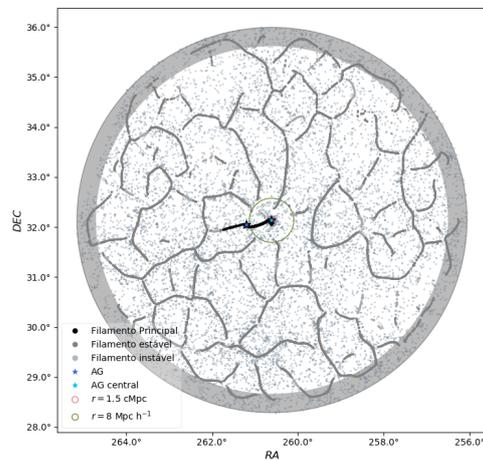
(c) A963



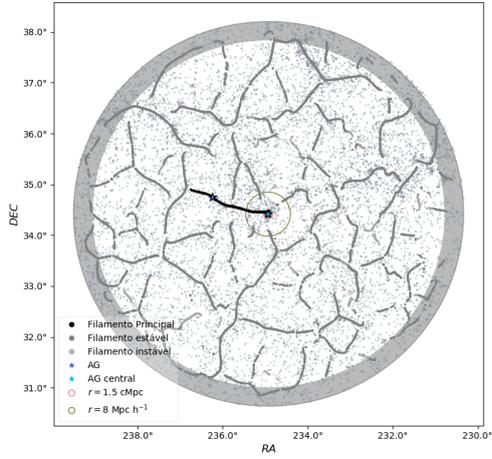
(d) A773



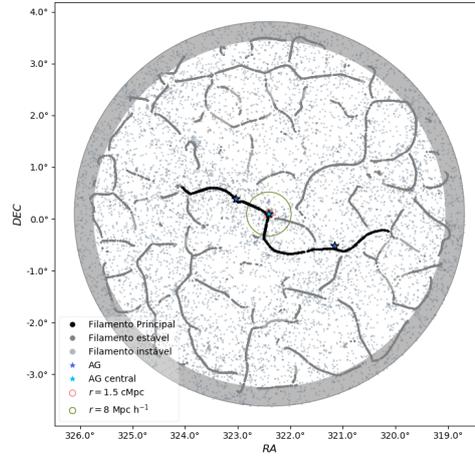
(e) A1763



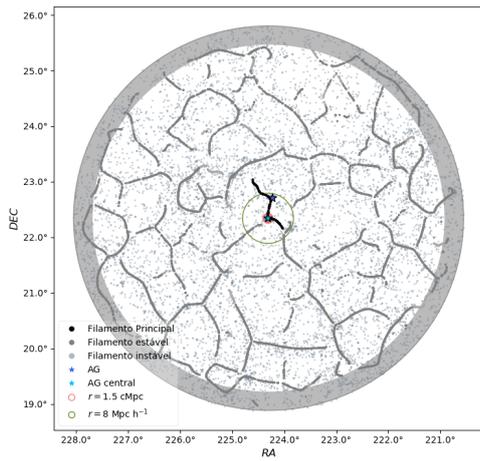
(f) A2261



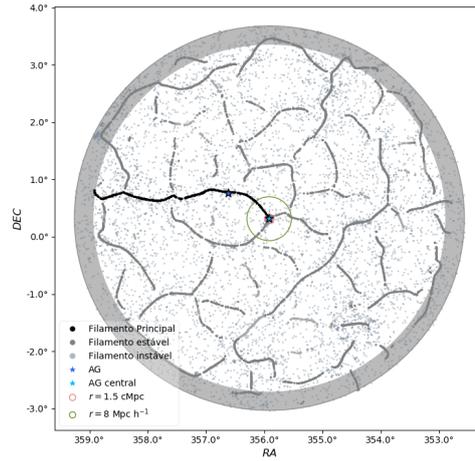
(g) A2111



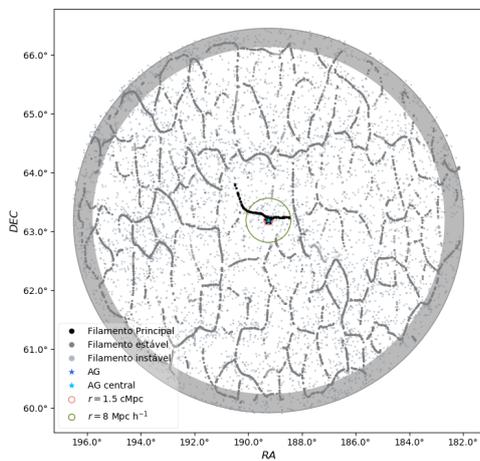
(h) R2129



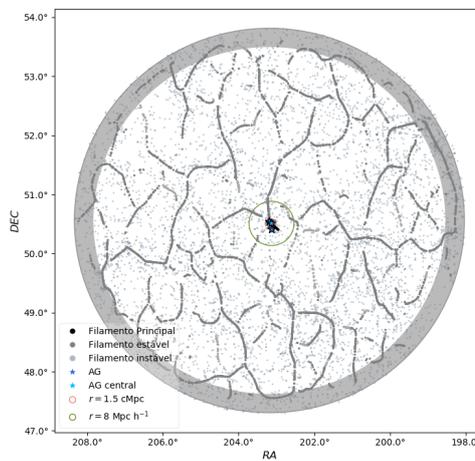
(i) N1457



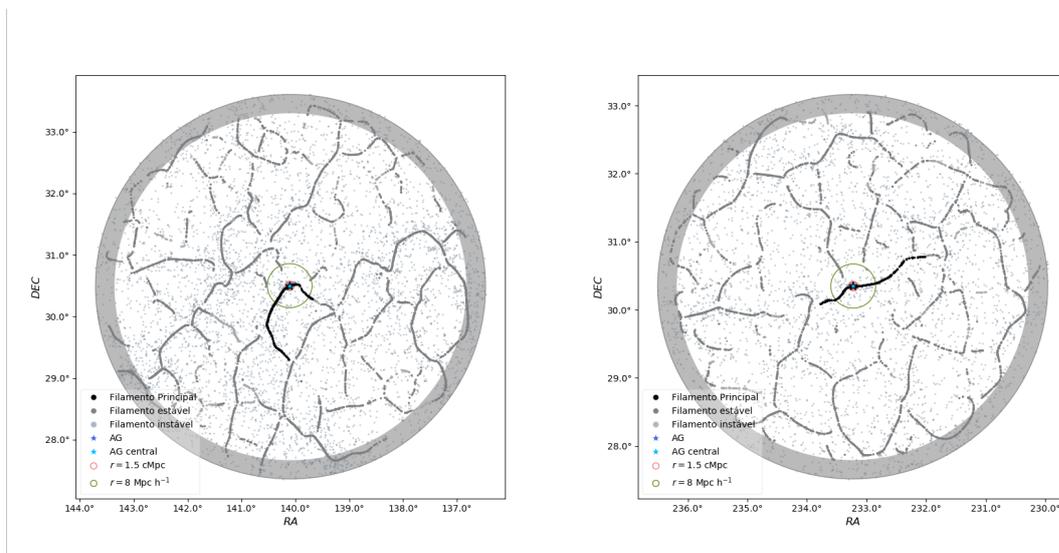
(j) Z2341



(k) A1576



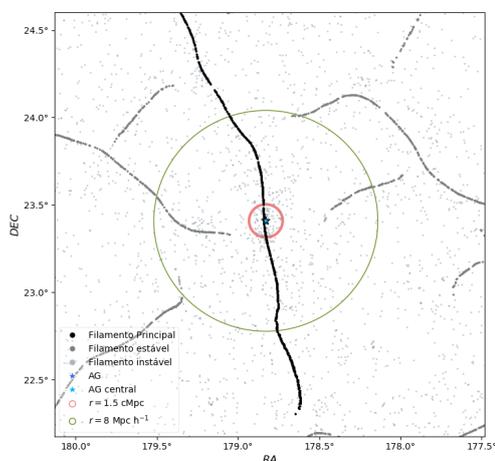
(l) A1758



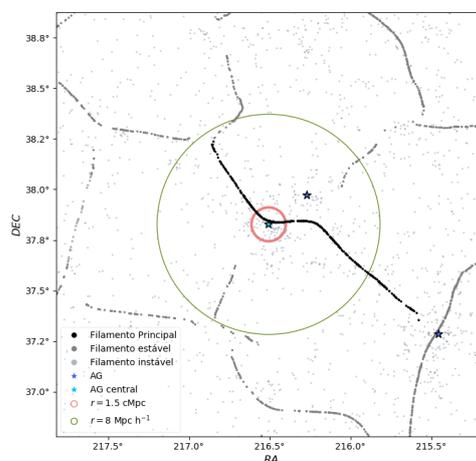
(m) A781

(n) R1532

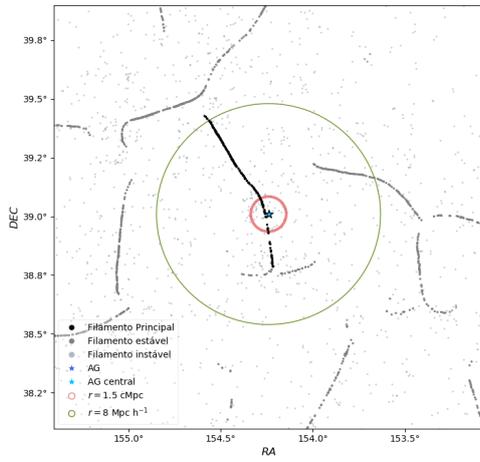
Figura B.-4: Regiões de 50 Mpc de raio ao redor de cada um dos 14 aglomerados analisados em raios-X, com o esqueleto filamentar delineado pelo algoritmo *Cosmic Web Reconstruction*. Os pontos em cinza claro são as galáxias da região. Sobre elas, as linhas em cinza escuro e cinza claro representam os filamentos estáveis e instáveis, respectivamente. O filamento principal é demarcado em preto. Os aglomerados de galáxias contidos nos FPs são as estrelas, sendo a em azul claro o AG estudado em raios-X. Os círculos em rosa e verde delimitam regiões de raio 1,5 cMpc (comovel) e 8 Mpc h^{-1} , utilizados para a contagem da conectividade κ . O anel periférico em cinza indica a região na qual a identificação de filamentos deve ser desconsiderada devido a efeitos de borda.



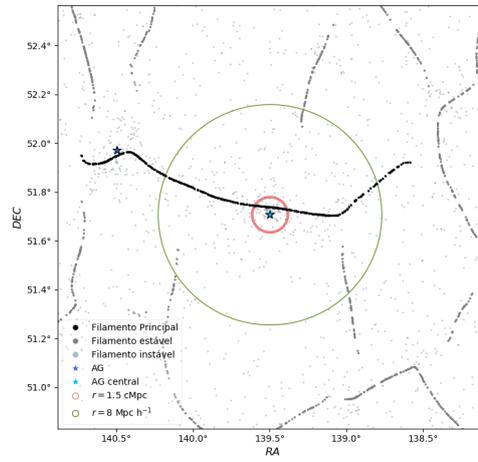
(a) A1413



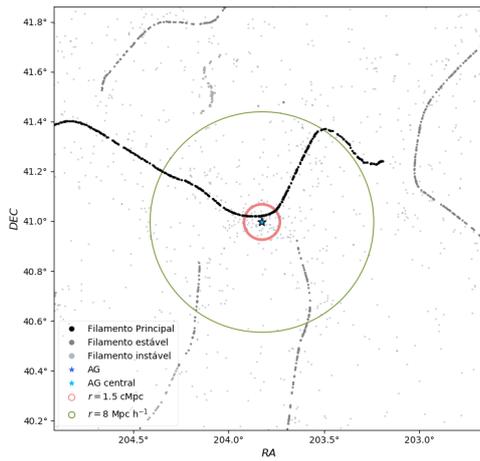
(b) A1914



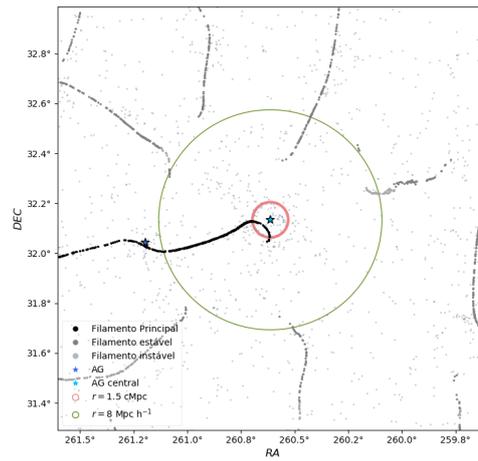
(c) A963



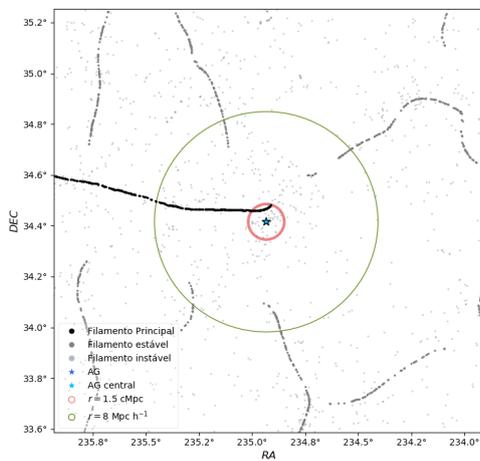
(d) A773



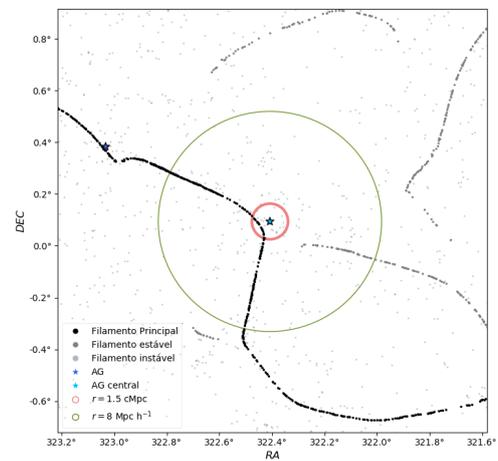
(e) A1763



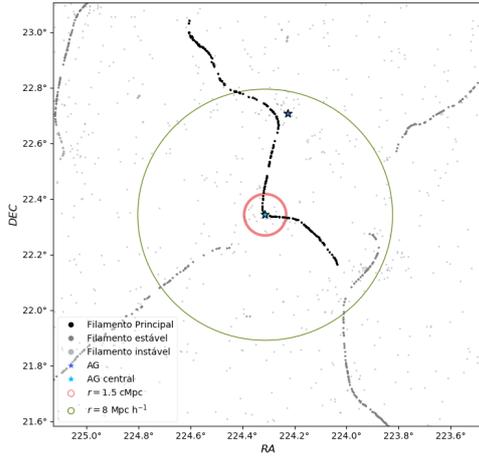
(f) A2261



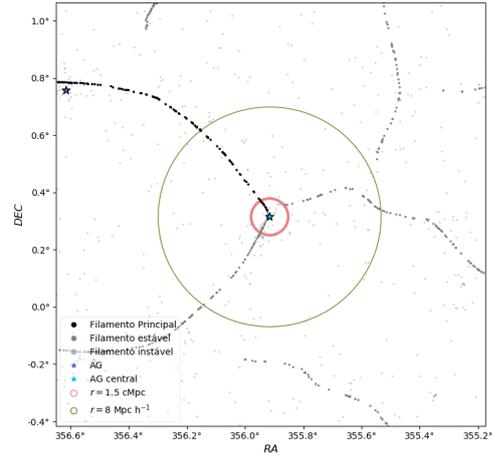
(g) A2111



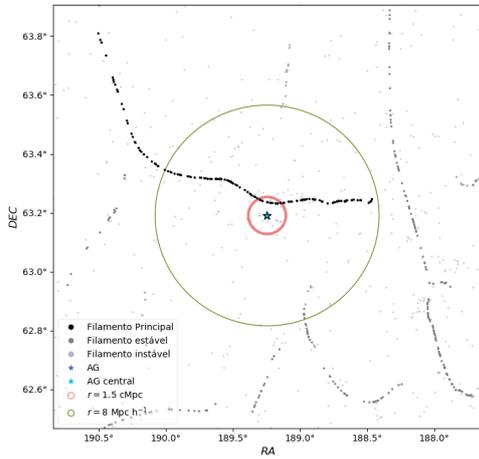
(h) R2129



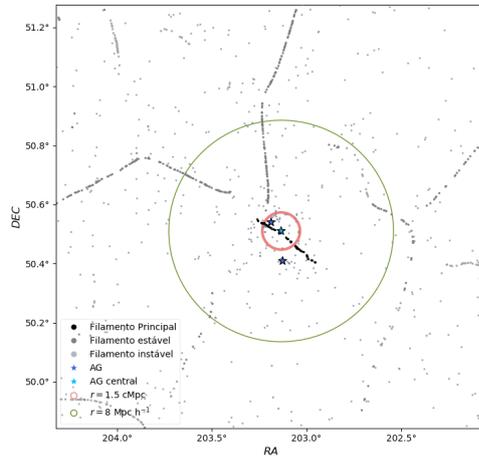
(i) N1457



(j) Z2341



(k) A1576



(l) A1758

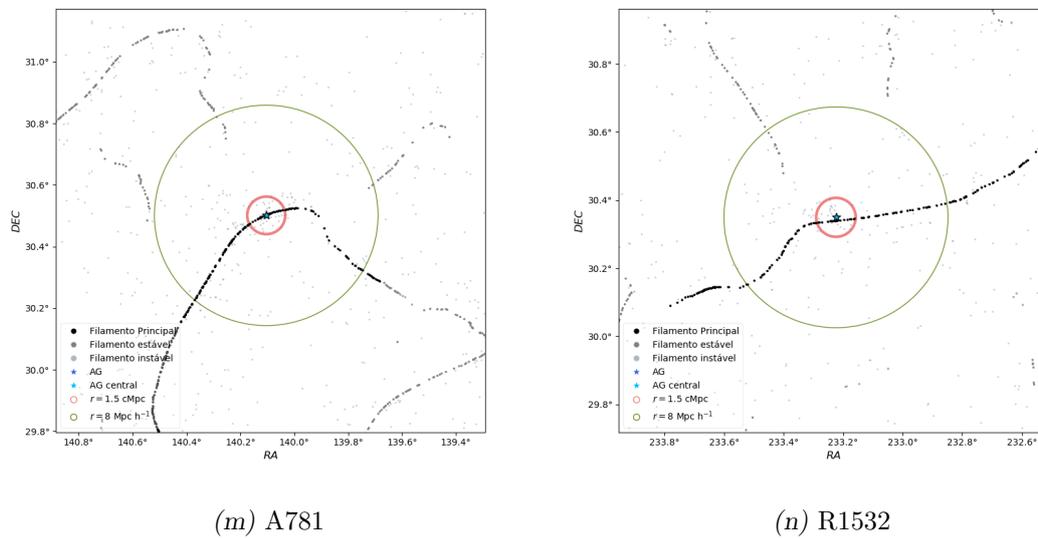


Figura B.-6: Distribuição de galáxias mais próximas que $\sim 8 \text{ Mpc } h^{-1}$ ao redor dos 14 aglomerados estudados em raios-X, com as respectivos esqueletos cósmicos. Os círculos em rosa e verde são usados para contabilizar a conectividade κ desses aglomerados, nas regiões de raio $1,5 \text{ cMpc}$ (comovel) e $8 \text{ Mpc } h^{-1}$.