

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

Nathália Cibirka de Oliveira

Espectroscopia Multi-objeto de Aglomerados de Galáxias com Arcos Gravitacionais

São Paulo

2013

Nathália Cibirka de Oliveira

Espectroscopia Multi-objeto de Aglomerados de Galáxias com Arcos Gravitacionais

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

Área de Concentração: Astronomia

Orientador(a): Prof.^(a) Dr.^(a) Eduardo Serra
Cypriano

Versão Corrigida

São Paulo

2013

À minha mãe Mônica, por me apoiar na busca pelos meus sonhos.

Agradecimentos

À minha mãe Mônica por sempre acreditar em mim, pelo apoio incondicional e carinho dedicados em todos esses anos.

À minha avó Benite por sua dedicação e por fazer parte da formação do meu caráter.

Ao meu orientador, Eduardo Serra Cypriano, pela atenção, confiança e dedicação durante a execução desse trabalho. E pela paciência e bom humor nos momentos mais difíceis dessa trajetória.

Aos pesquisadores Martin Makler e Gabriel Caminha pelas contribuições e trabalho em conjunto.

Aos professores do departamento que contribuíram para o aumento do meu conhecimento.

À minha companheira de sala Patrícia, por ouvir meus resmungos diários, me ajudar com o português e dividir as angústias.

Ao meu amigo Miguel Andrés, pela amizade cultivada nos últimos dois anos e pelo café diário.

Ao meu colega Rogério pelas diversas discussões e contribuições com o IRAF e com o R.

A todos os meus colegas do IAG que tornam o dia a dia mais agradável.

À minha amiga-irmã Rebeca, por me acolher num momento difícil e dar uma força na parte gráfica.

A todos os funcionários do IAG que sempre me auxiliaram com prontidão.

À CAPES pelo apoio financeiro sem o qual esse trabalho não seria possível.

Por fim, a todos que me guiam na evolução diária.

Esta tese/dissertação foi escrita em \LaTeX com a classe IAGTESE, para teses e dissertações do IAG.

“Daria tudo que sei pela metade do que ignoro”

Renè Descartes

“A ciência será sempre uma busca, jamais uma descoberta. É uma viagem, nunca uma chegada.”

Karl Popper

“Aquilo que se faz por amor está sempre além do bem e do mal.”

Friedrich Nietzsche

Resumo

Em nosso estudo realizamos uma análise dinâmica de aglomerados de galáxias utilizando dados de espectroscopia óptica. Esses aglomerados pertencem à amostra SOGRAS (SOAR Gravitational Arcs Survey), composta por 47 aglomerados que estão entre os mais ricos da faixa 82 do SDSS, e que apresentam *redshift* em torno de $z=0.3$ ou $z=0.5$.

Para três desses aglomerados, todos com fortes evidências de possuírem arcos gravitacionais, realizamos uma análise individual utilizando dados de espectroscopia multi-objeto observados com o telescópio Gemini Sul. Obtivemos ~ 25 velocidades radiais por aglomerado, determinadas através dos espectros de suas galáxias membro. As massas dinâmicas estimadas para esses aglomerados estão no intervalo de $3 - 9 \times 10^{14} M_{\odot}$. Um desses aglomerados apresentou sinais de subestrutura.

Para a amostra original SOGRAS utilizamos dados espectroscópicos obtidos do SDSS. Devido ao baixo número de dados disponíveis por aglomerado, realizamos uma análise conjunta dividida por *redshift* e/ou riqueza, tendo ao final 6 aglomerados *ensemble*. Nossos resultados indicam que os aglomerados pertencentes ao intervalo de maior riqueza, independentemente do *redshift*, são ~ 2.5 vezes mais massivos que os aglomerados no intervalo de menor riqueza. Também obtivemos massas estatisticamente consistentes entre si para os intervalos de $z=0.3$ e $z=0.5$, sem divisão por riqueza: $6.3^{(-2.1)}_{(+3.9)}$ e $8.6^{(-1.6)}_{(+5.2)} \times 10^{14} M_{\odot}$, respectivamente. Os valores absolutos de massa para $z=0.5$ são maiores em todos os casos.

As massas determinadas individualmente para dois dos três aglomerados são estatisticamente consistentes com as massas determinadas para os *ensembles* ao qual pertencem, embora a expectativa fosse obter massas maiores para os três aglomerados individuais, já que esses foram os aglomerados apresentando possíveis sistemas de arcos gravitacionais.

Abstract

We have performed dynamical analyses of galaxy clusters using optical spectroscopic data. These clusters belong to the SOAR Gravitational Arcs Survey (SOGRAS) sample (Furlanetto et al. 2013), comprising 47 clusters among the richest structures in SDSS stripe 82 with redshifts around $z=0.3$ or $z=0.5$.

For three of those clusters, all with strong lensing features, we carried out individual analysis using multi-object spectroscopic data from Gemini South telescope. We have obtained ~ 25 radial velocities per cluster, determined through their galaxies spectra. The dynamical masses determined for these clusters are in the range of $3 - 910^{14} M_{\odot}$. One of these clusters exhibit signs of substructure.

For the whole SOGRAS sample we have used SDSS spectroscopic data. Given the low number of velocities per cluster we stacked the data per redshift and richness, having 6 ensemble clusters in the end. Our results indicate that the richest half of the clusters, independently of the redshift, tend to be ~ 2.5 times more massive than the poorest half. Also we have found that the $z=0.3$ and the $z=0.5$ clusters, without richness division, have overall masses statistically consistent with each other: $6.3^{+3.9}_{-2.1}$ and $8.6^{+1.6}_{-5.2} \times 10^{14} M_{\odot}$ respectively. The absolute mass value for $z=0.5$ are greater in all cases.

The individual masses determined for two out of the three clusters are consistent with the masses determined for the *ensembles* to which they belong, although we expect to find higher masses for cluster with gravitational arcs systems.

Lista de Figuras

1.1	Crescimento de densidade em uma região de inomogeneidade esférica	25
1.2	Sistema de lentes gravitacionais	34
1.3	Arco gravitacional tangencial	35
2.1	Distribuição da amostra de aglomerados SOGRAS em função do <i>redshift</i> fotométrico.	44
2.2	Distribuição de aglomerados SOGRAS no céu	45
2.3	Regiões centrais do aglomerados GEMINI	48
2.4	Curva de eficiência da rede utilizado nas observações.	50
2.5	Curva de transmissão do filtro utilizado nas observações.	51
2.6	Ajuste da função de resposta do detector.	53
2.7	Imagem de <i>flat field</i>	54
2.8	Imagem dos espectros da lâmpada de CuAr	55
2.9	Imagem dos espectros de ciência	56
2.10	Espectro com problema no corte	57
2.11	Espectro apresentando problema na calibração em comprimento de onda	58
2.12	Janela gráfica final da <i>task</i> GSWAVELENTH	59
2.13	Imagem de ciência após ser processada pela <i>task</i> GSTRANSFORM.	60
2.14	Imagem combinada a partir das três exposições de ciência.	61
2.15	Janela gráfica para a determinação da região de céu.	61
2.16	Imagem de ciência após ter o céu subtraído.	62
2.17	Janela gráfica para determinação da região do espectro a ser extraída.	63
2.18	Exemplo de espectro unidimensional.	63

3.1	Espectro com linhas de emissão, sendo analisado pela task <i>emsao</i>	67
3.2	Janela gráfica da task XCSAO.	68
3.3	Espectro graficado juntamente com linhas de emissão e do hidrogênio conhecidas	70
3.4	Espectro graficado juntamente com linhas de absorção e do hidrogênio conhecidas	70
3.5	Espectro graficado juntamente com linhas de emissão, absorção e do hidrogênio conhecidas, onde a determinação do <i>redshift</i> não foi bem sucedida	71
3.6	Espectro unidimensional do candidato a arco gravitacional 9001	72
3.7	Espectro bidimensional do candidato a arco gravitacional 9001	72
3.8	Zoom na região da linha de emissão do candidato a arco gravitacional 9001	73
3.9	Distribuição de densidade no espaço de <i>redshift</i> para os aglomerados GEMINI	75
3.10	Distribuição de densidade no espaço de <i>redshift</i> para o aglomerado SG2. . .	78
3.11	Zoom na região central dos aglomerados	81
3.12	Distribuição espacial das galáxias da amostra SDSS em cada intervalo de <i>redshift</i> e riqueza	91
3.13	Distribuição de densidade das galáxias da amostra SDSS no espaço de <i>redshift</i> para cada intervalo de <i>redshift</i> e riqueza.	92

Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros dos aglomerados da amostra GEMINI.	46
3.1	Teste de normalidade	76
3.2	Parâmetro dos aglomerados	79
3.3	<i>Redshift</i> estimado com base na distância Θ_{arc} do candidato à arco e na dispersão de velocidades σ_v do aglomerado.	80
3.4	Massas via dispersão de velocidades para a amostra GEMINI	84
3.5	Massa via dispersão de velocidades para o aglomerado SG2	84
3.6	Estimativas da massa do virial e alternativas para a amostra GEMINI	86
3.7	Parâmetros dos <i>ensembles</i>	88
3.8	Teste de normalidade	89
3.9	Parâmetros de cada ensemble da amostra SOGRAS.	90
A.1	Dados da amostra SOGRAS.	105
A.2	Valores de <i>redshift</i> para o aglomerado SG1.	106
A.3	Valores de <i>redshift</i> para o aglomerado SG2.	107
A.4	Valores de <i>redshift</i> para o aglomerado SG3.	108
A.5	Valores de <i>redshift</i> do SDSS para o aglomerado SG1.	110
A.6	Valores de <i>redshift</i> do SDSS para o aglomerado SG2.	110
A.7	Valores de <i>redshift</i> do SDSS para o aglomerado SG3.	110
A.8	<i>Redshifts</i> obtidos do SDSS para a amostra SOGRAS	111

Sumário

1. Introdução	21
1.1 Formação e Evolução de Estruturas no Universo	21
1.1.1 Origem das Flutuações Iniciais	25
1.1.2 Matéria Escura	26
1.2 Aglomerados de Galáxias	28
1.2.1 Perfis de Densidade	29
1.2.2 Determinação de Massa	31
1.2.2.1 Raios-x	31
1.2.2.2 Efeito S-Z	32
1.2.2.3 Lentes Gravitacionais	33
1.2.3 Cáustica	35
1.2.3.1 Dinâmica	36
1.2.4 Estatística de Arcos	39
1.3 Cosmologia	40
1.4 Estrutura da Dissertação	41
2. Amostra e Redução de Dados	43
2.1 Amostra SOGRAS	43
2.1.1 Observações	45
2.2 Amostra GEMINI	46
2.2.1 Observações: Imageamento e Espectroscopia	47
2.2.2 Processamento dos Dados	51
2.2.2.1 Preparação do <i>flat field</i>	52

2.2.2.2	Processamento dos espectros das lâmpadas de calibração e dos aglomerados	54
2.2.2.3	Solução em comprimento de onda	57
2.2.2.4	Combinação das exposições	60
2.2.2.5	Subtração do céu	60
2.2.2.6	Extração do espectro	62
2.3	Amostra SDSS	64
3.	<i>Análise e Resultados</i>	65
3.1	Amostra GEMINI	65
3.1.1	Determinação dos <i>redshifts</i>	65
3.1.1.1	Espectros com linhas de emissão	66
3.1.1.2	Técnica de correlação cruzada	66
3.1.1.3	Validação do <i>redshift</i> determinado	69
3.1.1.4	Arco Gravitacional com <i>Redshift</i> Determinado	71
3.1.2	Determinação dos parâmetros dos aglomerados	72
3.1.2.1	Intervalo de Confiança da Dispersão de Velocidade	78
3.1.2.2	Determinação da dispersão de velocidades via lentes gravitacionais	79
3.1.3	Estimativa da massa dinâmica	82
3.1.3.1	Estimativa Baseada na Dispersão de Velocidade	82
3.1.3.2	Estimativa Baseada no Teorema do Virial Padrão e Métodos Alternativos	85
3.2	Amostra SDSS	87
3.2.1	Divisão da Amostra	87
3.2.2	Estimativa da Massa Dinâmica	89
4.	<i>Conclusões e Perspectivas</i>	93
	<i>Referências</i>	97

<i>Apêndice</i>	103
A. <i>Tabelas</i>	105
A.1 Dados da amostra SOGRAS	105
A.2 Valores de <i>redshift</i> determinados para a amostra GEMINI	106
A.3 Valores de <i>redshift</i> obtidos do SDSS para a amostra GEMINI	109
A.4 Valores de <i>redshift</i> obtidos do SDSS para toda a amostra SOGRAS.	111

Introdução

Aglomerados de galáxias são os objetos centrais deste estudo. Com o objetivo de contextualizar a análise, iniciaremos esse capítulo discorrendo sobre a formação e evolução das estruturas em larga escala no universo. Em seguida falaremos sobre os conceitos básicos dos aglomerados de galáxias (definição, componetes), sua importância dentro da cosmologia e validação de modelos de universo, os métodos existentes para a determinação de suas massas, entre eles o método dinâmico, e a importância do estudo da estatística de arcos gravitacionais, motivação central do projeto SOGRAS (*Soar Gravitational Arc Survey*) dentro do qual esse estudo está inserido. Na última seção apresentamos a cosmologia adotada para a análise e a estrutura da dissertação.

1.1 Formação e Evolução de Estruturas no Universo

O completo entendimento da formação e evolução das estruturas em diversas escalas presentes em nosso Universo está longe de ser alcançado. Existem, porém, conceitos centrais aceitos pelos diferentes modelos propostos: i) em escalas suficientemente grandes, o universo é isotrópico e homogêneo (princípio cosmológico), ii) o universo não é estático, está evoluindo e apresentava uma maior homogeneidade no passado, iii) a Teoria da Relatividade Geral de Einstein descreve de maneira consistente a gravidade na escala de energias aqui abordada. Embora o Princípio Cosmológico seja válido em grandes escalas, onde podemos ignorar as inhomogeneidades, sabemos que em escalas menores ($R < 10\text{Mpc}$) a distribuição de matéria do universo é bastante inhomogênea, apresentando estruturas como galáxias e aglomerados de galáxias. Em escalas de centenas de megaparsecs essa distribuição torna-se mais homogênea. Para explicar a presença de inhomogeneidades, as-

sumimos que em algum momento do passado houve pequenos desvios da homogeneidade e que esses desvios puderam crescer, graças à instabilidade gravitacional. Essas perturbações são caracterizadas pelo contraste de densidade δ , com ρ_0 sendo a densidade média do universo e ρ a densidade da perturbação:

$$\delta \equiv \frac{\delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \quad (1.1)$$

O primeiro a tratar de maneira rigorosa o problema de instabilidades gravitacionais foi James Jeans (Jeans, 1902). Partindo do teorema do virial, a condição para uma nuvem de gás homogêneo com temperatura T , densidade ρ_0 , massa M e número de partículas N colapsar é dada por $2K < |U|$, onde K é a energia cinética:

$$K = \frac{3}{2}NkT \quad (1.2)$$

sendo k a constante universal dos gases perfeitos, e U a energia potencial gravitacional:

$$U \sim -\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R} \quad (1.3)$$

implicando na seguinte relação (para simetria esférica):

$$3NkT < \frac{3}{5}\frac{GM^2}{R} \Rightarrow \frac{kT}{\mu m_H} < \frac{1}{5}\frac{GM}{R} \quad (1.4)$$

onde N foi descrito em termos da massa molecular média μ e da massa do hidrogênio m_H , $N = M/(\mu m_H)$.

Assim, a condição para que um sistema colapse pode ser descrita em termos da massa mínima necessária, que deve ser maior que a Massa de Jeans M_J :

$$M > M_J \equiv \left(\frac{5kT}{G\mu_H}\right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0}\right)^{1/2} \quad (1.5)$$

com o raio R descrito em função da densidade inicial ρ_0 e da massa M da nuvem de gás, $R^3 = 3M/(4\pi\rho_0)$.

A condição de colapso também pode ser descrita através do raio mínimo que o sistema deve possuir, devendo ser maior que o comprimento de jeans R_J :

$$R > R_J \equiv \left(\frac{15kT}{4\pi G\mu_H\rho_0}\right)^{1/2} \quad (1.6)$$

Enquanto as inhomogeneidades são pequenas, com $\delta \ll 1$, o estudo de seu crescimento é feito através da teoria de perturbações lineares, mas uma vez que essas inhomogeneidades crescem e $\delta \sim 1$ é necessário recorrer à teoria de perturbações não-linear (Gunn e Gott, 1972).

Vamos primeiramente analisar o caso linear. Considerando uma perturbação com comprimento de onda λ , existem duas situações a serem analisadas: $\lambda > d_H$ e $\lambda < d_H$, onde d_H é o raio de Hubble, que representa o raio onde há conexão causal dos processos físicos e é definido como $d_H(t) \equiv H(t)^{-1}$, sendo $H(t)$ o parâmetro de Hubble no momento t . Quando $\lambda > d_H$ a amplitude da perturbação sempre cresce. Essa amplitude é proporcional a a^2 na fase dominada pela radiação e proporcional a a na era dominada pela matéria, onde a é o fator de escala, função que representa a expansão relativa do universo.

No caso onde $\lambda < d_H$ as perturbações estão dentro do horizonte causal e existem dois processos que impedem o crescimento das perturbações. O primeiro é a pressão de suporte, quantidade de pressão interna suficiente para evitar o colapso devido à gravidade. A pressão de suporte impede o crescimento da perturbação caso o tempo para que se acumule seja inferior ao tempo necessário para que a gravidade colapse a região, devido ao seu peso. Essa condição pode ser expressa pela relação abaixo:

$$t_p \simeq \frac{\lambda}{v} < \frac{1}{\sqrt{G\rho}} = \text{tempo de queda livre} \quad (1.7)$$

com v correspondendo à dispersão de velocidade do fluido. Devido a essa condição, estruturas só podem crescer se tiverem um tamanho superior ao comprimento de onda de Jeans, determinado pela seguinte equação:

$$\lambda_J \equiv \sqrt{\pi} \frac{v}{(G\rho)^{1/2}} \quad (1.8)$$

O crescimento das perturbações para $\lambda < d_H$ também pode ser suprimido se a escala de tempo da expansão do universo for inferior a escala de tempo do colapso gravitacional. Nesse caso o universo está se expandindo rápido demais para que a região em colapso possa se condensar. Dessa forma, vemos que na era da radiação apenas perturbações com $\lambda > d_H$ irão crescer e de maneira proporcional à a^2 , pois perturbações com $\lambda < d_H$ serão impedidas de crescer por conta de pressão de fótons. Na era dominada pela matéria, todas as perturbações com $\lambda \gg \lambda_J$ irão crescer de maneira proporcional à a , inclusive aquelas

com $d_H > \lambda \gg \lambda_J$, já que nesse caso podemos ignorar os efeitos da pressão, e perturbações com $\lambda \gtrsim \lambda_J$ irão crescer de forma mais lenta, pois sentirão o efeito da pressão.

Quando o contraste de densidade δ é aproximadamente igual a 1 a teoria linear falha. Nas regiões com sobredensidade, a gravidade irá atuar contra a expansão do universo, fazendo com que a região se expanda de maneira cada vez mais lenta em comparação com o universo. Conseqüentemente, o contraste de densidade irá aumentar, fazendo com que o potencial gravitacional da região seja cada vez mais dominante até haver o colapso e se formar um sistema ligado.

O modelo mais simples para explicar o colapso não-linear é o esférico (Gunn e Gott, 1972). Nesse caso o problema é totalmente caracterizado pela evolução no tempo do raio $R(t)$. Inicialmente o raio da perturbação aumenta de forma desacelerada até atingir um valor máximo R_{ta} (raio de *turn-around*) no tempo t_{ta} (tempo do *turn-around*). Após o momento t_{ta} o raio passa a decrescer até a perturbação colapsar, virializar e se estabilizar no raio final R_f , definido pela relação do virial entre as energias potencial e cinética. A componente não-colisional e que é amplamente dominante, a matéria escura, atingirá o equilíbrio do virial pelo processo de relaxação violenta, quando a variação do potencial gravitacional fornece um mecanismo de relaxação com tempo de escala mais curto do que o tempo de relaxação de dois corpos. Após esse processo, a componente matéria escura terá um raio r_{vir} , dispersão de velocidade v e densidade ρ .

Podemos sumarizar o comportamento do crescimento da densidade nos diferentes regimes através da figura 1.1. No estágio linear, o contraste de densidade cresce com o fator de escala a . Quando se atinge o estágio não-linear, há uma aceleração do colapso da região esférica de sobredensidade. Essa região se virializa e forma uma estrutura ligada com densidade que permanecerá constante, sendo maior que a densidade média por um fator de sobredensidade do virial (descrito pela equação 1.37) (Bartelmann et al., 2013).

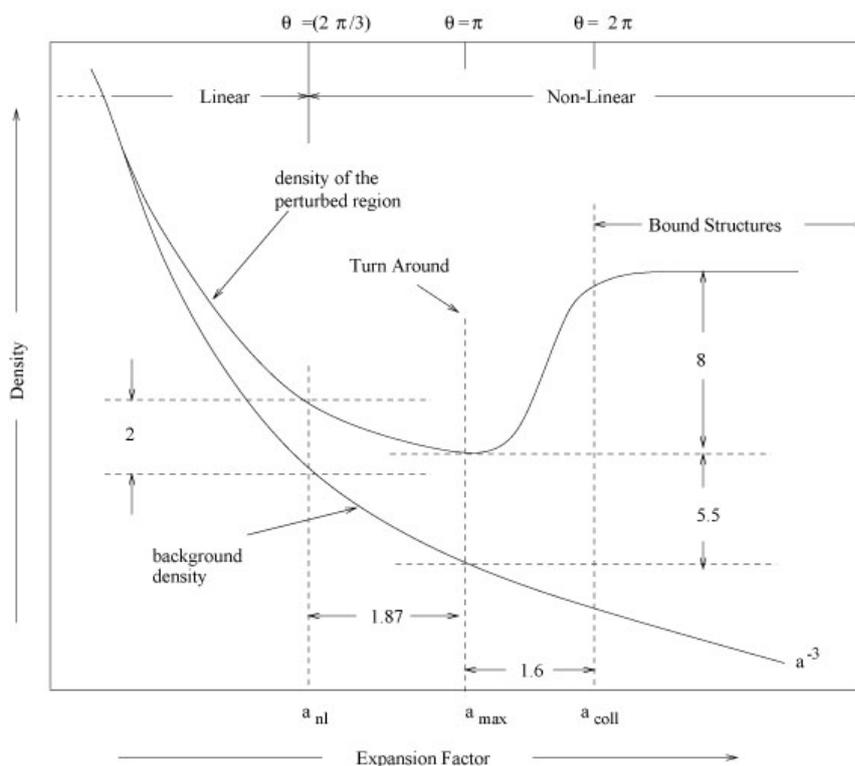


Figura 1.1: Nessa figura vemos como cresce a densidade em uma região de inhomogeneidade esférica. A curva inferior mostra a evolução da densidade do universo de fundo para o caso dominado pela matéria. A curva superior representa a evolução da densidade para uma região de sobredensidade esférica. Figura apresentada em Padmanabhan (1993).

1.1.1 Origem das Flutuações Iniciais

As abordagens descritas na seção anterior sobre o crescimento das perturbações assumem a existência de pequenos desvios da homogeneidade em um momento inicial. Existem duas teorias principais capazes de prever as flutuações iniciais necessárias para darem origem a esse crescimento e formar as estruturas observadas atualmente: uma ligada à inflação e outra aos defeitos topológicos.

A teoria mais aceita atualmente explica as flutuações iniciais através da inflação, baseada na idéia de que o universo passou por um período de expansão exponencial de Sitter do fator de escala antes de entrar na atual era Friedmann de expansão adiabática (Guth, 1981). As flutuações no cenário inflacionário são de origem quântica no campo escalar, cuja energia do vácuo é responsável pela inflação, e durante a fase de Sitter são da ordem da temperatura de Hawking $H/2\pi$ (Hawking e Horowitz, 1996). Por conta das flutuações $\delta\phi$, há um intervalo de tempo $\Delta t \simeq \delta\phi/\phi$ durante o qual diferentes regiões de mesmo tamanho

completam a transição para a fase de Friedmann, resultando em flutuações de densidade iguais a $\delta_H \equiv (\delta\rho/\rho)_H \sim \Delta t/t_H = H\Delta t$ no momento em que uma região de determinado tamanho reentra no horizonte (Guth e Pi, 1982). O modelo inflacionário prevê um espectro de flutuações adiabáticas, onde a entropia permanece constante e as perturbações afetam tanto a matéria como a radiação, com curvatura δ_H aproximadamente constante. A teoria também permite determinar o valor de δ_H através das propriedades do potencial escalar $V(\phi)$ (Primack, 1997).

A segunda teoria, ligada aos defeitos topológicos (Kibble, 2000), se baseia na quebra de simetria que ocorre quando um dado campo escalar tem valor não-nulo. A dimensionalidade do defeito topológico depende do número de componentes do campo escalar.

1.1.2 Matéria Escura

Em um universo contendo apenas matéria bariônica o crescimento das perturbações obedece a relação $\delta \propto (1+z)^{-1}$, e essas perturbações só podem crescer após a recombinação ($z_{rec} \sim 1000$), implicando em um δ da ordem de 10^{-3} em $z = 1000$. Esse fator, porém, é incompatível com as observações da radiação cósmica de fundo, que apontam para um fator da ordem de 10^{-5} .

A solução encontrada para resolver essa divergência é a inclusão de uma componente não-bariônica, que pode ser classificada em dois tipos: Matéria Escura Fria (CDM, do inglês *Cold Dark Matter*) e Matéria Escura Quente (HDM, do inglês *Hot Dark Matter*). Se no momento do desacoplamento as partículas da componente não-bariônica possuírem velocidades relativísticas, serão classificadas como HDM e sua massa deverá obedecer a relação $m_{HDM}c^2 \ll kT_D$, onde T_D é a temperatura do universo no momento do desacoplamento. Se nesse momento as partículas possuírem velocidades não-relativísticas, serão classificadas como CDM e sua massa obedecerá a relação $m_{CDM}c^2 \gg kT_D$.

Os candidatos à CDM devem ser partículas que interagem fracamente com a matéria bariônica e com a radiação. Podemos citar como principais candidatos os Axions, partículas que surgem da teoria da cromodinâmica quântica, e os " *Weakly Interacting Massive Particles*" (WIMPs) supersimétricos, previstos pela teoria de supersimetria do Modelo Padrão. Já os candidatos à HDM devem ser partículas neutras de baixa massa que permaneceram em equilíbrio térmico até cerca de um segundo após o *Big Bang*, sendo o neutrino o candidato padrão.

Também através da influência gravitacional exercida sobre os sistemas sabemos da existência da matéria escura. Em 1933 Zwicky (Zwicky, 1933) notou, através da medida dos *redshifts* de galáxias membro do aglomerado de Coma, que a dispersão de velocidades apresentada era maior que o esperado com base na massa total luminosa. A massa luminosa foi calculada através das luminosidades individuais das galáxias pertencentes ao aglomerado. Para que o aglomerado pudesse se manter ligado, era necessário a inclusão de uma grande quantidade de matéria não detectada. Na época porém, a comunidade astronômica não deu atenção à essa constatação.

Outras evidências da presença dominante de matéria escura nos aglomerados estão no gás quente intraglomerado, que não permaneceria gravitacionalmente confinado no aglomerado caso não existisse uma grande quantidade de massa proveniente da componente matéria escura, e da análise de lentes gravitacionais, já que a massa somada das componentes visíveis e do gás intraglomerado não são suficientes para produzir os efeitos gravitacionais (distorções) nas imagens das galáxias de fundo observados.

Um método clássico de detecção dessa componente escura é através do estudo das curvas de rotação do disco de galáxias espirais. As medidas de curvas de rotação não apresentam um decréscimo na velocidade orbital com o aumento do raio da galáxia, como seria esperado para uma galáxia com massa finita, de acordo com a Lei de Kepler (Faber e Gallagher, 1979).

Sendo a matéria escura a componente gravitacional dominante, os cenários de formação de estrutura dependem crucialmente da quantidade e natureza dessa componente. No caso de uma componente do tipo HDM o *free streaming*, movimento aleatório das partículas com velocidade próxima da velocidade da luz, destrói as flutuações adiabáticas menores que aproximadamente $10^{15} M_{\odot}$, da escala de superaglomerados. Isso implica em um cenário de formação de estruturas do tipo *Top-Down*, onde as grandes estruturas são as primeiras a serem formadas, passando em seguida por algum tipo de fragmentação para formar as estruturas menores, da ordem de escala das galáxias. Para o caso de uma componente do tipo CDM o *free streaming* não tem importância cosmológica, implicando na formação de estruturas menores que irão se agregar para formar estruturas maiores, no chamado modelo *Bottom-Up* ou Hierárquico. Segundo esse modelo a matéria colapsa em halos compostos principalmente por matéria escura fria. Os halos sofrem fusões e dão origem às estruturas maiores, como por exemplo os aglomerados de galáxias.

O modelo de universo com CDM é o mais aceito, já que prevê de maneira satisfatória tanto as anisotropias da Radiação Cósmica de Fundo (CMB) quanto a distribuição de galáxias observada (Primack, 1997). Através de simulações numéricas cosmológicas com CDM (Bertschinger, 1998; Dolag et al., 2008) é possível observar que para altos *redshifts* as regiões representando protoaglomerados contém predominantemente objetos com baixa massa os quais depois se fundem para formar sistemas virializados maiores.

1.2 Aglomerados de Galáxias

Conforme descrevemos na seção anterior, as pequenas flutuações de densidade iniciais crescem devido à gravidade e dão origem às estruturas massivas observadas hoje em dia, dominadas pela componente da matéria escura. Nesse cenário os aglomerados de galáxias são formados por sequências de fusões de sistemas menores, colapsando em aproximadamente $z \lesssim 1$ e representando as regiões mais densas da estrutura em larga escala do universo observadas hoje em dia.

Os aglomerados podem ser considerados como sistemas gravitacionalmente ligados onde a grande quantidade de energia potencial gravitacional é balanceada pela alta energia cinética associada à dispersão de velocidade dos objetos pertencentes ao sistema, que pode ser da ordem de 1000 km/s. Por serem as maiores estruturas virializadas presentes no universo atual, o estudo da distribuição espacial e densidade numérica em função do *redshift* dos aglomerados é um meio eficiente de análise do crescimento das estruturas no decorrer do tempo, trazendo informações importantes sobre a cosmologia e fornecendo assim um meio de determinação dos parâmetros cosmológicos complementar a outros métodos utilizados (Allen et al., 2011). São também locais de interesse para o estudo da evolução de galáxias (e.g. Dressler (1984)), física de plasma e termodinâmica do meio intergaláctico e intraglomerado (e.g. Sarazin (1986)).

Um sistema costuma ser considerado como um aglomerado de galáxias quando possui mais de 100 galáxias, enquanto grupos são sistemas com cerca de 5 – 100 galáxias brilhantes. Costuma-se classificar a estrutura dos aglomerados de acordo com a distribuição das galáxias mais brilhantes, ou de acordo com o número de galáxias (riqueza). Um aglomerado é classificado como rico se possui da ordem de 1000 galáxias e raio de 1 a 2 h^{-1} Mpc, porém apenas cerca de 10% das galáxias existentes são encontradas nesse tipo de sistema.

Valores típicos da massa total dos aglomerados são da ordem de $10^{14}M_{\odot}$.

Os aglomerados são formados por três componentes principais: i) matéria escura, contribuindo com cerca de 80 – 85% da massa total e detectada indiretamente pela sua influência gravitacional ii) gás intra-aglomerado, compondo cerca de 18% da massa total e apresentando altas temperatura, detectado através da emissão em raio-X e iii) componente bariônica das galáxias, correspondendo a cerca de 2% da massa total e detectadas em diversos comprimentos de onda.

Aglomerados de galáxias fornecem um importante teste para os modelos CDM de universo (Bahcall e Cen, 1992). O estudo de sua evolução ao longo do tempo é um meio eficiente para restringir os modelos, e para isso podemos analisar como se distribuem em diferentes intervalos de *redshifts*. Um parâmetro de grande importância é a função de massa dos aglomerados, que fornece a densidade numérica de aglomerados com massa maior que um determinado valor M dentro de um volume comóvel. A evolução da função de massa dos aglomerados é bastante sensível à cosmologia basicamente porque a densidade de matéria influi diretamente na taxa de crescimento das estruturas, possibilitando a restrição de parâmetros como Ω_M (densidade de matéria), Ω_{Λ} (densidade de energia escura) e w (parâmetro da equação de estado da energia escura) (Voit, 2005).

Estudos sobre a abundância e distribuição espacial dos aglomerados através de simulações cosmológicas mostram que esse tipo de estatística carrega informações importantes sobre as condições iniciais do universo (Kravtsov e Borgani, 2012).

1.2.1 Perfis de Densidade

A abordagem mais simples para o perfil de densidade de um aglomerado é representada por uma esfera isotérmica singular (SIS, do inglês *singular isothermal sphere*). Esse modelo parte do princípio de que a distribuição de velocidades das partículas, que no caso de um aglomerado podem ser tanto as galáxias quanto partículas de matéria escura, é descrita localmente por uma distribuição Maxwelliana, que o perfil de massa do aglomerado segue o das galáxias e que a dispersão de velocidades é independente do raio.

O perfil de densidade representado por uma esfera isotérmica singular é descrito pela relação abaixo:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi Gr^2} \quad (1.9)$$

apresentando uma divergência em $r \rightarrow 0$ e massa total infinita. Essa divergência é removida utilizando um modelo de King (King, 1966), que embora não possa ser expresso de forma analítica, fornece uma aproximação analítica para a região central do perfil de massa através da equação:

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (1.10)$$

onde r_c é o raio do caroço central com valor típico de $\sim 0.25h^{-1}Mpc$ (Schneider, 2006) e ρ_0 é a densidade central. Podemos também expressar a densidade de massa superficial projetada pela equação:

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left[1 + \left(\frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-1}, \Sigma_0 = 2\rho_0 r_c \quad (1.11)$$

Os modelos de perfil de densidade descritos acima são aproximações, tendo como base a ideia de que a densidade numérica de galáxias segue a densidade de matéria. Essa suposição pode não ser correta, já que a distribuição de galáxias no aglomerado varia com o tipo de galáxia, e por isso a distribuição total de matéria pode ser diferente da distribuição de galáxias.

Por outro lado, simulações numéricas indicam que perfis de densidade dos halos de matéria escura aparentam ter uma forma universal. Esses perfis podem ser descritos pelo chamado perfil de Navarro, Frank & White (NFW), previsto em simulações numéricas de Λ CDM com N corpos para um amplo intervalo de massas (Navarro et al., 1996). Curiosamente as simulações mostraram que a forma característica dos perfis de densidade provenientes dos modelos com CDM não dependem nem da forma do espectro de potência, nem da cosmologia (Huss et al., 1999). Esse perfil é descrito pela equação abaixo:

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \quad (1.12)$$

onde r_s é o raio característico, correspondendo à região do perfil com inclinação logarítmica igual a -2 , e ρ_s é a densidade característica em $r = r_s$, podendo ser descrita através de:

$$\rho_s = \frac{200}{3} \rho_{cr}(z) \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \quad (1.13)$$

Esse perfil descreve o halo até o raio do virial r_{200} . Pode ser caracterizado pelo r_{200} (ou pela massa do halo) e pelo parâmetro de concentração c . O parâmetro de concentração

é dado por $c = r_{200}/r_s$ e está relacionado com a massa ($c \propto M^{-0.1}$ de acordo com as simulações) e época de formação do halo (Bullock et al., 2001). De maneira geral, quanto mais cedo o halo foi formado, maior será seu parâmetro de concentração devido à maior densidade do fundo cósmico (Bartelmann et al., 2013).

1.2.2 Determinação de Massa

A massa dos aglomerados de galáxias pode ser determinada basicamente através de cinco métodos distintos:

i) Dinâmico: através da dispersão de velocidade das galáxias, assumindo equilíbrio hidrostático

ii) Raios-x: pela temperatura do gás intra-aglomerado, também assumindo equilíbrio hidrostático

iii) Efeito Sunyaev-Zel'dovich (S-Z): pela observação do desvio no espectro da radiação cósmica de fundo ao atravessar o gás intra-aglomerado

iv) Lentes gravitacionais: através da distorção gravitacional observada nas galáxias de fundo devido à massa total do aglomerado.

v) Método da Cáustica: através da análise do diagrama no espaço de *redshift* das galáxias membro.

Discutiremos a seguir brevemente os métodos *ii*, *iii*, *iv* e *v*, e abordaremos de forma mais detalhada o método utilizado em nosso projeto, via análise dinâmica.

1.2.2.1 Raios-x

O meio intra-aglomerado é constituído por um plasma difuso composto em sua maioria por prótons e elétrons e por um pequeno número de núcleos de hélio. Representa a maior parte da matéria bariônica presente em aglomerados massivos.

Devido ao grande poço de potencial presente nos aglomerados de galáxias esse gás é comprimido e aquecido, emitindo principalmente no comprimento de onda de raio-x térmico, devido ao efeito *bremstrahlung*. A intensidade dessa emissão reflete a densidade do plasma, enquanto a temperatura do gás indica fenômenos dinâmicos em processo no aglomerado.

O gás intra-aglomerado tem propriedades correlacionadas com propriedades das galáxias, como por exemplo sua temperatura, que é consistente com a dispersão de velocidade das

galáxias, indicando que estão próximos do equilíbrio em um poço de potencial comum.

Para um aglomerado em equilíbrio dinâmico, hipótese válida na ausência de eventos dinâmicos tais como colisões de aglomerados, a massa total está intimamente ligada com a temperatura que o plasma apresenta (Ettori et al., 2013).

No caso de haver equilíbrio hidrostático, a equação de Euler para um sistema esférico:

$$\frac{1}{\rho(r)} \frac{dP(r)}{dr} = -\frac{d\Phi(r)}{dr} \quad (1.14)$$

é obedecida. A derivada radial do potencial, para um sistema esférico, é dada por:

$$\frac{d\Phi(r)}{dr} = \frac{GM(r)}{r^2} \quad (1.15)$$

Como o gás possui temperatura T muito elevada, da ordem de $10^7 - 10^8 K$, e é bastante rarefeito, apresentando densidade central $10^{-2} \lesssim \rho_0 \lesssim 10^{-3} cm^{-3}$, a aproximação de uma gás ideal é válida: $PV = NkT$ onde P é a pressão do gás, V o volume ocupado por ele, N o número de moléculas, k a constante universal dos gases e T sua temperatura. Reescrevendo $\rho = \mu m_H n$, onde μ é o peso molecular médio, m_H a massa do hidrogênio e $n \equiv N/V$, temos a seguinte forma para a equação 1.14:

$$\frac{1}{\rho \mu m_H} \frac{k}{dr} \frac{d(\rho T)}{dr} = -\frac{d\Phi(r)}{dr} \quad (1.16)$$

Igualando as equações 1.15 e 1.16, obtemos o perfil radial de massa total em função da densidade ρ e temperatura T do gás observadas, através da equação:

$$M(r) = -\frac{kT}{G\mu m_H} r \left(\frac{d \ln \rho}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} \right) \quad (1.17)$$

1.2.2.2 Efeito S-Z

Ao atravessarem o meio intra-aglomerado, os fótons da radiação cósmica de fundo são espalhados e ganham energia devido ao efeito Compton inverso causado pelo elétrons do plasma. Esse efeito é caracterizado pelo parâmetro Compton y e foi inicialmente discutido no trabalho de Sunyaev e Zeldovich (1980).

Da mesma forma que as observações em raios-x, as observações do efeito S-Z também fornecem informações sobre a densidade e a temperatura do meio intra-aglomerado. Para um plasma isotérmico o parâmetro y é dado por

$$y = \frac{k_B T}{m_e c^2} \sigma_T n_e \quad (1.18)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann, T é a temperatura do gás, σ_T a seção de choque de Thomson, n_e a densidade numérica de elétrons e m_e a massa do elétron. Mais especificamente o efeito descrito por y é chamado de S-Z térmico.

Se a temperatura do gás é constante, podemos definir a densidade superficial de massa do gás como (Myers et al., 1997)

$$\Sigma_g = \mu_e \left(\frac{m_e c^2}{k_B T} \right) \frac{y}{\sigma_T} \quad (1.19)$$

com μ_e sendo a massa média do gás por elétron.

A massa total do aglomerado pode ser determinada assumindo que a razão entre a massa total e a massa do gás (f_{gas}) é constante:

$$M_{total} = M_{gas} \times f_{gas}, \quad (1.20)$$

1.2.2.3 Lentes Gravitacionais

O método de determinação de massa através de lentes gravitacionais, fenômeno que provoca o desvio da luz de objetos de fundo devido à massa total do aglomerado, não depende do estado dinâmico do aglomerado, fornecendo diretamente a sobredensidade superficial de massa do objeto que atua como defletor. Para uma revisão sobre o assunto veja e. g. Narayan e Bartelmann (1996).

A geometria de um sistema que produz o efeito de lente gravitacional está ilustrada na figura 1.2. As distâncias D_S , D_d e D_{ds} são definidas como distâncias de diâmetro angular, sendo por isso dependentes da cosmologia adotada.

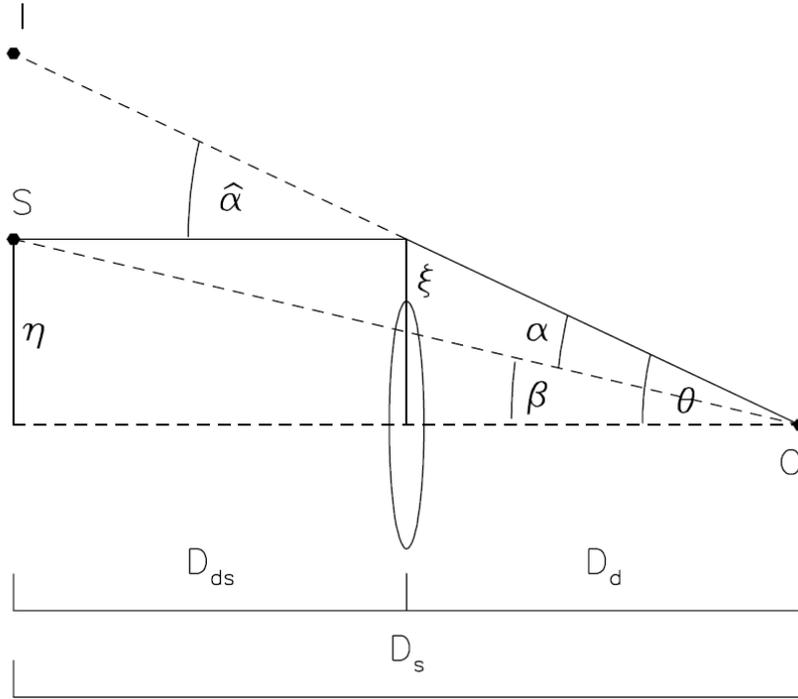


Figura 1.2: Ilustração de um sistema de lentes gravitacionais. O raio de luz parte da fonte S, é defletido pelo ângulo $\hat{\alpha}$ e atinge o observador O. A distância entre o observador e a fonte é D_s , entre observador e lente é D_d e entre lente e fonte é D_{ds} . Figura obtida de Narayan e Bartelmann (1996).

A equação abaixo relaciona a posição da fonte com a posição da imagem e é chamada de *equação de lentes*. É não-linear para o caso geral, sendo possível haver múltiplas imagens para uma única fonte.

$$\vec{\beta} \equiv \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}) \quad (1.21)$$

É conveniente também definir o ângulo de deflexão reduzido, dado pela equação:

$$\vec{\alpha} = \frac{D_{ds}}{D_s} \vec{\tilde{\alpha}} \quad (1.22)$$

Considerando um sistema de lentes com simetria circular e perfil de massa arbitrário podemos definir o *raio de Einstein* θ_E , descrito pela equação 1.23, para o caso onde a fonte se encontra exatamente no eixo óptico do sistema ($\beta = 0$).

$$\theta_E = \left[\frac{4GM(\theta_E)}{c^2} \frac{D_{ds}}{D_d D_s} \right]^{1/2} \quad (1.23)$$

É útil definirmos a densidade superficial crítica Σ_{cr} , importante para delimitar o regime de lentes fortes, que ocorre quando a densidade superficial da lente é maior que a densidade crítica:

$$\Sigma_{cr} \equiv \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_d D_{ds}} \quad (1.24)$$

No regime de lentes gravitacionais forte, é possível obter uma estimativa da massa projetada dentro de uma circunferência delimitada por um arco gravitacional para um aglomerado atuando como lente, como ilustrado na figura 1.3.

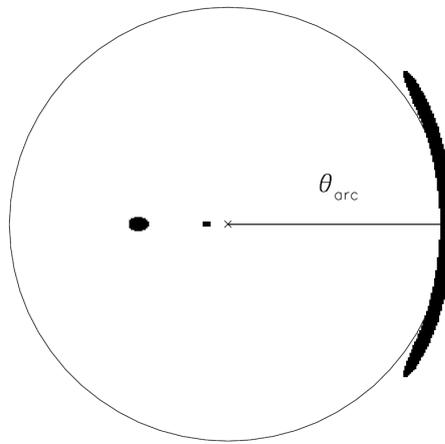


Figura 1.3: Arco gravitacional tangencial delimitando a região a ter a massa estimada. Figura obtida de Narayan e Bartelmann (1996).

Para um sistema de lentes com simetria esférica, a densidade de massa superficial média Σ dentro da curva tangencial delimitada pelo arco é igual à densidade de massa superficial crítica Σ_{cr} , e o raio do círculo delimitado pelo arco θ_{arc} fornece uma estimativa do raio de Einstein θ_E do aglomerado, $\theta_{arc} \sim \theta_E$ (Narayan e Bartelmann, 1996). Assim temos que a massa dentro de $\theta = \theta_{arc}$ é dada pela equação:

$$M(\theta) = \Sigma_{cr} \pi (D_d \theta)^2 \quad (1.25)$$

1.2.3 Cáustica

A distribuição no espaço de *redshift* das galáxias de um aglomerado (velocidade na linha de visada *vs* distância projetada para o centro do aglomerado) apresenta um formato de trombeta. Os limites dessa distribuição são chamados de cáusticas, e sua amplitude pode

ser relacionada com a velocidade de escape relativa ao poço de potencial gravitacional do aglomerado, sendo assim possível estimar a massa do sistema (Diaferio et al., 2005).

Sendo $A(R)$ a largura da distribuição em cada raio R , o perfil de massa cumulativo em três dimensões pode ser estimado através da equação abaixo (Diaferio, 1999):

$$GM(< r) = \frac{1}{2} \int_0^r A^2(R) dR \quad (1.26)$$

1.2.3.1 Dinâmica

O método mais antigo para determinar a massa de aglomerados de galáxias utiliza o teorema do virial aplicado às posições e velocidades dos membros do aglomerado (Zwicky, 1933). Essa estimativa parte do pressuposto de que o aglomerado encontra-se em equilíbrio dinâmico (Binney e Tremaine, 1987), com a população de galáxias membro em equilíbrio com o potencial do aglomerado, e que a distribuição da massa segue a distribuição das galáxias observadas (Biviano et al., 1993). Efeitos que podem prejudicar uma determinação precisa da massa via análise dinâmica incluem efeitos de projeção, quando galáxias do campo são consideradas como galáxias membro (Cen, 1997), quando o aglomerado não está próximo da virialização ou caso as galáxias não sejam traçadores confiáveis do potencial gravitacional.

Retomando o teorema do virial, temos a seguinte relação entre as energias cinética e potencial médias:

$$2\bar{K} + \bar{U} = 0 \quad (1.27)$$

Para um aglomerado com N galáxias, massa total M , dispersão de velocidades ponderada pela massa definida como

$$\langle v^2 \rangle = \frac{1}{M} \sum_i m_i v_i^2 \quad (1.28)$$

onde m_i e v_i são a massa e a velocidade absoluta da i -ésima galáxia respectivamente, e raio gravitacional dado por

$$r_G = 2M^2 \left(\sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \right)^{-1} \quad (1.29)$$

sendo r_{ij} a separação espacial entre um par de galáxias i e j , podemos definir a energia cinética K :

$$K = \frac{M}{2} \langle v^2 \rangle \quad (1.30)$$

e a energia potencial U :

$$U = -\frac{GM^2}{r_G} \quad (1.31)$$

Ao aplicar K e U determinados acima no teorema do virial (equação 1.27) obtemos a estimativa da massa do virial para o aglomerado (Schneider, 2006):

$$M_V = \frac{r_G \langle v^2 \rangle}{G} \quad (1.32)$$

Os dados observacionais fornecem apenas a velocidade das galáxias na direção radial (σ_v) e a separação projetada R_{ij} entre os pares de galáxias, e não as velocidades absolutas e separação espacial. Se considerarmos um sistema onde as posições das galáxias não estão relacionadas com a direção de suas velocidades, como é o caso para uma distribuição de velocidades isotrópica, podemos reescrever $\langle v^2 \rangle$ em termos de σ_v :

$$\langle v^2 \rangle = 3\sigma_v^2 \quad (1.33)$$

e utilizar o raio do virial projetado R_{PV} (Girardi et al., 1998):

$$R_{PV} = \frac{N(N-1)}{\sum_{i>j} R_{ij}^{-1}} \quad (1.34)$$

Dessa forma temos a seguinte equação para a estimativa de massa utilizando as grandezas observadas:

$$M_V = \frac{3\pi}{2} \frac{R_{PV} \sigma_v^2}{G} \quad (1.35)$$

Estudos (Girardi et al., 1998; Carlberg et al., 1996) mostram que quando a amostra observada não abrange todo o sistema é necessário incluir um termo extra no teorema do virial, chamado termo de pressão superficial ($3PV$):

$$2K + U = 3PV \quad (1.36)$$

Dessa forma é necessário incluir uma correção C no cálculo da massa do virial. A massa do virial corrigida é dada por $M_{CV} = M_V - C$. Segundo Girardi et al. (1998), o valor médio da correção C é 19%, podendo chegar a 39% para aglomerados com perfil de dispersão de velocidades decrescente nas regiões externas.

De acordo com o modelo de colapso esférico, a densidade média de matéria dentro do raio do virial deve ser maior que a densidade cósmica média ρ_{med} por um fator Δ_{vir} de sobredensidade do virial (Bartelmann et al., 2013):

$$\frac{3M}{4\pi R_{vir}^3} = \Delta_{vir}\rho_{med} \quad (1.37)$$

A densidade média depende do modelo de cosmologia adotado e do *redshift* do objeto:

$$\rho_{med} = \frac{3H^2(z)}{8\pi G}\Omega_m(z) \quad (1.38)$$

com o parâmetro de Hubble no referencial do objeto dado por:

$$H^2(z) = H_0^2(\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda) \quad (1.39)$$

Para um universo Einstein-de Sitter ($\Omega_m = 1$ e $k = 0$) temos $\Delta_{vir} = 18\pi^2 \approx 178$. Partindo desse valor para Δ_{vir} existe uma outra forma de se determinar o raio do virial sem levar em consideração as distâncias projetadas entre galáxias membro do aglomerado. Essa estimativa assume que a massa virializada de um aglomerado normalmente está contida dentro de uma superfície com densidade média igual a 200 vezes a densidade crítica do universo no *redshift* do aglomerado, valor esse que corresponde a uma aproximação do valor de Δ_{vir} citado. O raio delimitando essa região é chamado de r_{200} . A densidade crítica para um determinado *redshift* é dada por:

$$\rho_{cr}(z) = \frac{3H^2(z)}{8\pi G} \quad (1.40)$$

Embora o modelo de universo aceito atualmente não seja o Einstein-de Sitter, o raio r_{200} continua sendo utilizado para estimativas de massa dinâmica (e. g. Biviano et al. (2006)). De acordo com esse conceito temos uma segunda forma de estimar a massa do virial, através da equação:

$$M_{200} = \frac{3\sigma_v^2}{G}r_{200} \quad (1.41)$$

Para determinarmos o raio r_{200} , segundo Carlberg et al. (1997), primeiramente escrevemos a densidade média dentro do raio do virial r_v em termos dos parâmetros dinâmicos medidos:

$$\bar{\rho}(r_v) = \frac{3}{4\pi r_v^3} \frac{3\sigma_v^2 r_v}{G} \quad (1.42)$$

Dividindo ambos os lados pela densidade crítica temos:

$$\frac{\bar{\rho}(r_v)}{\rho_{cr}(z)} = \frac{6\sigma_v^2}{H^2(z)r_v^2} \quad (1.43)$$

Assumindo $\rho \propto r^{-2}$ como primeira aproximação para a relação densidade-raio no modelo da esfera isotérmica singular podemos escrever:

$$\frac{r_{200}}{r_v} = \left[\frac{\bar{\rho}(r_v)}{200\rho_{cr}(z)} \right]^{1/2} \quad (1.44)$$

e substituindo $\bar{\rho}(r_v)/\rho_{cr}(z)$ pela relação obtida em 1.43 determinamos r_{200} em termos da dispersão de velocidade determinada para o aglomerado:

$$r_{200} = \frac{\sqrt{3}\sigma_v}{10H(z)} \quad (1.45)$$

Os métodos descritos acima para a determinação da massa dos aglomerados concordam entre si dentro de suas incertezas para a maioria dos aglomerados que possuem essas estimativas disponíveis. Discrepâncias entre os valores são esperadas para alguns aglomerados devido à eventuais anisotropias na distribuição de velocidades, tridimensionalidade do aglomerado e presença de subestruturas.

1.2.4 Estatística de Arcos

A formação e evolução dos aglomerados de galáxias dependem do modelo de cosmologia adotado, sofrendo influência dos parâmetros cosmológicos (Bartelmann et al., 1998). Como exemplo dessa dependência podemos citar a relação entre a presença de subestruturas nos aglomerados com uma formação tardia, ou ainda densidades centras maiores para aglomerados formados precocemente.

Ao observar arcos gravitacionais no regime de lentes fortes, podemos realizar uma análise da estatística de arcos gravitacionais para estudar os níveis de subestruturas em aglomerados de acordo com diferentes modelos cosmológicos com diferentes densidades

médias. A probabilidade de observarmos sinais de lenteamento forte depende de propriedades da lente que caracterizam seu perfil e distribuição de massa e da geometria do universo, ambos dependentes da cosmologia, demonstrando o papel importante da estatística de arcos na determinação de parâmetros cosmológicos (Meneghetti et al., 2013). Podemos citar os seguintes aspectos sobre a abundância de arcos gravitacionais e sua sensibilidade cosmológica (Meneghetti et al., 2013):

1) Para que seja produzido um número razoável de arcos é necessário que exista um grande número de aglomerados massivos e compactos no *redshift* onde a eficiência de lentes é maior, em cerca de $0.2 \lesssim z_d \lesssim 0.4$. Sendo assim, o número de arcos produzidos pelo regime de lentes fortes deve ser sensível ao conteúdo do universo, principalmente à densidade de matéria escura e energia escura, já que depende da densidade numérica de aglomerados massivos no dado *redshift*.

2) Assumindo que a densidade numérica de aglomerados é uma constante, o número de lentes eficientes entre observador e fonte é maior em um universo de baixa densidade em comparação com um de alta densidade, dado que o volume por unidade de *redshift* é maior para um modelo de baixa densidade comparado com um de alta densidade.

3) O efeito de lentes fortes é altamente não-linear e depende do número de cúspides presente na lente, que por sua vez depende da assimetria da lente. Por isso os aglomerados que estão se formando através da fusão de sub-aglomerados por volta do *redshift* z_d são mais eficientes na produção de arcos gravitacionais, já que apresentam mais subestruturação.

Tendo como principal objetivo o estudo da variação na eficiência do lenteamento gravitacional forte em função do *redshift* do aglomerado, efeito relacionado ao item **3)** acima, o projeto SOGRAS (*Soar Gravitational arc Survey*) (Furlanetto et al., 2013) foi criado. Dentro desse *survey* foram observados 47 aglomerados divididos em dois intervalos de *redshift*. A dissertação aqui apresentada é um sub-produto do projeto SOGRAS.

1.3 Cosmologia

Para toda a análise realizada nesse trabalho, utilizamos os seguintes parâmetros cosmológicos: $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\lambda = 0.7$, $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$.

As distâncias foram calculadas de acordo com as equações apresentadas abaixo, obtidas de Hogg (1999), que descrevem a distância de diâmetro angular D_A através da distância

comóvel D_M para um universo com $\Omega_k = 0$.

$$D_A = \frac{D_M}{1+z} \quad (1.46)$$

$$D_M = \frac{C}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (1.47)$$

$$E(z') = \sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\lambda} \quad (1.48)$$

1.4 Estrutura da Dissertação

A presente dissertação é dividida em quatro capítulos. Nesse primeiro capítulo introdutório discorreremos de maneira básica sobre a teoria de formação e evolução de estruturas no universo, fornecemos um resumo das idéias principais sobre a componente matéria escura, descrevemos as propriedades e importância do estudo de aglomerados de galáxias bem como métodos de determinação da massa e finalmente falamos a respeito do método para restringir parâmetros cosmológicos através da estatística de arcos. Também apresentamos a cosmologia adotada.

No segundo capítulo apresentaremos as amostras utilizadas em nosso estudo, os detalhes das observações e as etapas de processamento dos dados. A análise dos dados espectroscópicos e posterior estimativa de massa dos aglomerados é feita no capítulo 3. Por fim no capítulo 4 apresentamos as conclusões e perspectivas de nosso trabalho.

Todas as rotinas utilizadas na análise dos dados foram feitas utilizando a linguagem *R* (Stowell, 2012).

Amostra e Redução de Dados

Nesse capítulo descreveremos a amostra original, aqui referenciada como amostra SOGRAS e constituída por imagens de campos de aglomerados de galáxias pertencentes à faixa 82 do SDSS, e duas amostras que são sub-produtos da amostra original; a amostra Gemini, constituída por dados espectroscópicos de galáxias em três campos de aglomerados pertencentes à amostra SOGRAS, e a amostra SDSS, constituída por dados espectroscópicos de galáxias disponíveis nos catálogos do SDSS para todos os campos da amostra SOGRAS. Abordaremos também as etapas de processamento dos dados espectroscópicos da amostra GEMINI, até a completa redução dos espectros.

2.1 Amostra SOGRAS

Os aglomerados de galáxias estudados pelo projeto SOGRAS (Furlanetto et al., 2013) foram escolhidos entre os mais ricos da faixa 82 do SDSS, em dois intervalos de *redshift* fotométrico, um em $0.20 < z_{phot} < 0.35$ e outro em $0.50 < z_{phot} < 0.60$ (como pode ser visto na Figura 2.1). Essa divisão foi feita de forma a tornar possível a análise da evolução na incidência de arcos gravitacionais em função do *redshift*, ou seja, do tempo.

Os alvos observados na primeira etapa do *survey* foram selecionados utilizando uma combinação de três catálogos não-publicados (J. Hao, T. McKay et al.), com métodos para determinação de aglomerados baseados na sequência vermelha, levando em conta a variação de sua cor com o *redshift*. Os aglomerados foram classificados por riqueza (número de galáxias), sendo selecionados os que apresentaram maior valor desse parâmetro. Por ainda haver tempo de observação disponível, essa amostra principal foi complementada com uma amostra extra sem restrição de *redshift*, escolhida de forma a aumentar as chances de

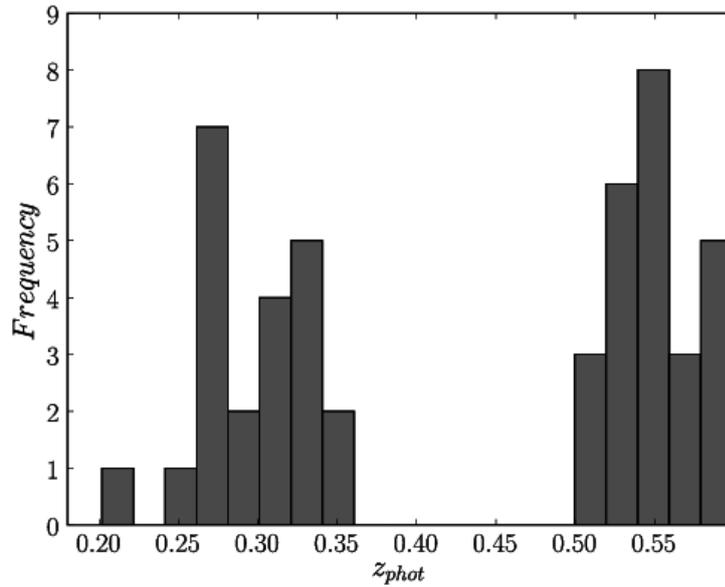


Figura 2.1: Distribuição da amostra de aglomerados SOGRAS em função do *redshift* fotométrico.

encontrar sistemas com arcos gravitacionais. A amostra extra consistiu de aglomerados detectados no SDSS DR6 mas não necessariamente presentes na faixa 82, pois as condições observacionais já não eram favoráveis à observação dessa faixa. Ao final dessa primeira etapa um total de 18 aglomerados haviam sido observados, 13 correspondentes ao intervalo de mais alto *redshift*, 4 no intervalo de baixo *redshift* e 1 da amostra extra. As observações realizadas na segunda etapa tiveram seus alvos selecionados a partir de outro critério, utilizando as detecções do catálogo GMBCG (*Gaussian Mixture Brightest Cluster Galaxy*, Hao et al. (2010)) construído com dados mais profundos que a média do SDSS (Annis et al., 2011). Novamente foi observada uma amostra extra, constituída dos mesmos objetos da amostra extra observados anteriormente. Nessa etapa 26 campos foram observados, 12 detectados no intervalo de alto *redshift*, 11 no intervalo de baixo *redshift* e 3 da amostra extra. Como ainda havia tempo disponível no telescópio para o programa SOGRAS, foram observados mais 7 aglomerados no intervalo de baixo *redshift*, chamados de amostra auxiliar, escolhidos a partir de um catálogo GMBCG baseado no SDSS DR7 (Hao et al., 2010). Como a observabilidade da faixa 82 não era favorável na ocasião, os aglomerados selecionados tinham maior RA. Dos 7 aglomerados da amostra auxiliar, 2 apresentaram grandes intersecções da região central, sendo por esse motivo a amostra auxiliar constituída

de apenas 5 novos aglomerados.

Dos três campos observados na amostra extra da segunda temporada, dois apresentaram grande intersecção com o campo da amostra extra observado na primeira temporada, sendo por isso mantidos na amostra apenas os campos da segunda etapa, por apresentarem melhor qualidade de imagem. Ao final 47 campos independentes foram observados no projeto; 39 na amostra principal, 5 na auxiliar e 3 na extra (em diferentes *redshifts*).

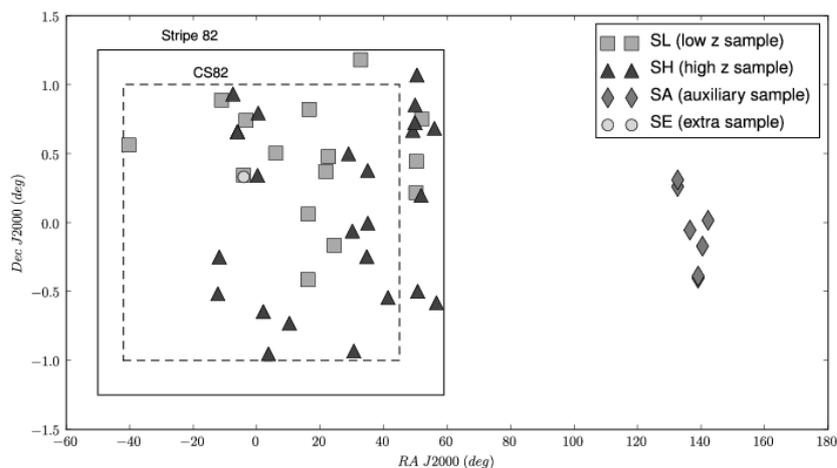


Figura 2.2: Distribuição dos aglomerados SOGRAS no céu. A área hachurada delimita a região pertencente também ao *survey* CS82 (?), que é essencialmente uma subárea da *Stripe* 82.

Os dados de todos os aglomerados da amostra SOGRAS estão descritos na tabela A.1 do Apêndice.

2.1.1 Observações

O levantamento foi realizado em duas etapas, a primeira em 2008B, onde foram observados 18 campos, e a segunda em 2010B, com 31 campos observados. O telescópio utilizado foi o SOAR, e todos os alvos foram observados com o instrumento SOI (SOAR *Optical Imager*), cobrindo uma área de $5.25' \times 5.25'$, com o centro dos apontamentos definido como a posição da BCG de cada aglomerado, determinada pelo método utilizado para a identificação dos aglomerados. A escala de pixel resultante da binagem 2×2 foi de $0.154''/\text{pixel}$. Cada campo foi imageado com os filtros g' , r' e i' , sendo que para cada filtro foram realizadas três exposições de 180 segundos. A fim de aumentar a eficiência na detecção de arcos gravitacionais, o valor requisitado de FWHM para o *seeing* foi $\leq 0.8''$.

Os valores finais de riqueza dos aglomerados foram obtidos de duas formas. A primeira utiliza os valores informados nos catálogos originais, enquanto a segunda estima valores de riqueza através do código ECGMM (*Error Corrected Gaussian Mixture Model*, Hao et al. (2010)) executado para todos os campos. A segunda determinação foi necessária para que a estimativa da riqueza fosse mais uniforme em todos os campos, já que os valores encontrados nos catálogos originais possuem métodos diferentes de determinação.

Os *redshift* fotométrico dos aglomerados foram obtidos dos catálogos do SDSS. A magnitude limite desse *survey* é de aproximadamente 24.

2.2 Amostra GEMINI

Três aglomerados de galáxias foram selecionados com base na análise da amostra SOGRAS de 2008B, descritos na tabela 2.1. Esses aglomerados foram selecionados por apresentarem maior evidência de possuírem arcos gravitacionais. Para os três aglomerados, denominados amostra GEMINI, fizemos um acompanhamento espectroscópico de suas galáxias e candidatos a arcos gravitacionais. As observações dessa amostra tiveram como objetivo a obtenção do *redshift* dos membros dos aglomerados, possibilitando o cálculo da massa dinâmica, e a obtenção do *redshift* dos candidatos a arcos, permitindo a confirmação da natureza gravitacional. Os membros pertencentes a cada aglomerado foram selecionados a partir de método baseado na sequência vermelha, identificada por inspeção visual e com largura de ± 0.3 em $g - r$ até a magnitude da BCG $+4.5 \text{ mag}$. Os alvos azuis foram definidos no limite inferior da amostra vermelha, apresentando 1 mag mais azul do que a sequência vermelha.

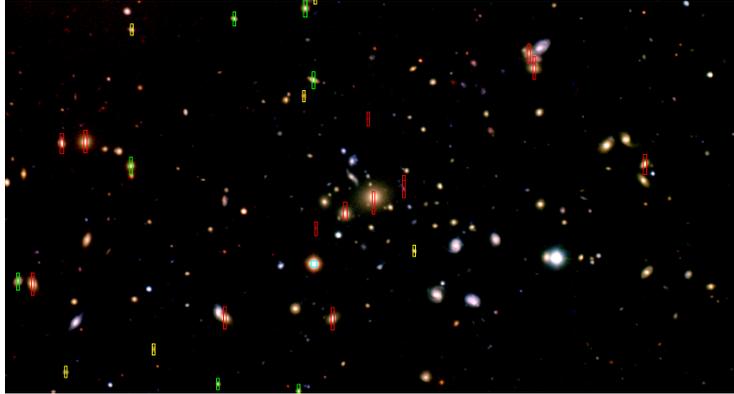
Tabela 2.1 - Parâmetros dos aglomerados da amostra GEMINI.

Aglomerado	Nome Adotado	RA	Dec	z_{phot}
SOGRAS0321+0026	SG1	03:21:11	00:26:20	0.309
SOGRAS0219+0022	SG2	02:19:49	00:22:25	0.531
SOGRAS0328+0044	SG3	03:28:15	00:44:51	0.322

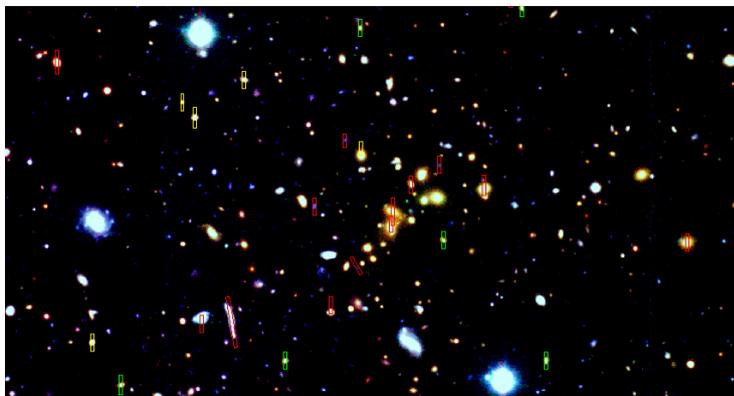
2.2.1 Observações: Imageamento e Espectroscopia

As observações da amostra GEMINI foram realizadas com o telescópio Gemini Sul, durante o semestre 2010B, utilizando o instrumento GMOS.

No modo de imageamento, os campos dos três aglomerados foram observados com os mesmos filtros usados nas observações da amostra SOAR (g' , r' e i'), com tempo de integração de 5 minutos por filtro, totalizando 15 minutos por aglomerado. As imagens resultantes serviram como pré-imagem para a confecção das máscaras espectroscópicas (Figura 2.3). Por apresentarem melhor qualidade e maior profundidade em relação às imagens do SOAR, as imagens obtidas com o Gemini permitiram procurar por novos arcos e obter melhor fotometria dos arcos mais fracos encontrados posteriormente, bem como confirmá-los visualmente.



(a) Aglomerado SG1



(b) Aglomerado SG2



(c) Aglomerado SG3

Figura 2.3: Imagem composta dos três filtros observados para as regiões centrais dos três aglomerados. A posição das fendas nas máscaras espectrais estão indicadas pelos retângulos, onde a cor indica a prioridade (vermelho para prioridade alta, verde para prioridade baixa).

O modo de espectroscopia multi-objeto foi realizado através do modo fila. Para cada um dos três aglomerados foram feitas duas máscaras espectroscópicas, com cerca de 30 fendas

cada. Os candidatos a arcos foram repetidos em ambas as máscaras a fim de obter maior sinal ruído final, pois trata-se de objetos fracos, com brilho superficial médio da ordem de 24 mag/arcsec^2 na banda r. Os demais objetos no campo, sendo galáxias com brilho superficial maior que os candidatos a arcos, foram observados em apenas uma máscara, o que possibilitou a inclusão de mais objetos por campo ao contabilizar o número total nas duas máscaras.

Cada máscara foi observada três vezes, com tempo de integração de 700 segundos por apontamento. Dessa forma, o tempo de exposição total de cada máscara foi de aproximadamente 35 minutos. Os candidatos a arcos, tendo sido observados em ambas as máscaras, tiveram um tempo total de exposição de aproximadamente 70 minutos. A rede usada foi a R400 (figura 2.4) com o filtro de ordem OG505 (figura 2.5), fendas com largura de $1''$ e comprimentos de onda centrais de 6800\AA , 6850\AA e 6750\AA . Essas pequenas variações no comprimento de onda foram feitas entre cada exposição para que, após a composição dos três espectros, não houvessem descontinuidades devidas aos espaços entre os três CCDs que compõem o GMOS. A configuração utilizada resulta em espectros com resolução (FWHM) de $\sim 8\text{\AA}$, cobrindo o intervalo de $5000\text{\AA} - 8500\text{\AA}$, dependendo da posição da fenda no campo.

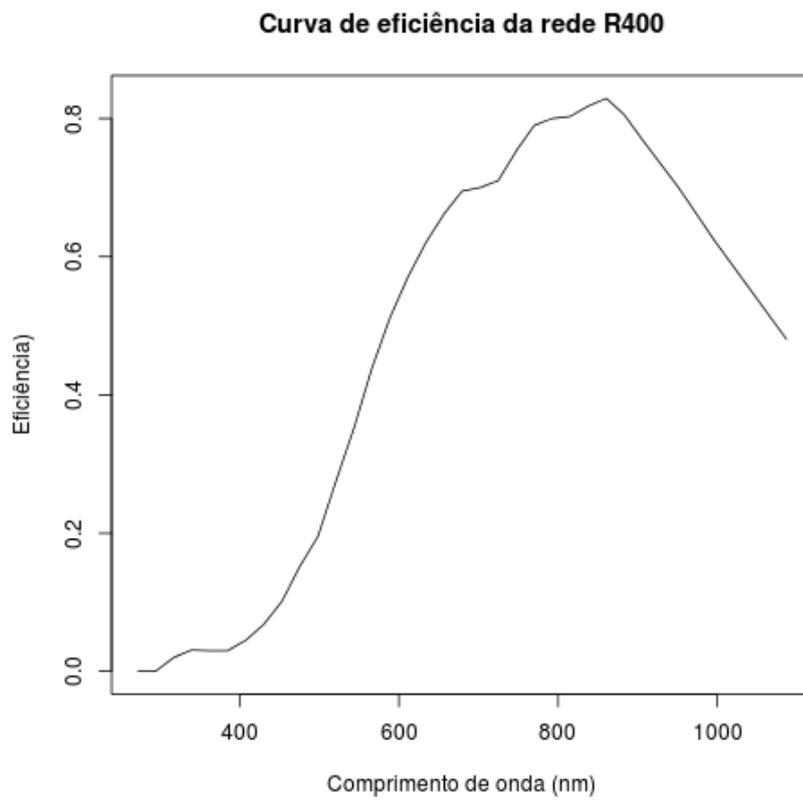


Figura 2.4: Curva de eficiência da rede utilizado nas observações.

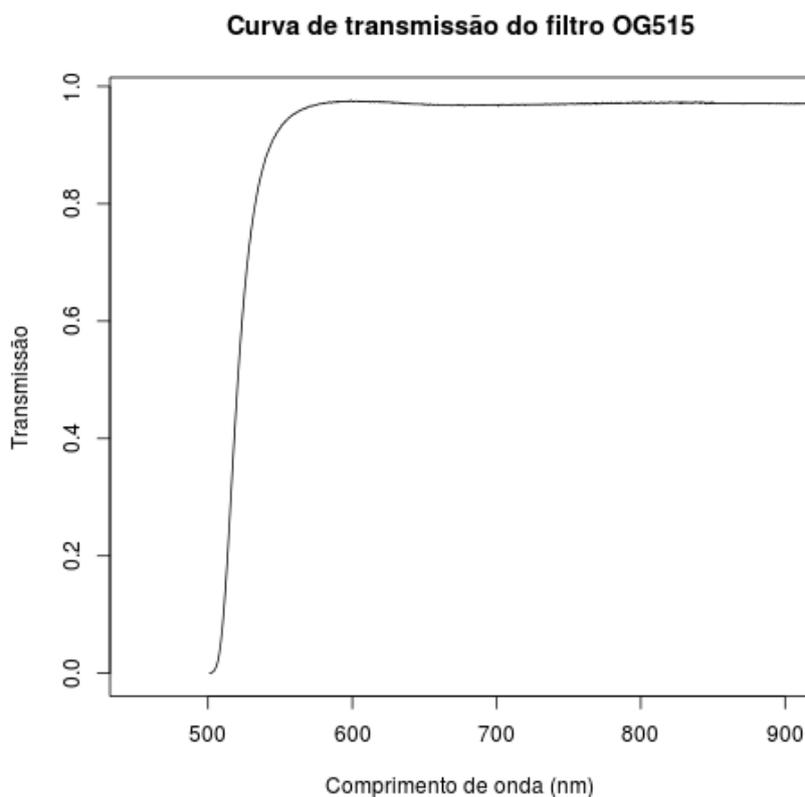


Figura 2.5: Curva de transmissão do filtro utilizado nas observações.

Para a confecção da máscara, os alvos vermelhos receberam prioridade 1 (prioridade alta), 2 ou 3 (prioridade baixa), dependendo da sua magnitude. Já os alvos azuis receberam prioridade 3, e todos os candidatos à arcos gravitacionais receberam prioridade 1. Após escolher os alvos, os conflitos presentes na máscara espectroscópica são verificados e alvos marcados com prioridade 1 são os primeiros a serem mantidos.

Para cada integração dos alvos em determinado comprimento de onda central, foram feitas exposições de *flat field* e das lâmpadas de calibração com o mesmo comprimento de onda central.

2.2.2 Processamento dos Dados

Os dados espectroscópicos obtidos com o telescópio Gemini não passam por um prévio tratamento, sendo necessário seu pré-processamento. O objetivo é obter imagens finais livres de sinais espúrios, sendo para isso necessário eliminar os sinais introduzidos pelos instrumentos, e realizar a redução do espectro bidimensional para o espectro unidimensional

a ser analisado. Os dados crus foram processados utilizando o pacote GEMINI.GMOS, dentro do ambiente IRAF. As imagens foram separadas por aglomerado e data de observação. O procedimento detalhado do tratamento e redução desses dados está descrito a seguir.

2.2.2.1 Preparação do *flat field*

Essa etapa prepara as imagens de *flat field*, através da *task* GSFLAT, para que posteriormente possamos dividir as imagens de observação dos alvos (as observações dos alvos serão referidas como imagens de ciência) pelos *flat fields* processados. Essa divisão resulta em uma normalização da eficiência na resposta do detector. Nessa etapa do processamento ocorre a subtração do *bias* na imagem de *flat field*. O parâmetro de maior importância é a ordem da função de ajuste que suaviza a resposta do detector (figura 2.6), sendo que esse ajuste pode ser feito fenda a fenda ou para cada CCD. A opção utilizada foi o ajuste por CCD, pois a eficiência da resposta do CCD varia de acordo com a frequência, sendo necessário polinômios de ordens diferentes para o ajuste em cada intervalo de comprimento de onda. Ao ajustar a ordem do CCD 1 (CCD da esquerda, que recebe a região do espectro com maior comprimento de onda) é necessário manter o padrão de franjas para que este efeito seja posteriormente minimizado na imagem de ciência, implicando que a ordem do ajuste do CCD 1 seja menor em relação aos demais CCDs. Em média, os valores utilizados para a ordem da função dos CCDs 1, 2 e 3 foram de 5, 9 e 13, respectivamente. As imagens de *flat field* antes e após o processamento podem ser vistas na figura 2.7.

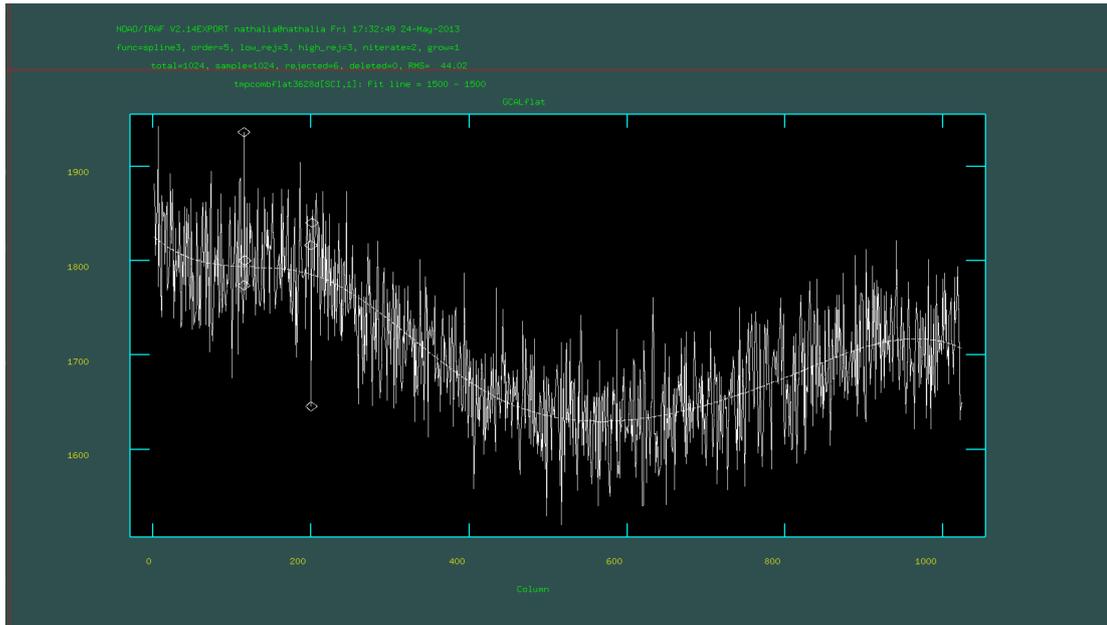


Figura 2.6: Ajuste da função de resposta do detector.

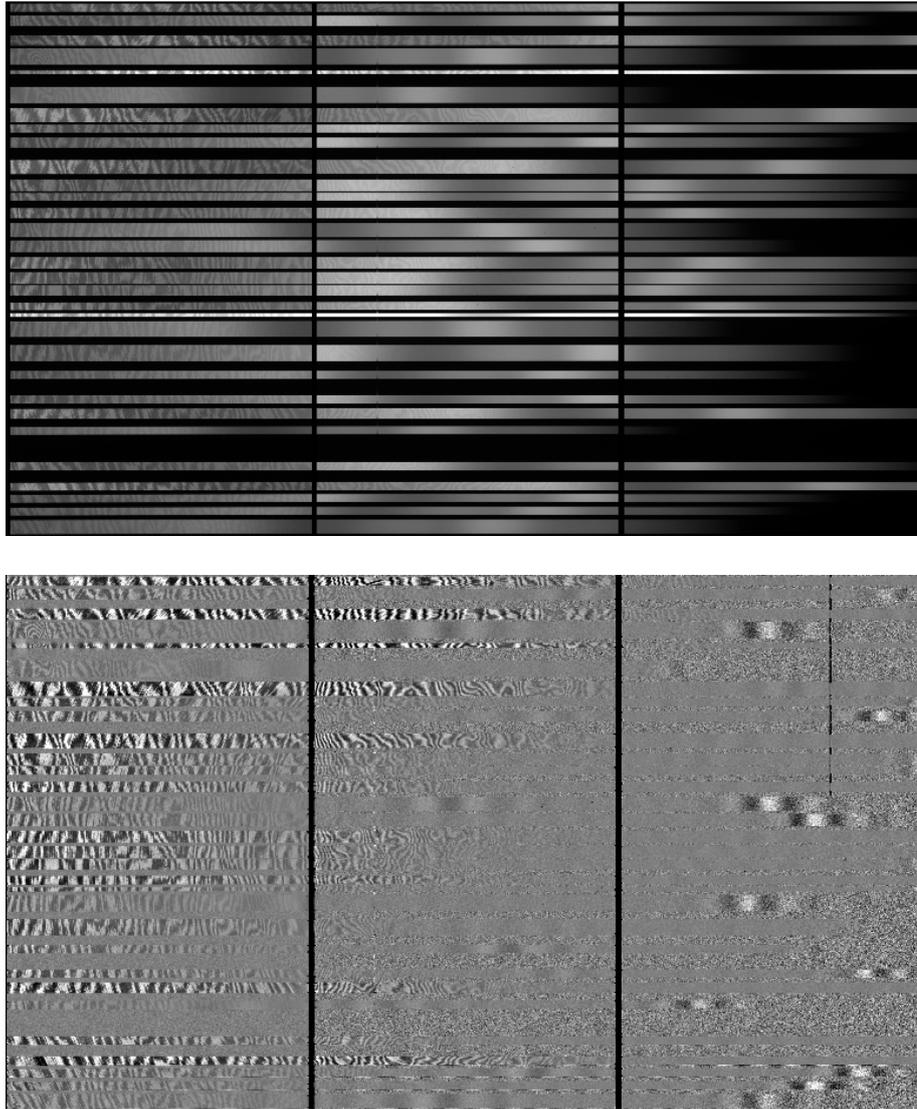


Figura 2.7: Imagem de *flat field* antes (painel superior) e após (painel inferior) o processamento.

2.2.2.2 Processamento dos espectros das lâmpadas de calibração e dos aglomerados

Nessa etapa os espectros das lâmpadas de calibração, chamados de arcos e apresentados na figura 2.8, e das imagens de ciência, apresentadas na figura 2.9, são processados pela *task* GSREDUCE, onde ocorre de forma automática a subtração do *bias*, necessário para eliminar o ruído da leitura, a divisão pelo *flat field* correspondente à observação já processado (apenas para a imagem de ciência) e o corte dos espectros. Antes do corte os espectros de todas as fendas estão juntos em um único arquivo de imagem. Após o corte os espectros correspondentes a cada fenda são separados em diferentes arquivos de imagem, possibilitando a análise individual nas etapas de processamento seguintes.

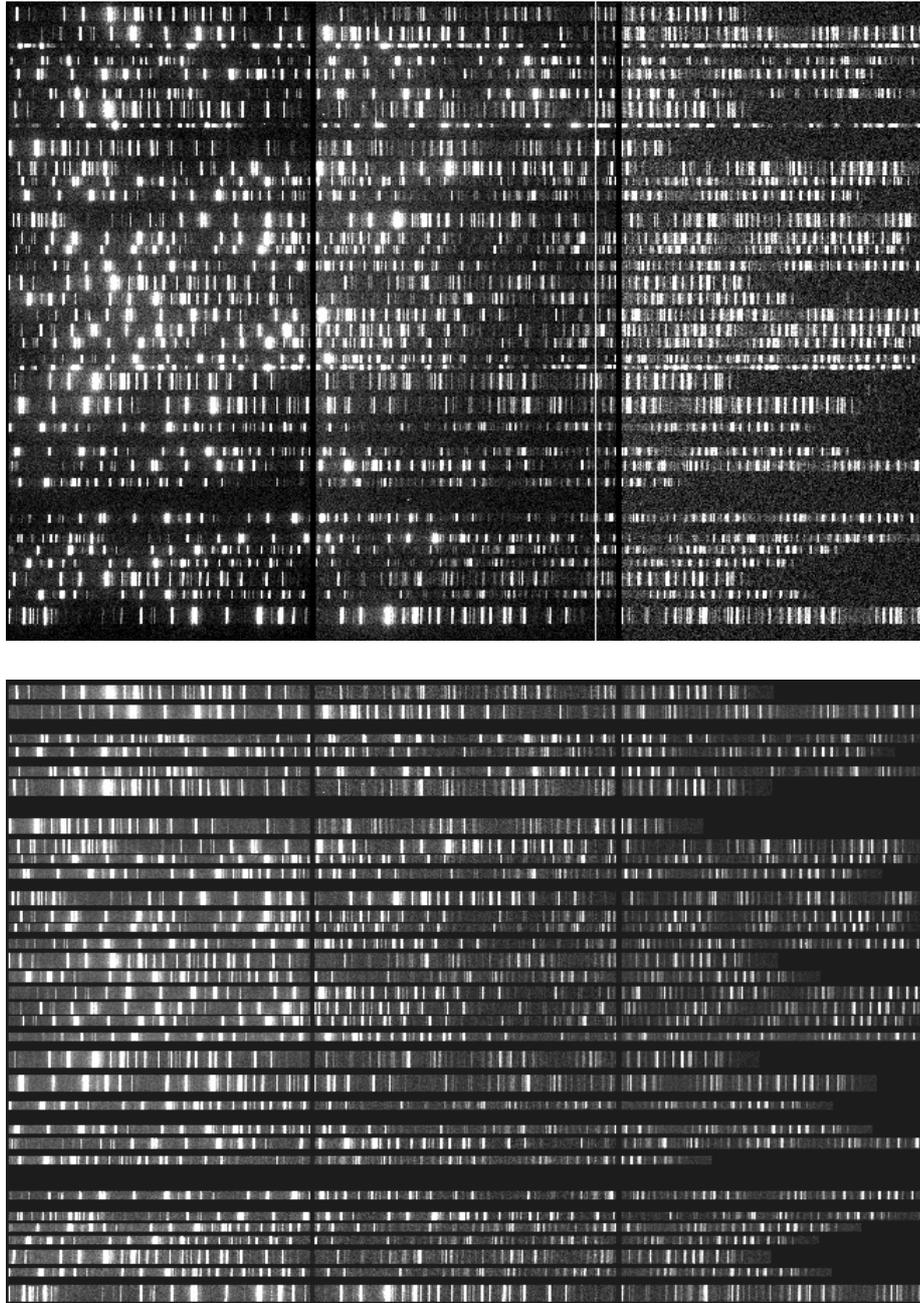


Figura 2.8: Imagem dos espectros da lâmpada de CuAr para calibração em comprimento de onda. No painel superior a imagem crua e no inferior após ser processada.

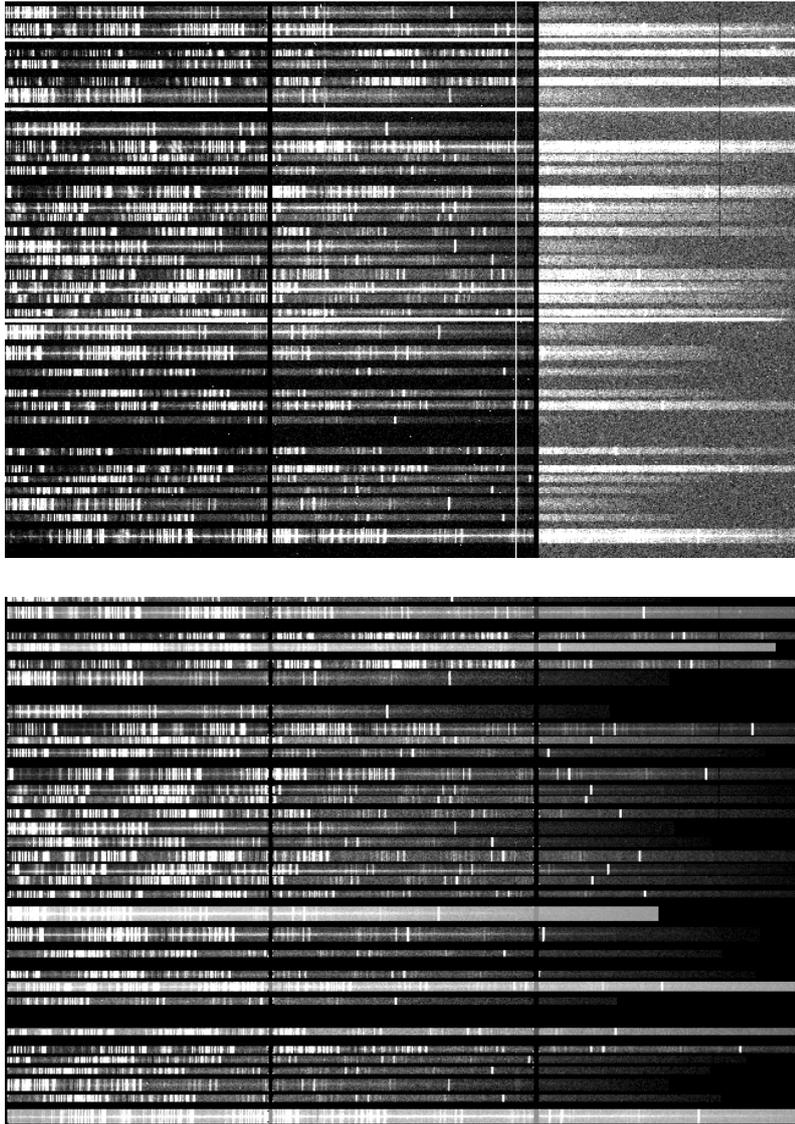


Figura 2.9: Imagem dos espectros de ciência. No painel superior a imagem crua e no inferior após processamento.

O corte dos espectros para o primeiro conjunto de dados processado, referente à primeira máscara do aglomerado SG2, foi realizado de forma automática ao se optar por rodar o parâmetro *fl_cut* utilizando como referência apenas o *flat field* processado na etapa anterior. Porém, ao iniciar o processamento do segundo conjunto de dados, referente à segunda máscara do aglomerado SG2, alguns espectros apresentaram problemas, como pode ser visto na figura 2.10. Esse problema foi percebido durante a etapa de calibração em comprimento de onda, descrita a seguir, pois a calibração não conseguia ser concluída para alguns espectros. A solução encontrada foi refazer o corte dos espectros, mas agora usando uma *task* específica para criar um mosaico (combinação da imagem dos três CCDs em

uma única imagem) do *flat field* (GSMOSAIC), e utilizar esse mosaico como entrada para o parâmetro *grad_image*, que define a imagem a ser utilizada para identificar as bordas das fendas, de volta na *task* GSREDUCE. Após constatarmos esse problema, realizamos o mesmo procedimento para os demais conjuntos de imagens a serem processados, referentes às duas máscaras dos aglomerados SG1 e SG3, fazendo o mosaico do *flat field* após seu processamento e cortando os espectros utilizando como imagem de referência esse mosaico.

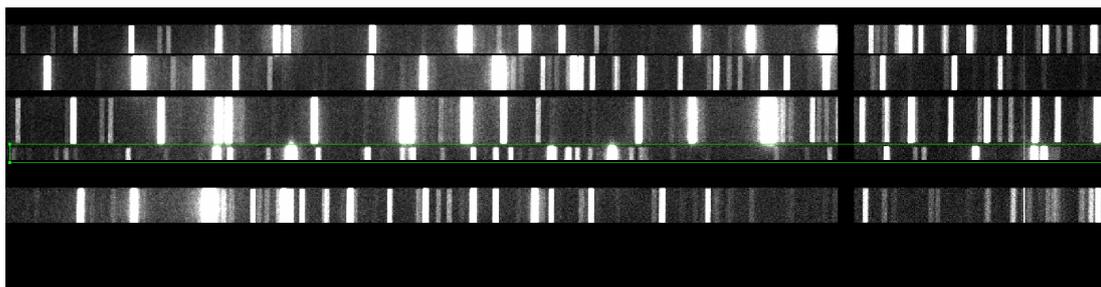


Figura 2.10: O espectro em destaque apresenta problema no corte feito de forma automática. Note a superposição de dois espectros.

A maior parte dos raios cósmicos foram eliminados nessa etapa utilizando o parâmetro *fl_gscrrej=yes* na *task* GSREDUCE.

2.2.2.3 Solução em comprimento de onda

Essa etapa tem como finalidade encontrar uma solução em comprimento de onda, através da *task* GSWAVELENGTH. Utiliza como referência o espectro das lâmpadas de calibração de cobre e argônio observadas em cada exposição dos alvos com a mesma máscara do respectivo alvo. A identificação das linhas presentes no espectro das lâmpadas é feita de forma automática. Cada espectro, analisado individualmente, é dividido em um determinado número de seções verticais (direção espacial) para as quais as soluções em comprimento de onda serão determinadas. O espaçamento entre as seções é inserido no parâmetro *step*. Para cada uma das seções deve ser observada a dispersão dos resíduos, onde adotamos como critério de qualidade um valor de $\text{RMS} \leq 0.3\text{\AA}$. Caso o valor de RMS seja superior a esse limite, o procedimento foi excluir pontos com resíduos altos até alcançar o valor de RMS desejado. Essa etapa é particularmente delicada quando algumas fendas possuem inclinação diagonal (fendas de alguns arcos gravitacionais). Para a redução da primeira máscara do aglomerado SG2 utilizamos o parâmetro *step=10* e o parâmetro *fitcyor=4* (or-

dem do ajuste na direção espacial), resultando em uma má calibração dos espectros das fendas com inclinação (como pode ser verificado na figura 2.11). Ao alterar o parâmetro $step=5$ e o parâmetro $fitcyor=2$, esse problema diminuiu, pois a função deixou de ser vulnerável a eventuais problemas nas bordas superior e inferior de cada espectro.

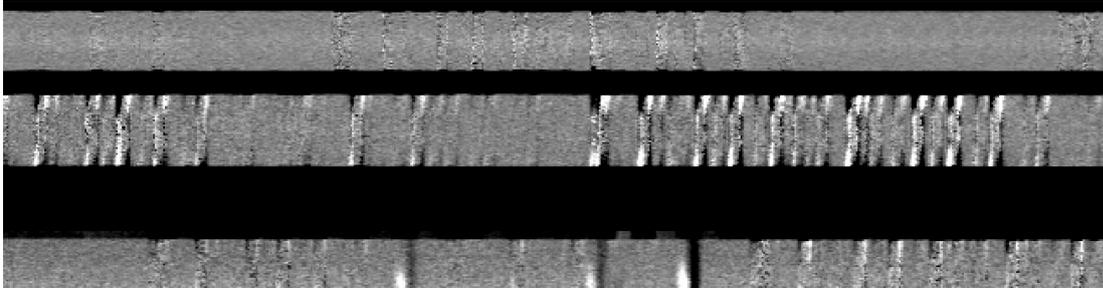


Figura 2.11: No espectro apresentado na parte inferior da figura, podemos ver o efeito de uma calibração em comprimento de onda inadequada, afetando a subtração do céu. O espectro na parte superior mostra o resultado de uma calibração em comprimento de onda e subtração de céu feitas adequadamente.

Em alguns poucos casos, ainda que cada seção tivesse RMS inferior a 0.3\AA , o RMS final do espectro apresentou valor maior do que o desejado. O procedimento adotado para esses casos foi excluir a primeira e a última linha da direção espacial, correspondentes às regiões mais próximas da borda da fenda e que são mais suscetíveis à contaminação, na janela gráfica final do processo individual do espectro (figura 2.12), fazendo com que o ajuste final fosse satisfatório.

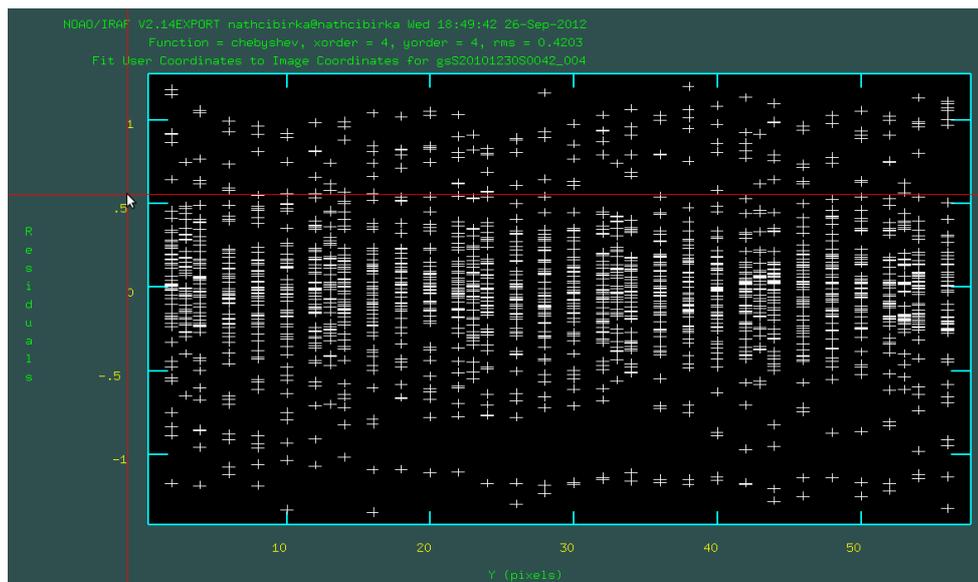


Figura 2.12: Janela gráfica final de cada fenda na *task* GSWAVELENTH, na direção espacial.

Através do espectro unidimensional, cujo processo de extração será detalhado mais adiante, verificamos com base nas linhas de céu em 5577\AA e 6300\AA que a calibração em comprimento de onda foi satisfatória para todos os objetos.

Após encontrar a solução em comprimento de onda, é necessário aplicar essa solução aos espectros dos alvos (Figura 2.13). A *task* utilizada foi a GSTRANSFORM, que necessita como parâmetro de entrada apenas os nomes das imagem de ciência e do arquivo de saída da etapa anterior contendo a solução em comprimento de onda.

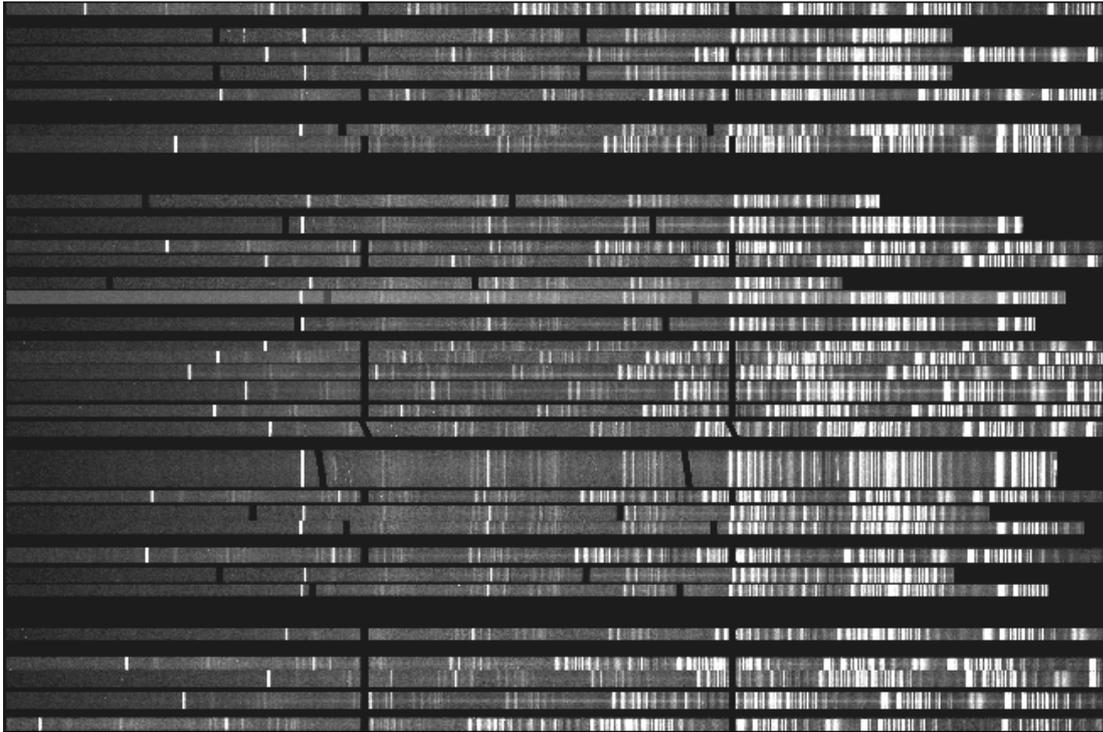


Figura 2.13: Imagem de ciência após ser processada pela *task* GSTRANSFORM.

2.2.2.4 Combinação das exposições

As três exposições de cada aglomerado foram combinadas utilizando a *task* IMCOMBINE, que faz parte do pacote IMAGES.IMMATCH (único passo fora do pacote GEMINI.GMOS). Ao combinar as três exposições os raios cósmicos que não foram subtraídos durante o processamento das imagens com a *task* GSREDUCE são eliminados. Os espaços entre os CCDs também são eliminados, pois cada uma das três imagens possui um comprimento de onda central diferente. A imagem final combinada pode ser vista na figura 2.14.

2.2.2.5 Subtração do céu

A subtração do céu foi processada pela *task* GSSKYSUBTRACT de forma interativa para cada espectro. A determinação da região de céu foi feita manualmente através da interface gráfica, como pode ser vista na figura 2.15. Consideramos como céu a região de cada espectro que não apresenta sinal do objeto observado.

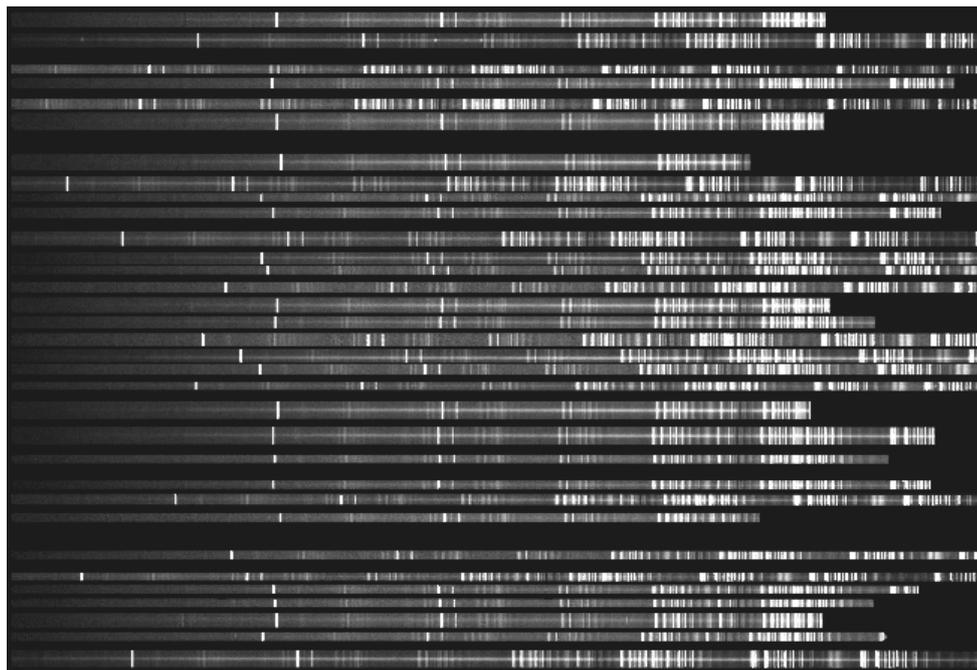


Figura 2.14: Imagem combinada a partir das três exposições de ciência. Note que os espaços entre os CCDs foram devidamente eliminados.

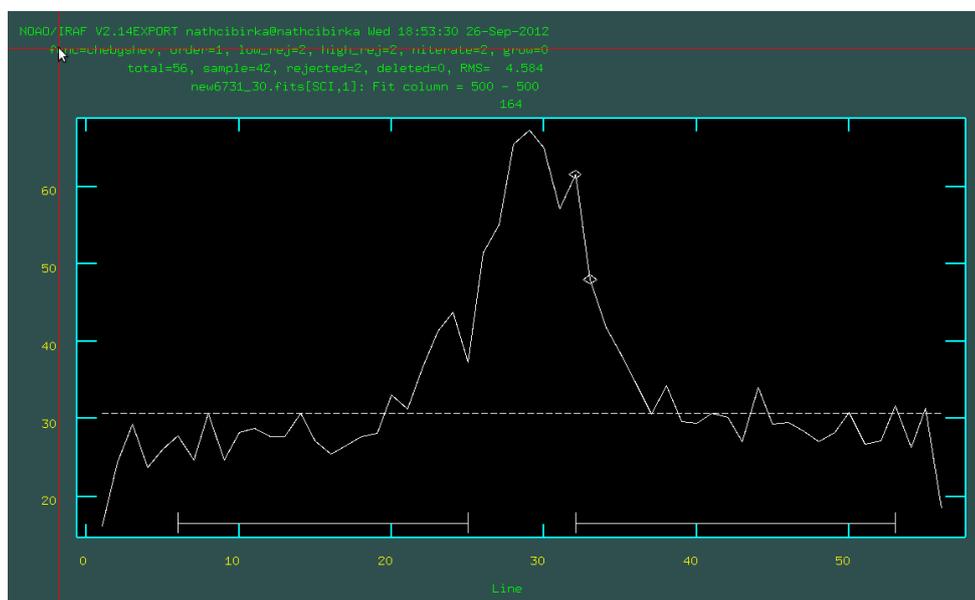


Figura 2.15: Janela gráfica para a determinação da região de céu. A região central de maior intensidade corresponde ao sinal do objeto observado. As linhas na parte inferior no gráfico indicam as regiões usadas para a determinação da contribuição do sinal de céu.

Algumas vezes a subtração do céu não é totalmente eficiente. Após obter o espectro unidimensional, verificamos se as principais linhas de céu foram corretamente eliminadas (em especial 5577\AA , 6300\AA e 6336\AA), e caso haja algum resíduo no espectro, esses são

removidos manualmente.

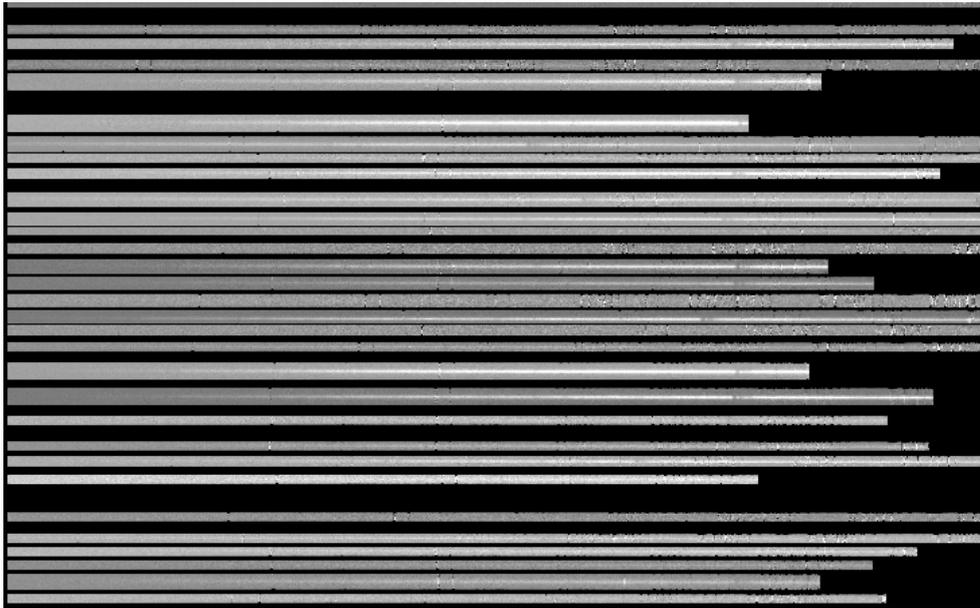


Figura 2.16: Imagem de ciência após ter o céu subtraído.

2.2.2.6 Extração do espectro

A extração do espectro é o momento em que é realizado o colapso do espectro bidimensional em um espectro unidimensional, ou seja, a informação contida nas coordenadas espacial e espectral é convertida em intensidade por comprimento de onda. Novamente, a delimitação da região do espectro bidimensional a ser extraída foi feita manual e individualmente, de forma interativa através da interface gráfica da *task* GSEXTRACT, mostrada na figura 2.17. A região a ser considerada como alvo deve ser equivalente a aproximadamente $1.4 \cdot \text{FWHM}$ da gaussiana correspondente ao sinal-ruído máximo de um objeto de perfil gaussiano.

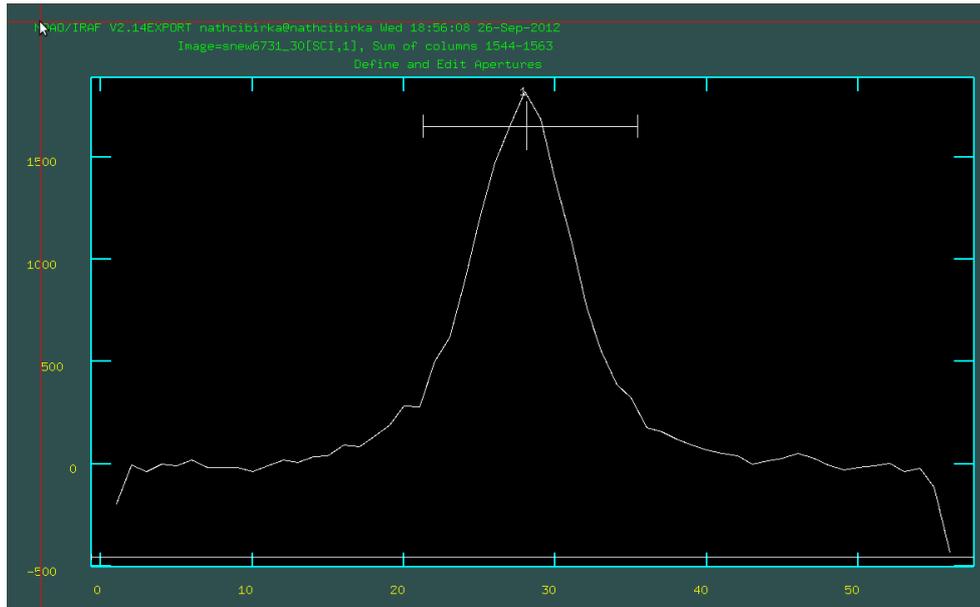


Figura 2.17: Janela gráfica para determinação da região do espectro a ser extraída. O pico central corresponde ao sinal do objeto.

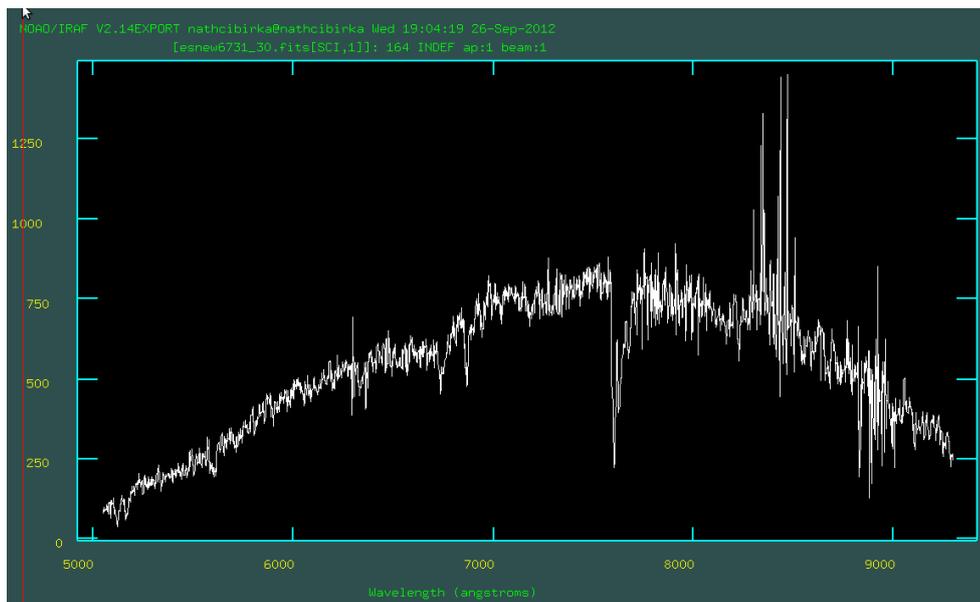


Figura 2.18: Exemplo de espectro unidimensional.

Ao final da extração do espectro em uma dimensão, o processamento dos dados está completo.

2.3 Amostra SDSS

Para todos os aglomerados da amostra SOGRAS, utilizamos valores de *redshift* disponíveis na base de dados DR9 do SDSS/BOSS (Ahn et al., 2012), a fim de realizar uma segunda análise com dados espectroscópicos. O critério inicialmente utilizado para a escolha dos espectros foi considerar os dados presentes dentro de um raio de 3 minutos de arco do centro do apontamento feito com o SOAR, para cada campo. Após coletar esses dados, foram considerados para a próxima etapa da análise os membros de cada aglomerado cujo valor de *redshift* diferia por até ± 3.000 km/s do valor de *redshift* da BCG, considerado posteriormente como sendo o *redshift* espectroscópico do aglomerado (Quintana e Lawrie, 1982). A tabela A.4 apresentada no Apêndice contém os dados encontrados para os aglomerados SOGRAS.

Análise e Resultados

A análise foi dividida em duas etapas principais. Na primeira foram estudados os dados espectroscópicos da amostra GEMINI, iniciando-se pela determinação do *redshift* espectroscópico de cada alvo observado e finalizando com a determinação da massa dinâmica dos aglomerados. Em um segundo momento, trabalhamos com valores de *redshift* obtidos a partir da busca nos catálogos SDSS - DR7 para todos os aglomerados da amostra SOGRAS, com o objetivo de determinar as massas dinâmicas através de uma análise conjunta (*stacking*) (Biviano e Girardi, 2003) dos espectros.

3.1 Amostra GEMINI

Nessa seção descreveremos a análise realizada para a amostra Gemini, constituída pelas galáxias e candidatos a arcos gravitacionais observados nos três campos com o telescópio Gemini Sul, detalhando os procedimentos utilizados e os resultados obtidos em cada etapa.

A análise da maioria dos candidatos a arcos gravitacionais não pôde ser finalizada, pois a razão sinal-ruído desses objetos foi inferior a 2/pixel espectral (1.37 Å), impossibilitando uma determinação segura do *redshift* e conseqüente confirmação da natureza gravitacional. Apenas um candidato a arco apresentou uma linha de emissão, o que possibilitou a estimativa de seu *redshift*. Dessa forma nossa análise teve como foco principal as galáxias membro dos aglomerados.

3.1.1 Determinação dos *redshifts*

A determinação do *redshift* (z) de cada alvo foi realizada através do pacote RVSAO em ambiente IRAF. A *task* EMSAO, pertencente ao pacote citado, foi utilizada quando linhas

de emissão estavam presentes no espectro, e a *task* XCSAO, também integrante do RVSAO, foi utilizada para todos os espectros, já que utiliza linhas de absorção para a determinação do *redshift*. A seguir descrevemos os dois procedimentos em detalhe.

3.1.1.1 Espectros com linhas de emissão

A identificação dos espectros com linhas de emissão foi feita por inspeção visual, onde as principais linhas identificadas foram: [OII] λ 3727 Å, [OIII] λ 4959 Å e λ 5006 Å e H β . Para esses espectros a determinação do *redshift* foi feita primeiramente pela *task* EMSAO. Inicialmente o usuário indica a posição de uma determinada linha de emissão no espectro. Em seguida a rotina procura por outras linhas de emissão com base em uma tabela pertencente ao programa. Essa tabela contém o intervalo de comprimento de onda onde deve ser encontrada a emissão mais forte, correspondendo a uma determinada linha de emissão. Após identificar as demais linhas, a rotina ajusta perfis gaussianos para determinar o centro de cada linha. A seguir o *redshift* é calculado para cada linha encontrada, através da relação:

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (3.1)$$

onde λ é o comprimento de onda da linha detectado e λ_0 é o comprimento de onda correspondente à linha no referencial de repouso. O valor final de *redshift* que a rotina retorna é uma média ponderada pelo erro dos valores encontrados para cada linha. Linhas que não estão dentro de um certo critério são descartadas. A figura 3.1 é um exemplo de espectro sendo analisado pela rotina.

3.1.1.2 Técnica de correlação cruzada

Todos os espectros foram analisados pela *task* XCSAO, que utiliza a técnica de correlação cruzada (Tonry e Davis, 1979) aplicada entre o espectro analisado e um catálogo de *templates* fornecido pelo usuário, com o objetivo de determinar o *redshift* dos alvos baseado nas linhas características de absorção. Utilizamos *templates* de galáxias do tipo *E*, *S0*, *Sa*, *Sb*, *Sc* e *Ir* (Abraham et al., 2004a; Maraston et al., 2009).

Sendo g o espectro da galáxia cujo *redshift* se quer determinar, com RMS σ_g , e t o espectro do *template* de *redshift* zero, com RMS σ_t , amostrados em N bins rotulados pelo número do bin n , temos a função de correlação cruzada normalizada:

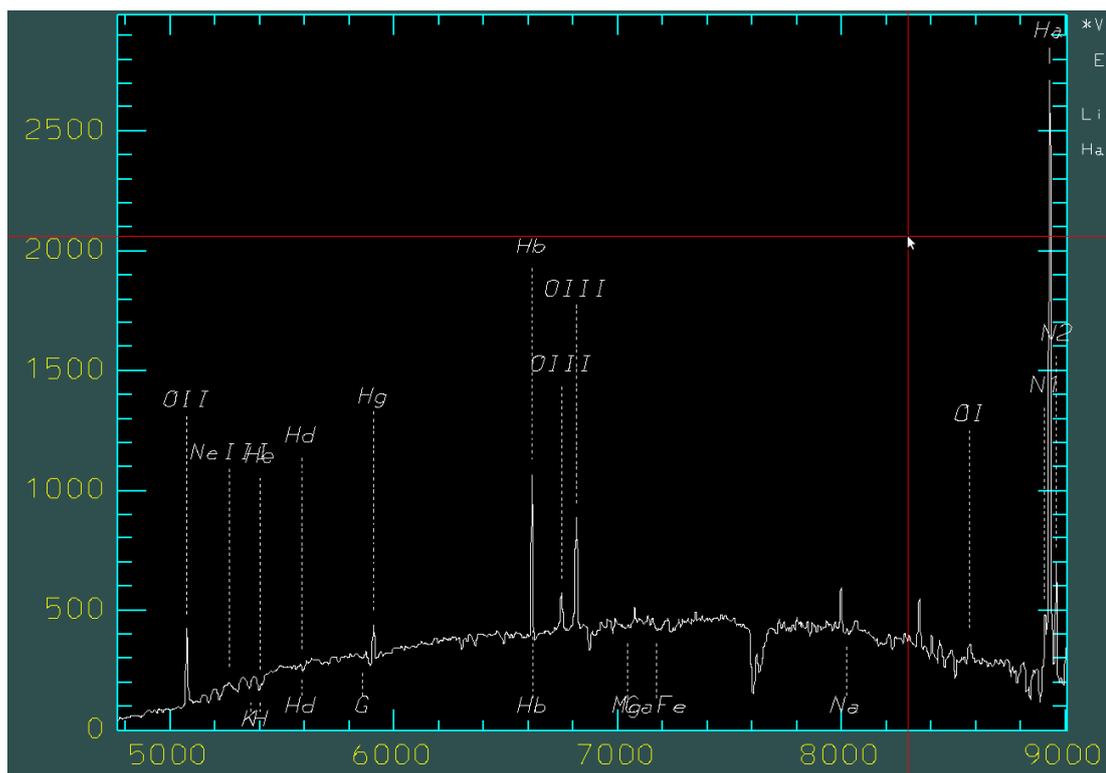


Figura 3.1: Exemplo de espectro com linhas de emissão, sendo analisado pela task *emsao*. Podemos observar nesse exemplo diversas linhas plotadas pela task correspondendo a linhas de emissão características no espectro.

$$c(n) \equiv gXt(n) = \frac{1}{N\sigma_g\sigma_t} \sum_m g(m)t(m-n) \quad (3.2)$$

onde X , o produto da correlação cruzada, é definido de forma que se $g(n)$ é idêntico a $t(n)$ apenas deslocado por d unidades, $gXt(n)$ terá um pico de 1 em $n = d$.

Cada espectro observado é comparado com todos os *templates* do catálogo de entrada. Para estabelecer qual o melhor valor de z encontrado, utilizamos como critério aquele que apresenta menor erro, definido como sendo a diferença entre o FWHM do pico observado para o verdadeiro FWHM, e maior valor do coeficiente de correlação (R), definido através da equação:

$$R = \frac{h}{\sqrt{2}\sigma_a} \quad (3.3)$$

com h sendo a altura do pico verdadeiro e

$$\sigma_a^2 \simeq \frac{1}{N} \frac{1}{2} \sum c(n+\delta) - c(-n+\delta)^2 \quad (3.4)$$

onde δ é o centro do maior pico em $c(n)$. Na figura 3.2 mostramos a janela gráfica da task XCSAO. Quanto mais estreito o pico e mais simétrica for a função de correlação cruzada, melhor será a determinação do *redshift*.

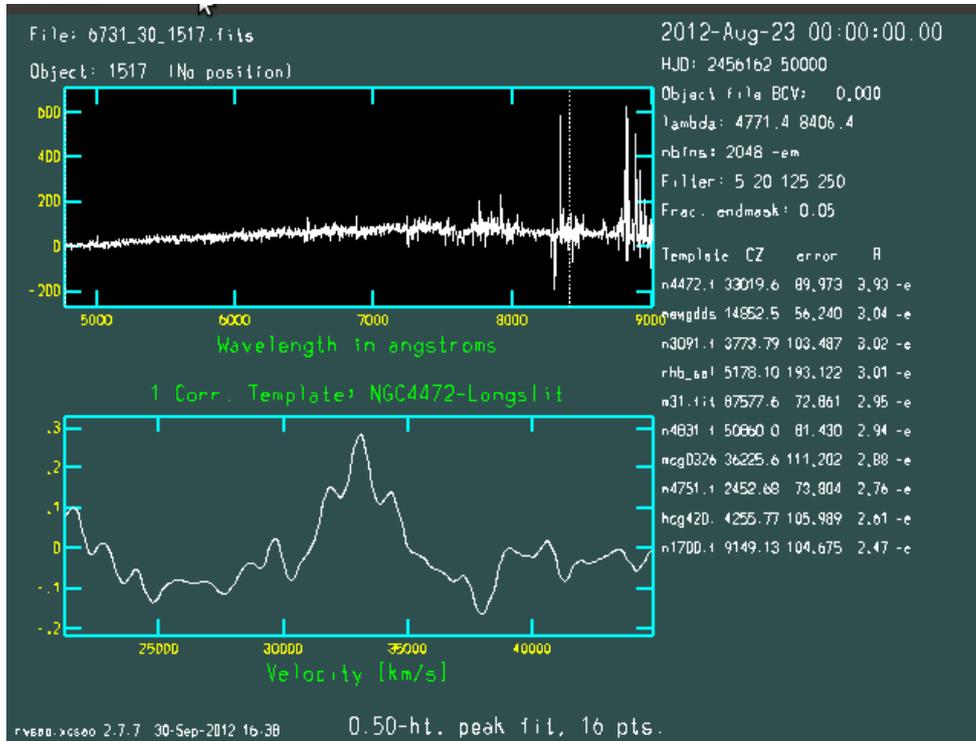


Figura 3.2: Janela gráfica da task XCSAO. Na janela superior podemos observar o espectro analisado, e na janela inferior a função de correlação cruzada com o *template*. Os valores à direita mostram os dados do espectro e parâmetros encontrados a partir de diferentes *template*.

A fim de obter os melhores resultados possíveis, cada espectro foi processado diversas vezes, variando-se determinados parâmetros, listados a seguir:

end_lambda: determina o limite final em comprimento de onda da região do espectro a ser considerada na correlação cruzada com o *template*. Os valores utilizados foram 7500 Å e INDEF (nesse caso o espectro todo é considerado).

fixbad: desconsidera para a correlação determinadas linhas presentes no espectro, descritas no arquivo BADLINES.DAT pelo usuário. A única linha que optamos para esse caso foi a linha de céu em 5577 Å.

s_emchop = yes: desconsidera as linhas de emissão do espectro para a correlação com o *template*.

interp_mode: modo de interpolação utilizado para redistribuir os intervalos do espectro.

Rodamos com o parâmetro padrão *spline3* e também com *sums*, sendo esse último indicado para espectros de baixa resolução.

nz_pass: determina o número de iterações, sendo que em cada uma o *template* é deslocado para combinar com o espectro. Os valores utilizados foram 1 e 2.

Foram utilizadas diversas combinações dos parâmetros descritos acima para cada lista de espectros, e não houve claramente um conjunto de determinados parâmetros que resultassem nas melhores estimativas de *redshifts* para todos os espectros. Dessa forma para cada espectro o melhor valor de *redshift* foi procurado entre todos os resultados obtidos, considerando como indicativo de melhor valor aquele que apresenta maior parâmetro de correlação (R) e menor erro na estimativa da velocidade.

3.1.1.3 Validação do *redshift* determinado

Após obter os valores de *redshift* através das rotinas acima mencionadas, partimos para a análise da confiabilidade dos resultados. Para isso graficamos cada espectro unidimensional dos objetos com z determinado juntamente com linhas de absorção e/ou emissão conhecidas e deslocadas para o referencial do objeto. No referencial do objeto a linha, que em repouso tem comprimento de onda igual a λ_0 , aparecerá no comprimento de onda $\lambda = \lambda_0(1 + z)$. O valor de z determinado é considerado satisfatório se tivermos diversas linhas conhecidas localizadas em regiões do espectro com características de absorção ou emissão. Na figura 3.3 temos um exemplo de z determinado de maneira satisfatória a partir de linhas de emissão, na figura 3.4 um exemplo satisfatório determinado com base nas linhas de absorção e na figura 3.5 exemplo em que não houve determinação satisfatória por nenhum dos métodos. Para melhor visualizar as características de absorção e emissão nos espectros unidimensionais fizemos uma suavização utilizando um filtro *top-hat* com 7 pixels (1.022 Å) de largura.

Nas tabelas A.2 apresentadas no Apêndice estão discriminados todos os valores de *redshift* determinados pelos procedimentos descritos em 3.1.1.1 e 3.1.1.2 e validados. As incertezas apresentadas são as retornadas pela rotina utilizada. Alguns poucos espectros apresentaram sinal suficiente, porém as rotinas retornaram um valor de z que, ao ser verificado pelo procedimento descrito, não foi considerado satisfatório. Para esses casos determinamos o valor identificando as linhas H e K do cálcio, observadas na região de 3933 Å e 3969 Å no referencial de repouso, e medindo seus comprimentos de onda no referencial

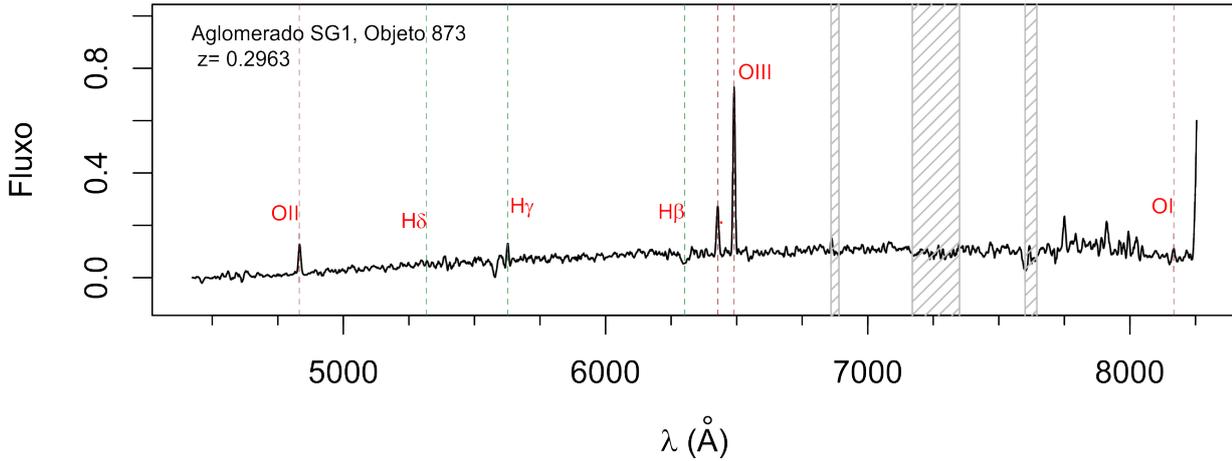


Figura 3.3: Exemplo de espectro graficado juntamente com linhas de emissão e do hidrogênio conhecidas, onde a determinação do *redshift* por linhas de emissão, utilizando a rotina EM-SAO, foi bem sucedida. As regiões hachuradas em cinza correspondem à bandas de absorção telúrica.

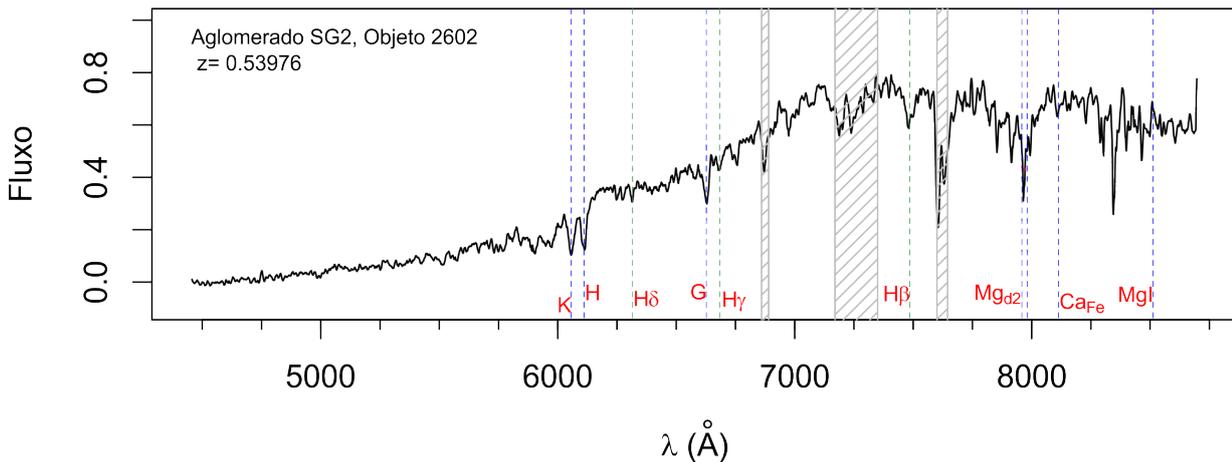


Figura 3.4: Exemplo de espectro graficado juntamente com linhas de absorção e do hidrogênio conhecidas, onde a determinação do *redshift* por linhas de absorção, utilizando a rotina XCSAO, foi bem sucedida. As regiões hachuradas em cinza correspondem à bandas de absorção telúrica

observado.

Paras os aglomerados SG1, SG2 e SG3 a eficiência na determinação dos *redshifts* foi de 67%, 69% e 64%, respectivamente.

Para complementar nossa análise dos *redshifts* das galáxias, realizamos uma busca na base de dados do SDSS a fim de verificar se haviam dados espectroscópicos disponíveis para os aglomerados estudados. O nosso interesse nessa busca foi tanto o de obter algum novo z para galáxias membro quanto comparar valores de z da mesma galáxia obtidos por nós e disponível no SDSS. Esses valores de z encontrados estão apresentados nas tabelas A.3.

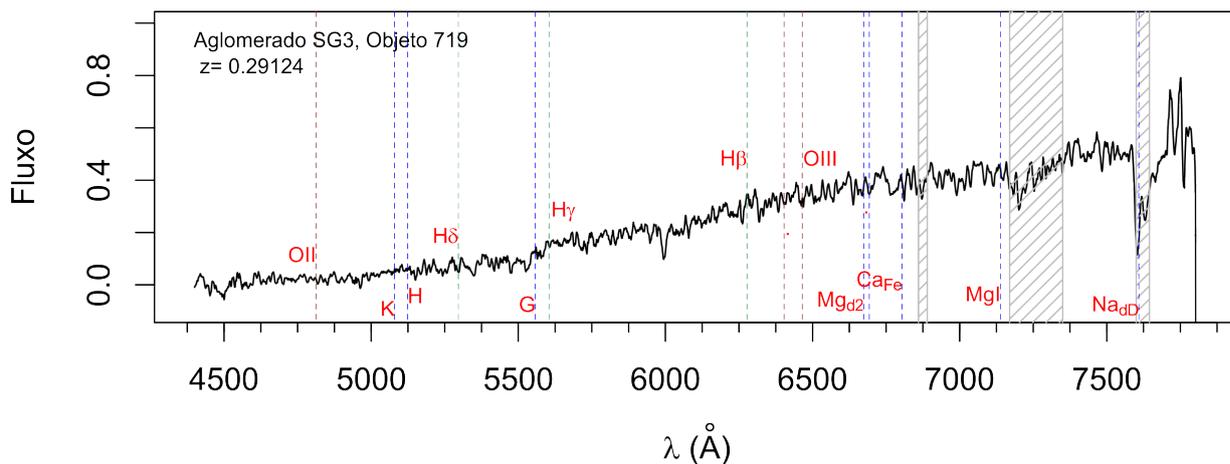


Figura 3.5: Exemplo de espectro graficado juntamente com linhas de emissão, absorção e do hidrogênio conhecidas, onde a determinação do *redshift* não foi bem sucedida por nenhum dos métodos utilizados. As regiões hachuradas em cinza correspondem à bandas de absorção telúrica. O valor de z apresentado foi aquele determinado pela rotina apresentando maior coeficiente de correlação cruzada e menor erro, porém ao graficarmos as linhas vemos claramente que esse valor não é satisfatório.

Em alguns casos mais de um valor de z estava disponível para a mesma galáxia. Como nesses casos os valores sempre concordavam entre si dentro de ± 0.001 , apresentamos nas tabelas a média simples dos valores. Para os valores de z obtidos por nós e disponível no SDSS apresentamos também a diferença δ entre os valores. Podemos constatar que a maioria dos valores apresentam diferença inferior a 100 km/s . Para os objetos 1240, 910 e 938 do aglomerado SG1 e 1783 do aglomerado SG2, onde a diferença apresentada é grande, conferimos se havia algum problema na calibração em comprimento de onda feita por nós. Para isso verificamos o local onde estavam as linhas de céu [OI] $\lambda 5577 \text{ \AA}$ e [OI] $\lambda 6300 \text{ \AA}$ no nosso espectro final. Em todos os casos as linhas encontravam-se no comprimento de onda com variação $\leq 1 \text{ \AA}$ do valor correto, indicando que a calibração em comprimento de onda foi bem feita.

3.1.1.4 Arco Gravitacional com Redshift Determinado

Um dos candidatos a arco gravitacional do aglomerado SG3 ($z_{\text{sis}} = 0.3082$), de ID 9001, apresentou uma linha de emissão em seu espectro (figura 3.6), o que tornou possível a identificação de seu *redshift*. Supondo que essa linha é [OII] $\lambda 3727 \text{ \AA}$ o *redshift* encontrado foi de 0.5072. Note que assumindo esse valor encontramos uma linha que pode ser associada ao [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$. Esse valor de *redshift*, significativamente maior que o do aglomerado,

dá suporte a idéia de que esse objeto seja um arco gravitacional produzido por SG3.

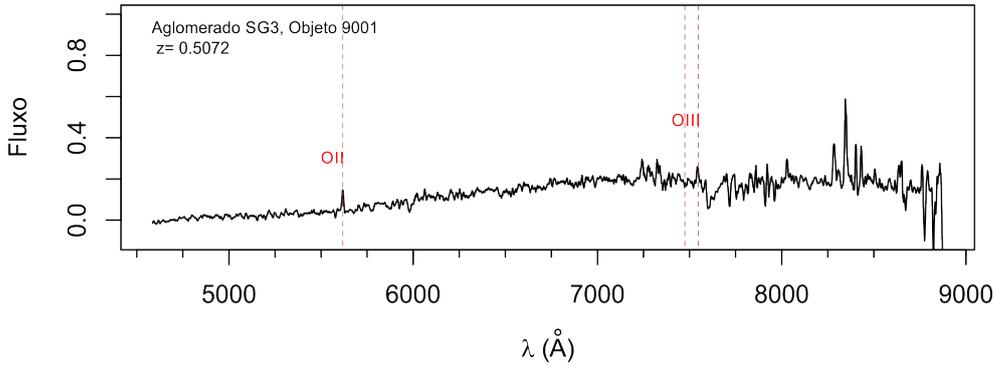


Figura 3.6: Espectro unidimensional do candidato a arco gravitacional 9001. Podemos identificar a linha de emissão correspondente ao [OII] $\lambda 3727\text{\AA}$.

Ao observarmos o espectro bidimensional desse candidato, apresentado na figura 3.7, podemos verificar que de fato existe uma linha de emissão na região de $\lambda \sim 5600\text{\AA}$.

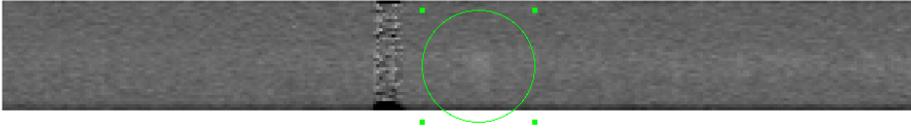


Figura 3.7: Espectro bidimensional do candidato a arco gravitacional 9001. Podemos verificar a existência da linha de emissão na região com $\lambda \sim 5600\text{\AA}$.

A imagem 3.8 mostra o espectro unidimensional do candidato à arco gravitacional com zoom na região da linha de emissão. É possível observar que a subtração da linha de céu em $\lambda 5577\text{\AA}$ foi eficiente, restando a linha de emissão em $\lambda \sim 5618\text{\AA}$.

3.1.2 Determinação dos parâmetros dos aglomerados

Com base nos valores de z determinados através dos métodos descritos em 3.1.1, partimos para a determinação dos membros de cada aglomerado e cálculo do *redshift* sistêmico (z_{sist}) e dispersão de velocidade (σ_v) de cada um dos três aglomerados estudados. Em um primeiro momento o cálculo foi feito com todos os objetos de cada aglomerado cujo z foi considerado satisfatório após a análise descrita em 3.1.1.3. O z_{sist} foi determinado a partir da mediana dos valores de z . Decidimos utilizar a mediana ao invés da média por se tratar de um estimador mais robusto do valor central da distribuição, sendo menos sensível a

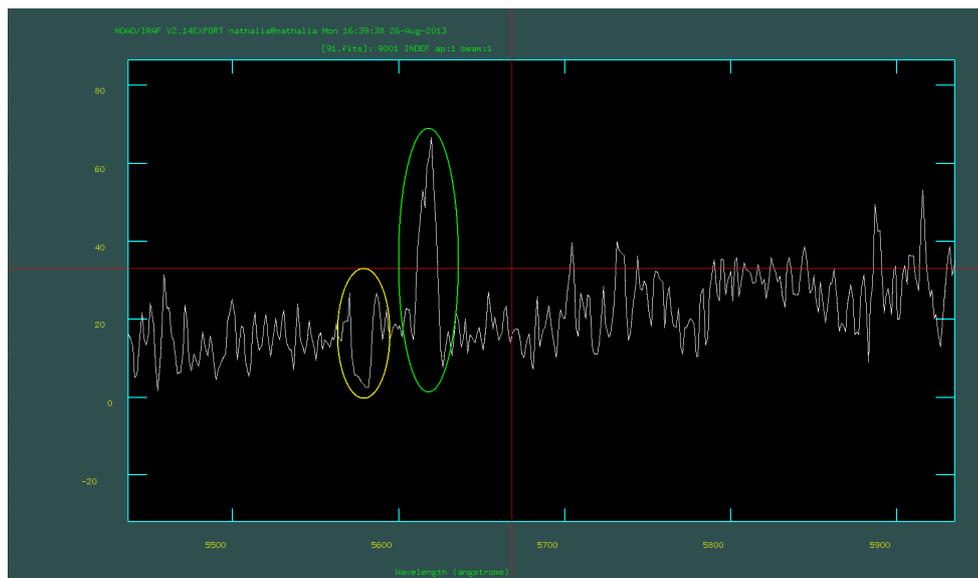


Figura 3.8: Na figura podemos verificar que a linha de céu em $\lambda 5577 \text{ \AA}$ (círculo amarelo) foi realmente subtraída, restando a linha de emissão do candidato à arco 9001 em $\lambda \sim 5618 \text{ \AA}$ (círculo verde).

valores extremos que podem corresponder a intrusos. A determinação do desvio padrão (σ) foi feita através da função s_Qn , escolhida por também ser um estimador robusto, aplicada aos valores de z determinados para cada aglomerado. Essa função pertencente ao *robustbase*, um pacote de estatística robusta do *R*, e é determinada da seguinte forma (Rousseeuw e Croux, 1993)

$$Qn = d|x_i - x_j|; i < j_{(k)} \quad (3.5)$$

onde d é uma constante, igual a 2,21914 como valor padrão da função utilizada, x são números de 1 a n e $k = \binom{h}{2}$ com $h = (n/2) + 1$.

Partindo do valor de σ encontrado, a dispersão de velocidade do aglomerado é dada por $\sigma_v = \sigma \times c/(1 + z)$ (Danese et al., 1980).

Os membros pertencentes a cada aglomerado foram definidos em seguida, utilizando como critério $\pm 3\sigma$ do valor encontrado para o z_{sist} . Objetos com valor de $|z - z_{sist}| \geq |3\sigma|$ foram excluídos da análise. De forma iterativa, partimos desse novo conjunto de dados de objetos classificados como membros para calcular novos valores de z_{sist} e σ , seguindo o mesmo procedimento descrito acima. Com o novo valor de σ encontramos novamente σ_v . Esse procedimento foi repetido mais uma vez, e como não houveram objetos tidos como membros anteriormente que agora se encontravam fora de $\pm 3\sigma$ em nenhum dos

três casos, paramos o procedimento iterativo e fechamos o grupo de objetos considerados membros de cada aglomerado.

Os conjuntos de objetos classificados como membros de cada aglomerado estão apresentados na figura 3.9, como função da densidade no espaço de *redshift*. Simulamos uma distribuição normal para cada aglomerado, utilizando os valores definidos anteriormente de z_{sist} para o valor central e σ para o desvio padrão, e graficamos juntamente com a distribuição dos objetos reais. A distribuição dos objetos reais foi graficada utilizando a rotina *density* do *R*, que computa uma estimativa da densidade do *kernel*. Utilizamos o *kernel* gaussiano (padrão da função) e largura da banda "SJ", que implementa o método de Sheather e Jones (1991). Para essa rotina a largura de banda é o desvio padrão do *kernel*.

Consideramos que a escolha de membros baseada na sequência vermelha foi eficiente, já que do número total de *redshifts* determinados para cada aglomerado, 63% foram considerados membros para o aglomerado SG1, 84% para o SG2 e 53% para o SG3

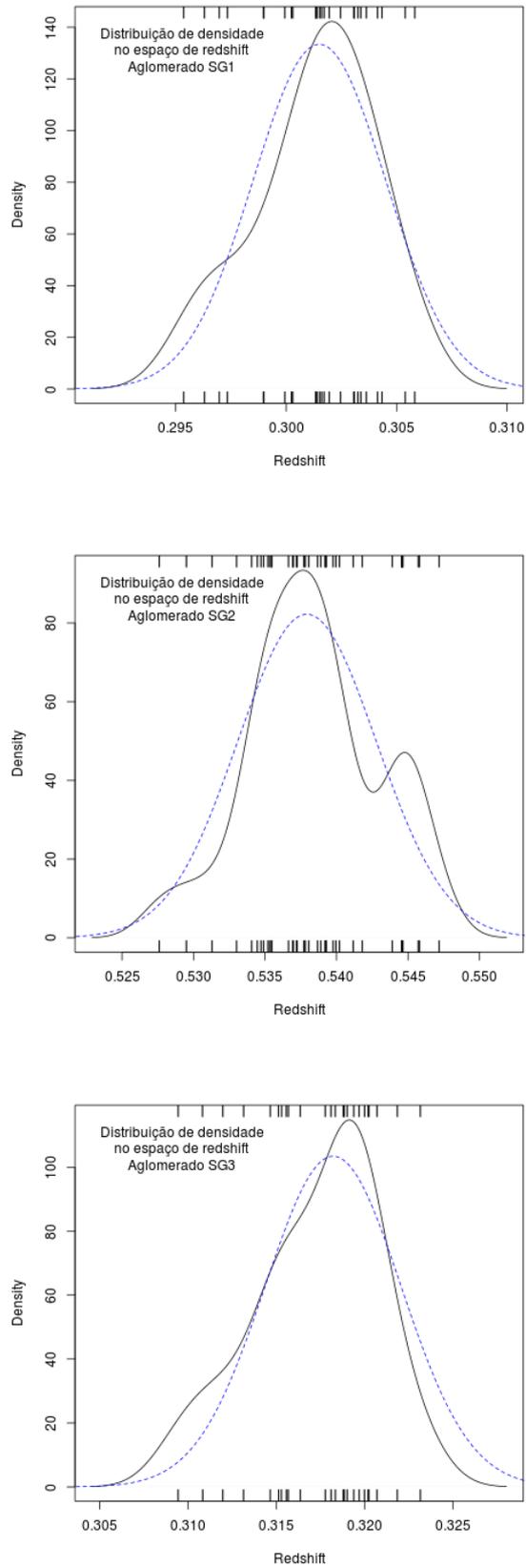


Figura 3.9: Distribuição de densidade no espaço de *redshift* para os membros dos aglomerados. Os traços na parte superior e inferior da figura indicam o valor exato do z de cada membro, e a linha tracejada azul mostra a distribuição normal simulada para o aglomerado.

Após obter o conjunto de membros de cada aglomerado verificamos a normalidade de sua distribuição, condição necessária para que o z_{sist} e a dispersão de velocidade sejam válidos da forma como foram calculados. A gaussianidade da distribuição é o indicativo que temos de que o aglomerado encontra-se em equilíbrio dinâmico, necessário para que a massa possa ser calculada com base no teorema do virial. Realizamos essa análise com base em funções estatísticas pertencentes ao R , especificamente utilizando os testes de Anderson-Darling (Stephens, 1974) e Shapiro-Wilk (Shapiro e Wilk, 1965). Na tabela 3.1 estão descritos os valores-p obtidos por ambos os testes para cada aglomerado.

O método escolhido para determinação das galáxias membro dos aglomerados, baseado na sequência vermelha, favorece a observação de galáxias vermelhas. Essas, por sua vez, ocupam as regiões mais centrais dos aglomerados e apresentam maior probabilidade de estarem em equilíbrio dinâmico quando comparadas à população de galáxias mais azuis. Dessa forma, esperamos que a distribuição das galáxias observadas por nós seja próxima da normalidade.

Ao testar a estatística através do valor-p estamos analisando a probabilidade de rejeitar a hipótese nula, que nesse caso é a distribuição normal, sendo ela verdadeira. Seguindo o valor padrão utilizado ao testar a significância da estatística, rejeitamos a hipótese nula caso o valor-p seja ≤ 0.05 .

Tabela 3.1 - Teste de normalidade das distribuições.

Aglomerado	Valores-p	
	Teste de Anderson-Darling	Teste de Shapiro-Wilk
SG1	0.3293	0.2432
SG2	0.3466	0.4775
SG3	0.2633	0.3757

Como todos os nossos aglomerados apresentaram valor-p $\gg 0.05$, seguimos nossa análise considerando as distribuições normais.

Ao analisar a distribuição de densidade no espaço de *redshift* do aglomerado SG2, observamos uma provável bimodalidade (painel central da Figura 3.9). Para testar essa constatação utilizamos a função *boot.comp*, pertencente ao pacote *mixtools*, e a função *Mclust*, ambas do *R*. Note que o valor-p obtido para esse aglomerado é o maior entre os três, embora seja o único a mostrar um aparente desvio da normalidade. Possivelmente o motivo para apresentar o maior valor-p se deve ao fato de também ser o aglomerado com mais pontos amostrados.

A função *boot.comp* realiza várias iterações de *bootstrap* para testar a hipótese nula de um ajuste de k componentes da distribuição analisada contra $k + 1$ componentes para vários modelos de mistura. A função *Mclust* tem uma abordagem baseada em modelos, aplicando uma estimativa da máxima verossimilhança e critério de Bayes (BIC) para definir o melhor modelo e o número de componentes. Dados dois modelos aquele que apresentar menor valor de BIC será escolhido, onde o valor de BIC cresce com a variância do erro. Para os dados reais ambos os testes retornaram o melhor modelo correspondendo à uma distribuição unimodal.

A fim de aprofundar a análise, realizamos novamente esse teste para um conjunto de dados simulados. Os valores da média e desvio padrão utilizados na simulação do novo conjunto de dados foram determinados a partir da função *normalmixEM*, baseada no algoritmo de *expectation maximization* (EM) (A. P. Dempster e Rubi, 1977), pertencente ao pacote *mixtools*. Rodamos essa função uma vez com o número de componentes fixo em dois e outra vez com esse parâmetro livre. Para ambos os casos os valores retornados foram aproximadamente $z_1 = 0.537$, $\sigma_1 = 0.0035$ e $\sigma_2 = 0.00097$, $z_2 = 0.545$ para a componente C1 e C2, respectivamente. Com esses valores, simulamos uma distribuição normal para cada componente com número de pontos igual ao número de objetos pertencentes à cada componente do aglomerado SG2. Partindo dos dados simulados, realizamos novamente o teste de modalidade com a função *Mclust*. Dessa vez a função retornou que para 76.7% das vezes a distribuição é bimodal com o número de pontos igual ao número de objetos reais. Para o dobro de pontos a função retornou uma distribuição bimodal em 94.6% das vezes, indicando que o número de objetos é pequeno para propiciar uma análise estatística satisfatória. A figura 3.10 apresenta a distribuição bimodal simulada com os valores da dispersão de velocidade de cada componente retornados pela função *normalmixEM*.

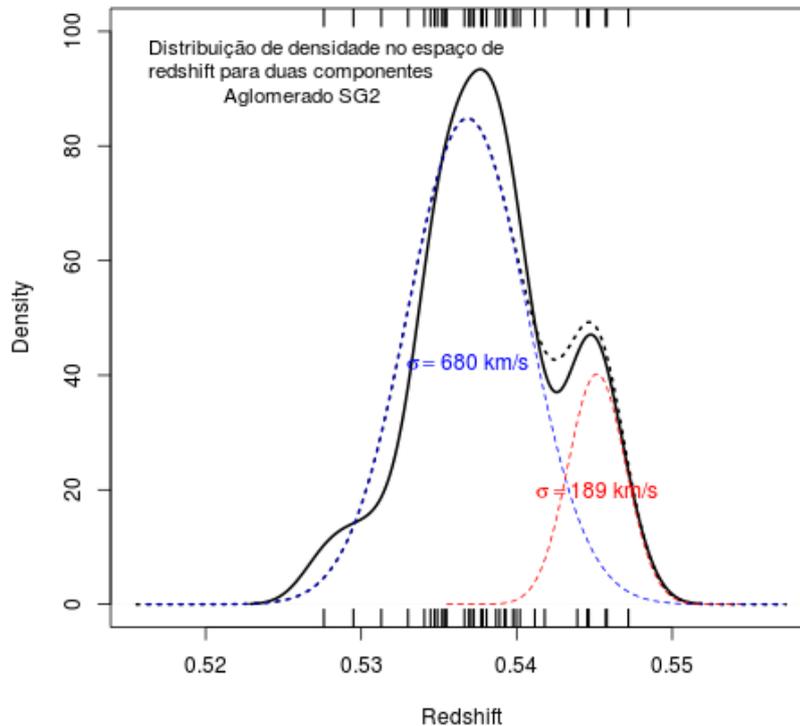


Figura 3.10: Distribuição de densidade no espaço de *redshift* para o aglomerado SG2. Os traços na parte superior e inferior da figura indicam o valor exato do z de cada membro, e as linhas tracejadas mostram a distribuição normal simulada para cada uma das duas supostas componentes do aglomerado, com os respectivos valores de dispersão de velocidade.

O fato da função *Mclust* conseguir encontrar duas componentes para a distribuição simulada na maioria dos casos, com o mesmo número de pontos da distribuição real, e encontrar uma distribuição unimodal para os dados reais reforça a hipótese do aglomerado SG2 possuir apenas uma componente. Por outro lado, a função *normalmixEM* identificou duas componentes. Um resultado mais robusto depende de uma maior quantidade de dados disponíveis para o aglomerado.

3.1.2.1 Intervalo de Confiança da Dispersão de Velocidade

O intervalo de confiança relativo à σ_v foi determinado através do método de *bootstrapping*. Para realizar a reamostragem, fizemos 1000 interações de *bootstrap* utilizando a função *boot*, e para estabelecer o intervalo de confiança (IC) de 68% utilizamos a função *boot.ci* normal, ambas do pacote *boot*.

Na tabela 3.2 estão descritos os parâmetros determinados para cada um dos três aglomerados, com o intervalo de confiança de σ_v .

Tabela 3.2 - Parâmetros dos aglomerados.

Aglomerado	z	N	σ_v (km/s)
SG1	0.301	26	$652.11^{+154.19}_{-60.71}$
SG2	0.538	38	$878.38^{+184.92}_{-60.28}$
SG3	0.318	24	$811.46^{+295.54}_{-65.66}$

3.1.2.2 Determinação da dispersão de velocidades via lentes gravitacionais

Os três aglomerados estudados apresentam candidatos a arcos gravitacionais, conforme mencionado anteriormente. A presença de arcos gravitacionais permite o cálculo da estimativa de dispersão de velocidades do aglomerado baseada no raio de Einstein Θ_E . Para isso consideramos que a distância Θ_{arc} do candidato à arco ao centro do aglomerado, que consideramos ser a BCG, é aproximadamente o raio de Einstein (Narayan e Bartelmann, 1996). Dessa forma uma estimativa da dispersão de velocidades é dada pela equação:

$$\sigma_l^2 = \frac{\Theta_{arc} c^2}{4\pi} \frac{D_s}{D_{ds}} \quad (3.6)$$

onde D_s é a distância do observador à fonte, que é o arco gravitacional, e D_{ds} é a distância entre a lente, no caso o aglomerado, e a fonte (conforme pode ser visto na figura 1.2). Essas distâncias são distâncias de diâmetro angular, calculadas pela equação 1.46, e portanto dependem do *redshift* da lente e da fonte.

No caso das lentes temos o valor de z_{sis} de cada aglomerado bem determinado, sendo esse o valor utilizado para o cálculo da distância de diâmetro angular. Porém, no caso das fontes temos apenas um arco (ID 9001) no aglomerado SG3, com z bem determinado. Assim sendo, para esse candidato calculamos a dispersão de velocidades utilizando o valor de z medido. O valor encontrado através desse objeto foi $\sigma_l = 832.1$ km/s, valor muito

próximo ao determinado através das galáxias. Para os demais candidatos à arcos, tanto do aglomerado SG3 quanto dos outros dois, buscamos um valor de z que retornasse σ_l próximo ao valor de σ_v determinado pelas galáxias. Para a maioria dos casos, como pode ser visto na tabela 3.3, não encontramos valores de z considerados razoáveis (< 5). Isso mostra que esses candidatos não são imagens traçadoras do raio de Einstein, sendo chamados de *arclets*. *Arclets* são imagens de objetos de fundo pouco distorcidas e que não traçam o raio de Einstein, como é o caso para arcos gigantes.

Tabela 3.3 - *Redshift* estimado com base na distância Θ_{arc} do candidato à arco e na dispersão de velocidades σ_v do aglomerado.

Aglomerado	ID do arco	z do arco	Θ_{arc} (arcsec)
SG1	9001	> 5	10.6
	9002	> 5	22.8
	9003	> 5	27.4
SG2	9002	3.2	15.4
	9003	> 5	23.3
	9004	> 5	23.3
	9006	> 5	29.1
SG3	9001*	0.5072	6.8
	9002	0.55	7.3
	9003	3.4	15.4
	9004	> 5	23.5
	9005	> 5	30.4
	9006	0.98	11.6

* arco com z determinado

Na figura 3.11 podemos ver a localização da BCG e dos candidatos à arcos gravitacionais usados para estimar a dispersão de velocidades de cada um dos três aglomerados.

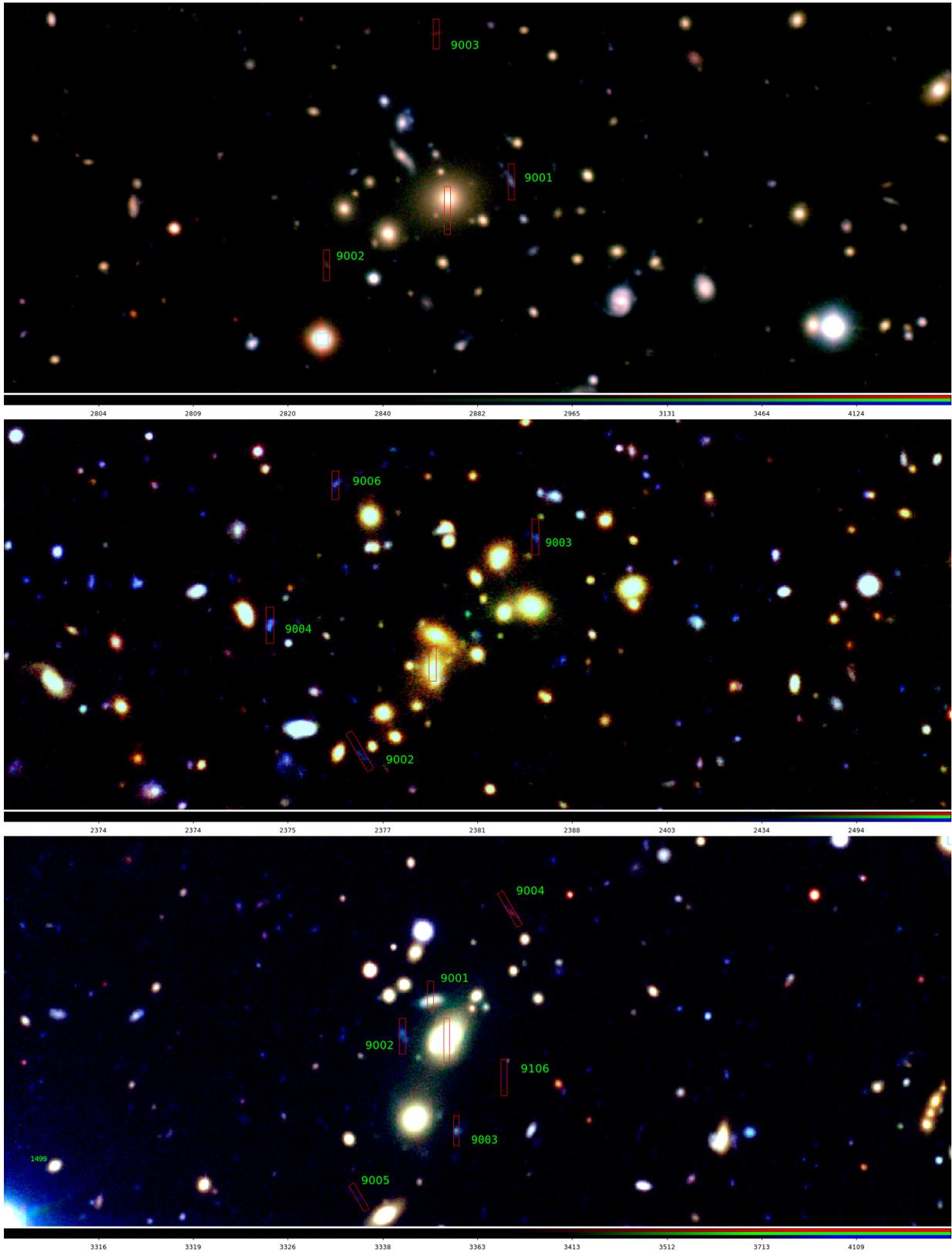


Figura 3.11: As figuras mostram um zoom na região central dos aglomerados, com os retângulos indicando os arcos gravitacionais e a BCG. A figura superior corresponde ao aglomerado SG1, a figura central ao SG2 e a inferior ao SG3.

Podemos ver que o valor de σ_v determinado para o aglomerado SG3 através do arcos gravitacional com z determinado apresenta uma boa concordância com o valor de σ_v determinado através das galáxias membro. Nesse caso temos uma diferença $\delta = 56.65$ km/s entre as duas estimativas de σ_v . Os demais valores estimados pelos candidatos apresentam grande discrepância com os valores determinados através das galáxias, indicando a necessidade de obtenção do *redshift* do arco para análises envolvendo lentes fortes.

3.1.3 Estimativa da massa dinâmica

Dando seguimento à análise dinâmica dos aglomerados estudados, o próximo parâmetro a ser determinado é a estimativa da massa dinâmica. Calculamos essa estimativa com base nos métodos descritos em Carlberg et al. (1997) e Heisler et al. (1985), que partem do teorema do virial, demonstrados na seção 1.2.2.4.

Ao estimar a massa de aglomerados de galáxias partindo do teorema do virial assumimos que as galáxias membro são traçadores do potencial do aglomerado e que o aglomerado encontra-se em equilíbrio dinâmico (e.g. Girardi et al. (1998)). Segundo Carlberg et al. (1997), podemos citar como vantagens do método o fato de ser independente da distribuição das formas das órbitas e não apresentar grande sensibilidade à contaminação.

Segundo Biviano et al. (2006), para amostras com número de membros $\lesssim 60$ a estimativa baseada apenas na dispersão de velocidades na linha de visada (dada pela equação 3.7) é menos tendenciosa em comparação com a estimativa baseada no teorema do virial padrão 3.10.

De acordo com Fadda et al. (1996), o perfil da dispersão de velocidades $\sigma x R$ para aglomerados é aproximadamente constante a partir de regiões com $R \sim 1h^{-1}$ Mpc. Baseados nessa constatação e pelo fato de termos galáxias membros amostradas até $\sim 1Mpc$ do centro dos aglomerados, assumimos o valor de σ_v determinado para cada aglomerado na seção 3.1.2 como o valor de σ_v final a ser utilizado no cálculo das massas.

A seguir descrevemos os métodos e resultados encontrados.

3.1.3.1 Estimativa Baseada na Dispersão de Velocidade

O primeiro método utilizado para o cálculo da massa dinâmica dos aglomerados em análise se baseia no raio do virial r_v e na dispersão de velocidades σ_v do aglomerado, assumindo que a distribuição de massa segue a distribuição das galáxias observadas (Limber

e Mathews, 1960). A determinação da massa é realizada com base na equação (Carlberg et al., 1997):

$$M_v = \frac{3}{G} \sigma_v^2 r_v \quad (3.7)$$

Conforme discussão feita na seção 1.2.3.1, uma das formas de estimar a massa do virial é considerar que a massa virializada está contida dentro de uma superfície com densidade interior média (ρ) igual a 200 vezes a densidade crítica do universo ($200\rho_c$), região essa com raio R_{200} . Dessa forma adotamos:

$$R_{200} = \frac{\sqrt{3}\sigma}{10H(z)} \quad (3.8)$$

deduzido a partir da equação 1.44, como nosso raio do virial.

Reescrevendo a equação 3.7 de forma mais conveniente e substituindo r_v por R_{200} , a massa é dada pela equação:

$$M_{200} = 6.975 \left(\frac{\sigma}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{R_{200}}{1 \text{ Mpc}} \right) \times 10^{14} M_{\odot} \quad (3.9)$$

Na tabela 3.4 estão os valores de R_{200} e da estimativa da massa dinâmica calculados a partir dos valores de σ_v determinados para os três aglomerados estudados. O intervalo de confiança da massa apresentado é de 68% e foi determinado a partir do intervalo de confiança de 68% definido anteriormente para σ_v .

Tabela 3.4 - Estimativas do R_{200} da massa M_{200} para os aglomerados GEMINI.

Aglomerado	R_{200} (Mpc)	$M_{200}(10^{14}M_{\odot})$
SG1	1.38	$4.10_{+2.16}^{-0.73}$
SG2	1.62	$8.74_{+3.96}^{-1.21}$
SG3	1.70	$7.83_{+6.67}^{-1.39}$

Levando em conta a possível bimodalidade presente no aglomerado SG2, realizamos o cálculo da massa baseada na dispersão de velocidades de cada suposta componente. Os valores de dispersão de velocidades utilizados para esse cálculo foram os determinados através da função *normalmixEM* descrita na seção 3.1.2. A tabela 3.5 apresenta os valores obtidos para o raio e a massa de cada componente.

Tabela 3.5 - Estimativa de massa para o aglomerado SG2, considerando uma estrutura bimodal.

Componente	R_{200} (Mpc)	$M_{200}(10^{14}M_{\odot})$
C1	1.26	4.08
C2	0.35	0.086

Ao observar os valores da dispersão de velocidades e massa do aglomerado SG2 como um sistema de apenas uma componente, notamos que esses valores estão dentro do esperado para aglomerados de galáxias ($M \sim 10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$, $\sigma_v \sim 750$ km/s). Por esse motivo e por conta do pequeno número de objetos que impossibilita uma análise estatística mais profunda, consideramos que o aglomerado SG2 trata-se de um sistema unimodal para as análises seguintes.

3.1.3.2 Estimativa Baseada no Teorema do Virial Padrão e Métodos Alternativos

Seguindo os métodos descritos em Heisler et al. (1985), calculamos quatro estimativas de massa para os aglomerados estudados, uma baseada no teorema do virial padrão e três alternativas. Esses métodos utilizam as distâncias projetadas e velocidades radiais dos membros do aglomerado, e supõem que os aglomerados encontram-se em equilíbrio dinâmico e que a massa é traçada pelas galáxias. Partimos de um sistema de N objetos com velocidades v_i e posições r_i , $i = 1, \dots, N$, centróide com posição r_{av} e velocidade v_{av} , e definindo $R_i = r_i - r_{av}$ e $V_i = v_i - v_{av}$ como a separação projetada relativa ao centróide e a velocidade na linha de visada relativa ao centróide, chegamos à equação 3.10 para a estimativa da massa

$$M_{vt} = \frac{3\pi N}{2G} \frac{\sum_i V_i^2}{\sum_{i<j} 1/R_{ij}}. \quad (3.10)$$

Segundo Bahcall e Tremaine (1981), a massa dada por M_{vt} é um estimador potencialmente tendencioso e ineficiente. Tendencioso porque M_{vt} não será necessariamente igual à massa total para um número finito de membros analisados. Ineficiente porque a variância de M_{vt} é grande, devido em parte pela incerteza introduzida pelo fator de projeção no raio.

A primeira alternativa para a estimativa do virial descrita pela equação 3.10 é o estimador da massa projetada, dado pela equação 3.11 e apresentado primeiramente em Bahcall e Tremaine (1981):

$$M_{pm} = \frac{f_{pm}}{G(N - \alpha)} \sum_i V_i^2 R_{\perp i}, \quad (3.11)$$

onde a constante de proporcionalidade f_{pm} depende da distribuição das órbitas, podendo corresponder a uma distribuição isotrópica ou radial. De acordo com a análise de Heisler et al. (1985), no caso de não haver informação disponível sobre a distribuição das órbitas deve-se utilizar $f_{pm} = 32/\pi$, correspondente à órbitas isotrópicas. Em nossos cálculos assumimos esse valor recomendado de f_{pm} . O fator $\alpha = 1.5$ é necessário para corrigir a diferença entre as quantidades matemáticas v_i e r_i , relativas ao centro de massa do sistema, e V_i e R_i , as quantidades medidas relativas ao centróide dos traçadores, em nosso caso as

galáxias.

O estimador da massa projetada é menos sensível a projeções acidentais de galáxias próximas em comparação com o estimador baseado no teorema do virial padrão. Segundo Bahcall e Tremaine (1981) esse estimador tem a vantagem de não ser tendencioso, ter sua variância conhecida e devido ao teorema do valor central ter o valor de M_{pm} sempre convergindo para a massa total com erro proporcional a $N^{-1/2}$.

As duas alternativas apresentadas a seguir utilizam a separação projetada e velocidade radial relativa de pares de galáxias no aglomerado. O estimador da massa mediana, determinado através da equação 3.12, é menos sensível à presença de contaminantes. Isso porque utiliza a mediana, que é um estimador com estatística menos sensível à valores extremos.

$$M_{me} = \frac{f_{me}}{G} med_{i,j}[(V_i - V_j)^2 R_{ij}], \quad (3.12)$$

O valor de f_{me} foi determinado numericamente, sendo $f_{me} = 6.5$ a melhor estimativa de acordo com Heisler et al. (1985).

E como última alternativa temos o estimador da massa média, determinado pela equação 3.13. Esse estimador apresenta a mesma sensibilidade a contaminantes dos estimadores da massa do virial e projetada.

$$M_{av} = \frac{2f_{av}}{GN(N-1)} \sum_i \sum_{j<i} (V_i - V_j)^2 R_{ij}, \quad (3.13)$$

O melhor valor para o fator f_{av} , segundo determinação numérica realizada por Heisler et al. (1985), é $f_{av} = 2.8$.

Calculamos a média e o desvio padrão das diferentes estimativas de massa determinadas para cada aglomerado a fim de obter a dispersão relativa aos quatro métodos utilizados. As estimativas de massa calculadas pelos quatro métodos para cada aglomerado, a média e a dispersão dos resultados estão descritos na tabela 3.6.

Tabela 3.6 - Estimativas da massa do virial e alternativas.

Aglomerado	$M_{vt}(10^{14}M_{\odot})$	$M_{pm}(10^{14}M_{\odot})$	$M_{me}(10^{14}M_{\odot})$	$M_{av}(10^{14}M_{\odot})$	Média ($10^{14}M_{\odot}$)	Desvio Padrão ($10^{14}M_{\odot}$)
SG1	5.41	6.84	4.90	4.90	5.51	0.92
SG2	21.8	26.0	19.3	18.9	21.5	3.28
SG3	10.8	10.2	9.05	8.34	9.60	1.11

Podemos observar que as massas obtidas para o aglomerado SG2 pelos quatro métodos aqui descritos são significativamente maiores que a massa obtida pelo método descrito na seção 3.1.3.1, sendo incompatíveis dentro das incertezas estimadas. Uma explicação para essa discrepância é a possível bimodalidade apresentada no espaço de *redshift* do aglomerado. Essa bimodalidade, que pode ser reflexo de o sistema SG2 não estar em equilíbrio dinâmico, afeta de maneira mais pronunciada a estimativa de massa que utiliza as distâncias entre galáxias do aglomerado em comparação com o método que só utiliza a dispersão de velocidades. Para os demais aglomerados, SG1 e SG3, as massas aqui determinadas são compatíveis com a massa determinada em 3.1.3.1 dentro de suas incertezas.

Segunda a análise de Heisler et al. (1985) comparando os estimadores de massa descritos, os resultados obtidos pelos quatro métodos são igualmente satisfatórios. Porém, se um dos estimadores apresentar grande erro na estimativa da massa os outros três também apresentarão, significando que esses estimadores não fornecem uma validação independente entre si.

3.2 Amostra SDSS

Nessa seção descreveremos a análise realizada com os dados espectroscópicos de galáxias obtidos de catálogos do SDSS para todos os aglomerados do SOGRAS. Pelo baixo número de dados espectroscópicos disponíveis para cada aglomerado, realizamos um *stacking* (e.g. Biviano e Girardi 2003) dos dados selecionados a fim de viabilizar nossa análise e determinação da massa, criando novos aglomerados *ensembles* ao unir os dados dos diferentes aglomerados. O critério de divisão da amostra, cálculo da massa e resultados finais estão detalhados a seguir.

3.2.1 Divisão da Amostra

Iniciamos nossa análise da Amostra SDSS pela divisão dos aglomerados SOGRAS em intervalos de *redshift*, centrados em $z = 0.3$ e $z = 0.5$, e riqueza, considerada alta para valores $n \geq 35$ e baixa para valores $n < 35$ para ambos os intervalos de z . Para isso utilizamos o

redshift espectroscópico da BCG (z_{BCG}), obtido dos catálogos do SDSS e considerado como sendo o *redshift* do aglomerado (Quintana e Lawrie, 1982), e a riqueza calculada através do ECGMM (*Error Corrected Gaussian Mixture Model*) (Hao et al., 2010), que fornece valores mais homogêneos para uma análise envolvendo todos os aglomerados. A escolha do intervalo de riqueza foi feita de forma que cada intervalo de *redshift* tivesse aproximadamente o mesmo número de galáxias. Ao final da divisão obtivemos seis *ensembles*: $z= 0.3$ e riqueza baixa, $z= 0.3$ e riqueza alta, $z= 0.5$ e riqueza baixa, $z= 0.5$ e riqueza alta e por fim $z= 0.3$ e $z= 0.5$ sem divisão por riqueza. Após definir os aglomerados pertencentes a cada intervalo de riqueza e *redshift*, mantivemos na análise aqueles que possuíam no mínimo dados de *redshift* espectroscópico da BCG e de mais um membro. Inicialmente foram considerados membros dos aglomerados as galáxias com valor de *redshift* espectroscópico $z_{gal} = z_{BCG} \pm 0.01$. Em seguida eliminamos objetos que apresentassem valor de z distantes por mais de 3σ do valor de z da BCG, com σ sendo o desvio-padrão relativo aos valores de z considerados para o aglomerado em questão. As BCGs não foram incluídas no *stacking*. Na tabela 3.7 apresentamos os dados finais de cada *ensemble*.

Tabela 3.7 - Parâmetros de cada *ensemble*.

<i>Redshift</i>	Riqueza	Número de Aglomerados	Número de Galáxias
0.3	todas	19	76
0.5	todas	17	68
0.3	baixa	11	39
0.3	alta	8	37
0.5	baixa	8	33
0.5	alta	9	35

Ao unir os diferentes aglomerados em um novo aglomerado *ensemble*, é necessário trazer as diferentes velocidades radiais V_i de cada galáxia para o referencial do *ensemble* (z_{ens}). Realizamos essa normalização através da equação abaixo:

$$V_i = c(z_{BCG} - z_{gal}) \left(\frac{1 + z_{ens}}{1 + z_c} \right) + cz_{ens} \quad (3.14)$$

Podemos ver na figura 3.12 a distribuição espacial dos membros de cada *ensemble*, onde as posições são referentes à distância de cada membro para a respectiva BCG no aglomerado original. Observamos que as distribuições dos *ensembles* sem divisão por riqueza são mais homogêneas, fato esperado já que esses conjuntos possuem um maior número de dados.

3.2.2 Estimativa da Massa Dinâmica

Após construirmos os *ensembles* descritos na seção anterior, partimos para o cálculo da massa dinâmica de cada um deles. Para esse cálculo utilizamos apenas as equações 3.8 e 3.9 (Carlberg et al., 1997), sendo portanto necessário obter a dispersão de velocidades (σ_v) de cada conjunto. A determinação de σ_v foi feita através da equação $\sigma_v = \sigma(1 + z_{ens})$ (Danese et al., 1980), utilizando o estimador robusto do desvio padrão (σ) aplicado aos valores de velocidade radial V_i dos membros de cada *ensemble*. Usamos o mesmo estimador do desvio padrão descrito na seção 3.1.2. O *redshift* sistêmico z_{sis} do *ensemble* foi determinado através da mediana dos valores de V_i .

Na figura 3.13 estão representadas as distribuições de densidade no espaço de *redshift* de cada *ensemble*, com a distribuição normal simulada a partir dos valores de z_{sis} e σ_v determinados para cada caso. Novamente é possível ver uma distribuição mais próxima da normalidade para os casos sem divisão por riqueza, devido ao maior número de pontos, além do caso com $z = 0.5$ e riqueza alta.

Seguindo o mesmo procedimento descrito na seção 3.1.2 para testar a normalidade das distribuições no espaço de *redshift*, aplicamos os testes de Anderson-Darling e Shapiro-Wilk para os *ensembles*. Os valores-p obtidos estão descritos na tabela 3.8.

Tabela 3.8 - Teste de normalidade das distribuições.

Ensemble	Valores-p	
	Teste de Anderson-Darling	Teste de Shapiro-Wilk
z=0.3	0.296	0.4835
z=0.5	0.6804	0.5799

z=0.3, riqueza baixa	0.07874	0.176
z=0.3, riqueza alta	0.1892	0.4353
z=0.5, riqueza baixa	0.6031	0.603
z=0.5, riqueza alta	0.6356	0.6821

Para nenhum do *ensembles* obtivemos valores- $p \leq 0.05$, não podendo, portanto, descartar a hipótese nula de gaussianidade em nenhum dos casos. Vemos que os *ensembles* com menores valor- p são os com $z = 0.3$.

O intervalo de confiança de σ_v novamente foi determinado a partir do método de *bootstrapping*. A reamostragem foi feita com 1000 interações de *bootstrap* utilizando a função *boot*, e o intervalo de confiança (IC) de 68% determinado com a função *boot.ci*, do tipo aproximação normal de primeira ordem, ambas do pacote *boot*. Utilizando os valores do IC determinados para σ_v , calculamos o IC para a massa dinâmica. Os valores encontrados para σ_v , R_{200} e as massas estão descritos na tabela 3.9.

Tabela 3.9 - Parâmetros de cada ensemble da amostra SOGRAS.

<i>Redshift</i>	Riqueza	σ_v (km/s)	R_{200} (Mpc)	M_{200} ($10^{14}M_{\odot}$)
0.3	todas	753.51	1.60	$6.33^{+3.87}_{-2.14}$
0.5	todas	867.20	1.64	$8.60^{+5.2}_{-1.58}$
0.3	baixa	615.93	1.31	$3.46^{+2.62}_{-0.83}$
0.3	alta	889.70	1.89	$10.4^{+7.5}_{-3.96}$
0.5	baixa	802.73	1.52	$6.82^{+5.88}_{-1.78}$
0.5	alta	971.90	2.06	$13.6^{+3.4}_{-6.53}$

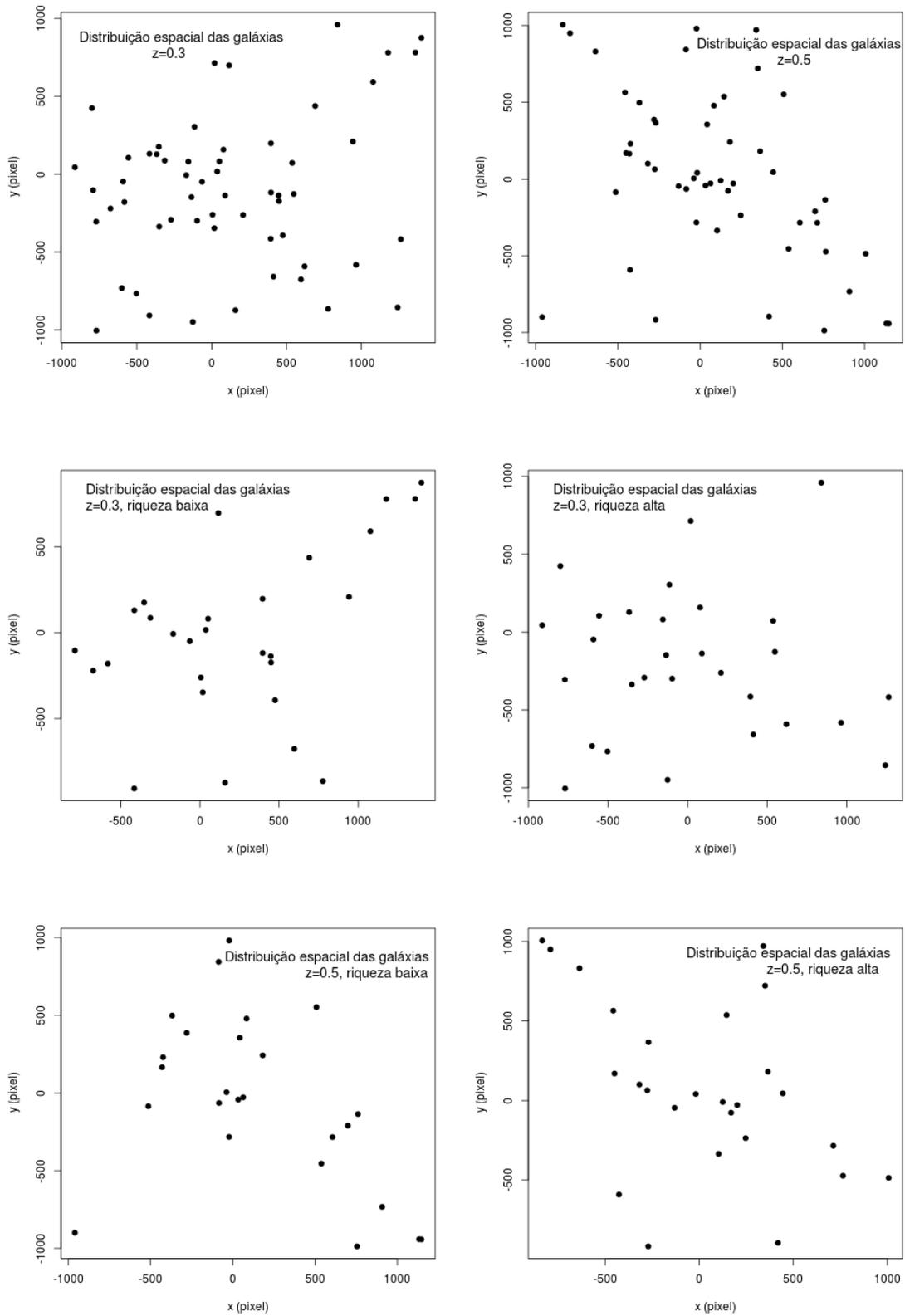


Figura 3.12: Distribuição espacial das galáxias em cada intervalo de *redshift* e riqueza.

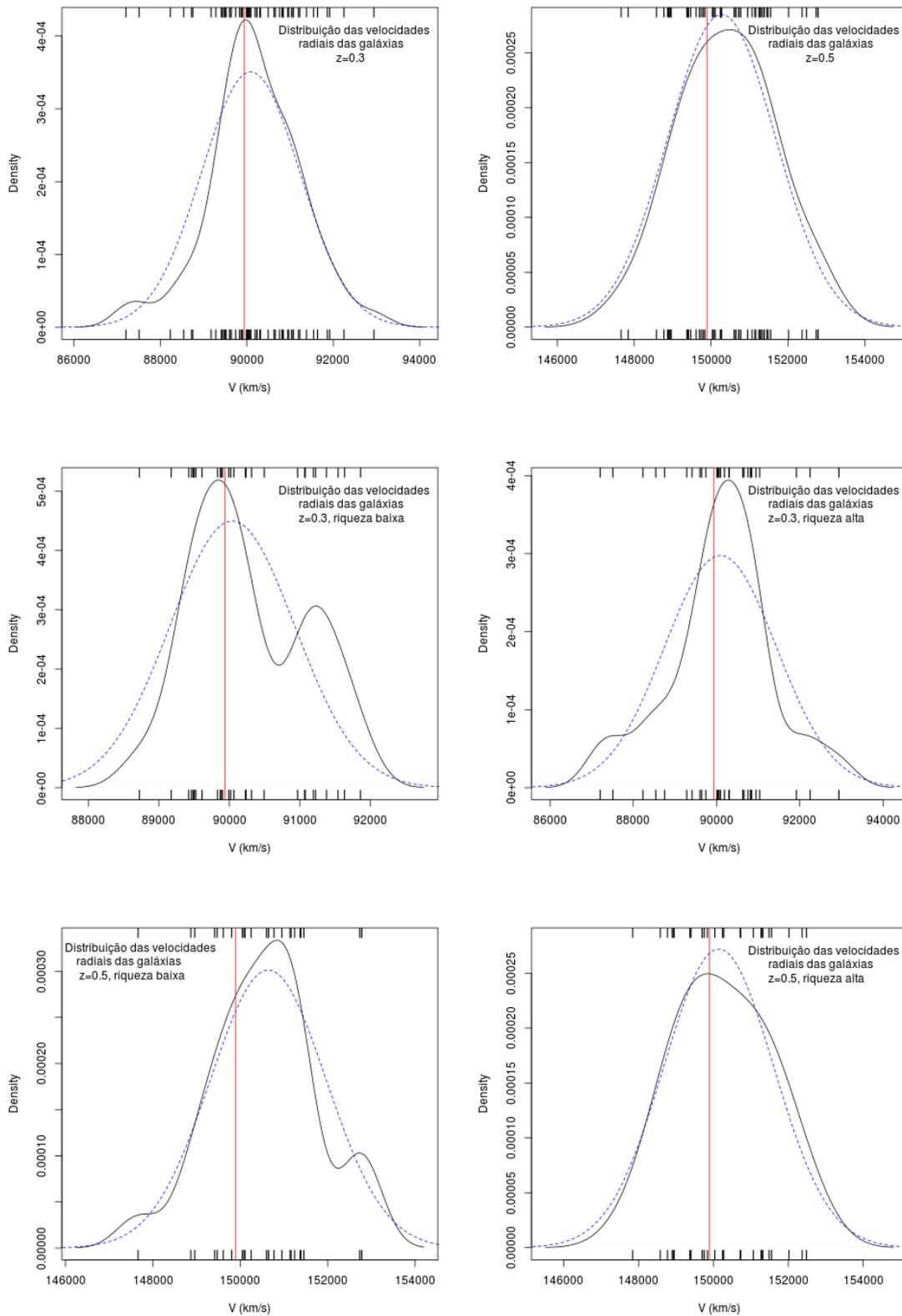


Figura 3.13: Distribuição de densidade das galáxias no espaço de *redshift* para cada intervalo de *redshift* e riqueza. Os traços na parte superior e inferior da figura indicam o valor exato do z de cada membro, a linha tracejada azul mostra a distribuição normal simulada para o *ensemble* e a linha vermelha indica o valor de z considerado para o *ensemble*.

Conclusões e Perspectivas

Nosso estudo teve início com a análise de três aglomerado de galáxias, chamados de amostra GEMINI, apresentando candidatos à arcos gravitacionais. Com os dados espectroscópicos obtidos para os membros desses aglomerados pudemos determinar valores de *redshift* que, na etapa seguinte, foram utilizados para determinar a dispersão de velocidades e estimativa da massa dinâmica dos aglomerados.

A determinação dos valores de *redshift* dos objetos de cada aglomerado, com base em dados espectroscópicos e descrita na seção 3.1.1, teve uma eficiência de $\sim 67\%$ na média, o que julgamos satisfatório. Esse bom rendimento é devido a dois fatores: o tempo de observação (~ 35 minutos no total), adequado para as galáxias membro dos aglomerados, e a rotina utilizada para a determinação de z , também adequada para esses dados. Consideramos, porém, que houve muita interação humana nesse processo, uma vez que cada valor de z determinado foi analisado individualmente por nós, conforme descrito na seção 3.1.1.3, a fim de verificar a qualidade do resultado. Pretendemos estudar novos métodos para tornar essa determinação mais robusta e automatizada, pois a técnica aqui descrita se torna inviável para uma quantidade de dados já da ordem de centenas.

Dentro dos *redshifts* determinados, foram considerados membros para o aglomerado SG1 63% dos valores, 84% para o aglomerado SG2 e 53% para SG3. Consideramos esses valores satisfatórios, uma vez que para a confecção da máscara espectroscópica é necessário selecionar também objetos mais afastados do centro do aglomerado, demonstrando que a seleção baseada na sequência vermelha foi eficiente.

Embora a eficiência na determinação de z tenha sido satisfatória, a rotina utilizada falhou para alguns poucos casos onde o espectro analisado apresentava características suficientes para a obtenção do *redshift*. Essa falha deverá futuramente ser estudada com

mais cuidado e se possível corrigida, de forma a evitar esse tipo de problema quando uma quantidade maior de dados for analisada.

Por outro lado, a eficiência na determinação do *redshift* dos candidatos à arcos foi muito baixa. De um total de 15 candidatos observados, apenas um teve o valor de z determinado com qualidade. Essa baixa eficiência demonstra que o tempo de observação de ~ 70 minutos dedicado à esses objetos, com mag_r da ordem de 23.5 a 21, não foi suficiente. Com base nessa constatação, novos pedidos de tempo de observação devem ser substancialmente maiores para esse tipo de objeto. Além de um tempo de observação maior, outro tipo de técnica de observação pode se mostrar mais eficiente, como por exemplo o modo *Nod & Shuffle*, que permite uma melhor subtração do céu (para mais detalhes sobre a técnica veja e.g. Abraham et al. (2004b)).

A estimativa da massa dinâmica da amostra GEMINI foi realizada através de cinco métodos, todos baseados no teorema do virial. O primeiro leva em consideração apenas a dispersão de velocidades na linha de visada (Carlberg et al., 1997), e os outros quatro consideram também as distâncias projetadas entre galáxias do aglomerado (Heisler et al., 1985). A dispersão de velocidades dos aglomerados foi determinada aplicando um estimador robusto do desvio padrão nos valores de z determinados para cada aglomerado. Para os aglomerados SG1 e SG3 os valores determinados pelos cinco métodos são compatíveis entre si. Já para o aglomerado SG2, que apresenta uma possível distribuição bimodal no espaço de *redshift*, todos os valores obtidos pelos métodos que utilizam as distâncias projetadas são maiores e estão fora do IC de 68% do valor obtido utilizando apenas a dispersão de velocidades na linha de visada. Acreditamos que essa discrepância se deve ao fato de os métodos que utilizam as distâncias projetadas serem mais sensíveis à uma possível subestrutura do aglomerado.

O candidato à arco gravitacional com *redshift* determinado teve a dispersão de velocidades também calculada através da estimativa do raio de Einstein (pela equação 3.6). Os valores obtidos pelos dois métodos, dinâmico (σ_v) e lentes (σ_l), são compatíveis: $\sigma_v = 811.5$ km/s e $\sigma_l = 832.1$ km/s

Adotamos para as análises seguintes o método de determinação da massa utilizando apenas a dispersão de velocidades na linha de visada, por simplicidade. Para ter uma maior certeza sobre qual é o método mais adequado, porém, seria necessário aprofundar a análise e comparação entre os resultados obtidos. Isso poderia ser feito através de uma

amostra com maior quantidade de dados ou através de simulações. Futuramente iremos aplicar um outro método dinâmico descrito em Biviano et al. (2006), com o intuito de ter mais um valor para comparação dos métodos.

Uma segunda etapa de análise foi realizada para a amostra original de 47 aglomerados SOGRAS. Para esses aglomerados obtivemos os valores de z espectroscópico a partir de dados disponíveis no SDSS, até o DR7. Os dados foram dividido em dois intervalos de z , centrados em $z = 0.3$ e $z = 0.5$, e dois valores de riqueza, $N \geq 35$ e $N < 35$, além de um intervalo dividido em z mas sem divisão por riqueza, obtendo ao final 6 aglomerados *ensembles*. Novamente calculamos para cada *ensemble* uma estimativa da dispersão de velocidades, através do mesmo estimador robusto do desvio-padrão utilizado para a amostra GEMINI, e da massa dinâmica baseada apenas na dispersão de velocidades.

Dentro do IC de 68% as massas obtidas para todos os *ensembles* são compatíveis. Essa constatação é positiva para o objetivo do projeto SOGRAS, pois para analisar a evolução da estrutura de aglomerados em função de z é preciso obter uma amostra homogênea. Podemos observar, porém, que todos os *ensembles* centrados em $z = 0.5$ apresentam massa maior em comparação com os centrados em $z = 0.3$. Isso possivelmente se deve a efeitos de seleção, já que para *redshifts* maiores torna-se mais difícil detectar aglomerados de baixa massa.

Comparando as massas obtidas através do mesmo método (equação 3.9) para os aglomerados da amostra GEMINI, individualmente, e as massas obtidas para os *ensembles* da amostra SOGRAS, temos valores compatíveis dentro do IC de 68% para o aglomerado SG2 e o *ensemble* ao qual ele pertence ($z = 0.5$, riqueza ≥ 35), e para o aglomerado SG3 e o *ensemble* com $z = 0.3$ e riqueza ≥ 35 . Já para o aglomerado SG1 os valores não são compatíveis dentro do IC de 68%; o limite superior da massa para o aglomerado individual é de $6.26 \times 10^{14} M_{\odot}$ e o limite inferior para o *ensemble* é $6.44 \times 10^{14} M_{\odot}$. De fato todos os valores determinados para os aglomerados individualmente são menores que os valores estimados para os *ensembles*. Isso é algo surpreendente, uma vez que esses são os aglomerados onde foram detectados arcos gravitacionais e, portanto, espera-se que sejam mais massivos. É possível que os *offsets* entre os *redshifts* sistêmicos e os *redshifts* das BCGs, utilizados como sendo o *redshift* dos aglomerados no caso da amostra SOGRAS, sejam responsáveis por uma aumento da dispersão de velocidades no *ensemble*. Para testar essa hipótese e entender melhor o comportamento dos aglomerados estudados de forma individual e de

forma conjunta, pretendemos fazer uma análise recorrendo à simulações.

A continuidade da análise aqui apresentada será feita através de novos dados de espectroscopia multi-objeto para outro aglomerado da amostra SOGRAS. Esse aglomerado também apresenta candidatos a arcos gravitacionais e está localizado em $z \sim 0.3$. O programa para essa observação está na fila de observação do telescópio Gemini Norte, com tempo de integração total de 5 horas, no modo de espectroscopia multi-objeto utilizando a técnica *Nod & Shuffle*, já citada. De posse desses novos dados, faremos o mesmo processo aqui descrito, iniciando pelo processamento das imagens e redução dos espectros, passando pela obtenção dos *redshifts* das galáxias membro e candidatos à arcos gravitacionais e finalmente determinando a dispersão de velocidades e estimativa da massa dinâmica. Nesse objeto existem, claramente, imagens múltiplas de uma mesma fonte. Posto isso, e mais o valores de *redshift* que devem ser determinados pela observação, poderemos fazer a reconstrução da lente através de técnicas de inversão (Kneib et al., 2011).

Referências Bibliográficas

- A. P. Dempster N. M. L., Rubi D. B., Maximum Likelihood from Incomplete Data via the EM Algorithm, *ournal of the Royal Statistical Society*, 1977
- Abraham R. G., Glazebrook K., McCarthy P. J., Crampton D., Murowinski R., Jørgensen I., Roth K., Hook I. M., Savaglio S., Chen H.-W., Marzke R. O., Carlberg R. G., The Gemini Deep Deep Survey. I. Introduction to the Survey, Catalogs, and Composite Spectra, *AJ*, 2004a, vol. 127, p. 2455
- Abraham R. G., Glazebrook K., McCarthy P. J., Crampton D., Murowinski R., Jørgensen I., Roth K., Hook I. M., Savaglio S., Chen H.-W., Marzke R. O., Carlberg R. G., The Gemini Deep Deep Survey. I. Introduction to the Survey, Catalogs, and Composite Spectra, *AJ*, 2004b, vol. 127, p. 2455
- Ahn C. P., Alexandroff R., Allende Prieto C., Anderson S. F., Anderton T., Andrews B. H., Aubourg É., Bailey S., Balbinot E., Barnes R., et al. The Ninth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey: First Spectroscopic Data from the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey, *ApJS*, 2012, vol. 203, p. 21
- Allen S. W., Evrard A. E., Mantz A. B., Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters, *ARA&A*, 2011, vol. 49, p. 409
- Annis J., Soares-Santos M., Strauss M. A., Becker A. C., Dodelson S., Fan X., Gunn J. E., Hao J., Ivezić Z., Jester S., Jiang L., Johnston D. E., Kubo J. M., Lampeitl H., Lin H., Lupton R. H., Miknaitis G., Seo H.-J., Simet M., Yanny B., The SDSS Coadd: 275 deg² of Deep SDSS Imaging on Stripe 82, *ArXiv e-prints*, 2011

- Bahcall J. N., Tremaine S., Methods for determining the masses of spherical systems. I - Test particles around a point mass, *ApJ*, 1981, vol. 244, p. 805
- Bahcall N. A., Cen R., Galaxy clusters and cold dark matter - A low-density unbiased universe?, *ApJ*, 1992, vol. 398, p. L81
- Bartelmann M., Huss A., Colberg J. M., Jenkins A., Pearce F. R., Arc statistics with realistic cluster potentials. IV. Clusters in different cosmologies, *A&A*, 1998, vol. 330, p. 1
- Bartelmann M., Limousin M., Meneghetti M., Schmidt R., Internal Cluster Structure, *Space Sci. Rev.*, 2013, vol. 177, p. 3
- Bertschinger E., Simulations of Structure Formation in the Universe, *ARA&A*, 1998, vol. 36, p. 599
- Binney J., Tremaine S., *Galactic dynamics*, 1987
- Biviano A., Girardi M., The Mass Profile of Galaxy Clusters out to $\sim 2r_{200}$, *ApJ*, 2003, vol. 585, p. 205
- Biviano A., Girardi M., Giuricin G., Mardirossian F., Mezzetti M., The mass function of nearby galaxy clusters, *ApJ*, 1993, vol. 411, p. L13
- Biviano A., Murante G., Borgani S., Diaferio A., Dolag K., Girardi M., On the efficiency and reliability of cluster mass estimates based on member galaxies, *A&A*, 2006, vol. 456, p. 23
- Bullock J. S., Kolatt T. S., Sigad Y., Somerville R. S., Kravtsov A. V., Klypin A. A., Primack J. R., Dekel A., Profiles of dark haloes: evolution, scatter and environment, *MNRAS*, 2001, vol. 321, p. 559
- Carlberg R. G., Yee H. K. C., Ellingson E., The Average Mass and Light Profiles of Galaxy Clusters, *ApJ*, 1997, vol. 478, p. 462
- Carlberg R. G., Yee H. K. C., Ellingson E., Abraham R., Gravel P., Morris S., Pritchet C. J., Galaxy Cluster Virial Masses and Omega, *ApJ*, 1996, vol. 462, p. 32

- Cen R., Toward Understanding Galaxy Clusters and Their Constituents: Projection Effects on Velocity Dispersion, X-Ray Emission, Mass Estimates, Gas Fraction, and Substructure, *ApJ*, 1997, vol. 485, p. 39
- Danese L., de Zotti G., di Tullio G., On velocity dispersions of galaxies in rich clusters, *A&A*, 1980, vol. 82, p. 322
- Diaferio A., Mass estimation in the outer regions of galaxy clusters, *MNRAS*, 1999, vol. 309, p. 610
- Diaferio A., Geller M. J., Rines K. J., Caustic and Weak-Lensing Estimators of Galaxy Cluster Masses, *ApJ*, 2005, vol. 628, p. L97
- Dolag K., Borgani S., Schindler S., Diaferio A., Bykov A. M., Simulation Techniques for Cosmological Simulations, *Space Sci. Rev.*, 2008, vol. 134, p. 229
- Dressler A., The Evolution of Galaxies in Clusters, *ARA&A*, 1984, vol. 22, p. 185
- Ettori S., Donnarumma A., Pointecouteau E., Reiprich T. H., Giodini S., Lovisari L., Schmidt R. W., Mass Profiles of Galaxy Clusters from X-ray Analysis, *Space Sci. Rev.*, 2013, vol. 177, p. 119
- Faber S. M., Gallagher J. S., Masses and mass-to-light ratios of galaxies, *ARA&A*, 1979, vol. 17, p. 135
- Fadda D., Girardi M., Giuricin G., Mardirossian F., Mezzetti M., The Observational Distribution of Internal Velocity Dispersions in Nearby Galaxy Clusters, *ApJ*, 1996, vol. 473, p. 670
- Furlanetto C., Santiago B. X., Makler M., Cypriano E. S., Caminha G. B., Pereira M. E. S., Neto A. F., Estrada J., Lin H., Hao J., McKay T. A., da Costa L. N., Maia M. A. G., The SOAR Gravitational Arc Survey - I. Survey overview and photometric catalogues, *MNRAS*, 2013
- Girardi M., Giuricin G., Mardirossian F., Mezzetti M., Boschini W., Optical Mass Estimates of Galaxy Clusters, *ApJ*, 1998, vol. 505, p. 74
- Gunn J. E., Gott III J. R., On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution, *ApJ*, 1972, vol. 176, p. 1

- Guth A. H., Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems, *Phys. Rev. D*, 1981, vol. 23, p. 347
- Guth A. H., Pi S.-Y., Fluctuations in the new inflationary universe, *Physical Review Letters*, 1982, vol. 49, p. 1110
- Hao J., McKay T. A., Koester B. P., Rykoff E. S., Rozo E., Annis J., Wechsler R. H., Evrard A., Siegel S. R., Becker M., Busha M., Gerdes D., Johnston D. E., Sheldon E., A GMBCG Galaxy Cluster Catalog of 55,424 Rich Clusters from SDSS DR7, *ApJS*, 2010, vol. 191, p. 254
- Hawking S. W., Horowitz G. T., The gravitational Hamiltonian, action, entropy and surface terms, *Class. Quantum Grav*, 1996
- Heisler J., Tremaine S., Bahcall J. N., Estimating the masses of galaxy groups - Alternatives to the virial theorem, *ApJ*, 1985, vol. 298, p. 8
- Hogg D. W., Distance measures in cosmology, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 1999
- Huss A., Jain B., Steinmetz M., The formation and evolution of clusters of galaxies in different cosmogonies, *MNRAS*, 1999, vol. 308, p. 1011
- Jeans J. H., The Stability of a Spherical Nebula, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 1902, vol. 199, p. 1
- Kibble T. W. B., Classification of topological defects and their relevance to cosmology and elsewhere. In *Topological Defects and the Non-Equilibrium Dynamics of Symmetry Breaking Phase Transitions* , 2000, p. 7
- King I. R., The structure of star clusters. III. Some simple dynamical models, *AJ*, 1966, vol. 71, p. 64
- Kneib J.-P., Bonnet H., Golse G., Sand D., Jullo E., Marshall P., , 2011 *LENSTOOL: A Gravitational Lensing Software for Modeling Mass Distribution of Galaxies and Clusters (strong and weak regime)*
- Kravtsov A. V., Borgani S., Formation of Galaxy Clusters, *ARA&A*, 2012, vol. 50, p. 353

-
- Limber D. N., Mathews W. G., The Dynamical Stability of Stephan's Quintet., *ApJ*, 1960, vol. 132, p. 286
- Maraston C., Strömbäck G., Thomas D., Wake D. A., Nichol R. C., Modelling the colour evolution of luminous red galaxies - improvements with empirical stellar spectra, *MNRAS*, 2009, vol. 394, p. L107
- Meneghetti M., Bartelmann M., Dahle H., Limousin M., Arc Statistics, *Space Sci. Rev.*, 2013, vol. 177, p. 31
- Myers S. T., Baker J. E., Readhead A. C. S., Leitch E. M., Herbig T., Measurements of the Sunyaev-Zeldovich Effect in the Nearby Clusters A478, A2142, and A2256, *ApJ*, 1997, vol. 485, p. 1
- Narayan R., Bartelmann M., Lectures on Gravitational Lensing, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 1996
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., The Structure of Cold Dark Matter Halos, *ApJ*, 1996, vol. 462, p. 563
- Padmanabhan T., *Structure Formation in the Universe*, 1993
- Primack J. R., *Dark Matter and Structure Formation in the Universe*, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 1997
- Quintana H., Lawrie D. G., On the Determination of Velocity Dispersions for CD Clusters of Galaxies, *AJ*, 1982, vol. 87, p. 1
- Rousseeuw P. J., Croux C., Alternatives to the Median Absolute Deviation, *Journal of the American Statistical Association*, 1993, vol. 88
- Sarazin C. L., X-ray emission from clusters of galaxies, *Reviews of Modern Physics*, 1986, vol. 58, p. 1
- Schneider P., *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, 2006
- Shapiro S. S., Wilk M. B., An analysis of variance test for normality, *Biometrika*, 1965
- Sheather S. J., Jones M. C., A reliable data-based bandwidth selection method for kernel density estimation, *Journal of the Royal Statistical Society*, 1991

Stephens M. A., Statistics for Goodness of Fit and Some Comparisons, Journal of the American Statistical Association, 1974

Stowell S., Instant R: An Introduction to R for Statistical Analysis. Jotunheim Publishing, 2012

Sunyaev R. A., Zeldovich I. B., Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the universe, ARA&A, 1980, vol. 18, p. 537

Tonry J., Davis M., A survey of galaxy redshifts. I - Data reduction techniques, AJ, 1979, vol. 84, p. 1511

Voit G. M., Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies, Reviews of Modern Physics, 2005, vol. 77, p. 207

Zwicky F., Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln, Helvetica Physica Acta, 1933, vol. 6, p. 110

Apêndice

Apêndice A

Tabelas

A.1 Dados da amostra SOGRAS

Tabela A.1 - Dados da amostra de aglomerados do SOGRAS.

Cluster ID	RA (J2000)	Dec (J2000)	z_{phot}	N_{gals}^i	N_{gals}^{GM}	Data da Observação
SGAS0001+0020	00:01:01	00:20:17	0.538	39	6	2008-11-20
SGAS0001+0047	00:01:56	00:47:21	0.527	37	6	2008-10-03
SGAS0008-0038	00:08:21	-00:38:45	0.523	32	53	2010-02-12
SGAS0014-0057	00:14:54	-00:57:08	0.535	62	46	2010-31-10
SGAS0024+0030	00:24:00	00:30:07	0.292	33	30	2010-01-11
SGAS0041-0043	00:41:09	-00:43:49	0.564	28	26	2010-02-12
SGAS0104-0024	01:04:24	-00:24:51	0.266	26	24	2010-08-12
SGAS0104+0003	01:04:55	00:03:36	0.272	85	66	2010-31-10
SGAS0106+0049	01:06:07	00:49:10	0.263	35	32	2010-31-10
SGAS0127+0022	01:27:13	00:22:06	0.338	26	40	2010-01-11
SGAS0130+0028	01:30:36	00:28:39	0.335	24	27	2010-08-12
SGAS0137-0009	01:37:29	-00:09:56	0.341	37	38	2010-31-10
SGAS0155+0029	01:55:38	00:29:42	0.525	36	9	2008-11-20
SGAS0200-0003	02:00:33	-00:03:46	0.580	41	47	2010-31-10
SGAS0202-0055	02:02:23	-00:55:57	0.599	43	34	2010-31-10
SGAS0210+0110	02:10:56	01:10:44	0.276	88	35	2008-11-21
SGAS0218-0014	02:18:45	-00:14:52	0.502	34	73	2010-01-11
SGAS0219+0022	02:19:49	00:22:25	0.531	36	35	2008-10-03
SGAS0220-0000	02:20:03	-00:00:18	0.555	28	42	2010-08-12
SGAS0245-0032	02:45:27	-00:32:36	0.580	54	42	2010-31-10
SGAS0316+0039	03:16:46	00:39:54	0.554	31	7	2008-11-20
SGAS0319+0042	03:19:25	00:42:52	0.546	32	4	2008-11-04
SGAS0319+0050	03:19:44	00:50:55	0.576	40	23	2008-11-20
SGAS0320+0012	03:20:47	00:12:43	0.255	24	9	2008-11-21
SGAS0321+0026	03:21:11	00:26:20	0.309	47	34	2008-11-21
SGAS0321+0103	03:21:57	01:03:59	0.549	31	2	2008-11-04
SGAS0322-0030	03:22:56	-00:30:06	0.543	41	30	2008-11-21

SGAS0327+0011	03:27:09	00:11:32	0.549	31	27	2009-01-02
SGAS0328+0044	03:28:15	00:44:51	0.322	41	30	2009-01-02
SGAS0343+0041	03:43:57	00:41:31	0.511	33	0	2008-11-04
SGAS0346-0035	03:46:39	-00:35:03	0.541	31	10	2009-01-02
SGAS0850+0015 ^a	08:50:23	00:15:36	0.202	42	29	2011-01-11
SGAS0905-0003 ^a	09:05:52	-00:03:19	0.305	30	24	2011-01-12
SGAS0916-0024 ^a	09:16:09	-00:24:16	0.345	78	43	2011-01-11
SGAS0921-0010 ^a	09:21:41	-00:10:18	0.305	35	26	2011-01-12
SGAS0928+0000 ^a	09:28:45	00:00:55	0.307	47	31	2011-01-12
SGAS0940+0744 ^b	09:40:53	07:44:25	0.390	68	39	2011-01-11
SGAS1023+0413 ^b	10:23:39	04:13:08	0.465	42	29	2011-01-11
SGAS1054+1439 ^b	10:54:17	14:39:04	0.328	118	59	2011-01-12
SGAS2118+0033	21:18:49	00:33:37	0.276	68	53	2010-31-10
SGAS2311-0030	23:11:06	-00:30:59	0.594	34	39	2010-01-11
SGAS2312-0015	23:12:52	-00:15:02	0.588	51	40	2010-10-03
SGAS2315+0053	23:15:45	00:53:12	0.326	32	37	2010-01-11
SGAS2330+0055	23:30:09	00:55:51	0.548	40	40	2010-01-11
SGAS2335+0039	23:35:42	00:39:20	0.564	46	23	2010-01-11
SGAS2343+0020	23:43:34	00:20:37	0.269	55	37	2010-31-10
SGAS2346+0044	23:46:30	00:44:23	0.291	37	28	2010-01-11

^a Aglomerado da amostra auxiliar.

^b Aglomerado da amostra extra.

A.2 Valores de *redshift* determinados para a amostra GEMINI

Tabela A.2 - Valores de *redshift* determinados para o aglomerado SG1.

ID	z	erro
164	0.30434	21.444
312	0.0838*	26.31
354	0.3014*	32.57
611	0.4832*	62.19
710	0.30172	27.552
833	0.29667	22.199
851	0.30021	81.51
938	0.30470	52.926
1002	0.30308	28.929
1049	0.4662*	192.16
1131	0.29890	28.374
1156	0.30338	32.611
1240	0.29650	23.011
1517	0.3416*	7 52.18
1576	0.29902	24.689

1676	0.30243	24.061
1786	0.655**	
1824	0.4994*	98.58
1927	0.29698	42.446
2072	0.30414	20.742
2143	0.3605*	20.44
2252	0.4850*	104.67
2363	0.30043	35.71
2540	0.30307	22.765
2545	0.46676**	
054	0.6613*	29.35
698	0.30535	31.58
736	0.3404*	68.50
740	0.30364	27.28
873	0.2963*	61.48
910	0.30335	31.48
1133	0.30111	45.45
1243	0.30162	29.912
1267	0.30137	36.506
1699	0.31832	34.598
1890	0.5003*	94.06
1939	0.29735	39.504
2203	0.30325	37.615
2281	0.1554*	32.91
2437	0.2370*	66.00
2438	0.7183*	22.50

* *Redshift* determinado por linhas de emissão

** *Redshift* determinado através da identificação visual das linhas H e k

Tabela A.3 - Valores de *redshift* determinados para o aglomerado SG2.

ID	<i>z</i>	erro
161	0.44339	79.67
250	0.5439*	52.69
410	0.53696**	
506	0.5372*	3.85
712	0.54021	93.87
905	0.54463	39.962
1097	0.53722	40.55
1170	0.53301**	
1256	0.5352*	30.93
1558	0.54463	65.559
1565	0.53923	49.176
1783	0.53461**	

2040	0.53867	39.993
2154	0.54117	40.924
2346	0.53548	71.606
2602	0.53976	38.079
2850	0.54572	96.211
3035	0.53806	158.989
3086	0.5389*	67.77
3209	0.53664	51.773
3340	0.3604*	143.61
9005	0.5276*	45.15
359	0.48395	41.2
479	0.5349*	5.28
607	0.5418	139.67
857	0.54580	49.768
909	0.53921	81.562
1023	0.53996	56.223
1078	0.54718	74.519
1198	0.53406	48.015
1389	0.3571*	295.33
1472	0.39858	45.349
1562	0.87459	143.379
1615	0.39767	31.437
2222	0.16476	77.713
2307	0.53922	63.246
2354	0.53695	57.634
2480	0.8137*	77.99
2646	0.53446**	
2934	0.6138*	54.42
2982	0.53129	24.427
3121	0.53782	52.366
3165	0.53534	90.856
3267	0.6146*	128.28
9001	0.5295*	121.22

* *Redshift* determinado por linhas de emissão

** *Redshift* determinado através da identificação visual das linhas H e k

Tabela A.4 - Valores de *redshift* determinados para o aglomerado SG3.

ID	z	erro
068	0.20229	38.263
284	0.00106	33.012
301	0.4430*	49.28
348	0.3202*	37.25
462	0.42595	68.345

580	0.42889	41.305
601	0.31892	29.13
625	0.4848*	35.55
649	0.1983*	176.93
719	0.39274**	
785	0.4293*	82.29
849	0.31315	31.797
975	0.31568	40.03
1024	0.31777	61.703
1066	0.31635	35.877
1238	0.31513	22.537
1702	0.32025	29.598
1781	0.31969	20.999
1891	0.39462**	
2270	0.32316	26.14
2315	0.31902	28.282
2322	0.31465	30.294
2420	0.23646	24.304
2543	0.4263*	14.41
9101	0.5072*	33.75
202	0.5085*	45.36
352	0.39629	49.406
463	0.4264*	435.43
514	0.4837*	130.58
696	0.31810	45.423
738	0.31939	38.252
777	0.36543**	
830	0.23626	33.692
948	0.31082	83.305
1004	0.30943	23.922
1216	0.31196	33.973
1498	0.32186	26.763
1612	0.31834	27.759
1772	0.4280*	83.28
1906	0.3200*	69.50
2019	0.3705*	33.36
2079	0.3188*	205.74
2226	0.2564*	73.17
2485	0.4109*	64.96
9001	0.5070*	101.07

* *Redshift* determinado por linhas de emissão

** *Redshift* determinado através da identificação visual das linhas H e k

A.3 Valores de *redshift* obtidos do SDSS para a amostra GEMINI

Tabela A.5 - Valores de *redshift* do SDSS obtidos para o aglomerado SG1. Para novos valores de z fornecemos a acensão reta e declinação do objeto. Para valores de z de galáxias já analisadas fornecemos o nome do objeto utilizado.

ID	RA	Dec	z	δ (km/s)
1240			0.30152	1504.9
910			0.301947	420.6
938			0.305825	337.3
1676			0.30250	21
1576			0.29897	15
2143			0.36061	33
2363			0.300175	76.4
	03:21:00.219	+00:27:52.03	0.29994	
	03:21:10.740	+00:27:00.77	0.29103	

Tabela A.6 - Valores de *redshift* do SDSS obtidos para o aglomerado SG2. Para novos valores de z fornecemos a acensão reta e declinação do objeto. Para valores de z de galáxias já analisadas fornecemos o nome do objeto utilizado.

ID	RA	Dec	z	δ (km/s)
1565			0.53932	18
1562			0.873766	122.91
1097			0.537275	16.5
1783			0.535444	250
2602			0.53975	0
	02:19:49.879	+00:22:25.93	0.534721	
	02:19:49.556	+00:22:19.41	0.54456	
	02:19:59.674	+00:20:08.01	0.544575	
	02:19:42.722	+00:21:54.45	0.53771	

Tabela A.7 - Valores de *redshift* do SDSS obtidos para o aglomerado SG3. Para novos valores de z fornecemos a acensão reta e declinação do objeto. Para valores de z de galáxias já analisadas fornecemos o nome do objeto utilizado.

ID	RA	Dec	z	δ (km/s)
601			0.31878	45
2420			0.23530	173.88
	03:28:11.010	+00:43:43.37	0.280578	

03:28:10.424	00:43:51.26	0.32071
03:28:07.314	+00:42:38.99	0.31556
03:28:06.531	+00:44:39.70	0.37070

A.4 Valores de *redshift* obtidos do SDSS para toda a amostra SOGRAS.

Tabela A.8 - *Redshifts* espectroscópicos obtidos para a amostra de aglomerados SOGRAS a partir do SDSS.

Aglomerado	RA	Dec	<i>z</i>
SGAS0001+0020	0:01:03.9	0:20:39.9	0.483536*
SGAS0001+0047	0:02:02.1	0:45:57.	0.522116*
	0:01:56.9	0:47:21.8	0.52308
	0:01:56.	0:47:21.9	0.522174
	0:02:00.2	0:46:34.2	0.521799
SGAS0008-0038	0:08:22.	-0:39:27.9	0.552813*
	0:08:17.9	-0:39:20.9	0.555684
SGAS0014-0057	0:14:54.1	-0:57:08.2	0.534903*
	0:14:54.1	-0:57:08.2	0.534855*
	0:14:51.6	-0:57:44.6	0.534406
	0:14:56.9	-0:56:11.8	0.540529
	0:14:52.4	-0:57:20.0	0.535363
SGAS0024+0030	0:24:00.3	0:30:07.4	0.292309*
	0:24:02.0	0:30:06.4	0.296035
	0:24:02.0	0:30:06.4	0.296081
	0:24:02.0	0:30:06.4	0.296164
SGAS0041-0043	0:41:09.0	-0:43:49.1	0.563639*
	0:41:09.0	-0:43:49.2	0.563297*
	0:41:13.4	-0:43:23.6	0.566998
	0:41:13.4	-0:43:23.6	0.567281
SGAS0104-0024	1:04:24.8	-0:24:51.1	0.265728*
SGAS0104+0003	1:04:55.4	0:03:36.3	0.272115*
	1:04:54.6	0:04:00.6	0.275702
	1:04:45.5	0:02:06.7	0.281913
	1:04:51.1	0:01:55.0	0.275073
	1:04:56.6	0:04:23.2	0.279658
	1:04:56.5	0:04:23.1	0.279652
SGAS0106+0049	1:06:07.0	0:49:10.2	0.251257*
	1:06:07.0	0:49:10.2	0.251314*
	1:06:10.8	0:51:49.9	0.261858
	1:06:10.4	0:51:20.4	0.262942
	1:06:08.8	0:48:41.6	0.261746

	1:06:10.4	0:51:20.6	0.262988
	1:06:05.8	0:50:57.7	0.256741
	1:06:09.9	0:51:38.7	0.261763
	1:06:05.8	0:50:57.8	0.256663
	1:06:09.9	0:51:38.7	0.261734
	1:06:10.4	0:51:20.5	0.262962
	1:06:05.8	0:50:57.7	0.256818
SGAS0127+0022	1:27:13.6	0:22:06.1	0.338033*
	1:27:13.6	0:22:06.1	0.337992*
SGAS0130+0028	1:30:36.8	0:28:39.7	0.335293*
	1:30:36.8	0:28:39.7	0.335218*
	1:30:36.8	0:28:39.7	0.335417*
	1:30:29.7	0:29:47.1	0.340253
	1:30:30.7	0:26:55.5	0.339617
	1:30:27.1	0:29:11.9	0.341906
SGAS0137-0009	1:37:28.0	-0:09:33.4	0.346861*
	1:37:28.0	-0:09:33.4	0.346966*
	1:37:28.0	-0:09:33.3	0.341863*
	1:37:29.3	-0:09:56.1	0.341139
	1:37:19.3	-0:07:05.5	0.346505
SGAS0155+0029	28.910999	0.495200	0.514272*
	28.922930	0.511648	0.515462
SGAS0200-0003	2:00:33.3	-0:03:44.3	0.593927*
	2:00:36.1	-0:06:05.6	0.595288
	2:00:32.3	-0:04:36.0	0.595001
	2:00:36.1	-0:06:05.6	0.595273
	2:00:32.3	-0:04:36.0	0.595311
SGAS0202-0055	2:02:24.0	-0:55:57.6	0.599234*
	2:02:24.0	-0:55:57.4	0.599471*
	2:02:12.3	-0:58:22.5	0.604658
	2:02:12.2	-0:58:22.6	0.601777
	2:02:17.8	-0:56:41.2	0.60486
	2:02:27.8	-0:54:40.8	0.600023
	2:02:17.8	-0:56:41.2	0.604937
	2:02:12.2	-0:58:22.6	0.601939
	2:02:24.2	-0:56:41.1	0.602019
SGAS0210+0110	2:10:56.7	1:10:45.1	0.291619*
	2:10:56.6	1:10:05.1	0.292867
SGAS0218-0014	2:18:42.4	-0:15:02.5	0.65025*
	2:18:42.4	-0:15:02.4	0.650434*
	2:18:45.2	-0:14:52.4	0.656142
	2:18:41.1	-0:15:03.8	0.646681
	2:18:47.0	-0:14:36.2	0.654638
	2:18:40.9	-0:13:39.6	0.655381
	2:18:43.7	-0:15:09.3	0.64271
	2:18:40.9	-0:13:39.6	0.655767
	2:18:43.7	-0:15:09.4	0.642909
	2:18:45.2	-0:14:52.5	0.656218

	2:18:40.3	-0:15:06.7	0.646223
SGAS0219+0022	2:19:49.9	0:22:25.9	0.534721*
	2:19:44.4	0:21:16.6	0.539649
	2:19:44.4	0:21:16.6	0.539799
	2:19:50.7	0:22:16.0	0.539398
	2:19:59.7	0:20:07.7	0.544575
	2:19:55.1	0:22:12.6	0.537275
	2:19:42.1	0:19:55.1	0.538965
	2:19:44.4	0:21:16.5	0.539819
	2:19:42.7	0:21:54.0	0.538264
	2:19:49.5	0:22:19.3	0.54441
	2:19:42.7	0:21:54.0	0.537156
	2:19:49.5	0:22:19.4	0.544714
	2:19:49.0	0:23:39.2	0.535444
SGAS0220-0000	2:20:03.1	-0:00:18.7	0.555241*
	2:20:03.1	-0:00:18.8	0.555181*
	2:20:03.2	-0:00:12.4	0.560242
	2:20:03.2	-0:00:12.4	0.559702
	2:20:07.4	-0:01:49.8	0.554585
	2:20:07.4	-0:01:49.8	0.55448
SGAS0245-0032	2:45:27.22	-0:32:36.43	0.579898*
	2:45:27.21	-0:32:36.39	0.579503*
	2:45:19.35	-0:33:49.29	0.579229
	2:45:19.36	-0:33:49.19	0.576707
	2:45:23.40	-0:32:40.20	0.565837
	2:45:28.01	-0:30:47.22	0.567141
	2:45:35.34	-0:30:10.00	0.576304
	2:45:35.79	-0:30:01.42	0.576526
	2:45:35.79	-0:30:01.42	0.576244
	2:45:23.62	-0:30:45.20	0.579511
SGAS0316+0039	3:16:46.51	0:39:54.36	0.54973*
SGAS0319+0042	3:19:25.77	0:44:27.96	0.543617*
SGAS0319+0050	3:19:44.24	0:50:56.11	0.528139*
	3:19:44.25	0:50:56.04	0.527524*
	3:19:36.45	0:50:35.83	0.524341
	3:19:45.18	0:53:05.17	0.524647
SGAS0320+0012	3:20:47.89	0:12:43.60	0.30003*
	3:20:47.89	0:12:43.60	0.300192*
	3:20:47.89	0:12:43.62	0.299898*
	3:20:35.83	0:14:43.76	0.299629
	3:20:35.83	0:14:43.76	0.299756
	3:20:34.35	0:12:54.12	0.33348
	3:20:34.35	0:12:54.12	0.33347
	3:20:38.51	0:11:22.43	0.333839
	3:20:38.53	0:11:22.44	0.334248
	3:20:38.51	0:11:22.45	0.33395
	3:20:46.22	0:10:29.95	0.300221
SGAS0321+0026	3:21:11.24	0:26:20.58	0.30152*

	3:21:11.24	0:26:20.58	0.301376*
	3:21:11.24	0:26:20.58	0.301548*
	3:21:11.24	0:26:20.58	0.3015388*
	3:21:11.24	0:26:20.58	0.301623*
	3:21:10.73	0:27:00.69	0.29098
	3:21:10.73	0:27:00.66	0.291016
	3:21:10.73	0:27:00.68	0.291093
	3:21:19.34	0:26:04.25	0.298988
	3:21:19.34	0:26:04.25	0.298958
	3:21:15.49	0:26:40.40	0.30252
	3:21:15.49	0:26:40.40	0.302477
	3:21:15.47	0:24:01.08	0.300175
	3:21:15.47	0:24:01.17	0.300115
	3:21:00.21	0:27:52.02	0.299939
	3:21:06.65	0:25:59.87	0.301947
	3:21:06.63	0:25:54.31	0.305825
SGAS0321+0103	3:21:57.7313	1:04:00.098	0.556655*
SGAS0322-0030	3:22:56.73	-0:30:06.48	0.601612*
	3:22:56.30	-0:29:11.83	0.593995
	3:22:56.30	-0:29:11.83	0.593301
SGAS0327+0011	3:27:09.52	0:11:32.64	0.585082*
SGAS0328+0044	3:28:15.33	0:44:51.31	0.315218*
	3:28:15.33	0:44:51.31	0.315286*
	3:28:15.33	0:44:51.31	0.315361*
	3:28:07.34	0:42:39.08	0.315541
	3:28:07.34	0:42:39.08	0.315612
	3:28:07.34	0:42:39.08	0.315543
	3:28:14.81	0:45:03.87	0.318777
	3:28:10.45	0:43:51.25	0.320713
SGAS0343+0041	3:43:57.401	0:41:31.64	0.479923*
SGAS0346-0035	3:46:39.14	-0:35:03.37	0.49536*
SGAS0850+0015 ^a	8:50:23.93	0:15:36.47	0.196076*
	8:50:29.91	0:15:08.83	0.196996
SGAS0905-0003 ^a	9:05:50.16	-0:02:15.31	0.30775*
SGAS0916-0024 ^a	9:16:09.23	-0:24:16.15	0.329291*
	9:16:17.55	-0:24:05.58	0.31797
	9:16:13.00	-0:23:56.44	0.32453
	9:16:09.03	-0:22:26.31	0.329675
	9:16:17.44	-0:23:10.86	0.319977
SGAS0921-0010 ^a	9:21:41.10	-0:10:18.46	0.313027*
	9:21:27.12	-0:08:18.13	0.311927
	9:21:44.32	-0:10:05.07	0.311506
	9:21:26.72	-0:08:03.50	0.312909
SGAS0928+0000 ^a	9:28:45.64	0:00:55.33	0.34419*
	9:28:41.57	0:01:25.82	0.342417
SGAS0940+0744 ^b	9:40:53.70	7:44:25.33	0.337204*
	9:41:01.67	7:41:50.56	0.33654
SGAS1023+0413 ^b	10:23:39.6386	4:11:10.60	0.289746*

SGAS1054+1439 ^b	10:54:17.545	14:39:04.16	0.299437*
	10:54:04.36	14:36:52.39	0.30174
SGAS2118+0033	21:18:49.07	0:33:37.31	0.276487*
	10:54:26.96	14:39:09.69	0.276757
	10:54:26.96	14:39:09.69	0.276694
	10:54:10.68	14:37:31.70	0.270902
	10:54:13.08	14:37:58.99	0.277672
SGAS2311-0030	23:11:07.40	-0:30:36.68	0.583866*
	23:11:10.67	-0:30:21.17	0.58319
SGAS2312-0015	23:12:55.09	-0:15:20.99	0.586294*
	23:13:01.63	-0:13:12.92	0.5912
	23:12:50.78	-0:17:38.85	0.589192
	23:12:47.76	-0:16:04.80	0.584441
SGAS2315+0053	23:12:51.34	-0:14:52.99	0.581652
	23:15:45.05	0:53:12.23	0.332114*
	23:15:44.12	0:52:51.04	0.334913
	23:15:39.52	0:53:23.35	0.330967
	23:15:46.34	0:50:45.97	0.332412
	23:15:39.41	0:52:52.61	0.332982
SGAS2330+0055	23:15:52.96	0:52:25.21	0.335113
	23:15:42.89	0:52:31.81	0.331107
	23:30:09.31	0:55:51.06	0.494242*
	23:30:16.45	0:54:19.76	0.50434
	23:30:14.01	0:57:18.06	0.502455
	23:29:58.96	0:54:36.25	0.502846
SGAS2335+0039	23:30:05.81	0:58:20.73	0.50129
	23:35:41.44	0:39:28.055	0.483518*
	23:35:32.12	0:37:36.36	0.482579
	23:35:41.83	0:39:28.78	0.481931
	23:35:45.79	0:40:03.08	0.487698
SGAS2343+0020	23:35:40.79	0:39:23.78	0.482118
	23:35:41.68	0:41:58.41	0.49288
	23:43:34.66	0:20:37.50	0.26892*
	23:43:34.66	0:20:37.50	0.26895*
	23:43:38.26	0:19:45.58	0.272297
	23:43:38.26	0:19:45.58	0.272154
	23:43:21.69	0:19:33.16	0.267209
	23:43:21.69	0:19:33.16	0.267244
	23:43:35.66	0:19:51.43	0.269437
	23:43:40.82	0:18:44.75	0.271846
	23:43:40.73	0:20:30.15	0.260947
	23:43:40.73	0:20:30.15	0.261091
	23:43:40.73	0:20:30.15	0.260961
	23:43:40.73	0:20:30.15	0.261131
23:43:37.45	0:19:52.37	0.266809	
23:43:40.37	0:20:53.67	0.271292	
23:43:39.82	0:18:39.41	0.269442	
23:43:36.26	0:20:49.97	0.275383	

SGAS2346+0044	23:46:23.88	0:44:57.81	0.274635*
	23:46:23.70	0:44:04.33	0.274421
	23:46:19.81	0:44:39.61	0.274476
	23:46:27.50	0:45:24.93	0.276457
	23:46:23.50	0:45:00.47	0.278338
	23:46:30.82	0:44:23.81	0.27321

* BCG do aglomerado