

OBSERVATÓRIO NACIONAL - ON
MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO - MCTI
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA



TESE DE DOUTORADO

OBSERVAÇÕES DE AGLOMERADOS DE
GALÁXIAS E A RELAÇÃO DE DUALIDADE
DE DISTÂNCIA CÓSMICA

RODRIGO DE SOUSA GONÇALVES

Rio de Janeiro, 8 de outubro de 2013

OBSERVATÓRIO NACIONAL - ON
MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO - MCTI
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA

TESE DE DOUTORADO

OBSERVAÇÕES DE AGLOMERADOS DE
GALÁXIAS E A RELAÇÃO DE DUALIDADE
DE DISTÂNCIA CÓSMICA

Tese de Doutorado apresentada no
Observatório Nacional como parte
dos requisitos para a obtenção do
grau de Doutor em Astronomia.

ORIENTADOR: Jailson Souza de Alcaniz

Rio de Janeiro, 8 de outubro de 2013

*Dedico essa tese à pessoa que
mais amei na minha vida,
mesmo sem nunca ter
escutado sua voz,
tocado sua mão,
ou visto seu rosto.*

第五章

天地不仁，以萬物為芻狗；聖人不仁，以百姓為芻狗。
天地之間，其猶橐籥乎？虛而不屈，動而愈出。
多言數窮，不如守中。

“O espaço entre o céu e a terra assemelha-se a um fole.

É um vazio que não se distorce,

Seu movimento é a contínua criação [...]"

Tao Te Ching, Verso 5, Lao-Tsé. (~600 a.C.)

“By transferring in the gravitation equations the terms with Λ to the right hand side, we obtain $R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ik} - g_{ik}\Lambda$. The assumption $\Lambda \neq 0$ means that the empty space produces the same gravitational field as when the space contains matter with mass density $\rho_\Lambda = c^2\Lambda/8\pi G$, energy density $\epsilon = c^2\Lambda/8\pi G$, and pressure $P_\Lambda = -\epsilon_\Lambda$. In this sense we can speak of an energy density of the vacuum and a pressure (stress tensor) of vacuum [...]"

The cosmological constant and the theory of elementary particle, Ya. B. Zel'dovich, Soviet Physics Uspekhi **11**, 381-393, (1968)

Agradecimentos

Uma tese é muito mais que um texto acadêmico. É a consolidação de um trabalho (por vezes hercúleo) que relata o desenvolvimento de uma pessoa, em vários níveis. Diversas pessoas me ajudaram a trilhar esse caminho de desenvolvimento. Assim, gostaria de agradecer

- Ao meu orientador, Jailson Souza de Alcaniz. Não é possível exprimir em palavras minha gratidão. Sua contínua aplicação ao desenvolvimento de seus alunos é sem paralelo. Sua consciência de quando devia exigir e quando não seria produtivo exigir é algo excepcional,
- Aos meus colegas e colaboradores do Grupo de Cosmologia do Observatório Nacional, todos os pós-graduandos, pós-doutorandos e pesquisadores. Em todos esses anos foram vários e vários momentos de aprendizado,
- Aos demais colegas do ON com quem tive contato maior. Foram muitos e não quero deixar minha memória me trair. Porém, gostaria de citar dois em especial, que tive o prazer de acompanhar desde a graduação: Gustavo Pinheiro, o Guga, pelas conversas divertidas, as muitas "fugas", as trocas de idéias sobre gravitação e relatividade e pelo maior exemplo de palestrante que tenho; e também ao Anderson de Oliveira Ribeiro, não pelas argumentações tempestuosas, por algumas jogadas Políticas ou mesmo alguns comportamentos que fui contra, mas sim por ter sido ele mesmo, ao ser isso tudo, e assim me fornecer o maior exemplo de honestidade que tenho,
- À todos os professores da Pós-Graduação, em especial aos que ministraram disciplinas a mim,
- À Iara e Wallace, pela presteza e disposição sem medidas, realizando um dos melhores serviços administrativos com o qual já tive contato,
- Aos contribuintes de todo o país. Dos muitos "Seu José" que trabalham nos canaviais até as muitas "Dona Maria" que trabalham em casas de família. E assim, agradeço à CAPES (bolsa regular) e à FAPERJ (bolsa nota 10) por organizarem parte das contribuições de todos os brasileiros e fornecerem as respectivas bolsas de estudos, concedidas a mim.

Bem como as pessoas do meio acadêmico permitem um desenvolvimento em diversas outras áreas pessoais, pessoas que não estão diretamente ligadas ao meio acadêmico acabam por permitir o desenvolvimento de características que são refletidas na feitura da Tese. Por este motivo, agradeço também

- À minha família, por acreditar em mim e querer manter os laços familiares, mesmo não estando tão próxima no dia-a-dia,
- À minha professora do C.A. (alfabetização). Afinal, com relação ao aprendizado acadêmico, o passo mais difícil é aprender a ler. O resto é consequência,
- À guilda. Quando não se consegue definir o porquê, é quando se descobre a verdadeira amizade. Claro, todas essas coisas bonitinhas e também coisas como: “- Ele rola DEZ DADOS?!”,
- Ao “Blinker” e ao “Snowman”, dois jogadores que eu tive o prazer de ser o “wing”. Pelos muitos “debriefings”, “openers” e rotinas inventadas. Por me ajudarem no meu desenvolvimento pessoal, meu objetivo da arte estudada,
- À Leila Martins Nunes dos Santos, por ser meu maior ombro amigo em um momento muito ruim da minha vida. Por ser a irmã do modo que eu gostaria de ter. Pelos momentos divertidos e prazerosos,
- À mestres que mudaram minha vida, como Juan Tamariz, Lennart Green, Dani DaOrtiz, entre tantos outros, que pelo seu amor a uma arte tão bela, me permitiram realizar coisas que eu antes acharia, com o perdão do trocadilho, mágicas,
- À Ana Luisa Gatti, por mostrar, tal qual uma flor de lótus que desabocha na lama, que é possível surgir algo lindo em um meio tão turvado,
- Ao meu mestre de aikidô, Sensei Nelson de Miranda. Por coisas tão sutis que se eu tentasse descrever, perderiam o sentido. Por ter me mostrado o caminho. Não por tê-lo trilhado por mim (o que seria impossível), ou julgado, mas literalmente por ter, através do exemplo, me mostrado o caminho. Agradeço-o imensamente pelo desenvolvimento de minha auto-consciência,
- À todos que contribuem para a evolução da Ciência, sob os preceitos da moral e da ética.

Observações de Aglomerados de Galáxias e a Relação de Dualidade de Distância Cósmica

Rodrigo de Sousa Gonçalves

Submetida ao Observatório Nacional do Rio de Janeiro em
8 de outubro de 2013, como requisito parcial a obtenção
do grau de Doutor em Astronomia.

Resumo

Nas últimas décadas, uma série de resultados observacionais têm apresentado evidências robustas que nos obrigaram a rever conceitos físicos fundamentais. A descrição do Universo por um modelo composto unicamente por matéria usual e radiação não descreve, de maneira completa e satisfatória, a combinação de diversos teste observacionais, tais como medidas de distância de SNIa, picos acústicos da radiação cósmica de fundo, medidas da fração da massa do gás em aglomerados de galáxias, entre outros. A combinação destes vários observáveis conduz à evidências observacionais inéditas, tais como vivermos em um Universo plano, em fase de expansão acelerada, ou dominado por um campos de energia escura, ou com uma gravitação descrita por outra teoria que não a Relatividade Geral.

Uma outra análise cosmológica de grande importância atualmente surge da chamada relação de dualidade de distância cósmica (RDDC). Ela estabelece que a distância ao diâmetro angular (d_A) e a distância de luminosidade entre dois pontos do espaço-tempo são iguais a menos de um fator dependente do *redshift*. Tal relação independe do conteúdo material do Universo, bem como de qualquer suposição sobre homogeneidade e isotropia do mesmo.

A inferência observacional de uma possível violação da RDDC abre um precedente empírico para a investigação de mecanismos fundamentais novos. As possibilidades no campo da geometria incluem, por exemplo, que a descrição de nosso Universo seja feita através de uma métrica não-Riemanniana. No campo da física de partículas, tais violações podem ter origem no decaimento de fótons em áxions, ou ainda, na possibilidade de uma produção cósmica de fótons.

Para testarmos observacionalmente a validade da RDDC, utilizamos o teste da fração da massa do gás (f_{gas}) em aglomerados de galáxias de três modos. Primeiro, combinamos as medidas de d_A provindos de f_{gas} com medidas de d_L obtidas a partir de SNIa. Assim, deduzimos uma nova expressão para a fração da massa do gás obtidas via raios-X sem assumir a validade da RDDC. Em um segundo momento, utilizamos dados unicamente de f_{gas} , obtidos tanto via raios-X (f_x), quanto através do efeito Sunyaev-Zel'dovich (f_{SZ}). Neste caso, as

incertezas associadas à diferentes erros sistemáticos, bem como diferenças em *redshift* são evitadas. Este método fornece os vínculos mais precisos atualmente. Por fim, nossa terceira abordagem utiliza simulações de Monte Carlo de medidas futuras de f_{gas} , com maiores e mais precisos dados, para obter vínculos da RDDC.

Nossos resultados obtidos a partir dos dados atuais apontam que a violação da RDDC é leve, porém possível. Assumindo a possibilidade teórica de decaimentos de fótons, isso implica em uma probabilidade não nula da produção de áxions na história cósmica. Com relação aos dados simulados, se forem mantidas as incertezas como a das observações atuais, os resultados apontam uma necessidade de ~ 4 vezes mais dados observacionais nas amostras observadas. Por outro lado, caso as incertezas das observações relativas à f_{gas} sejam melhoradas em 50%, a quantidade de pontos atuais já seria suficiente para analisar a validade da RDDC. Nós encontramos que o número de pontos no conjunto de dados deve ser aumentado, pelo menos, por um fator de 5, com relação ao conjunto de dados atuais, se assumirmos as incertezas observacionais atuais. Reduzindo esta última quantidade por um fator de 2, nós mostramos que o número de dados atuais já é suficiente para checar a validade da RDDC em 2σ . Nós também analisamos a influência dos erros associados às medidas de f_x e f_{SZ} . Nós encontramos que a maior fonte de incerteza são provenientes das medidas de f_{SZ} , com o número de pontos no conjunto de dados sendo reduzido por um fator de 4, quando as incertezas em f_{SZ} são diminuídas pela metade. Estes resultados indicam claramente que a combinação de uma quantidade maior de dados, bem como uma maior precisão de medidas futuras de f_{gas} podem ser uma ferramenta fundamental para checarmos a validade da RDDC e explorar suas consequências.

Palavras chaves: Cosmologia, relação de dualidade, aglomerados de galáxias, geometria diferencial, escala de distância cósmica.

Galaxy Clusters and the Cosmic Duality Distance Relation

Rodrigo de Sousa Gonçalves

Submitted to the Observatório Nacional do Rio de Janeiro on
October 8th, 2013, in partial fulfillment of the requirements
for the PhD in Astronomy.

Abstract

In the last decades, a large amount of observational results have evidence new characteristic of our Universe that led us to review some fundamental physical concepts. The description of Universe through a model simply composed of matter and radiation is not in accordance with current observational data, such as distance measurements of SNIa, observations of the cosmic microwave background radiation, gas mass fraction, among others. The combination of these observables leads to the idea that we live in a flat, accelerating Universe either dominated by a dark energy field or whose gravity is described by a theory other than GR.

Another important open question that arise from this kind of observational results concerns the so called cosmic distance duality relation (CDDR). This relation establishes that the angular diameter distance (d_A) and the luminosity distance (d_L) between two points of the space-time are equal, but a factor depending on the redshift. This relation independes on the matter content of Universe or any assumption about the homogeneity and isotropy of the Universe.

An observational inference of a possible violation of CDDR gives rise a discussion about new fundamental mechanisms in Physics. The possibilities ranges from assumptions that we live in a non-Riemannian metric to photon-axion mixing or a cosmic production of photons, among others.

In order to investigate the validity of CDDR, we use measurements of the gas mass fraction (f_{gas}) of galaxies clusters in three different approaches. First, we combine measurements of d_A , provided by f_{gas} observations, along with measurements of d_L obtained by SNIa observations. In order to perform this analysis, we deduce a new expression for gas mass fraction from X-ray without assuming the validity of CDDR. In the second approach, we combine measurements of gas mass fraction obtained via X-ray (f_x) and via Sunyaev-Zel'dovich effect (f_{SZ}) observations. In this case, both uncertainties relative to systematic errors and differences in redshift are avoided. This method furnishes the most robust constraints on the CDDR parameters to date. Finally, our third approach use simulations of future galaxies clusters observations, with larger and more precise data to obtain constraints on the CDDR. We find that the number of points in the data set should be increased at least by a factor of 5 relative to the current sample size

if we assume the current observational uncertainties. Reducing this latter quantity by a factor of 2, we show that the present number of data would be already enough to check the validity of the CDDR at 2σ . We have also analyzed the influence of the observational errors in the f_x and f_{SZ} observations on our results. We have found that the major source of uncertainty comes from f_{SZ} measurements, with the number of points in the data set being reduced by a factor of 4 when the uncertainties of f_{SZ} decreases by half. These results clearly show that a combination between quantity and precision of future fgas measurements can become a fundamental tool to check the validity of the CDDR and explore its consequences.

Keywords: Cosmology, Distance duality relation, Galaxy cluster, Differential geometry, cosmic distance scale.

Sumário

Dedicatória	2
Epigrafe	3
Agradecimentos	4
Resumo	6
Abstract	8
Lista de Figuras	13
Lista de Tabelas	14
Notação e Convenções	15
Informação Eletrônica	16
Introdução	17
1 Relação de Dualidade de Distância Cósmica (RDDC)	23
1.1 Conceitos de geometria diferencial	23
1.1.1 Variedades, tensores e métrica	24
1.1.2 Derivadas covariantes	26
1.1.3 Transporte paralelo, geodésicas e curvatura	27
1.1.4 Equação do desvio geodésico	28
1.2 Dedução da RDDC	29
1.3 Algumas Fontes de Violação da RDDC	33
1.3.1 Acoplamento fóton-áxion	34
1.3.2 Criação adiabática de fótons	35
1.3.3 Acoplamento disforme	36
1.3.4 Geometria não-Riemanniana	37
1.4 Sumário	38
2 Fração de Massa de Gás em Aglomerados de Galáxias	39
2.1 Aglomerados de Galáxias	39
2.1.1 Massa em Forma de Galáxias	41
2.1.2 Massa em Forma de Gás do MIA	41

2.1.3	Massa Total de um Aglomerado	43
2.2	f_{gas} de Aglomerados	44
2.2.1	f_{gas} via Bremsstrahlung	45
2.2.2	f_{gas} via efeito Sunyaev-Zel'dovich	48
2.3	Fração de Massa de Gás como Teste Cosmológico	50
2.4	Sumário	54
3	Testes observacionais da RDDC	55
3.1	Parametrizações para $\eta(z)$	55
3.2	Resultados prévios da literatura	57
3.2.1	Teste de consistência	57
3.2.2	Teste de opacidade cósmica	59
3.2.3	Teste via observações em d_L vs. d_A	61
3.2.4	Teste utilizando o espectro de corpo negro da RCF	62
3.3	Análises utilizando SNIa vs. f_{gas}	63
3.3.1	Supernovas do tipo Ia	64
3.3.2	Metodologia	65
3.3.3	Resultados	69
3.4	Análises utilizando f_x vs. f_{SZ}	71
3.4.1	Metodologia	71
3.4.2	Resultados	72
3.5	Análise final	76
3.6	Sumário	76
4	Simulações de levantamentos futuros	78
4.1	Método Monte Carlo	79
4.2	Resultados	82
4.3	Sumário	87
5	Conclusões e Perspectivas	88
	Referências Bibliográficas	93
	Apêndice A: Levantamentos de Aglomerados de Galáxias.	107

Lista de Figuras

1.1	Variiedade com respectiva imagem em R^n	25
1.2	Superfície descrita por geodésicas com respectivos vetores tangentes e de desvio.	28
1.3	Trajetórias de raios de luz entre observador e fonte.	29
2.1	Estrutura filamentar do Universo descrita por simulações computacionais.	40
2.2	Estrutura filamentar do Universo observada em survey realizado pelo LCO.	40
2.3	Estrutura de galáxias do aglomerado de Coma.	43
2.4	Bremsstrahlung.	45
2.5	Efeito Sunyaev-Zel'dovich.	49
2.6	Restrições observacionais sobre o modelo ω CDM.	53
3.1	Variação de $\Delta\chi^2$ para o parâmetro η com os dois subconjuntos.	58
3.2	Função distribuição de verossimilhança para ambos modelos de distribuição do gás no aglomerado.	59
3.3	Função distribuição de verossimilhança para a restrição do parâmetro da RDDC, utilizando dados de $H(z)$ e SNIa.	60
3.4	Função distribuição de verossimilhança para ambos os conjunto de aglomerados de galáxias.	61
3.5	Razão entre intensidade observacional e teórica.	63
3.6	Diferença em <i>redshift</i> para cada par SNe Ia/aglomerado dos subgrupos analisados.	68
3.7	Função de distribuição de verossimilhança para os subgrupos analisados utilizando a parametrização P1.	69
3.8	Função de distribuição de verossimilhança para os subgrupos analisados utilizando a parametrização P2.	70
3.9	η_0 para conjunto de 38 aglomerados.	74
3.10	η_0 para conjunto de 29 aglomerados.	74
4.1	Distribuição dos valores obtidos observacionalmente para $\eta(z)$	79
4.2	Dados de σ_η/η vs. z provindo das observações.	81

4.3	Simulações de η_0 para cada parametrização , em função do número de pontos da amostra.	82
4.4	Comparação entre valores provenientes das observações e das simulações. . . .	85
4.5	Varição de η_0 com $\sigma_{f_{sz}}^{sim} / \sigma_{f_{sz}}^{obs}$	86

Lista de Tabelas

3.1	Resultados obtidos para a parametrização P1 para um nível de confiança de 95,4%.	69
3.2	Resultados obtidos para a parametrização P2, para um nível de confiança de 95,4%.	70
3.3	Resultados obtidos para a amostra inicial contendo 38 pontos, para um nível de confiança de 68,3%.	73
3.4	Resultados obtidos para a subamostra restrita à 29 pontos, para um nível de confiança de 68,3%.	73
3.5	Dados relativos à fração de massa de gás em f_x e f_{sz}	75
4.1	Valores de melhor ajuste para η_0 , para cada parametrização.	83
4.2	Valor de N_{crit} obtido nas simulações, para cada parametrização utilizada.	83
4.3	Comparação do valor de N_{crit} obtido utilizando $\eta_0^{fid} = 0,01 $ e $\eta_0^{fid} = \eta_0^{obs}$	84
4.4	Variação do valor de N_{crit} ao diminuir em 50% os erros originais.	86
5.1	Resultados da análise obtida da combinação d_L/d_A	89
5.2	Resultados da análise obtida da combinação f_{SZ}/f_x	90

Notação e Convenções

- Expressões em outros idiomas são apresentadas em *itálico*.
- A unidade de distância utilizada como padrão neste texto é o megaparsec (Mpc):
 $1 \text{ Mpc} = 3,26 \times 10^6 \text{ anos-luz} = 3,09 \times 10^{22} \text{ m}$
- O símbolo h se refere ao parâmetro de Hubble reduzido.
- O símbolo \hbar se refere a constante de Planck reduzida, cujo valor no S.I. é:
 $\hbar = 1,054571726(47) \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
- Por fins de praticidade, é convencionado $c = 1$.
- Assinatura da métrica: $(-, +, +, +)$

Informação Eletrônica

A maioria das referências utilizadas nesta tese pode ser encontrada na *internet* nos seguintes endereços:

- http://adsbs.harvard.edu/article_service.html
- <http://www.slac.stanford.edu/spires/hep>
- <http://arXiv.org>

Introdução

O universo é inteligível. Resta-nos saber qual o limite do nosso entendimento. Nesse contexto surge a cosmologia, cujo objeto de estudo científico é o entendimento físico do Universo. As questões pertinentes a tal estudo incluem a investigação acerca da sua origem, conteúdo material e evolução.

Das quatro interações fundamentais conhecidas, é a gravitação que rege a estrutura em grande escala do Universo. No modelo cosmológico padrão, a teoria de gravitação subjacente é a teoria da relatividade geral (TRG), proposta em 1917 por A. Einstein [1]. Uma característica é marcante nesta teoria, nominalmente, a ideia de que matéria e energia perfazem um sistema integrado com o espaço-tempo, sendo sua descrição matemática obtida através das equações de campo de Einstein (ECE). Tomando uma ação geral para a lagrangeana da matéria temos

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} f(R) , \quad (1)$$

onde G é a constante de Newton, g o determinante da métrica e R o escalar de Ricci. Para $f(R) = R$, obtemos a chamada ação de Einstein-Hilbert, cuja extremização leva às ECE (vide [2] e referências lá encontradas para uma descrição mais completa da TRG).

Do ponto de vista observacional, o modelo cosmológico padrão é embasado por importantes fatos observacionais como, por exemplo, a expansão do Universo [3, 4, 5, 6], a nucleossíntese primordial [7, 8, 9, 10] e a radiação cósmica de fundo [11, 12, 13, 14].

Além dos campos de radiação e matéria bariônica, as observações indicam que devemos acrescentar ao conteúdo material do universo uma componente que não interage eletromagneticamente (ou talvez interaja fracamente), denominada matéria escura [15, 16]. No contexto astrofísico, a inferência da matéria escura nas galáxias depende da morfologia das mesmas. Para as galáxias espirais tal inferência advém da análise da curva de rotação de seus braços, enquanto para galáxias elípticas tal inferência advém da análise da dispersão de velocidade de suas estrelas. Em ambos os casos as observações não condizem com as previsões teóricas que supõem apenas matéria visível [17, 18, 19, 20]. No entanto, a postulação da existência de matéria escura não tem apenas origem astrofísica, mas também possui uma origem cosmológica [21, 22, 23, 24]. Análises de medidas associadas à radiação cósmica de fundo, em

combinação com outros testes observacionais cosmológicos, indicam uma discrepância entre a quantidade de matéria total do universo e a quantidade de matéria bariônica que o compõe. Em tais medidas, a quantidade de matéria total representa $\sim 27\%$ da densidade de matéria-energia total do universo. Enquanto que, a matéria bariônica representa apenas $\sim 4\%$ deste valor [25]. Podemos dividir os candidatos à matéria escura não-bariônica em matéria escura fria (em inglês *Cold Dark Matter*, ou CDM) e matéria escura quente (em inglês *Hot Dark Matter*, ou HDM). Ainda existe a possibilidade de um outra forma da matéria escura, denominada matéria escura morna [17]. O principal candidato à CDM são partículas que possuem $v \ll c$ e interagem fracamente com a matéria usual, bem como com a radiação. Tais partículas são denominadas WIMPs (acrônimo para Weakly Interacting Massive Particles), cujo candidato mais provável dentro da extensão supersimétrica do Modelo Padrão da Física de Partículas é o neutralino [26, 27, 28]. Já a HDM possui velocidades relativísticas e, como principal candidato, podemos enunciar o neutrino massivo [29, 30, 31]. Do ponto de vista de formação de estruturas do universo, as observações indicam que as estruturas são formadas segundo o modelo hierárquico, o que favorece candidatos do tipo CDM [32, 33].

No final da década de 1990, um fato inovador foi adicionado ao rol das descobertas cosmológicas. Através da observação da magnitude aparente de supernovas do tipo Ia (SNIa) distantes, foi observado que as mesmas possuíam brilho mais débil do que o esperado para um universo em expansão desacelerada, de tal modo que a interpretação mais simples é que vivemos em uma fase de expansão acelerada. Tal descoberta foi obtida por dois grupos independentes, a saber, o *Supernova Cosmology Project* (SCP), liderado por S. Perlmutter [34] e o *High- z Supernovae Search Team* (HZT), liderado por B. Schmidt [35]¹. Esta evidência observacional acarretou em uma releitura de conceitos básicos aceitos até então, visto que há a necessidade de se buscar um mecanismo que explique, de maneira satisfatória, tais observações.

Desde a apresentação de tais resultados, diversos modelos têm sido propostos na literatura para explicar a observação de uma fase atual de aceleração cósmica. Existem diversas abordagens distintas que podem ser tomadas para tratarmos tal questão porém, até o momento, nenhuma abordagem está plenamente estabelecida.

Primeiro, podemos admitir que a teoria de gravitação correta não é a TRG. Uma possibilidade é aliviar a restrição $f(R) = R$ na ação de Einstein-Hilbert, o que dá origem as chamadas teorias $f(R)$ [37, 38, 39, 40, 41, 42]. Tal modificação implica em termos extras nas equações de Friedmann, provenientes da função $f(R)$ e, portanto, em termos que possam representar o mecanismo de aceleração para a fase atual do Universo. É importante lembrar que, em geral, tais funções $f(R)$ são provenientes de ansätze, ao invés de serem deduzidas via primeiros princípios. Por fim, para serem completamente válidas, teorias $f(R)$ devem satisfazer

¹Por apresentarem tais evidências observacionais S. Perlmutter, B. Schmidt, juntamente com A. Riess, foram laureados com o prêmio Nobel de Física em 2011 [36].

certas condições de viabilidade, em que suas formas funcionais e derivadas se reduzem a valores específicos, em certos regimes [43].

Alternativamente, podemos supor que o mecanismo de aceleração cósmica deriva da existência de dimensões espaciais extras para além das usuais $3 + 1$. Um cenário possível neste contexto são os chamados modelos de "branas", onde nosso universo de dimensões $3 + 1$ é um subespaço de um espaço-tempo de mais dimensões [44, 45, 46]. Um exemplo deste tipo de teoria é o modelo DGP [47].

Podemos ainda considerar que existe uma violação no princípio cosmológico, de tal modo que a suposição de homogeneidade e isotropia não são mais válidas. Neste cenário, mesmo supondo a TRG como a teoria que descreve a interação gravitacional, as medidas cosmológicas podem inferir a existência de uma fase de expansão acelerada. Um exemplo deste tipo de modelo são os modelos denominados LTB (Lemaître-Tolman-Bondi) [48].

Ainda, se supormos que a TRG é a teoria correta de gravitação e que o Universo é homogêneo e isotrópico, então resta-nos incluir uma componente ao conteúdo material do Universo ou assumir algum processo fora do equilíbrio associado aos campos de matéria usuais. No primeiro caso, tal componente é denominada energia escura e sua natureza é uma questão em aberto, com diversos candidatos sendo propostos na literatura. Podemos, por exemplo, supor que tal componente é um campo escalar ϕ minimamente acoplado com a gravidade e que evolui lentamente até o mínimo do seu potencial $V(\phi)$, tais modelos são chamados de modelos de quintessência ou ϕ CDM [49, 50] (vide também [51, 52] para exemplos de potenciais para modelos deste tipo).

Uma outra possibilidade é assumirmos que a energia escura é um fluido que permeia o Universo, e que possui uma equação de estado semelhante às demais componentes, de tal modo que a pressão é proporcional à densidade, ou seja, $p = \omega\rho$, sendo ω o parâmetro da equação de estado. Para valores constantes do parâmetro da equação de estado, tais modelos são chamados ω CDM [53, 54, 55, 56]. Valores positivos de ω descrevem uma componente que contribui para uma desaceleração do Universo e, portanto, descartamos tal possibilidade para a energia escura. Por outro lado, valores de $\omega < -1$ dão origem à chamada energia escura fantasma [57, 58, 59].

Já no modelo Λ CDM, o mecanismo para explicar a fase de aceleração atual do Universo é obtido adicionando uma constante Λ no lado direito das ECE, de modo a alterar seu conteúdo material. A descrição física mais razoável para Λ é que a mesma representa a contribuição do estado de vácuo de todos os campos existentes na natureza [60]. Neste caso, a equação de estado para a energia escura é um caso particular do apresentado anteriormente, onde $p_\Lambda = -\rho_\Lambda$. Apesar da constante cosmológica ser um mecanismo bem entendido do ponto de vista matemático e possuir uma boa motivação física, existe uma grande discrepância entre as previsões teóricas segundo a Teoria Quântica de Campos e as observações astronômicas, levando ao que pode ser considerado um dos maiores problemas

na cosmologia atual. Dependendo da escala de energia adotada, a diferença da densidade de energia esperada e observada pode chegar à ~ 120 ordens de magnitude. Tal problema constitui um entrave indiscutível na ciência dos dias de hoje e é denominado "problema da constante cosmológica" [61, 62, 63, 64, 65].

De posse desta série de possibilidades para a descrição do mecanismo de aceleração do Universo, fica claro que vivemos em uma era muito rica de pesquisa no âmbito da cosmologia, onde alguns pressupostos acerca de nosso Universo estão sendo revistas à luz dos novos dados observacionais. Muito mais do que definir quais as componentes que permeiam o Universo, temos atualmente a possibilidade de analisar a física fundamental por trás dos modelos cosmológicos, frente aos dados observacionais.

Um dos conceitos mais básicos por trás da análise de qualquer modelo cosmológico é o conceito de distância. De fato, sua importância se estende por todas as escalas estudadas pela astronomia (vide, por exemplo, [66]). Seu enfoque mais direto, a precisão das medidas de distância, é fundamental para a aferição de distâncias entre observador e estrelas, entre planetas e asteroides, ou mesmo entre pontos diferentes de uma galáxia. Também são tópicos que merecem atenção especial, não apenas a precisão das medidas de distância em si, mas como são definidas as distâncias. Este último enfoque tem particular importância para a cosmologia. Quando analisamos distâncias frente aos dados observacionais em escalas cosmológicas, o modo como definimos distâncias pode trazer à tona análises fundamentais sobre a natureza dos fótons, ou até mesmo sobre a geometria do espaço-tempo.

Um teorema de extrema importância sobre tal questão é o chamado teorema de reciprocidade de Etherington [67]. Nele, são comparadas as medidas de distância resultantes da emissão de fótons de uma fonte e respectiva observação, estando observador e fonte em afastamento. Tal configuração entre observador e fonte é interessante do ponto de vista cosmológico pois equivale à comparação de medidas de distância em pontos diferentes de um Universo em expansão.

Os primeiros estudos relativos ao tema em questão foram feitos entre o fim da década de 1920 e início da década de 1930. Na tentativa de definir o conceito de distância em um espaço-tempo Riemanniano geral, Whittaker [68] utilizaram procedimentos puramente matemáticos. Posteriormente, Tolman [69] também realizou contribuições para o tema, utilizando conceitos astronômicos de distância, porém para uma métrica particular de de Sitter. Em 1933, Etherington [67] utilizou conceitos astrofísicos de distância, bem como apresentou uma versão definitiva de tal estudo em um sistema de coordenadas gerais. Tal resultado é conhecido como teorema de reciprocidade de Etherington que demonstra que, em um Universo em expansão, a distância observador-fonte e fonte-observador é a mesma, a menos de um fator dependente do *redshift*. Os resultados encontrados foram deixados à parte pelas gerações seguintes de cosmólogos sendo redescoberta de maneira independente na década de 1960. Em

1966, Kristian e Sachs [70] analisaram a expansão em séries de potência do vetor de desvio entre duas geodésicas e obtiveram uma dedução independente para o teorema de reciprocidade de Etherington. Posteriormente, no mesmo ano, Penrose [71] obteve um resultado exato (isto é, não aproximado) para o teorema. No final da década de 60, utilizando argumentos baseados em óptica geométrica, Sachs e Wolfe [72] e Ellis [73] apresentaram novas provas para a relação de reciprocidade de Etherington.

Estes últimos resultados são obtidos a partir dos pressupostos de que a geometria é Riemanianna, bem como os fótons percorrem geodésicas nulas e únicas. Quando, além destes pressupostos, assumimos que o número de fótons se conserva ao longo da evolução do Universo, obtemos a chamada relação de dualidade de distância cósmica (RDDC) [74].

Recentemente, diversas análises fenomenológicas vêm sendo propostas com o intuito de verificar a validade da RDDC através de fontes variadas de observações, como SNe Ia e fontes compactas de rádio [75], medidas de distância utilizando o efeito Sunyaev-Zel'dovich [74, 76], radiação cósmica de fundo [77, 78], entre outros. A ideia central de tais testes é que, caso tais observações mostrem que a RDDC é violada de maneira consistente, surge então a possibilidade de uma nova física, conseqüentemente, de uma revisão do cenário cosmológico padrão.

É justamente na necessidade de testar a viabilidade observacional da RDDC que surge a presente Tese. Iremos aqui analisar a relação de dualidade segundo enfoques teóricos e observacionais, impondo limites físicos e matemáticos para sua estrutura, bem como explorando as conseqüências teóricas obtidas através dos dados observacionais e de simulações numéricas.

Para a dedução da RDDC, utilizaremos conceitos de geometria diferencial, analisando o comportamento de geodésicas nulas, únicas, em uma métrica Riemanianna e supondo a conservação do número de fótons para um Universo em expansão. À medida que deduzirmos a RDDC, bem como qualquer ponto teórico pertinente, deixaremos claro os pressupostos assumidos. Isto é particularmente útil porque a não-validação da RDDC, provenientes dos dados, terá origem na desqualificação de alguns destes pressupostos teóricos, gerando assim uma motivação fenomenológica a uma nova física.

Tendo deduzido a RDDC, investigaremos tal relação. Inicialmente, iremos confrontar dados observacionais provenientes de medidas de luminosidade para SNIa e medidas da fração da massa do gás em aglomerados de galáxias (f_{gas}). A ideia principal em tal análise é a obtenção de medidas de distância de luminosidade (d_L) através das SNIa, bem como medidas de distância de diâmetro angular (d_A) através da f_{gas} . Para realizar tal teste, tivemos que deduzir novamente a expressão para f_{gas} utilizada na literatura, porém agora levando em conta uma possível violação da RDDC. Esta nova expressão, bem como os resultados obtidos para a análise da RDDC frente ao confronto dos dados f_{gas} vs. SNIa podem ser encontrados em [79].

Em continuação a esta linha de pesquisa, buscamos restringir a RDDC com medidas obtidas a partir de um mesmo ente astrofísico, a saber, através das medidas de f_{gas} obtidas

via efeito Sunyaev-Zel'dovich e via efeito Bremsstrahlung. Esta abordagem, que pela primeira vez se aplica à análise da RDDC, é particularmente interessante pois não apenas evita erros sistemáticos provenientes da combinação de diferentes testes cosmológicos, mas também garante a existência de uma geodésica coincidente para feixes de fótons entre observador e fonte. Este método de análise, bem como os resultados obtidos podem ser encontrados em [80].

Visando complementar o trabalho discutido nas Refs. [79, 80], que exploram ao máximo os dados observacionais de aglomerados de galáxias já existentes, realizamos ainda simulações de dados futuros de f_{gas} a partir da técnica de Monte Carlo, e utilizamos o método proposto na Ref. [80] para analisar a RDDC. O intuito principal é estimar como uma quantidade maior de dados e uma maior precisão observacional nas observações podem restringir os parâmetros relativos à RDDC. Os resultados dessa análise podem ser encontrados na Ref. [81].

Para explorar de modo completo as investigações realizadas, os próximos capítulos da presente Tese estão organizados do seguinte modo: No Capítulo 1, apresentaremos o arcabouço teórico relativo à RDDC. No Capítulo 2, iremos explorar o teste da f_{gas} , que é o teste observacional mais utilizado na presente Tese. No terceiro capítulo, apresentaremos inicialmente uma revisão da literatura sobre testes cosmológicos da RDDC e discutiremos em detalhe os resultados obtidos nas Refs. [79, 80]. Em seguida, no Capítulo 4, discutiremos nossas simulações dos dados futuros de f_{gas} e suas implicações sobre os limites para a RDDC. As principais conclusões da Tese assim como algumas perspectivas de trabalhos futuros serão apresentados no Capítulo 5.

Capítulo 1

Relação de Dualidade de Distância Cósmica (RDDC)

Apresentados na introdução a motivação e objetivos da presente tese, iremos agora iniciar nossas análises observacionais da RDDC. Para isso, apresentaremos inicialmente o arcabouço teórico que sustenta tal relação. Como a problemática em estudo versa sobre a comparação entre medidas de distância cosmológicas, iniciaremos o presente capítulo definindo alguns conceitos importantes sobre geometria diferencial. Em seguida apresentaremos uma dedução da RDDC, com base em pressupostos específicos. Por fim apresentaremos possíveis fontes de violação da RDDC, bem como uma breve análise das grandezas pertinentes sob a luz do caso particular do modelo Λ CDM.

1.1 Conceitos de geometria diferencial

Na presente seção, apresentaremos os principais elementos relativos ao estudo das trajetórias de geodésicas em variedades, que são elementos necessários para o estudo de nossa Tese. Não almejamos aqui apresentar um tratado completo sobre geometria diferencial, de modo inverso, iremos nos ater objetivamente aos aspectos mais importantes do assunto, com o fim de evitar fugir ao escopo do trabalho. Para um estudo mais detalhado sobre o assunto tratado na presente seção, referenciamos [2, 82, 83, 84, 85, 29, 86, 87]. Em nossos desenvolvimentos da presente seção, iremos seguir majoritariamente os estudos apresentados em [83, 87].

1.1.1 Variedades, tensores e métrica

Variedade é um dos conceitos mais básicos em que a geometria diferencial se baseia. Nos é comum a idéia de que vivemos em um "continuum quadri-dimensional", de tal forma que precisamos de pelo menos quatro números para definir um evento no espaço-tempo. Isto é simples e direto para experiências cotidianas, bem como análises de geometria Euclidiana ou relatividade especial. No entanto, ao tratarmos por exemplo de eventos em espaços-tempos curvos, outros fatores devem ser levados em conta (como, por exemplo, curvatura), de tal modo que precisamos redefinir certos elementos associados a este tipo de estrutura. Surge daí a definição de variedade. À grosso modo, variedade é uma estrutura que, apesar de poder ser curvada ou topologicamente complicada em larga escala, localmente possui uma estrutura plana. De tal modo que toda a variedade é construída se costurando cada parte local. Ainda, é necessário que a dimensionalidade de cada espaço euclidiano local seja a mesma em cada ponto.

Diversos exemplos de variedades podem ser elencados: o espaço R^n em si, incluindo a linha (R^1), o plano (R^2) e demais espaços planos. Uma n – esfera (S^n), que tem como casos particulares um círculo (S^1) ou uma bi-esfera (S^2), entre outros exemplos, que incluem espaços topologicamente mais complicados e conjuntos de transformações contínuas, como as rotações em R^n .

Em uma abordagem mais formal, podemos definir uma variedade M real, n -dimensional, suave e contínua, como uma união de subconjuntos abertos U , na qual existe uma função ϕ , que possui uma imagem aberta ($\phi(U)$) em R^n . Além disso, o conjunto (U_α, ϕ_α) (também chamado sistema de coordenadas) deve possuir as seguintes condições: i) a união de U_α é igual à M ; ii) Se $U_\alpha \cap U_\beta \neq \emptyset$, então existe um $(\phi_\alpha \circ \phi_\beta^{-1})$ que leva os pontos $\phi_\beta(U_\alpha \cap U_\beta) \subset R^n$ especificamente para os pontos $\phi_\alpha(U_\alpha \cap U_\beta) \subset R^n$. A representação gráfica dessa definição pode ser vista na Fig. (1.1).

Ao se tratar de variedades, talvez o primeiro passo intuitivo seja analisar os espaços e vetores tangentes. Iremos, em última instância analisar a trajetória de partículas não massivas, com este fim vamos definir que o espaço tangente é identificado como o espaço dos operadores das derivadas direcionais ao longo de uma curva, cujo sistema de coordenada é $x^\mu(\lambda)$, sendo λ o parâmetro afim. Portanto, o vetor tangente pode ser escrito como

$$\frac{d}{d\lambda} = \frac{dx^\mu}{d\lambda} \partial_\mu, \quad (1.1)$$

onde as derivadas parciais ∂_μ representam uma base coordenada, que se transforma segundo

$$\partial_{\mu'} = \frac{\partial x^\mu}{\partial x^{\mu'}} \partial_\mu, \quad (1.2)$$

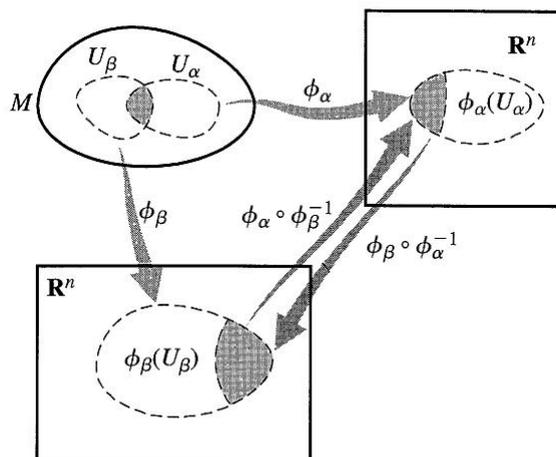


Figura 1.1: Representação gráfica da variedade M , com dois subconjuntos (U_α e U_β) associados à mesma. Os sistemas de coordenadas possuem imagens em R^n , tais que a interseção dos subconjuntos originais geram imagens que podem passar de um sistema de coordenadas para outro (regiões sombreadas). Retirada de [87].

Por outro lado, as componentes do vetor tangente ($T^\alpha = dx^\alpha/d\lambda$) se transformam segundo

$$T^{\alpha'} = \frac{\partial x^{\alpha'}}{\partial x^\alpha} T^\alpha \quad (1.3)$$

Quando expandimos a transformação de vetores acima para uma lei de transformação para um tensor geral A , podemos escrever

$$A^{\alpha'\beta'\dots}_{\mu'\nu'\dots} = \frac{\partial x^{\alpha'}}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x^{\beta'}}{\partial x^\beta} \dots \frac{\partial x^\mu}{\partial x^{\mu'}} \frac{\partial x^\nu}{\partial x^{\nu'}} \dots A^{\alpha\beta\dots}_{\mu\nu\dots} \quad (1.4)$$

Para a maior parte das operações com tensores, não há alteração quando paramos de nos restringir a espaços planos, como contração, simetrização, entre outras. No entanto algumas outras propriedades, quando tratamos de espaços curvos, são alteradas.

Uma das principais mudanças ocorre no denominado tensor métrico ($g_{\mu\nu}$). Tal tensor possui características próprias que o definem. É um tensor (0,2), simétrico, em geral não degenerado, i.e. possui um determinante $g = |g_{\mu\nu}|$ não nulo e cujo inverso é $g^{\mu\nu}$, que também é simétrico. Uma descrição útil para a métrica é encontrada quando a pomos na forma

$$g_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, -1, \dots, -1, +1, +1, \dots, +1, 0, 0, \dots, 0) \quad (1.5)$$

onde *diag* representa a diagonal da matriz com os elementos dados. Se uma métrica possui valores nulos em sua diagonal, ela é dita degenerada e não possui inversa. Se ela é contínua e não-degenerada e possui todos os valores positivos, é denominada Euclidiana, Riemanianna ou simplesmente positiva definida. Caso possua um único sinal negativo, então é dita Lorentziana

ou pseudo-Riemanianna¹. Por fim, caso possua valores positivos e negativos, é chamada indefinida.

1.1.2 Derivadas covariantes

Iremos construir a definição de derivada covariante (∇) a partir de suas propriedades, de tal modo a obtermos um operador que se reduz à derivada parcial em um espaço plano com coordenadas inerciais, mas transforma-se como tensor em uma variedade arbitrária. As propriedades são as seguintes:

1. Linearidade: $\nabla(A + B) = \nabla A + \nabla B$,
2. Regra do produto (de Leibniz): $\nabla(A \otimes B) = (\nabla A) \otimes B + (\nabla B) \otimes A$,
3. Comuta sob contração: $\nabla_\mu(A^\lambda_{\lambda\rho}) = (\nabla A)^\lambda_{\mu\lambda\rho}$,
4. Reduz-se à derivadas parciais em escalares: $\nabla_\mu\phi = \partial_\mu\phi$,

de tal modo que a expressão para a derivada covariante de um tensor geral é dada por

$$\nabla_\sigma A^{\mu_1\mu_2\dots\mu_n}_{\nu_1\nu_2\dots\nu_n} = \partial_\sigma A^{\mu_1\mu_2\dots\mu_n}_{\nu_1\nu_2\dots\nu_n} + \Gamma_{\sigma\lambda}^{\mu_1} A^{\lambda\mu_2\dots\mu_n}_{\nu_1\nu_2\dots\nu_n} + \dots - \Gamma_{\sigma\nu_1}^\lambda A^{\mu_1\mu_2\dots\mu_n}_{\lambda\nu_2\dots\nu_n} - \dots \quad (1.6)$$

Vemos então que a derivada covariante de um tensor é dada em função da derivada parcial deste tensor, somado com termos de correção definidos por um conjunto de n matrizes $(\Gamma_\mu)_\sigma^\rho$, ou seja, para cada μ haverá uma matriz $n \times n$, onde n é a dimensão da variedade em questão. Porém, como visto na equação acima, é usual a abstração dos parêntesis, simplificando os termos de correção para $\Gamma_{\mu\sigma}^\rho$. Tais termos são chamados coeficientes de conexão, e fica claro que os coeficientes de conexão não são tensores, visto que se transformam segundo a lei $\Gamma_{\mu'\sigma'}^{\rho'} = \frac{\partial x^{\rho'}}{\partial x^\rho} \frac{\partial x^\mu}{\partial x^{\mu'}} \frac{\partial x^\sigma}{\partial x^{\sigma'}} \Gamma_{\mu\sigma}^\rho + \frac{\partial x^{\rho'}}{\partial x^\rho} \frac{\partial^2 x^\rho}{\partial x^{\mu'} \partial x^{\sigma'}}$.

Portanto, fica claro que para definir completamente uma derivada covariante é preciso estabelecer os coeficientes de conexão na variedade em estudo. Em geral isto representa um conjunto de n^3 componentes independentes e, portanto, para $n = 4$ temos 64 componentes. No entanto, iremos nos restringir ao estudo de variedades Riemaniannas, visto que posteriormente iremos demonstrar a validade da RDDC para este tipo de variedade.

Com esta escolha específica de geometria, duas propriedades são associadas:

- Torsão nula: $\Gamma_{\mu\sigma}^\rho = \Gamma_{\sigma\mu}^\rho$,
- Condição de metricidade válida: $\nabla_\rho g^{\mu\nu} = 0$.

¹O espaço-tempo de interesse da teoria da relatividade geral é deste tipo.

Destas duas propriedades, em combinação com a definição de derivada covariante, é possível obter uma relação direta entre os coeficientes de conexão e a métrica, tal que

$$\Gamma_{\mu\sigma}^{\rho} = \frac{1}{2}g^{\sigma\rho}(\partial_{\mu}g_{\nu\rho} + \partial_{\nu}g_{\rho\mu} - \partial_{\rho}g_{\mu\nu}) . \quad (1.7)$$

Tal conexão é denominada conexão de Christoffel ou conexão de Levi-Civita e, por vezes, conexão Riemanianna.

1.1.3 Transporte paralelo, geodésicas e curvatura

Com base na constância de um tensor $A_{\nu_1\nu_2\dots\nu_l}^{\mu_1\mu_2\dots\mu_k}$ ao longo de uma curva $x^{\mu}(\lambda)$ em um espaço plano, podemos generalizar o conceito de transporte paralelo através da equação

$$\left(\frac{D}{D\lambda}A\right)_{\nu_1\nu_2\dots\nu_l}^{\mu_1\mu_2\dots\mu_k} \equiv \frac{dx^{\sigma}}{d\lambda}\nabla_{\sigma}A_{\nu_1\nu_2\dots\nu_l}^{\mu_1\mu_2\dots\mu_k} = 0 , \quad (1.8)$$

onde $D/D\lambda$ é a chamada derivada direcional covariante. Deste modo, para um vetor qualquer A^{μ} a equação do transporte paralelo é escrita como

$$\frac{d}{d\lambda}A^{\mu} + \Gamma_{\sigma\rho}^{\mu}\frac{dx^{\sigma}}{d\lambda}A^{\rho} = 0 . \quad (1.9)$$

De posse desta equação podemos definir uma geodésica como sendo uma curva $x^{\mu}(\lambda)$ na qual um vetor tangente $T^{\mu} = dx^{\mu}/d\lambda$ é transportado paralelamente ao longo da mesma. Portanto

$$\frac{D}{D\lambda}\frac{dx^{\mu}}{d\lambda} = 0 . \quad (1.10)$$

A partir destes conceitos, podemos buscar um maior entendimento relacionado à curvatura da variedade em questão. Para auxiliar neste ponto, iremos definir o chamado tensor de Riemann. Para tal, basta analisar o comutador entre dois operadores de derivada covariante, associado a um campo vetorial V^{ρ} , de tal forma que

$$[\nabla_{\mu}, \nabla_{\nu}]V^{\rho} = \nabla_{\mu}\nabla_{\nu}V^{\rho} - \nabla_{\nu}\nabla_{\mu}V^{\rho} , \quad (1.11)$$

de modo que, tomando as definições de derivada covariante (eq. 1.6), obtemos

$$[\nabla_{\mu}, \nabla_{\nu}]V^{\rho} = (\partial_{\mu}\Gamma_{\nu\sigma}^{\rho} - \partial_{\nu}\Gamma_{\mu\sigma}^{\rho} + \Gamma_{\mu\lambda}^{\rho}\Gamma_{\nu\sigma}^{\lambda} + \Gamma_{\nu\lambda}^{\rho}\Gamma_{\mu\sigma}^{\lambda})V^{\sigma} + 2(\Gamma_{\nu\mu}^{\lambda} - \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda})\nabla_{\lambda}V^{\rho} . \quad (1.12)$$

O último termo se anula em uma variedade com conexão de Levi-Civita. Definindo o primeiro termo entre parêntesis no lado direito da equação acima como o tensor de Riemann, temos que

$$R_{\sigma\mu\nu}^{\rho} = (\partial_{\mu}\Gamma_{\nu\sigma}^{\rho} - \partial_{\nu}\Gamma_{\mu\sigma}^{\rho} + \Gamma_{\mu\lambda}^{\rho}\Gamma_{\nu\sigma}^{\lambda} + \Gamma_{\nu\lambda}^{\rho}\Gamma_{\mu\sigma}^{\lambda})V^{\sigma} . \quad (1.13)$$

Tal tensor está relacionado com a curvatura da variedade e possui certas propriedades como, por exemplo:

$$R_{\rho\sigma\mu\nu} = -R_{\rho\sigma\nu\mu} , R_{\rho\sigma\mu\nu} = -R_{\sigma\rho\mu\nu} \text{ e } R_{\rho\sigma\mu\nu} = R_{\mu\nu\rho\sigma} . \quad (1.14)$$

1.1.4 Equação do desvio geodésico

Por fim, para encontrar a equação pertinente ao desenvolvimento da dedução da RDDC, tomemos uma superfície suave descrita por uma sucessão de curvas $\gamma_s(\lambda)$ tal que, para cada $s \in \mathfrak{R}$, $\gamma_s(\lambda)$ é uma geodésica parametrizada pelo parâmetro afim λ , como mostra a figura abaixo.

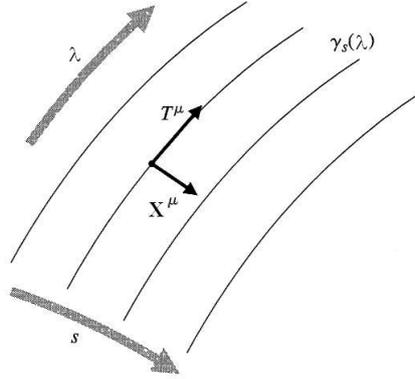


Figura 1.2: Superfície descrita por um conjunto de geodésicas $\gamma_s(\lambda)$, com vetores tangentes T^μ . O campo de vetores X^μ mede o desvio entre geodésicas vizinhas. Retirada de [87].

Desta maneira, a superfície é definida pelo conjunto de pontos $x^\mu(s, t)$ na qual dois campos de vetores podem ser definidos, a saber, os vetores tangentes às geodésicas, dados por T^μ , bem como os denominados vetores de desvio, ou de conexão, dados por X^μ .

A partir destas definições podemos buscar uma expressão que esteja relacionada com o afastamento entre as geodésicas. Especialmente, analisaremos a derivada direcional de segunda ordem dos vetores de desvio, onde

$$\frac{D^2}{Dt^2} X^\mu = T^\rho \nabla_\rho (T^\sigma \nabla_\sigma X^\mu) . \quad (1.15)$$

Como T e X são vetores de base, seu comutador é nulo ($[S, T] = 0$), de tal modo que, utilizando a propriedade de torsão nula ($\Gamma_{\mu\sigma}^\rho = \Gamma_{\sigma\mu}^\rho$), temos que $X^\sigma \nabla_\sigma T^\mu = T^\sigma \nabla_\sigma X^\mu$. Assim, aplicando as definições de derivada covariante (eq. 1.6), bem como do tensor de Riemann (eq. 1.13) na equação acima, obtemos

$$\frac{D^2}{Dt^2} X^\mu = -R_{\nu\rho\sigma}^\mu T^\nu X^\rho T^\sigma , \quad (1.16)$$

que é denominada equação do desvio geodésico (EDG). Esta equação mede o grau de afastamento ou atração de geodésicas, através da variação no espaço dos vetores de desvio, de acordo com o campo gravitacional associado ao sistema.

Comentado alguns pontos relevantes à geometria diferencial, iremos agora deduzir a expressão relativa à relação de dualidade de distância cósmica.

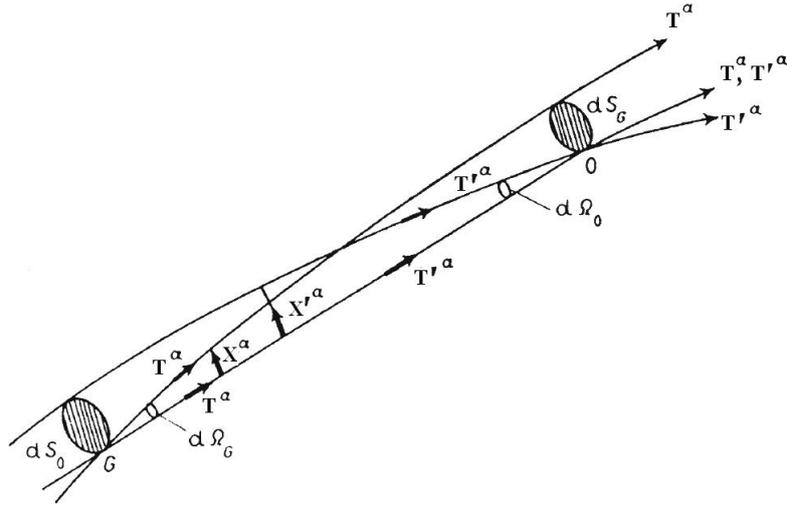


Figura 1.3: Trajetória de raios provenientes de uma fonte G e alcançando um observador O , estando ambos em afastamento [73].

1.2 Dedução da RDDC

Para a dedução formal da RDDC, iremos inicialmente apresentar uma prova para o teorema de reciprocidade de Etherington [67] e, em seguida, estenderemos as noções de distância envolvidas neste teorema para as distâncias de luminosidade e de diâmetro angular com o fim de encontrarmos a RDDC. Por fim de clareza, sempre que possível iremos enfatizar os pressupostos utilizados para nossas deduções.

Como mencionado na introdução, os primeiros estudos referentes a relação de reciprocidade foram apresentados na década de 30 [67], tendo sido deixado à margem até meados da década de 60, quando novas provas foram apresentadas em diferentes contextos [70, 71, 72].

Para a prova do teorema de reciprocidade, seguiremos o procedimento dedutivo de [73]. Com efeito, tomemos dois feixes de fótons, onde cada fóton viaja através de trajetórias únicas, sendo o primeiro feixe representado pela convergência de fótons provindos de uma fonte e o segundo representado pela divergência de fótons emitidos por uma fonte. A figura (1.3) representa tal configuração de feixes, sendo O o ponto no qual o primeiro feixe está convergindo e G o ponto no qual o segundo feixe está divergindo.

O objetivo central aqui é buscar uma relação entre as distâncias obtidas pela razão entre a área² e o ângulo sólido, subentendido em cada feixe. Na figura (1.3), podemos ver que tais distâncias são obtidas através da razão entre as grandezas dS_O (dS_G) e $d\Omega_O$ ($d\Omega_G$).

²Como podemos ver na figura (1.3), a área aqui referida é obtida através de um corte perpendicular ao eixo de simetria, para cada feixe convergente e divergente.

Podemos ver, segundo o gráfico, que o feixe de geodésicas divergentes a partir do ponto G , possuem vetores tangentes dados por T^a , com parâmetro afim dado por λ e vetores de desvio dados por X^a . Por outro lado, o feixe de geodésicas convergente em O também possui seus respectivos vetores tangentes, que são dados por T'^a e, de modo semelhante ao procedimento anterior, λ' é o parâmetro afim e ainda X' os vetores de desvio das geodésicas percorridas por T'^a .

Como visto na seção anterior, a variação dos vetores de desvio das geodésicas é descrita pela EDG (Eq. 1.16). Se supormos que as geodésicas anteriores estão imersas em uma variedade Riemanianna, tal como descrito na seção anterior, então a partir das definições anteriores podemos escrever as EDG correspondentes aos feixes convergentes e divergentes, de tal modo que

$$\frac{D^2 X^a}{D\lambda^2} = -R_{bcd}^a T^b X^c T^d . \quad (1.17)$$

Por outro lado, para o sistema composto por T' , X' e λ' , obtemos

$$\frac{D^2 X'^a}{D\lambda'^2} = -R_{bcd}^a T'^b X'^c T'^d . \quad (1.18)$$

Sendo, vale lembrar, subentendida a condição de torsão nula.

Agora, vamos nos ater à trajetória comum aos dois feixes, ou seja, a trajetória OG . Em tal trajetória, os vetores tangentes são idênticos ($T^a = T'^a$), logo os parâmetros afins também o são ($\lambda = \lambda'$). Portanto, multiplicando por X'^a a Eq. 1.17 e por X^a a equação 1.18, obtemos respectivamente

$$X'^a \frac{D^2 X_a}{D\lambda^2} = -R_{abcd} X'^a T^b X^c T^d \quad e \quad (1.19)$$

$$X^a \frac{D^2 X'_a}{D\lambda'^2} = -R_{abcd} X^a T^b X'^c T^d . \quad (1.20)$$

Note que, por estarmos analisando uma variedade Riemanianna, utilizamos a condição de metricidade nula ($Dg_{ij}/D\lambda = 0$) para “baixar o índice” da derivada segunda no lado esquerdo das equações. Se agora fizermos uma substituição adequada entre os índices da segunda equação, podemos reescrevê-la como

$$X^a \frac{D^2 X'_a}{D\lambda^2} = -R_{cdab} X^c T^d X'^a T^b . \quad (1.21)$$

Utilizando a simetria do tensor de Riemann para a variedade em questão, isto é, $R_{abcd} = R_{cdab}$, obtemos finalmente

$$X^a \frac{D^2 X'_a}{D\lambda^2} = -R_{abcd} X'^a T^b X^c T^d . \quad (1.22)$$

Portanto, subtraindo as Eqs. (1.19) e (1.21), obtemos que, ao longo da trajetória OG

$$X'^a \frac{D^2 X_a}{D\lambda^2} - X^a \frac{D^2 X'_a}{D\lambda^2} = 0 . \quad (1.23)$$

Logo,

$$X'^a \frac{DX_a}{D\lambda} - X^a \frac{DX'_a}{D\lambda} = \text{cte} . \quad (1.24)$$

Tomando a equação acima no ponto O (onde $X'^a = 0$), bem como no ponto G (onde $X^a = 0$), temos que

$$X^a|_O \frac{dX'_a}{d\lambda}|_O = -X'_a|_G \frac{dX^a}{d\lambda}|_G . \quad (1.25)$$

Consideremos agora dois pares específicos de vetores a partir dos vetores de desvio. Entre os vetores de desvio X , escolheremos pares específicos, tais que são válidas as condições

$$\frac{dX_1^a}{d\lambda}|_G \frac{dX_{2a}}{d\lambda}|_G = 0 \text{ e } X_1^a|_O X_{2a}|_O = 0 . \quad (1.26)$$

Por outro lado, utilizando os vetores de desvio X' , escolheremos pares específicos tais que são válidas as condições

$$X'_{1a}|_G \frac{dX_2^a}{d\lambda}|_G = 0 \text{ e } X'_{2a}|_G \frac{dX_1^a}{d\lambda}|_G = 0 . \quad (1.27)$$

Utilizando a Eq. (1.25), temos ainda

$$X_1^a|_O \frac{dX'_{2a}}{d\lambda}|_O = 0 \text{ e } X_2^a|_O \frac{dX'_{1a}}{d\lambda}|_O = 0 . \quad (1.28)$$

Logo,

$$\frac{dX_1'^a}{d\lambda}|_G \frac{dX'_{2a}}{d\lambda}|_G = 0 \text{ e } X_1'^a|_O X'_{2a}|_O = 0 . \quad (1.29)$$

Fazendo as escolhas

$$dS_G = X_1|_O X_2|_O , \quad dS_O = X'_1|_G X'_2|_G , \quad (1.30)$$

bem como,

$$d\Omega_O = \frac{dX'_1}{dl}|_O \frac{dX'_2}{dl}|_O , \quad d\Omega_G = \frac{dX_1}{dl}|_G \frac{dX_2}{dl}|_G , \quad (1.31)$$

e ainda, lembrando que a Eq. (1.25) fornece

$$(X_1 X_2)|_O \left(\frac{dX'_1}{d\lambda} \frac{dX'_2}{d\lambda} \right)|_O = (X'_1 X'_2)|_G \left(\frac{dX_1}{d\lambda} \frac{dX_2}{d\lambda} \right)|_G , \quad (1.32)$$

finalmente obtemos

$$dS_G d\Omega_O = dS_O d\Omega_G (1 + z)^2 , \quad (1.33)$$

onde utilizamos a suposição de que os fótons seguem geodésicas nulas, de tal modo que é válida a relação $\frac{dl_O}{dl_G} = (1 + z)^2 \frac{d\lambda_O}{d\lambda_G}$ [73].

Portanto, definindo as distâncias $r_G = dS_G/d\Omega_G$, bem como $r_O = dS_O/d\Omega_O$, obtemos finalmente a relação de reciprocidade de Etherington, tal que

$$r_G = r_O (1 + z) . \quad (1.34)$$

Para fazer a transição entre as medidas teóricas de distâncias, definidas na equação anterior, e medidas observacionais cosmológicas, precisamos definir quais grandezas são propriamente passíveis de serem observadas e quais grandezas teremos que redefinir para obter grandezas cosmológicas observáveis.

Por um lado, medidas relativas à área dS_O e o ângulo $d\Omega_O$ são passíveis de serem obtidas, gerando portanto medidas de r_O , distância esta que em termos de medidas cosmológicas, é denominada distância de diâmetro angular

$$d_A = r_O \quad . \quad (1.35)$$

Por outro lado, as medidas relativas ao ângulo $d\Omega_G$ não podem ser obtidas, de tal modo que devemos buscar uma medida alternativa à distância r_G . Para tal fim, utilizaremos a chamada distância de luminosidade, d_L , a qual derivaremos a seguir.

Em um universo euclidiano podemos relacionar a luminosidade intrínseca de uma estrela conhecida e o fluxo medido através da relação

$$F = \frac{L}{4\pi r_G^2} \quad . \quad (1.36)$$

No entanto, em um universo em expansão, supondo a conservação do número de fótons emitidos por uma fonte distante, dois efeitos ocorrem sobre os fótons emitidos por tal fonte. O primeiro é a diminuição da energia dos fótons de tal modo que, através da relação $E = 2\pi\hbar\nu$, a razão entre a energia dos fótons emitidos e observados pode ser escrita como

$$\frac{E_O}{E_G} = \frac{\lambda_G}{\lambda_O} = \frac{1}{1+z} \quad . \quad (1.37)$$

O segundo efeito é a dilatação temporal entre dois fótons subsequentemente emitidos, de tal modo que

$$\frac{\Delta t_O}{\Delta t_G} = \frac{\lambda_O}{\lambda_G} = 1+z \quad . \quad (1.38)$$

Portanto, o fluxo observado, para um universo em expansão pode ser escrito como

$$F = \frac{L}{4\pi r_G^2(1+z)^2} \quad . \quad (1.39)$$

Assim, podemos redefinir os termos relacionados à distância no denominador para manter a mesma estrutura funcional da relação de fluxo e luminosidade na Eq. 1.36. Por fim, definimos a distância de luminosidade como

$$d_L = r_G(1+z) \quad (1.40)$$

Portanto, em um universo em expansão obtemos a relação

$$F = \frac{L}{4\pi d_L^2} \quad . \quad (1.41)$$

De posse então das equações (1.35) e (1.40), podemos re-escrever a relação de reciprocidade de Etherington sob a luz de distâncias relacionadas à observáveis cosmológicos, obtendo a almejada relação de dualidade de distância cósmica

$$\frac{d_L}{d_A(1+z)^2} = 1 . \quad (1.42)$$

É importante lembrar que a relação de reciprocidade foi obtida segundo os pressupostos de que os fótons seguem geodésicas nulas, únicas, em uma variedade Riemanianna, e consequentemente a RDDC é obtida acrescentando-se a suposição da conservação do número de fótons. Por outro lado, vale notar que obtivemos a relação de dualidade sem fazer qualquer suposição sobre o conteúdo material ou mesmo sobre a validade do princípio cosmológico, de tal modo que a RDDC independe das componentes do modelo, bem como independe da homogeneidade ou isotropia do espaço.

Posto isto, fica mais clara ainda a motivação do presente estudo onde, com o intuito de analisar as consequências físicas de uma violação (ou não) da RDDC, iremos testar fenomenologicamente a relação acima. Para isto iremos relaxar a igualdade da equação anterior, podendo assim escrever

$$\frac{d_L}{d_A(1+z)^2} = \eta , \quad (1.43)$$

onde η é o parâmetro da RDDC a ser restrito pelas observações. E assim, caso as observações indiquem uma não validade da RDDC, ou seja, $\eta \neq 1$, devemos buscar as causas desta não-validação e, portanto, uma revisão de conceitos fundamentais amplamente aceitos em cosmologia. Fazendo um exercício de abstração e supondo que os resultados da análise fenomenológica infiram que a RDDC não é de todo válida, podemos analisar algumas possíveis causas para tal violação, tema da próxima seção.

1.3 Algumas Fontes de Violação da RDDC

A dedução para a chamada RDDC foi erigida em dois passos. Inicialmente apresentaremos uma dedução para o teorema de reciprocidade de Etherington, baseados em três pressupostos, a saber, geometria do espaço-tempo Riemanianna, fótons seguindo geodésicas nulas e únicas. Como segundo passo, acrescentamos a suposição de que os fótons conservam seu número ao longo de sua trajetória, recaindo deste modo na relação de dualidade em questão.

No entanto, apesar de serem suposições razoáveis, é possível que mecanismos físicos não usuais impliquem na violação de uma ou mais destas suposições, como veremos na próxima seção. Caso isto ocorra, resultados observacionais da RDDC indicarão a existência de tais mecanismos, abrindo precedentes para estudos mais detalhados de uma nova física.

1.3.1 Acoplamento fóton-áxion

Um dos mecanismos de violação da RDDC mais discutidos na literatura é a suposição da conversão de fótons em alguma outra partícula, implicando em uma não conservação do número de fótons no trajeto entre a emissão da fonte e a respectiva observação. Uma possibilidade teórica é a conversão de fótons em partículas de spin-0, cujo candidato mais discutido é o áxion [88, 89, 90].

Um possível mecanismo é a produção de áxions por fótons (ou vice-versa) em campos magnéticos intensos [91, 92]. Esse mecanismo de produção de áxions pode surgir mesmo localmente, como no interior de estrelas com campos magnéticos extremamente intensos [93], porém, para a presente análise, o campo magnético envolvido mais provável é um campo fraco de fundo, de natureza extra-galáctica, percorrido pelos fótons [94]. Para descrever esse mecanismo, adicionamos um termo à lagrangeana do sistema, relativo ao acoplamento fóton-áxion, dado por

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{a}{4M} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} , \quad (1.44)$$

onde a é o campo do áxion, $F_{\mu\nu}$ o tensor do campo eletromagnético e $\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\rho\sigma}$ seu dual. Já a escala de energia M é um parâmetro fenomenológico que caracteriza a força da interação e depende de fatores como a massa do áxion, constante de estrutura fina, entre outros [95].

A probabilidade de conversão de um fóton em áxion é dada por $P_{\gamma \rightarrow a} = 1 - P_{\gamma \rightarrow \gamma}$, onde $P_{\gamma \rightarrow \gamma}$ é a probabilidade de sobrevivência de um fóton no trajeto entre sua emissão e a observação. Para um campo magnético extra-galáctico não uniforme, da ordem típica de $\sim \text{Mpc}$, temos

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma} = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} e^{-l/l_{dec}} , \quad (1.45)$$

onde l é a distância própria até a fonte emissora e l_{dec} é a distância de decaimento que depende dos fatores astrofísicos envolvidos (vide [96, 97] para uma dedução mais detalhada).

Portanto, ao assumirmos a possibilidade do mecanismo de conversão fóton-áxion, e portanto a não conservação do número de fótons, a luminosidade precisa ser redefinida em termos de uma luminosidade efetiva, tal que $L_{eff} = L P_{\gamma \rightarrow \gamma}$. Logo, da relação entre luminosidade e distância de luminosidade (Eq. 1.41), reescrevemos d_L tal que

$$d_L \rightarrow \frac{d_L}{\sqrt{P_{\gamma \rightarrow \gamma}}} . \quad (1.46)$$

Fica claro então que um mecanismo de conversão fóton-áxion implica em uma violação da RDDC, visto que há uma alteração direta na distância de luminosidade, enquanto a distância ao diâmetro angular não é afetada.

1.3.2 Criação adiabática de fótons

Uma outra fonte de violação da conservação do número de fótons é através de uma criação adiabática cosmológica de fótons ao longo da evolução do Universo [98, 99, 100, 101]. Uma das consequências de tais efeitos é a alteração da lei usual de evolução da temperatura da radiação, $T(z) = T_0(1 + z)$. Com efeito, podemos partir de um Universo cujo elemento de linha é o de FRW, contendo matéria usual, radiação e uma constante cosmológica. Neste caso, se utilizarmos as equações de campo de Einstein, bem como uma análise termodinâmica apropriada [102], podemos escrever a lei de conservação de energia, bem como a equação de balanço como

$$\dot{\rho} + 3(\rho + p)H = \frac{4\rho}{3n}\psi \quad \text{e} \quad (1.47)$$

$$\dot{n} + 3nH = \psi \quad , \quad (1.48)$$

onde n é a densidade numérica da partículas e ψ o termo de fonte.

Tomando como variáveis independentes a temperatura e o número de partículas, ao analisarmos a taxa de variação da temperatura e da entropia específica, de modo que, no caso em estudo, a entropia da radiação aumenta, bem como o número de fótons, porém se mantendo constante a entropia específica, caracterizando assim uma criação adiabática de fótons [103].

Restringindo o estudo à evolução da radiação, podemos utilizar a equação de balanço, bem como a análise da variação da temperatura do sistema, obtendo

$$\frac{\dot{T}}{T} = -\frac{\dot{a}}{a} + \frac{\psi}{3n} \quad , \quad (1.49)$$

onde T é a temperatura, a o fator de escala, n o número de partículas e ψ o termo de fonte. Definindo o parâmetro $\beta \equiv \psi/3nH$, se o supusermos constante a equação anterior pode ser resolvida, fornecendo assim a equação de evolução para temperatura dos fótons, tal que

$$T(z) = T_0(1 + z)^{1-\beta} \quad . \quad (1.50)$$

O parâmetro β varia entre $0 \leq \beta \leq 1$ e, em comparação com a lei usual de evolução de temperatura, no caso onde há um termo de fonte associado ao sistema, há uma atenuação na variação de temperatura, de modo que dado um valor para β , os fótons decaem de modo mais lento. Além disso, não é necessário que a parametrização da lei de evolução da temperatura dos fótons seja constante ao longo da evolução do Universo [104, 105].

Portanto, vemos que uma criação cosmológica de fótons induz a uma violação da conservação do número dos mesmos, o que implica em uma invalidação da relação de dualidade de distância cósmica.

1.3.3 Acoplamento disforme

A adição de um campo escalar através de um acoplamento não-mínimo com a matéria, implica em geral na existência de uma quinta força [106, 107]. No entanto, diversos experimentos tanto realizados na Terra, quanto na escala do Sistema Solar, não observam tal tipo de interação [108, 109, 110]. É possível contornar tal problema, por exemplo, se impusermos a validade da simetria $\phi \rightarrow \phi + c$, onde c é uma constante [111, 112, 113]. Discutiremos agora como a inclusão de tal campo escalar pode levar à mudanças na RDDC.

A métrica mais geral que podemos escrever, a partir de $g_{\mu\nu}$ e um campo escalar que respeite causalidade, bem como o princípio de equivalência, é dada por [114]

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = A(\phi, X)g_{\mu\nu} + B(\phi, X)\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi \quad , \quad (1.51)$$

com $X = \frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi$. O primeiro termo é o acoplamento "conforme" entre o campo escalar e a matéria, enquanto o segundo é chamado de acoplamento "disforme". A lagrangeana associada a esta interação é dada por

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{M^4}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi T^{\mu\nu} \quad . \quad (1.52)$$

Devido ao fato das observações cosmológicas serem obtidas, em essência, através de luz, é útil analisar a interação do campo escalar especificamente com fótons. Ao estudarmos tal interação, dois efeitos ficam evidenciados: o tensor momento-energia dos fótons não é mais conservado e a geodésica é influenciada pelo acoplamento disforme [115].

Para o presente estudo, duas consequências da interação são relevantes. A primeira é uma variação na velocidade da luz, o que implica em uma alteração na relação de reciprocidade (Eq. 1.34) do tipo

$$r_G = \beta r_O(1 + z) \quad , \quad (1.53)$$

tal que $\beta = \left(\frac{c_{obs}}{c_{emit}}\right)$, sendo c a velocidade da luz.

Por outro lado, o fluxo de fótons observado é alterado por uma variação da "constante" de estrutura fina, devido ao acoplamento entre fótons e campo escalar. Isto acarreta em uma alteração na própria RDDC, de tal modo que

$$d_L = \gamma d_A(1 + z)^2 \quad , \quad (1.54)$$

onde $\gamma = \frac{\alpha_{emit}}{\alpha_{obs}} \frac{c_{obs}}{c_{emit}}$ [115], sendo α a variável de estrutura fina. Vimos então que um acoplamento disforme entre radiação e um campo escalar

1.3.4 Geometria não-Riemanniana

Até o momento, as possíveis fontes de violação da RDDC tratavam da alteração de algum mecanismo relativo ao conteúdo material do Universo. No entanto, também é possível que a RDDC não seja válida devido à violação de alguns pressupostos relativos à geometria do espaço-tempo. Trataremos aqui da possibilidade de uma variedade com geometria não-Riemanniana.

O menor desvio que podemos tomar a partir de uma variedade Riemanniana é a inclusão de torsão [116]. Uma variedade que mantém as condições de diferenciação, bem como de metricidade nula, tal qual uma variedade Riemanniana, porém assume uma torsão não nula, é denominada variedade de Riemann-Cartan [117]. A vantagem da inclusão da torsão à variedade é que a mesma pode ser relacionada com o momento angular de spin e, conseqüentemente, com a invariância da ação de matéria com respeito às rotações [118].

Em teorias de gravidade que assumem a possibilidade de torsão (como, por exemplo, na teoria de Einstein-Cartan-Sciama-Kibble (ECSK) [119, 120, 121, 122]) a lagrangeana de matéria leva em conta, além dos campos de matéria e métrico, o termo de torsão, tal que

$$\mathcal{L}_{mat} = \mathcal{L}(\phi, \partial\phi, g, \partial g, S) \quad , \quad (1.55)$$

onde S é o tensor de torsão, definido a partir da conexão da variedade em estudo ($\Gamma_{\sigma\mu}^\rho$), onde, explicitamente, $S_{\mu\sigma}^\rho \equiv \frac{1}{2}(\Gamma_{\mu\sigma}^\rho - \Gamma_{\sigma\mu}^\rho)$.

Ao assumirmos que a torsão não é nula, então, ao contrário do que utilizamos para deduzir a RDDC, já não podemos considerar a conexão como a de uma variedade Riemanniana. Como dito na seção (1.1.2), a conexão associada à uma variedade Riemanniana é a conexão de Christoffel, tal que $\Gamma_{\mu\sigma}^\rho = \{\rho_{\mu\sigma}\} = \frac{1}{2}g^{\sigma\rho}(\partial_\mu g_{\nu\rho} + \partial_\nu g_{\rho\mu} - \partial_\rho g_{\mu\nu})$. Ao se permitir a possibilidade de torsão não nula, então a conexão da variedade é agora escrita como

$$\Gamma_{\mu\sigma}^\rho = \{\rho_{\mu\sigma}\} + K_{\mu\sigma}^\rho \quad , \quad (1.56)$$

onde $K_{\mu\sigma}^\rho$ é o chamado tensor de contorsão, definido em função da torsão, tal que $K_{\rho\mu\sigma} = -S^{\rho\mu\sigma} + S^{\mu\sigma\rho} - S^{\sigma\rho\mu}$. Uma das conseqüências geométricas obtidas pela inclusão de torsão é que a derivação da equação do desvio geodésico (Eq. 1.16) é alterada, frente a uma geometria Riemanniana. Ao incluirmos a possibilidade de torsão, a EDG toma a forma

$$\frac{D^2}{Dt^2} X^\mu = -R_{\nu\rho\sigma}^\mu T^\nu X^\rho T^\sigma + T^\nu \nabla_\nu (K_{\sigma\gamma}^\mu T^\sigma X^\gamma) \quad . \quad (1.57)$$

Assim, vemos que a EDG que utilizamos na dedução da RDDC tem sua forma funcional alterada, devido a presença de um termo que depende explicitamente do tensor de torsão. Portanto, a inclusão de uma torsão na variedade em estudo, leva a uma incompatibilidade com a dedução apresentada, o que pode invalidar a RDDC.

1.4 Sumário

Neste capítulo, apresentamos uma dedução da relação de dualidade de distância cósmica. Para isto, iniciamos o capítulo introduzindo conceitos gerais de geometria diferencial necessários para a dedução da RDDC. Em seguida, a denominada relação de reciprocidade de Etherington, que relaciona a distância entre fonte e observador, tal que $r_G = (1 + z)r_O$, foi deduzida. Para tal, assumimos que a trajetória dos fótons é descrita por geodésicas únicas e nulas, bem como a variedade do espaço-tempo é descrita por uma geometria Riemanniana. No entanto, como não é possível relacionar a relação de reciprocidade com medidas diretas de distância, assumimos que o número de fótons se conserva ao longo da evolução do Universo, de tal modo que a RDDC surge em função das distâncias de diâmetro angular e de luminosidade, $d_L = (1 + z)^2 d_A$. Vimos, por fim, que a relação de dualidade pode ser violada segundo diversos mecanismos. Tais mecanismos podem surgir em diversos contextos físicos como, por exemplo, no contexto da cromodinâmica quântica. Neste caso, a violação da RDDC pode surgir devido ao decaimento de fótons em áxions [96, 97]. Por outro lado, no contexto geométrico, a violação da RDDC pode surgir na introdução de uma torsão na conexão da geometria do espaço-tempo [116, 117], além de diversas outras possibilidades (vide, por exemplo [123, 124]). No próximo capítulo, discutiremos alguns dos principais aspectos astrofísicos relevantes à utilização da fração da massa do gás em aglomerados de galáxias como um teste cosmológico da RDDC.

Capítulo 2

Fração de Massa de Gás em Aglomerados de Galáxias

Para testar a veracidade da RDDC e impôr limites observacionais sobre as grandezas teóricas analisadas no capítulo anterior, precisamos lançar mão de observações cosmológicas. O presente trabalho utiliza, de maneira central e ampla, o teste denominado fração da massa do gás em aglomerados de galáxias. De fato, é importante frisar que outros testes observacionais serão utilizados ao longo da tese, de tal modo que os mesmos serão mais precisamente descritos à medida que surgirem sua necessidade e utilização. Porém, dada a importância da f_{gas} no presente trabalho, a este foi dedicado um capítulo a parte.

Como, em capítulos posteriores, iremos tratar da análise observacional da f_{gas} sob dois abordagens que permitem a sua detecção, a saber, via Bremsstrahlung (com emissão em raios-X) e o efeito Sunyaev-Zel'dovich (com emissão em microondas), apresentaremos no presente capítulo uma dedução da expressão teórica para a f_{gas} com respeito a ambos os efeitos. Antes, porém, iremos descrever os aspectos astrofísicos do teste acima citado, iniciando com a dedicação da sessão seguinte à descrição dos entes astronômicos que ambientam o teste da f_{gas} , os aglomerados de galáxias.

2.1 Aglomerados de Galáxias

Cerca de 60% – 70% das galáxias são encontradas em algum tipo de associação, as quais contêm, aproximadamente, 50% de seus membros confinados em uma região $< 1 Mpc$. Tais associações podem ser classificadas de acordo com o número de galáxias.

Os grupos são as associações com até ~ 10 galáxias. Nesses sistemas, os objetos mais comuns são galáxias espirais e irregulares. Aglomerados pobres contêm entre $\sim 10 - 10^2$

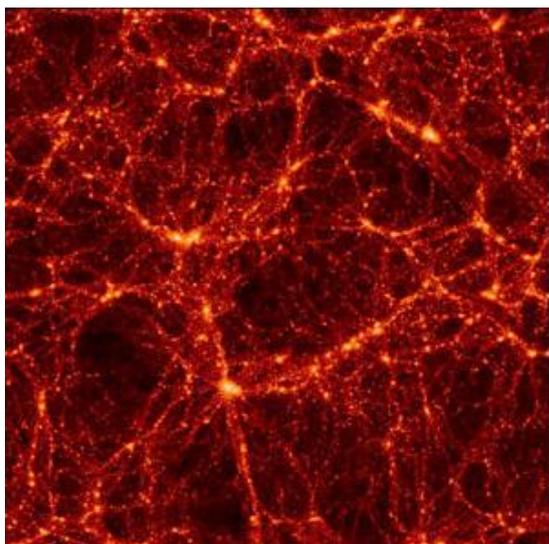


Figura 2.1: Simulação da estrutura filamentar do Universo, onde os pontos mais luminosos nos filamentos correspondem aos halos das galáxias gigantes. Na intersecção dos filamentos podemos observar a formação dos aglomerados de galáxias (simulação realizada por Couchman, da Universidade de Ontário, Canadá).

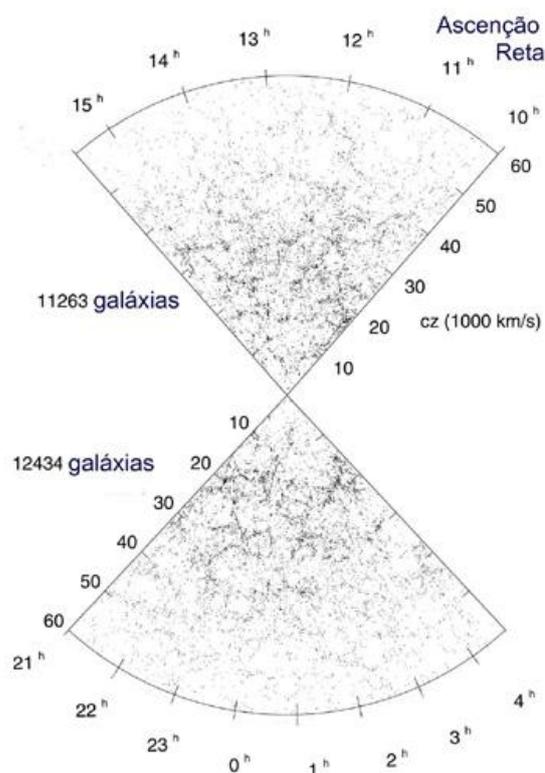


Figura 2.2: Estrutura filamentar do Universo observado (survey realizado pelo LCO - Las Campanas Observatory).

galáxias. Já aglomerados ricos são aqueles que possuem $\sim 10^2 - 10^3$ galáxias, sendo que apenas 7% dos aglomerados são deste último tipo. Em tais sistemas, predominam as galáxias elípticas e lenticulares. Ao longo do presente trabalho, os dados observacionais tratam de aglomerados de galáxias ricos.

A provável origem dos aglomerados de galáxias são as perturbações na densidade do Universo primordial. Essas perturbações aumentaram com a evolução do Universo, através da atração gravitacional e levaram à estrutura filamentar observada hoje em dia, bem como corroboradas por simulações numéricas sobre a evolução das estruturas, como pode ser visto nas Figs. (2.1) e (2.2). Essa estrutura filamentar em grande escala mostra a presença de grandes paredes e vazios, e a matéria contida num aglomerado provê um exemplo simplificado do conteúdo de matéria do Universo [125].

2.1.1 Massa em Forma de Galáxias

A massa dos aglomerados em forma de galáxias pode ser inferida a partir da medida da luminosidade absoluta do aglomerado e multiplicando-a pela razão massa-luminosidade [126]. Com efeito,

$$M_{gal} = L_{tot} \left(\frac{M}{L} \right). \quad (2.1)$$

A luminosidade L_{tot} é proporcional ao quadrado da distância luminosidade (Eq. 1.41), que é, como visto no capítulo anterior, dependente de z , h e Ω_i . Assim,

$$L_x \propto d_L^2(z, \Omega_i, h). \quad (2.2)$$

Por outro lado, a razão massa-luminosidade é proporcional apenas ao parâmetro de Hubble atual. Isto ocorre porque tal razão é derivada a partir de galáxias próximas, as quais não dependem da cosmologia adotada. Portanto, podemos reescrever (2.1) como

$$M_{gal} \propto h d_L^2(z, \Omega_i, h). \quad (2.3)$$

Apesar da presença de muitas galáxias em um aglomerado, a massa relativa às galáxias contribue, na verdade, com a menor parte da massa total. Tipicamente, as galáxias contribuem com apenas 5% da massa de um aglomerado [127]. A maior parte da contribuição da matéria bariônica em um aglomerado de galáxia provém do gás do Meio Intra-aglomerado (MIA), que será descrito a seguir.

2.1.2 Massa em Forma de Gás do MIA

O gás do meio intra-aglomerado é composto pelo gás excedente à formação das galáxias e é formado em sua maior parte pelos elementos formados na nucleossíntese primordial [128]. Os poucos elementos restantes, que compõem o gás do MIA, são resultado de mecanismos de expulsão de matéria das galáxias, como a ejeção de material provindo da explosão de supernovas. Deduziremos agora a massa em forma de gás nos aglomerados de galáxias.

Por definição, a massa (M) de um gás que ocupa um certo volume (V) é dada pela expressão

$$M_{gas}(< V) = \int_V \rho_{gas} dV. \quad (2.4)$$

Supondo uma simetria esférica para o gás no MIA, a expressão (2.4) se resume a

$$M_{gas}(< R) = 4\pi \int_0^R \rho_{gas} r^2 dr. \quad (2.5)$$

Seguindo [129], iremos supor que a densidade do gás no aglomerado é distribuída segundo o modelo- β isotérmico e, como dito anteriormente, com simetria esférica¹. Neste modelo temos a densidade de elétrons dada por

$$n_e(r) = n_{e0} \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-\frac{3\beta}{2}}, \quad (2.6)$$

onde n_e é a densidade de elétrons e n_{e0} e r_c , são, respectivamente, a densidade de elétrons e o raio na região central [131]. Além disso, β é a energia por unidade de massa nas galáxias dividido pela energia por unidade de massa no MIA.

Como dito anteriormente, o gás no MIA tem origem no gás primordial e, portanto, podemos considerar que seja constituído, basicamente, de hidrogênio e hélio. Com essa hipótese, negligenciamos os elementos mais pesados na constituição do MIA, obtendo as densidades de hidrogênio e hélio como sendo, respectivamente

$$n_H = \left(\frac{2X}{1+X}\right) n_e(r) \quad (2.7)$$

e

$$n_{He} = \left(\frac{1-X}{2(1+X)}\right) n_e(r), \quad (2.8)$$

sendo X a abundância de hidrogênio. Com isso, a Eq. (2.5) se torna

$$M_{gas}(< R) = \left[\frac{2X}{1+X} + 4\frac{1-X}{2(1+X)}\right] n_{e0} 4\pi m_H \int_0^R \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-\frac{3\beta}{2}} r^2 dr, \quad (2.9)$$

onde m_H é a massa do hidrogênio. Fazendo a seguinte mudança de variável na integral ($x = r/r_c$) e definindo

$$I_M\left(\frac{R}{r_c}, \beta\right) \equiv \int_0^{\frac{R}{r_c}} (1+x^2)^{-\frac{3\beta}{2}} x^2 dx, \quad (2.10)$$

temos que

$$M_{gas}(< R) = \frac{8\pi m_H n_{e0} r_c^3}{1+X} I_M\left(\frac{R}{r_c}, \beta\right), \quad (2.11)$$

representando a massa em forma de gás do aglomerado de galáxias. Seguiremos com a dedução da expressão para a matéria total contida em um aglomerado com o intuito de obter a expressão final para a f_{gas} , que é literalmente a razão entre a matéria em forma de gás e a matéria total (incluindo matéria escura).

¹É importante mencionar que os dados utilizados na análise observacional realizada no presente trabalho utiliza na verdade uma distribuição de elétrons duplo- β não isotérmico [130]. De modo que, o modelo- β isotérmico é utilizado na presente seção apenas por simplicidade, mas sem perda de generalidade, para as demonstrações matemáticas pertinentes.

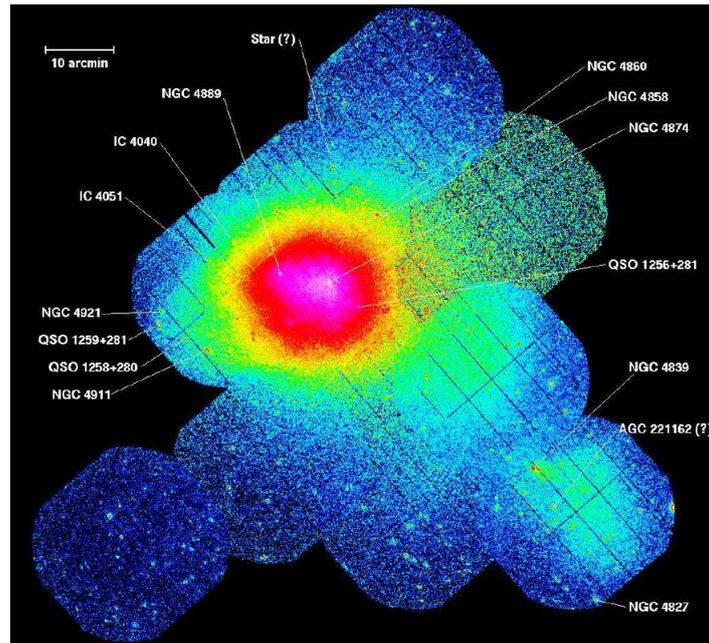


Figura 2.3: Aglomerado de galáxias de Coma, visto no intervalo de energia 0.3 – 2.0 keV, utilizando a câmera EPIC-pn do observatório XMM-Newton. O mosaico permite a identificação de diversas galáxias no espectro de raios-X. A emissão em raios-X é claramente visível para duas galáxias elípticas extremamente brilhantes, NGC 4889 e NGC 4874, e diversas outras fontes individuais na região exterior.

A massa referente ao gás do MIA contribue com cerca de 15% da massa total do aglomerado de galáxias. Portanto, somada à massa das galáxias, a massa luminosa² representa apenas $\sim 20\%$ da massa total de um aglomerado. A massa restante está sob a forma da denominada matéria escura, contida em halos que circundam os aglomerados, bem como nas galáxias em si [132]. Por fim, iremos apresentar a seguir a expressão que representa a massa total de um aglomerado de galáxias.

2.1.3 Massa Total de um Aglomerado

O conteúdo de matéria total em um aglomerado de galáxia engloba não só a matéria bariônica, mas também a parte relativa à matéria escura. Para a inferência da massa total em um aglomerado, utilizaremos a suposição de que o gás do MIA e as galáxias estão em equilíbrio hidrostático e isotérmico.

Utilizando, então, a equação de Euler para o equilíbrio hidrostático e supondo simetria

²Designamos como massa luminosa, a quantidade de matéria referente às componentes do aglomerado que emitem, ou reemitem, radiação eletromagnética como, por exemplo, estrelas, gás, poeira etc.

esférica [133], temos

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{Gm_H\rho}{r^2}, \quad (2.12)$$

onde G é a constante gravitacional de Newton e ρ a densidade da matéria em análise. Além disso, utilizando a equação para gases perfeitos, tal que,

$$p = \frac{\rho\kappa_B T_G}{\mu m_H}, \quad (2.13)$$

onde κ_B é a constante de Boltzmann, T_G a temperatura do gás e μ o peso molecular médio do Hidrogênio, temos que

$$M_{tot}(< R) = -\frac{\kappa_B R}{\mu G m_H} T_G \left[\frac{d \ln \rho}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} \right]_{r=R}. \quad (2.14)$$

Como consideramos o sistema isotérmico, então $dT_G = 0$. Assim a Eq. (2.14) se torna

$$M_{tot}(< R) = -\frac{\kappa_B R}{\mu G m_H} T_G \left[\frac{d \ln \rho}{d \ln r} \right]_{r=R} = \frac{3\beta\kappa_B T_G}{\mu G m_H} \left[\frac{R^3}{(r_c^2 + R^2)} \right]. \quad (2.15)$$

De posse das expressões para a massa em forma de gás (2.11) e para a massa total de um aglomerado (2.15), finalmente podemos inferir a expressão para a f_{gas} .

2.2 f_{gas} de Aglomerados

Por definição, a fração de massa de gás em um aglomerado é a razão entre a massa de gás e a massa total (matéria escura + matéria bariônica) no aglomerado. Portanto, utilizando as Eqs. (2.11) e (2.15), podemos escrever a fração de massa de gás como

$$f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{tot}} = n_{e0} \frac{8\pi m_H^2 \mu G}{3(1+X)\beta\kappa_B T_G} \left[\frac{r_c^5 + R^2 r_c^3}{R^3} \right] I_M \left(\frac{R}{r_c}, \beta \right), \quad (2.16)$$

onde todos os parâmetros foram definidos anteriormente. No entanto, de todos os parâmetros observacionais envolvidos na equação acima, a densidade de elétrons da região central do aglomerado n_{e0} , é o único valor que não pode ser inferido observacionalmente. Para contornar este problema iremos obter tal densidade a partir de dois efeitos distintos, de tal modo que, em cada caso, quebraremos a degenerescência da equação acima obtendo um valor para a f_{gas} . Tais efeitos serão descritos nas subseções seguintes e permitem portanto dois modos de se obter o valor da f_{gas} , a saber, através da radiação de Bremsstrahlung e via efeito Sunyaev-Z'eldovich (EFZ).

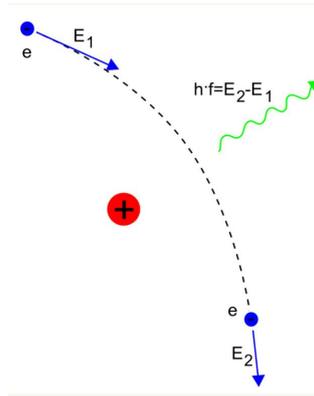


Figura 2.4: Ilustração típica do efeito decorrente da radiação emitida via Bremsstrahlung, produzido pela deflexão de um elétron altamente energizado, quando o mesmo atravessa um campo elétrico de um núcleo atômico.

2.2.1 f_{gas} via Bremsstrahlung

A partir da década de 70, as observações feitas por satélites artificiais permitiu a análise dos aglomerados de galáxias através de observações em raios-X. Os fótons emitidos nessa faixa do espectro eletromagnético possuem energias típicas da ordem de $10^2 - 10^4 eV$. Com a evolução dos instrumentos de observação mais detalhes puderam ser observados nos aglomerados como, por exemplo, a descoberta de sub-estruturas nos mesmos.

Diversos instrumentos espaciais de detecção visam a observação de aglomerados de galáxias em raios-X, buscando maior entendimento sobre tais estruturas de matéria do universo, bem outros buscam a observação de eventos transientes em raios-X. Dentre eles, temos o observatório *XMM-Newton* e o satélite *INTEGRAL* e os observatórios *Swift*, *ROSAT*, entre outros. O instrumento com o qual foram obtidos os dados referentes às medições em raios-X dos aglomerados de galáxias utilizados no presente trabalho, foi o satélite *CHANDRA* [134], cujos dados utilizados nas análises observacionais, serão apresentados no capítulo 3.

A emissão em raios-X nos aglomerados de galáxia provém basicamente do gás que preenche todo o MIA, sendo este gás extremamente rarefeito e com temperaturas altas (da ordem de 10^7 a $10^8 K$). Devido a estas características, o gás é altamente ionizado e opticamente fino. Nestas condições, os elétrons livres são espalhados pelos íons do gás, acarretando na emissão em raios-X observada. O processo descrito anteriormente é conhecido como Bremsstrahlung, ou emissão livre-livre [131].

A radiação emitida via Bremsstrahlung nos fornecerá a massa através das medidas de luminosidade em raios-X do aglomerado.

A luminosidade total emitida pelo aglomerado é dada pela expressão

$$L_x = \int_V \frac{dL_x}{dV} dV. \quad (2.17)$$

Lembrando que estamos considerando uma simetria esférica para o gás no aglomerado, obtemos

$$L_x = 4\pi \int_0^R \frac{dL_x}{dr} r^2 dr. \quad (2.18)$$

Além disso, a detecção do gás intra-aglomerado obtida via Bremsstrahlung é devido, principalmente, ao efeito Bremsstrahlung térmico [135]. Portanto, podemos supor que as componentes do gás do MIA estão em equilíbrio térmico e assim podemos utilizar uma distribuição de velocidades maxwelliana para o gás. Logo, podemos escrever a seguinte expressão para a densidade de luminosidade bolométrica

$$\frac{dL_x}{dV} = \left(\frac{2\pi\kappa_B T_G}{3m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{2^4 e^6}{3\hbar m_e c^3} n_e \left(\sum_i Z_i^2 n_i g_{B_i}(Z_i, T_G) \right), \quad (2.19)$$

onde m_e a massa do elétron, e o módulo da carga do elétron, \hbar a constante de Planck sobre 2π , c a velocidade da luz, n_e a distribuição de elétrons no gás e Z_i , n_i e g_{B_i} são, respectivamente, os números atômicos, a distribuição dos elementos e o fator de Gaunt dos constituintes do gás. O fator de Gaunt se refere à correção devida aos efeitos quânticos da emissão Bremsstrahlung na interação entre os elétrons e os íons no MIA (vide [136] para um estudo mais detalhado sobre as expressões referentes ao efeito Bremsstrahlung térmico).

Portanto, utilizando a Eq. (2.19), bem como as Eqs. (2.7) e (2.8), obtemos

$$L_x(< R) = \left(\frac{2\pi\kappa_B T_G}{3m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{2^4 e^6}{3\hbar m_e c^3} g_B(T_G) \frac{2}{1+X} 4\pi n_{e0}^2 \int_0^R \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta} r^2 dr, \quad (2.20)$$

onde utilizamos o fato que $g_{B_H} = g_{B_{He}} = g_B$. Novamente, fazendo a seguinte mudança de variável ($x = r/r_c$) e definindo

$$I_L \left(\frac{R}{r_c}, \beta \right) \equiv \int_0^{\frac{R}{r_c}} (1+x^2)^{-3\beta} x^2 dx, \quad (2.21)$$

temos que

$$L_x(< R) = \left(\frac{2\pi\kappa_B T_G}{3m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{2^4 e^6}{3\hbar m_e c^3} g_B(T_G) \frac{2}{1+X} 4\pi n_{e0}^2 r_c^3 I_L \left(\frac{R}{r_c}, \beta \right). \quad (2.22)$$

Assim, pondo em evidência a densidade da região central do aglomerado, n_{e0} , e substituindo este termo na equação geral para a fração de massa de gás (2.16), obtemos a expressão para f_{gas} devido à radiação Bremsstrahlung, dada por

$$f_{gas} = \left(\frac{\pi m_e^3 \hbar^2 c^6 m_H^4 \mu^2 G^2}{24 k_B^5 T_G^5 (1+X)^2 e^{12} g_B^2(T_G) \beta^2} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{I_L^{1/2} \left(\frac{R}{r_c}, \beta \right)}{I_M \left(\frac{R}{r_c}, \beta \right)} \left[\frac{r_c^{7/2} + R^2 r_c^{3/2}}{R^3} \right] L_x^{1/2}(< R), \quad (2.23)$$

onde I_M e I_L , são as expressões definidas em (2.10) e (2.21), respectivamente.

Devido ao fato da medida de f_{gas} obtida via Bremsstrahlung ser obtida em raios-X, iremos denominar como f_x esta medida, em contraponto à obtida através do efeito Sunyaev-Zel'dovich, que iremos denominar como f_{SZ} .

Analisando a expressão (2.23), podemos perceber que alguns termos têm dependência com os parâmetros cosmológicos, mais especificamente r_c , R e L_x . Os dois primeiros citados são simplesmente as dimensões físicas da região central e do aglomerado como um todo, respectivamente. Portanto, ambas são proporcionais à distância de diâmetro angular,

$$r_c \propto d_A, \quad (2.24)$$

$$R \propto d_A, \quad (2.25)$$

enquanto, a luminosidade L_x é proporcional ao quadrado da distância luminosidade,

$$L_x \propto d_L^2. \quad (2.26)$$

Portanto, identificando por A todos os valores independentes dos parâmetros cosmológicos na equação para a medida da fração de gás via Bremsstrahlung (2.23), obtemos que a medida da massa do gás obtida em raios-X (f_x) se relaciona com os parâmetros cosmológicos do seguinte modo

$$f_x = A d_A^{1/2} d_L. \quad (2.27)$$

Assim, tomando a relação de dualidade de distância cósmica (Eq. 1.43) $d_L = \eta d_A (1 + z)^2$, temos [79]

$$f_x = A \eta d_A^{3/2}, \quad (2.28)$$

que é a expressão geral para a fração de gás em raios-X em função da distância de diâmetro angular, não sendo feita nenhuma suposição, a priori, sobre a RDDC. Portanto, fica evidente que a fração de gás para medições via raios-X depende da RDDC. A expressão acima foi originalmente derivada na Ref. [79].

É importante notar que os primeiros trabalhos na literatura, que versavam sobre o uso da fração da massa do gás como discriminador cosmológico [125, 129], assumiam - de maneira direta ou indireta - $\eta = 1$ e assim eram uma simplificação da forma correta para f_x . Segundo tal pressuposto, a expressão anterior (Eq. 2.28) toma a conhecida forma [129]

$$f_x \propto d_A^{3/2}. \quad (2.29)$$

Naturalmente, desde que as análises que se utilizam da expressão (2.29) se restrinjam a modelos que estão de acordo com os pressupostos da validade da RDDC (geometria Riemanniana, conservação de fótons etc.) seus resultados ainda são válidos.

Para o presente trabalho porém, como nosso objetivo é justamente analisar a RDDC e suas consequências cosmológicas, não iremos impôr sua validação a priori e, portanto, utilizaremos a equação em sua forma completa, Eq. (2.28). Como dito anteriormente, a fração de massa de gás em aglomerados de galáxia pode ser obtida, além do Bremsstrahlung, também através do efeito Sunyaev-Zel'dovich, como veremos.

2.2.2 f_{gas} via efeito Sunyaev-Zel'dovich

Enquanto a radiação obtida via Bremsstrahlung refere-se à emissão de fótons devido à desaceleração de elétrons livres do meio intra-aglomerado ao passar pelo campo elétrico de um núcleo atômico, o efeito Sunyaev-Zel'dovich (ESZ), ou distorção Sunyaev-Zel'dovich, ocorre quando os próprios fótons da radiação cósmica de fundo (RCF) são espalhados ao atravessarem o meio intra-aglomerado e, assim, tem seu espectro de temperatura alterado [86, 137, 138, 139], ainda, uma excelente análise sobre o efeito Sunyaev-Zel'dovich em aglomerados de galáxias pode ser vista em [140].

A distorção realizada no espectro de temperatura dos fótons da RCF, ao serem espalhados pelo gás do MIA, é função da frequência destes fótons. Assim, é induzida uma diminuição da temperatura à baixas frequências, bem como de modo inverso, um aumento da temperatura à altas frequências (fótons de baixa energia ganham energia dos elétrons quentes do meio). Tal espalhamento de fótons também é conhecido como espalhamento Compton inverso [136].

Diversos satélites objetivam o estudo da RCF, bem como suas propriedades e características físicas, tais como anisotropias, não gaussianidade e até mesmo traços de topologia não trivial (veja, por exemplo, [141] para os últimos resultados do satélite *Planck*). No presente trabalho, iremos utilizar os dados sobre medidas do ESZ fornecidos pelos interferômetros Berkeley-Illinois-Maryland Association (BIMA) e Owens Valley Radio Observatory (OVRO) [142].

Apesar do ESZ poder ser apresentado sob outras condições, sua principal detecção é obtida a partir do ESZ térmico [143]. A expressão que relaciona a variação de temperatura da RCF, à medida que atravessa o MIA, em função da frequência é dada por

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_{RCF}} = f(\nu, T_G) \int \frac{\sigma_T k_B}{m_e c^2} n_e T_G dl, \quad (2.30)$$

onde T_{SZ} é a variação da temperatura devido ao ESZ, T_{RCF} é a temperatura da radiação cósmica de fundo, $f(\nu, T_G)$ uma função que leva em conta desvios na frequência e correções relativísticas, σ_T a seção de choque do espalhamento Thomson, k_B a constante de Boltzmann, m_e a massa do elétron, c a velocidade da luz, n_e a distribuição de elétrons no gás e T_G a temperatura do gás.

Considerando T_G como uma constante e supondo um modelo- β isotérmico para a distribuição dos elétrons no MIA, novamente por simplicidade matemática e sem perda de

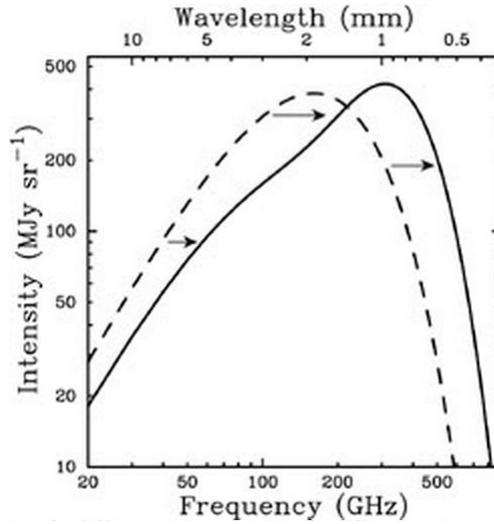


Figura 2.5: Ilustração típica do efeito Sunyaev-Zel'dovich. O gráfico apresenta a distorção do espectro da radiação cósmica de fundo, causado pela passagem dos fótons da RCF através do meio intra-aglomerado. Antes de um valor crítico de frequência ($\nu_{crit} = 218\text{GHz}$) a intensidade é diminuída, enquanto para valores superiores a intensidade é aumentada.

generalidade, temos

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_{RCF}} = f(\nu, T_G) \frac{\sigma_T k_B T_G n_{e0}}{m_e c^2} \int_0^R \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{-\frac{3\beta}{2}} dr. \quad (2.31)$$

Ainda, fazendo a mudança de variável ($x = r/r_c$) e definindo

$$I_T \left(\frac{R}{r_c}, \beta\right) \equiv \int_0^{\frac{R}{r_c}} (1 + x^2)^{-\frac{3\beta}{2}} dx, \quad (2.32)$$

temos que

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_{RCF}} = f(\nu, T_G) \frac{\sigma_T k_B T_G n_{e0} r_c}{m_e c^2} I_T \left(\frac{R}{r_c}, \beta\right). \quad (2.33)$$

Analogamente ao procedimento realizado quanto à medida da fração do gás em raios-X, iremos isolar o termo n_{e0} a fim de substituí-lo na equação geral para a medida de f_{gas} (2.16) e obter assim a expressão para a fração da massa do gás obtida através do efeito Sunyaev-Zel'dovich. Deste modo, temos

$$f_{gas} = \frac{\Delta T_{SZ} m_e c^2}{T_{RCF} f(\nu, T_G) \sigma_T k_B^2 T_G^2} \frac{8\pi m_H^2 \mu G}{3(1 + X)\beta} \frac{I_M \left(\frac{R}{r_c}, \beta\right)}{I_T \left(\frac{R}{r_c}, \beta\right)} \left[\frac{r_c^4 + R^2 r_c^2}{R^3} \right]. \quad (2.34)$$

onde I_M e I_T , são as expressões definidas em (2.10) e (2.32), respectivamente.

Em analogia à f_x , iremos assumir no presente trabalho a notação f_{SZ} para a medida da f_{gas} obtida através do efeito Sunyaev-Zel'dovich.

Analisando a expressão (2.34), vemos novamente a dependência das quantidades r_c e R com a distância de diâmetro angular, isto é, $r_c \propto d_A$ e $R \propto d_A$. De tal modo que se resumirmos a um termo B os termos que não dependem dos parâmetros cosmológicos, na equação relativa à medida da fração de gás via ESZ (2.34). Temos, então, que f_{SZ} se relaciona com os parâmetros cosmológicos através de

$$f_{SZ} = B d_A \quad , \quad (2.35)$$

onde fica evidente que a fração de gás para medições via ESZ não depende da RDDC³.

Por fim de completeza iremos apresentar a seguir a utilização de medidas da f_{gas} como um teste cosmológico. Apesar deste não ser o tema central da presente tese, esta é uma técnica que figura entre as utilizações mais comuns das medidas de f_{gas} e, portanto, a apresentaremos na próxima seção.

2.3 Fração de Massa de Gás como Teste Cosmológico

Assim como os demais testes observacionais cosmológicos, medidas da f_{gas} como função do *redshift* assumem alguns pressupostos para sua definição. O mais básico deles é que um aglomerado de galáxias é uma amostra representativa do conteúdo material do universo, isto é, a proporção relativa de seus componentes é igual a do universo como um todo [125]. Um segundo pressuposto básico deste teste é que a razão entre matéria em forma de gás e a matéria total (levando em conta todo o tipo de matéria no aglomerado, por exemplo, matéria escura) se mantém constante ao longo de toda a evolução do universo [147]. Tal suposição é baseada no fato de desconhecermos qualquer mecanismo intenso o suficiente para expulsar o gás do meio intra-aglomerado, a exemplo do que acontece na expulsão de material em um meio intergaláctico, proveniente da explosão de um evento de supernova. Por fim, o último pressuposto do presente teste, baseado em argumentos empíricos, é que a maior parte da matéria bariônica do aglomerado está sob a forma do gás do meio intra-aglomerado [148], ou seja, $M_{gas} \approx 0,8 M_{bar}$ ⁴

Apresentados os pressupostos subjacentes ao teste observacional f_{gas} , iremos definir sua expressão matemática. Tomando a razão entre a medida de f_{gas} para dois modelos cosmológicos

³Não consideramos aqui uma injeção de fótons na RCF. Caso tivéssemos feito tal suposição, a lei de evolução da temperatura dos fótons não seguiria a forma usual, violando a RDDC (como explícito na seção 1.3.3). No entanto trabalhos recentes indicam que uma dependência da RDDC através da RCF é desprezível [144, 145, 146]

⁴Mesmo que quiséssemos analisar as medidas de fração de matéria bariônica em um aglomerado, seria possível fazê-lo tomando unicamente a medida da f_{gas} . Isto porque, análises observacionais recentes [149] indicam uma relação de proporcionalidade entre a massa de gás do aglomerado e a massa observável por outras fontes que emitem (ou reemitem) luz. Portanto, as medidas de f_{bar} são iguais às medidas de f_{gas} , a menos de uma constante.

diferentes, temos

$$\frac{f_{gas}^1}{f_{gas}^2} = \left(\frac{\eta^1}{\eta^2} \right)^\zeta \left[\frac{d_A^1}{d_A^2} \right]^{\frac{1}{2}\zeta+1}, \quad (2.36)$$

onde $\zeta = 0$ define medidas via ESZ e $\zeta = 1$ medidas em raios-X. Portanto, dado um modelo cosmológico, a expressão para a medida de fração da massa do gás pode ser escrita como

$$f_{gas} = N \left(\frac{\eta^*}{\eta^{mod}} \right)^\zeta \left[\frac{d_A^*}{d_A^{mod}} \right]^{\frac{1}{2}\zeta+1}, \quad (2.37)$$

onde, *mod* refere-se ao modelo a ser testado e “*” ao modelo fiducial a ser adotado nas observações de f_{gas} . Além disso, N é um parâmetro a ser definido, com dependência mínima com a razão entre a massa em forma de gás e a massa total do aglomerado a ser medido. Em outras palavras, se tomarmos medidas próximas, tal que $z \ll 1$ então nenhuma dependência cosmológica afetará nossa análise, de tal modo que teremos, da Eq. (2.37) $f_{gas} = N$. Por outro lado, podemos escrever a equação para a medida da f_{gas} de acordo com parâmetros astrofísicos e cosmológicos como

$$f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{tot}} = G\{b, m_{est} \dots\} \frac{M_b}{M_{tot}} = G\{b, m_{est} \dots\} \frac{\Omega_b}{\Omega_M}. \quad (2.38)$$

Os passos da equação acima são os seguintes: (i) a primeira igualdade é a definição própria da fração de massa do gás, isto é, a razão entre a massa em forma de gás e a massa total do aglomerado; (ii) para a igualdade seguinte estendemos a afirmação de que a quantidade de matéria em forma de gás é proporcional à totalidade da matéria bariônica no aglomerado, incluindo assim uma função que abarque tanto a quantidade de matéria em outras formas além de gás (estrelas etc.), bem como um termo b representando a não constância da f_{gas} ao longo da história, como indicam simulações computacionais, e qualquer outro termo que desvie a f_{gas} de uma constância; (iii) finalmente, na última igualdade utilizamos o pressuposto de que o aglomerado pode ser considerado uma amostra representativa do universo, de modo que, se dividirmos a razão massa bariônica e massa total por seu volume, e após isso dividirmos por uma densidade crítica do universo ($\rho_c = 3H^2/8\pi G$), temos $M_{bar} \rightarrow \Omega_b$, bem como $M_T \rightarrow \Omega_M$.

Com isto, a expressão para a fração de massa de gás como teste cosmológico pode ser escrita como

$$f_{gas} = G\{b, m_{est} \dots\} \frac{\Omega_b}{\Omega_M} \left(\frac{\eta^*}{\eta^{mod}} \right)^\zeta \left[\frac{d_A^*}{d_A^{mod}} \right]^{\frac{1}{2}\zeta+1}. \quad (2.39)$$

Com respeito à este teste observacional, diversos trabalhos já foram realizados na literatura (vide, por exemplo, [150, 147, 151, 152, 153, 154] e referências lá citadas). Iremos, a seguir, apresentar apenas um exemplo de sua utilização, como representação desta técnica.

Assim, podemos submeter ao escrutínio observacional um modelo cosmológico que possua em sua composição, além das componentes de radiação, matéria bariônica e escura, uma

componente responsável pela presente fase de aceleração do universo, que possua uma equação de estado com pressão proporcional à densidade através da relação $p_X = \omega \rho_X$. Assim, ao compararmos os dados observacionais com sua modelagem teórica, podemos inferir quais valores para seus parâmetros melhor se ajustam às observações. Com este fim, Allen et al. ([147]) utilizaram três testes observacionais para restringir tal modelo, a saber, medidas da magnitude de Supernovas do tipo Ia, a posição dos picos acústicos da radiação cósmica de fundo, bem como da fração da massa do gás em aglomerados de galáxias. Os dois primeiros testes fogem do escopo do presente trabalho e serão evitados seus pormenores, seguiremos no momento com a utilização da f_{gas} como discriminador cosmológico.

Os autores se utilizaram de um modelo fiducial Λ CDM, com $\Omega_\Lambda = 0,7$, $\Omega_M = 0,3$, bem como $h = 0,7$. Em seguida, define-se a expressão teórica para a fração da massa do gás em aglomerados, tal que

$$f_{gas} = \frac{K A \gamma b(z)}{1 + s(z)} \left(\frac{\Omega_b}{\Omega_M} \right) \left[\frac{d_A^{\Lambda CDM}}{d_A^{mod}} \right]^{\frac{3}{2}}, \quad (2.40)$$

onde o fator K é chamado de constante de calibração, necessário para corrigir erros na modelagem da emissão dos raios-X (tal qual variações nas taxas de abundâncias dos elementos, a esféricidade do gás etc.), bem como incertezas instrumentais (como a área efetiva dos instrumentos etc.). A variável A reflete a diferença entre os diâmetros angulares para r_{2500} ⁵ entre o modelo fiducial e em análise. O parâmetro γ dá conta da pressão não-térmica do gás resultantes de simulações hidrodinâmicas. A variável $b(z)$ é o denominado fator de depreciação (*depletion factor*), o qual corrige a suposição da constância da f_{gas} através da evolução do Universo, cuja expressão funcional é $b(z) = b_0(1 + \alpha_b z)$. Finalmente, $s(z)$ representa a fração de massa bariônica nas estrelas, cuja função é $s(z) = s_0(1 + \alpha_s z)$. Além disso, podemos constatar da expressão acima que o estudo da f_{gas} foi realizado a partir de medidas em raios-X, bem como a relação de dualidade foi assumida - corretamente - como válida, tanto para o modelo fiducial, quanto para o modelo em análise.

Vemos assim que, à medida que utilizamos a f_{gas} como discriminador cosmológico, é de suma importância a modelagem de sua expressão teórica, no que concerne aos parâmetros astrofísicos relativos à evolução do aglomerado.

Ainda, as distâncias envolvidas podem ser expressas por

$$d_A^{\Lambda CDM} = \frac{1}{1+z} \int_0^z \frac{dz}{70 \sqrt{0,3a^{-3} + 0,7}} \quad e \quad (2.41)$$

$$d_A^{mod} = \frac{1}{1+z} \int_0^z \frac{dz}{H_0 \sqrt{\Omega_M a^{-3} + \Omega_X a^{-3(1+\omega)}}}, \quad (2.42)$$

⁵O valor r_{2500} representa o raio para o qual o aglomerado possui uma densidade de matéria 2500 vezes maior que a densidade crítica do Universo, para o z correspondente.

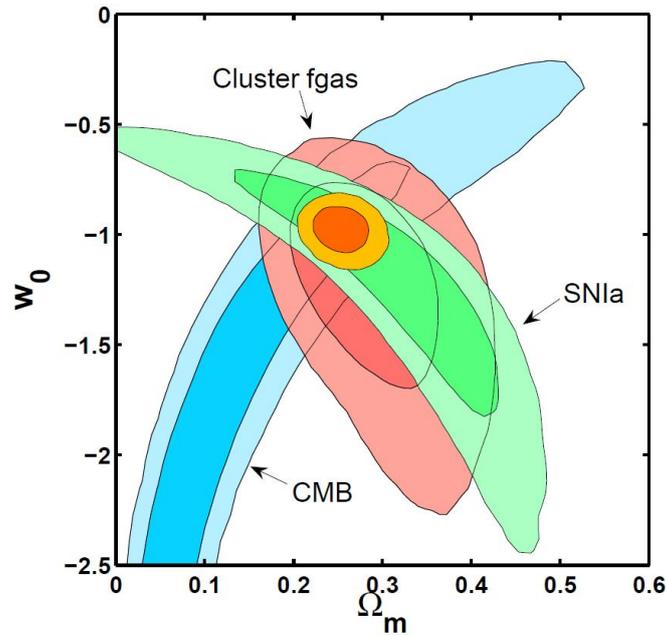


Figura 2.6: Limitações observacionais sobre os parâmetros ω e Ω_M , através medidas utilizando Supernovas do tipo Ia - SNIa (verde), picos acústicos da radiação cósmica de fundo - CMB (azul) e medidas da fração da massa do gás em aglomerados de galáxias - Cluster fgas (vermelho), e análise conjunta (laranja). As análises conjuntas indicam valores de melhor ajuste como $\omega = -1,14^{+0,27}_{-0,35}$ e $\Omega_M = 0,28 \pm 0,06$ [147].

onde Ω_M é o parâmetro de densidade de matéria total e Ω_X é o parâmetro de densidade da energia escura.

Para tal análise, os autores encontraram como melhor ajuste entre os parâmetros teóricos e os dados observacionais, os valores de $\Omega_M = 0,28 \pm 0,06$ e $\omega = -1,14^{+0,27}_{-0,35}$, ambos para um nível de confiança de 68,3%. Na Fig. (2.6), podemos ver a região de contorno para tais parâmetros. Em especial, em vermelho encontra-se a região de contorno obtida exclusivamente para as medidas de f_{gas} . A análise conjunta (em laranja na figura) fornece os valores de $\Omega_M = 0,253 \pm 0,021$ e $\omega = -0,98 \pm 0,07$, ambos para um nível de confiança de 68,3%.

2.4 Sumário

Neste capítulo, descrevemos os principais aspectos astrofísicos relativos à utilização da f_{gas} como um teste cosmológico. Inicialmente, apresentamos o cenário que descreve um aglomerado de galáxias. Em seguida, as expressões relativas à $f_{gas}(z)$ através de dois efeitos, a saber, Bremsstrahlung e o efeito Sunyaev-Zel'dovich, foram deduzidas. Ainda, uma nova expressão para a f_{gas} foi rededuzida, levando agora em conta sistemas nos quais a RDDC não é necessariamente válida a priori. No próximo capítulo, iremos avançar sobre a análise fenomenológica da RDDC. Além de uma revisão da literatura sobre o tema, iremos realizar a análise observacional em duas abordagens distintas. Na primeira, utilizaremos as medidas de fração da massa do gás juntamente com medidas do módulo de distância de Supernovas do tipo Ia. Como uma segunda abordagem ao problema, iremos nos ater unicamente às medidas de fração de massa de gás, tanto via medidas de raios-X, quanto via ESZ.

Capítulo 3

Testes observacionais da RDDC

Apresentado o arcabouço teórico relativo à RDDC e a descrição astrofísica da f_{gas} nos capítulos 1 e 2, no presente capítulo iremos nos ater às inferências obtidas ao analisarmos as parametrizações para $\eta(z)$ à luz dos dados observacionais atuais. Deste modo, poderemos falar de limites observacionais para um possível desvio da RDDC.

Para tal, apresentaremos inicialmente os resultados atuais da literatura para, em seguida, discutirmos os resultados originais obtidos pelo presente trabalho [79, 80]. Como será apresentado a seguir, existem diversos modos de obter uma restrição observacional para o parâmetro da RDDC ao utilizar os mais diversos observáveis cosmológicos. Os resultados originais que iremos apresentar, advêm principalmente de medidas da fração da massa do gás em aglomerados de galáxias. No entanto, utilizamos também medidas do módulo de distância a partir de magnitudes de Supernovas do tipo Ia. Além destes testes, outras medidas também são amplamente utilizadas na literatura (vide [75, 74, 77, 78] e referências lá citadas). Antes de nos atermos às retrições observacionais obtidas, iremos apresentar algumas parametrizações relativas ao parâmetro $\eta(z)$.

3.1 Parametrizações para $\eta(z)$

Para realizar uma abordagem fenomenológica sobre a RDDC, é preciso determinar os parâmetros teóricos que serão restritos pelas observações. Em geral, o procedimento para tal abordagem é a parametrização da função $\eta(z)$ (vide Eq. (1.43)) através de uma equação que envolva um ou mais parâmetros, sobre os quais serão impostos limites através das observações. Diversas parametrizações vêm sendo sugeridas na literatura. A fim de exemplificação iremos apresentar três parametrizações para $\eta(z)$, onde cada uma possui motivações particulares do ponto de vista fenomenológico.

Qualquer parametrização, para ser completamente fundamentada via primeiros princípios - em oposto a um possível *ansatz* - deve estar baseada em argumentações com origem em uma física fundamental. No entanto, mesmo que uma parametrização utilizada não parta de tais princípios, argumentos físicos podem ser utilizados para moldar sua estrutura funcional. Por exemplo, como regra geral, uma dada parametrização deve recuperar o limite $\eta(z = 0) = 1$. Com efeito, em baixos *redshifts* ($z \ll 1$), o parâmetro de Hubble tende à constante de Hubble e, portanto, para qualquer cosmologia adotada $d_A = d_L$. Um outro ponto importante a ser analisado é que η não pode ser negativo dentro do intervalo de *redshift* estudado, já que, essencialmente, $\eta(z)$ trata de uma relação entre distâncias. Seguem então três parametrizações utilizadas para $\eta(z)$, bem como suas argumentações de natureza matemática e física.

P1: $\eta(z) = 1 + \eta_0 z$

Esta é uma primeira aproximação baseada em uma expansão em série linear com um parâmetro. Mesmo com a característica favorável de ser contínua, essa parametrização possui as desvantagens de não ser válida para todo o intervalo de *redshift* $[-1, +\infty]$ e cresce indefinidamente em altos redshift.

P2: $\eta(z) = 1 + \eta_0 \frac{z}{1+z}$

Esta segunda parametrização é uma extensão da anterior e sua variação é válida para qualquer valor de z . Tal abordagem tem a vantagem de incluir uma correção com dependência em *redshift* que não diverge para valores altos de z .

P3: $\eta(z) = \frac{1}{(1+\eta_0 z)^2}$

Esta última parametrização a ser citada é um *ansatz* que não diverge em altos redshifts, bem como em um tempo futuro.

P4: $\eta(z) = (1 + z)^{\eta_0}$

Esta parametrização é uma forma funcional que aparece naturalmente ao analisarmos a RDDC sob a luz da suposição de uma possível variação do número de fótons ao longo da evolução do universo.

Tais parametrizações não são, obviamente, uma lista exaustiva das possibilidades teóricas para o parâmetro $\eta(z)$, porém são as mais utilizadas na literatura. Na próxima seção iremos então apresentar os principais resultados obtidos até o momento sobre a restrição observacional para a RDDC.

3.2 Resultados prévios da literatura

Como enunciado no Capítulo 1, as primeiras análises teóricas sobre a RDDC remontam da década de 1930, quando as medidas cosmológicas eram não apenas mais imprecisas que as atuais, mas também limitadas em seu alcance de *redshift*¹. Desde então, diversos avanços no campo da cosmologia observacional têm sido feitos, o que permite denominar a atual fase como uma era de precisão na cosmologia [10, 13, 155]. Em específico sobre a pesquisa relativa à RDDC, diversos grupos buscam as restrições observacionais sobre o parâmetro $\eta(z)$ e, para tal, lançam mão de diferentes testes cosmológicos. A seguir apresentaremos alguns dos principais resultados sobre o tema.

3.2.1 Teste de consistência

Este tipo de abordagem ao estudo da RDDC se utiliza da análise da distância de diâmetro angular (d_A), obtida através do efeito Sunyaev-Zel'dovich [74, 156, 157]. Ao tomarmos medidas da variação de temperatura do espectro da radiação cósmica de fundo via ESZ (ΔT_{SZ}), bem com o fluxo de radiação emitida em raios-X pelos aglomerados de galáxias (S_x), é possível demonstrar que ambos se correlacionam através de [74]

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{S_x} \propto \eta^2 d_A . \quad (3.1)$$

Portanto, a distância ao diâmetro angular pode ser posta em função dos valores de ΔT_{SZ} , S_x e η . Logo, comparando-se tais valores para um modelo fiducial, onde é válida a RDDC (i.e., $\eta = 1$), com medidas observacionais que não possuem, à priori, nenhuma restrição sobre o parâmetro η , obtemos

$$\eta = \sqrt{\frac{d_A^{fid}}{d_A^{obs}}} . \quad (3.2)$$

Com este teste, busca-se a inferência do valor de η e a análise de sua consistência com um modelo que supõe válida a RDDC ($\eta(z) = 1$). Em outras palavras, partimos de um modelo fiducial cuja RDDC é validada e, ao tomarmos medidas observacionais de d_A através do ESZ, podemos atribuir uma discrepância de $\eta = 1$ como sendo puramente fruto de uma violação da RDDC, e não como sendo originado por um desajuste entre os parâmetros cosmológicos do modelo fiducial e os dados observacionais. Fica claro, portanto, que esta abordagem é uma primeira aproximação à análise da atual problemática, visto que esta análise assume uma legitimidade do modelo fiducial.

¹Em 1933, Etherington escreveu: “[...] *the greatest Doppler effects so far observed being of the order $\delta\lambda/\lambda = 1/10$.*” [67]

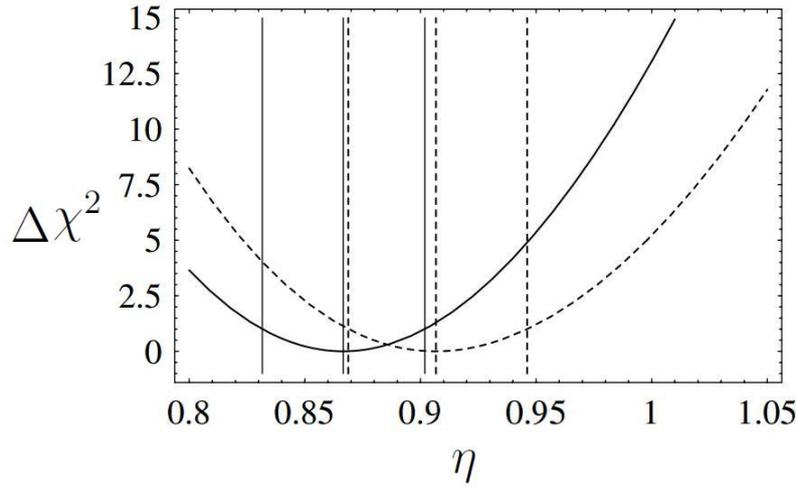


Figura 3.1: Curva de variação do valor de $\Delta\chi^2$ ($\chi^2 - \chi_{min}^2$) para o parâmetro η , dos 38 aglomerados da amostra (curva sólida). As linhas verticais representam os limites de 1σ . Em pontilhado, a mesma análise, porém com o aglomerado Abell 370 retirado da amostra [74].

Uzan, Aghanim e Mellier [74], através desta metodologia, utilizaram 18 medidas de d_A a partir de aglomerados de galáxias presentes no intervalo $0,142 < z < 0,784$ apresentadas em [158]. Seguindo este procedimento, os autores encontraram um valor médio e incerteza associada dados por $\eta = 0,87_{-0,03}^{+0,04}$, para um nível de confiança de 68,3%. Ainda, estes mesmos autores refizeram tal análise para um subconjunto criado a partir da exclusão do aglomerado Abell 370 (em $z = 0,374$), pelo mesmo apresentar um valor para η discrepante em relação aos outros pontos. Tal subconjunto apresentou como resultado $\eta = 0,91 \pm 0,04$, novamente para um nível de confiança de 68,3%. Ambos os resultados podem ser vistos na Fig. (3.1).

Mais recentemente, Holanda, Lima e Ribeiro [130] realizaram um procedimento semelhante, porém assumindo as parametrizações P1 e P2 para η . Ainda, além de analisar diferentes parametrizações, os autores também analisaram amostras supondo diferentes distribuições de matéria no aglomerado, sendo a primeira apresentada em [159] e sendo suposta uma distribuição elíptica, enquanto a segunda, apresentada em [160], sendo suposta uma distribuição esférica. O gráfico representativo da análise pode ser visto na Fig. (3.2). Os resultados numéricos obtidos para tal análise são os seguintes: para a amostra com distribuição elíptica, a parametrização P1 resulta em $\eta_0 = -0,056 \pm 0,010$, enquanto a parametrização P2 resulta em $\eta_0 = -0,088 \pm 0,014$; já para a amostra com distribuição esférica, a parametrização P1 resulta em $\eta_0 = -0,120 \pm 0,055$, enquanto a parametrização P2 resulta em $\eta_0 = -0,175 \pm 0,083$, com as incertezas em 1σ .

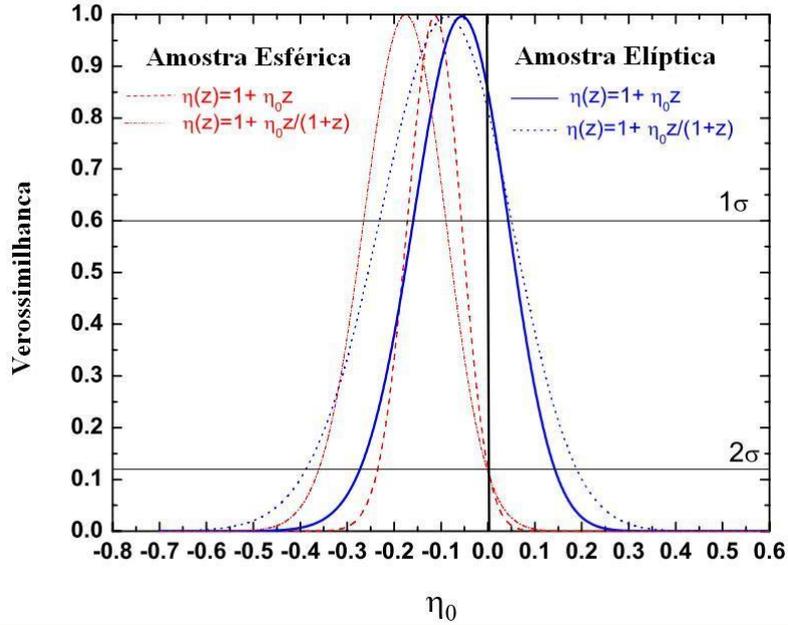


Figura 3.2: Função distribuição de verossimilhança para o caso esférico (linha tracejada e ponto-tracejada vermelhas) e caso elíptico (pontilhada e contínua azuis). Retirada de [130].

3.2.2 Teste de opacidade cósmica

Enquanto o teste anterior tratava basicamente das medidas obtidas relativas à distância de diâmetro angular (d_A), o presente teste assume de antemão que uma possível violação da RDDC provém de uma atenuação do número de fótons emitidos pela fonte distante do observador [97, 161, 162]. Se por um lado a opacidade proveniente de fontes compactas permite facilmente que se obtenha vínculos observacionais [163, 164], a atenuação proveniente de fontes não compactas é de difícil detecção. Entre as fontes desse segundo tipo podemos incluir a denominada poeira cinza (*gray dust*) [165]², *replenishing dust* [167] e até uma física mais exótica, como uma possível mistura fóton-áxion [168].

Supondo então, que exista alguma fonte de atenuação do número de fótons emitidos, o efeito na distância de luminosidade pode ser escrito sob uma parametrização simples, tal que a diferença entre a distância de luminosidade observada e a distância que seria medida sem a variação do número de fótons, é dada por [169]

$$d_{L,obs}^2 = d_{L,real}^2 e^{\tau(z)} \quad , \quad (3.3)$$

onde $\tau(z)$ é uma parametrização genérica. É importante salientar que a “opacidade” pode se apresentar com qualquer sinal, ou seja, esta parametrização também permite um aumento do

²A inclusão de uma poeira na linha de visada surgiu, inicialmente, como meio de aliviar as inferências de aceleração do universo inferidas através de medidas de magnitude de SNIa. No entanto, mesmo sob a luz deste argumento, as evidências obtidas pelas análises de SNIa se mantêm consistentes [166].

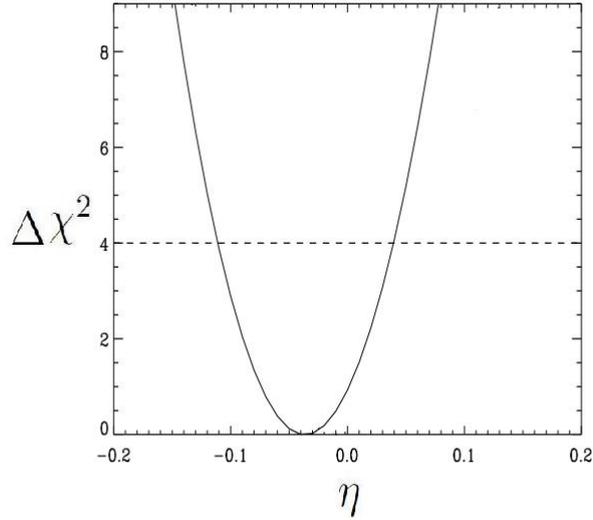


Figura 3.3: Função distribuição de verossimilhança para a restrição do parâmetro da RDDC, utilizando dados de $H(z)$ e SNIa. Retirada de [172].

número de fótons emitidos, ocasionados, por exemplo, pela conversão de partículas exóticas em fótons [170].

Assumindo a forma da parametrização de $\tau(z)$ como sendo $\tau(z) = 2\eta_0 z$, válido para $\eta_0 \ll 1$ e $z \lesssim 1$ [171], a relação de dualidade de distância cósmica toma a forma

$$\eta = \frac{d_L}{d_A(1+z)^2} = (1+z)^{\eta_0} . \quad (3.4)$$

Apesar da d_L ser alterada devido a uma "opacidade cósmica", medidas de $H(z)$, por exemplo, que podem ser utilizadas para a obtenção de valores de d_A , não são alteradas [171]. Seguindo este princípio, Avgoustidis et al. [172] utilizaram medidas de SNIa provenientes do levantamento Union ([173]) em combinação com medidas de expansão cósmica de $H(z)$ obtidas através de galáxias luminosas vermelhas (do inglês luminous red galaxies, LRG) [174]. O resultado referente ao parâmetro η_0 pode ser visto na Fig. (3.3), com a representação da variação da medida de χ^2 para tal parâmetro. Os autores encontraram o melhor ajuste como sendo $\eta_0 = -0,04_{-0,07}^{+0,08}$, com 95% de confiança.

Em trabalho recente, Holanda et al. [175] tomaram uma abordagem independente de modelo para o problema, obtendo estimativas de d_L através de integrações numéricas para dados atuais de $H(z)$ e comparando com medidas de d_L provenientes de diversos levantamentos relativos à SNIa distantes. O o melhor ajuste obtido pelos autores, ao utilizar o levantamento Union 2.1 para as medidas de SNIa, foi $\eta_0 = 0,017 \pm 0,055$, para 1σ .

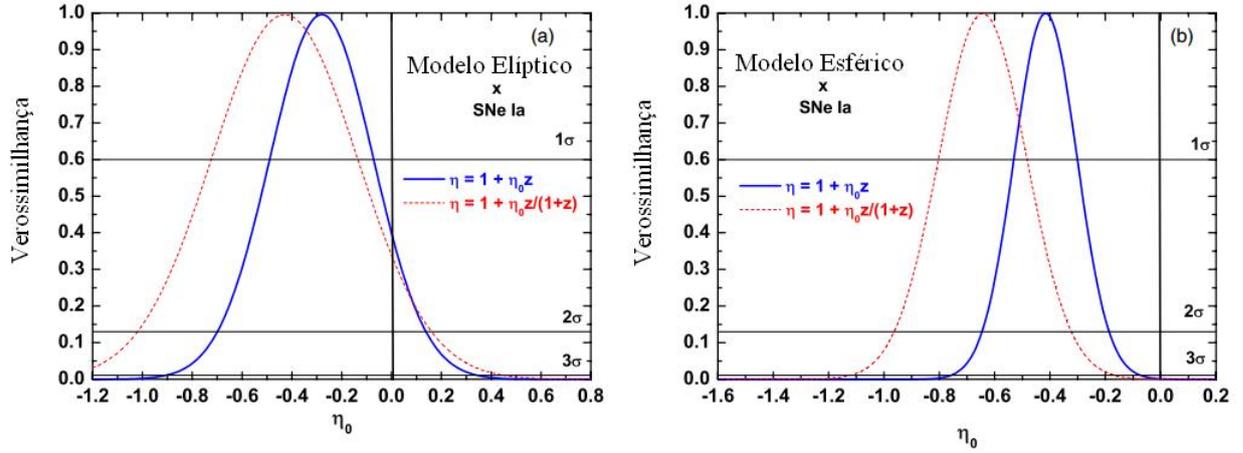


Figura 3.4: Esquerda: Função distribuição de verossimilhança para o conjunto de aglomerados fornecidos por De Filippis et al.[159], para as parametrizações P1 e P2. Direita: O mesmo da figura anterior para os dados fornecidos por Bonamente et al.[160], para ambas parametrizações. Retirada de [76].

3.2.3 Teste via observações em d_L vs. d_A

À medida que os dados se tornam mais robustos e confiáveis, podemos analisar como as medidas de d_L em conjunto com medidas de d_A , influenciam na RDDC, sem necessariamente ter que supor uma alteração em uma ou em outra, de modo excludente.

Com base nesses pressupostos, Holanda et al. [76] combinaram medidas de d_L provenientes do levantamento de SNIa, denominado Constitution [176] e medidas de d_A provenientes de medidas obtidas em aglomerados de galáxias, através da combinação do efeito Sunyaev-Zel'dovich e observações do brilho superficial obtidas em raios-X de tais aglomerados. Para os dados referentes a estas últimas medidas (d_A), foram utilizadas duas amostras: uma fornecida por De Filippis et al. [159], e outra fornecida por Bonamente et al. [160]. A principal diferença entre essas amostras é a forma assumida para o gás no aglomerado. Enquanto a primeira assume uma distribuição elíptica para o gás, a segunda toma como esférica a distribuição do mesmo.

Do ponto de vista teórico, a necessidade de parametrizar $\eta(z)$ foi feita assumindo as parametrizações P1 e P2, para a análise em questão. Na Fig. (3.4) podemos ver os gráficos referentes às verossimilhanças obtidas pela análise em questão. Os autores encontraram os seguintes valores para melhor ajuste entre os dados e as parametrizações: utilizando os dados de aglomerados com simetria elíptica, $\eta_1 = -0,28 \pm 0,44$ e $\eta_2 = -0,43 \pm 0,60$ (2σ); enquanto que para a suposição de simetria esférica, $\eta_1 = -0,42 \pm 0,34$ e $\eta_2 = -0,43 \pm 0,60$ (3σ)

3.2.4 Teste utilizando o espectro de corpo negro da RCF

Um outro teste discutido recentemente está relacionado com medidas do espectro de corpo negro da radiação cósmica de fundo. Nesta forma de inferir parâmetros teóricos provenientes de observações, a relação de Etherington (Eq. 1.34) é analisada. Porém, ao invés de estudar parâmetros relativos às distâncias d_L e d_A , este tipo de análise versa especificamente sobre a intensidade de fótons emitidos por um corpo negro, em comparação com nossa observação [78, 77].

A análise central aqui envolvida é a comparação entre o fluxo de radiação emitido isotropicamente por uma fonte e a quantidade de radiação captada por um detector. Caso a relação de reciprocidade não seja válida, então a expressão correta relacionando r_G e r_o se torna: $r_G = r_o(1+z)\eta$, onde η é uma função que depende do mecanismo físico referente à violação da relação de Etherington.

Para esta análise, faz-se necessário a fenomenologia frente a um espectro de corpo negro, de tal modo que a radiação cósmica de fundo assume o papel de observável cosmológico mais interessante para esta abordagem. Assim, é possível mostrar que a diferença da intensidade emitida por um corpo negro e a intensidade observada se difere por um fator η [78]. Portanto, temos a relação

$$\eta = \frac{I_{CN}[\nu, T(z)]}{I_{obs}}, \quad (3.5)$$

onde I_{CN} é a intensidade emitida por um corpo negro e I_{obs} a intensidade observada. Logo, se a relação de reciprocidade não é válida, o espectro que, em sua emissão, assume a forma de um espectro de corpo negro, em sua observação é observado como um espectro de corpo cinza.

Em análise utilizando o experimento COBE-FIRAS [177, 178], Ellis et al. [78] obtiveram a restrição observacional para o desvio do espectro de corpo negro como sendo $|\eta^{-2} - 1| < 10^{-4}$ para um *redshift* da ordem de $z \sim 1100$, relativo à última superfície de espalhamento. A Fig. (3.5) corresponde a esta análise.

Apresentado alguns resultados prévios da literatura, iremos discutir nas próximas seções as análises e resultados originais neste trabalho [79, 80]. Obtivemos resultados através de duas abordagens à problemática em questão:

i) Em primeira instância, iremos obter uma inferência observacional sobre o parâmetro $\eta(z)$ através da comparação entre as distâncias de luminosidade e ao diâmetro angular. Para tal, as medidas relacionadas à distância de luminosidade serão providas pela magnitude de supernovas do tipo Ia (SNIa), enquanto as medidas relativas à distância de diâmetro angular provirão das medidas, em raios-X, da fração da massa do gás em aglomerados de galáxias (f_x). Uma expressão original para f_x como função do parâmetro η é derivada;

ii) A segunda abordagem não obtém $\eta(z)$ através da comparação entre d_L e d_A . De outro

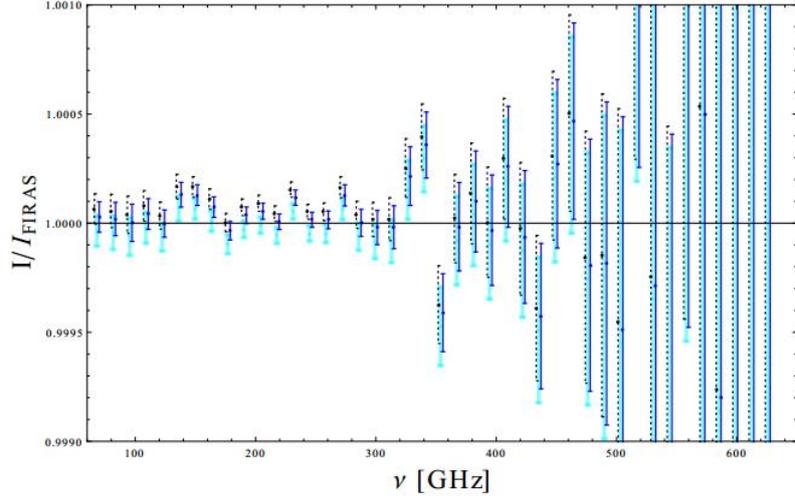


Figura 3.5: Razão entre intensidade medida pelo instrumento FIRAS e intensidade supondo um corpo cinza com temperatura 2,725K obtida pela equação 3.5 com $\eta^{-2}(z_{LSS}) - 1 = 10^{-4}$ (pontos pretos), $10^{-4,2}$ (linha azul) e 0 (linha ciano). As barras de erro são para uma incerteza de 1σ . Retirada de [78].

modo, o valor de $\eta(z)$ é obtido única e diretamente através das medidas de f_x e f_{SZ} . A ideia central por trás dessa análise é que as medidas de f_{gas} via raios-X e através do efeito Sunyaev-Zel'dovich possuem diferentes dependências com o parâmetro η (seção 2.2), de tal modo que, unicamente através de f_x e f_{SZ} , é possível obter uma medida para $\eta(z)$.

Analisaremos, nas duas seções seguintes, cada uma das abordagens mencionadas.

3.3 Análises utilizando SNIa vs. f_{gas}

Nossa primeira abordagem ao problema consiste em testar a viabilidade observacional da RDDC. Tal abordagem fenomenológica busca ajustar os parâmetros teóricos através de medidas para η^{obs} . Com este fim, iremos retornar à expressão original para a relação de dualidade de distância cósmica (Eq. 1.43), onde $\eta(z) = d_L/d_A(1+z)^2$. De posse desta equação iremos inferir um valor de η^{obs} utilizando duas fontes de dados: por um lado, através das medidas de d_L provenientes de um teste observacional que as forneçam; por outro, medidas de d_A provenientes de outro teste observacional, similar ao procedimento apresentado na seção 3.2.3. Com respeito às medidas relativas à d_L , iremos utilizar medições do módulo de distância de SNIa, como descrito a seguir.

3.3.1 Supernovas do tipo Ia

Além do teste de f_{gas} , já amplamente comentado no capítulo anterior, para a presente análise utilizamos também medidas de distância associadas à SNIa. Iremos versar brevemente sobre tal teste. Para uma discussão mais completa sobre testes cosmológicos envolvendo observações de SNIa, citamos [179, 180, 181, 182, 183, 184] e referências lá encontradas.

Supernova é o termo cunhado para se referir ao evento de explosão ocorrido na fase final da evolução de uma estrela massiva (tipicamente com $M > 8M_{\odot}$). Em certo ponto da evolução de tal estrela, após sintetizar diversos elementos cada vez mais pesados, ela alcança temperaturas altíssimas (da ordem de 10^9K), possuindo fótons altamente energéticos e elementos que não podem mais ser sintetizados além do Fe via fusão nuclear. A partir deste ponto, os fótons altamente energéticos dividem os núcleos de Fe existentes, iniciando o processo de fotodesintegração. Uma sucessão de etapas astrofísicas ocorre, acarretando na expulsão das camadas mais externas da estrela e tornando-a extremamente mais luminosa durante esse período. A configuração final da estrela é denominada anã branca, cuja estabilidade provém da pressão de degenerescência dos elétrons, em contraponto à atração gravitacional. Deste fato, podemos deduzir a massa limite que a anã branca pode possuir, denominada massa de Chandrasekhar ($1,4M_{\odot}$)³ [185].

As supernovas podem ser divididas em tipos, de acordo com sua composição. As que não possuem traços claros de hidrogênio são denominadas do tipo I (SNI) enquanto as que possuem hidrogênio, do tipo II (SNII). Ainda, as do tipo I são subdivididas entre as do tipo Ia, que possuem Silício (SNIa), do tipo Ib, que não possuem Silício e possuem Hélio (SN Ib) e as do tipo Ic, que não possuem Silício nem Hélio (SNIc). Do ponto de vista da formação, em geral, é admitido que as SNIa surgem devido ao acréscimo de matéria a uma anã branca, proveniente de sua companheira massiva em um sistema binário.

Devido a sua natureza particular, existe um enorme interesse em cosmologia em relacionar características próprias do espectro de emissão de SNIa com medidas de distância. A utilização de SNIa advém da técnica de tratá-las como velas padronizáveis. Isto é, elas não são velas-padrão no sentido estrito de que todas têm um mesmo pico de luminosidade, porém é possível demonstrar que existe uma relação na qual SNIa com picos de luminosidade mais acentuados perdem seu brilho de maneira mais lenta [186], o que as torna excelente velas padronizáveis.

Para utilizar as SNIa como fontes de observação é necessário uma estrutura sistemática de análise de suas curvas de luz. Como dito na introdução, no final da década de 90, dois grupos independentes forneceram estudos relevantes acerca das Supernovas, o *Supernova*

³Calculado inicialmente por S. Chandrasekhar (1910 – 1995), tal limite representa a máxima pressão de degenerescência que a estrela pode suportar antes de colapsar devido à atração gravitacional. O valor apresentado pode sofrer alterações da ordem de 1% devido à composição química da estrela, rotação entre outros fatores.

Cosmology Project (SCP) [34] e o *High-z Supernovae Search Team* (HZT) [35]. Ambos os grupos desenvolveram suas próprias técnicas de calibração inspirados na relação de Phillips [186]. O grupo HZT desenvolveu a calibração MLCS (do inglês *Multi-color Light Curve Shape*) [181]. Nesta calibração são utilizadas SNIa fiduciais em baixo z ($z < 0,01$) de tal modo que seus parâmetros podem ser calculados de maneira bastante precisa. Além disso, também é levado em conta parâmetros que modelam variação de magnitude e cor no tempo. Desenvolvido independentemente pelo grupo SCP, a calibração SALT (*Spectral Adaptive Light curve Template*) [187, 182] possui algumas particularidades em relação à calibração anterior. Enquanto o MLCS leva em conta a veracidade da lei linear de Hubble através de supernovas próximas, o SALT utiliza a amostra de dados por inteira. Assim, para a utilização de supernovas para além da linearidade da lei de Hubble, é utilizado um modelo cosmológico de fundo. Além disso, outros detalhes concernentes aos parâmetros do ajuste de curva de luz são particulares a este modelo. Por exemplo, o SALT não separa os efeitos da extinção interestelar das cores intrínsecas das SNIa, bem como não avalia a contribuição das relações empíricas de cada SNIa individualmente. Desde então mais grupos, dados e calibrações vem sendo desenvolvidos relativos à utilização de SNIa como observável cosmológico (vide [188] para uma ampla discussão sobre esses métodos de calibração).

Em geral, ao tratarmos efetivamente da busca da restrição de parâmetros relativos à cosmologia, utilizamos a grandeza física denominada módulo de distância. Tal grandeza se relaciona com a distância de luminosidade da seguinte forma:

$$\mu(z) = m - M = 5 \log_{10}(d_L/\text{Mpc}) + 25 . \quad (3.6)$$

Onde m é a magnitude aparente do objeto (proporcional ao log do fluxo), M é a magnitude absoluta (proporcional ao log da luminosidade intrínseca) e d_L a distância de luminosidade. Logo podemos reescrever a equação acima em função da medida de distância de luminosidade, de tal forma que

$$d_L = 10^{(\mu-25)/5} \text{Mpc} . \quad (3.7)$$

Apresentados os comentários sobre o teste observacional relativo à medidas utilizando SNIa, seguiremos com a análise realizada no presente teste.

3.3.2 Metodologia

Se por um lado as medidas de d_L provém das análises de SNIa, por outro lado as medidas associadas à d_A deverão provir de outro teste observacional que forneça tal medida de distância. Como apresentado anteriormente, neste tipo de teste, em geral, os dados utilizados provém

de medidas obtidas através de observações do efeito Sunyaev-Zel'dovich em aglomerados de galáxias.

Em um outro tipo de abordagem, buscamos realizar esta análise utilizando medidas de d_A , obtidas através de dados da fração da massa do gás em aglomerados de galáxias. Em específico, para nossas análises nos restringimos às medidas obtidas através dos raios-X, isto é, f_x . Tomando a expressão (2.37) para o caso de medidas obtidas em raios-X, podemos escrever a expressão para d_A em função da f_x como

$$d_A = N^{2/3} \left[\frac{d_A^{\Lambda CDM}}{\eta^{2/3} f_x^{2/3}} \right]. \quad (3.8)$$

O modelo Λ CDM corresponde ao modelo adotado nas observações, onde $\Omega_M = -0,3$, $\Omega_\Lambda = -0,7$ e $H_0 = 70 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$. Ainda, dado que o modelo Λ CDM respeita por completo a RDDC, então o parâmetro correspondente à $\eta^{\Lambda CDM}$ que deveria aparecer foi suprimido da equação, visto que $\eta^{\Lambda CDM} = 1$. Por fim, como já familiar do capítulo anterior, N é um fator de normalização que representa todas as contribuições de matéria em suas várias formas, bem como uma possível variação de f_x na história do aglomerado e qualquer outro fator astrofísico relativo ao aglomerado. Como tais parâmetros inclusos em N , não são principais na presente análise, foram resumidos em um único fator adimensional para posteriormente ser marginalizado, como será explicado no final desta Seção.

Dada então as expressões para as distâncias provenientes das medidas de SNIa (3.7) e f_x (3.8), podemos explicitar a expressão para o parâmetro da RDDC, tal que

$$\eta(z) = \frac{d_L}{d_A(1+z)^2} = \frac{10^{\mu-25/5}}{N^{2/3} \left[\frac{d_A^*}{\eta^{2/3} f_x^{2/3}} \right] (1+z)^2}, \quad (3.9)$$

e, finalmente,

$$\eta^{obs} = \frac{f_x^2 10^{3(\mu-25)/5}}{N^2 d_A^{*3} (1+z)^6}, \quad (3.10)$$

onde todos os parâmetros são grandezas observáveis.

Apresentadas as fontes das medidas observacionais para η^{obs} , precisamos definir a parte teórica na presente análise. Utilizamos aqui as parametrizações P1 e P2, ambas descritas na Seção (3.1). O objetivo de utilizar duas parametrizações distintas, é que deste modo nossos resultados abarcam tanto as consequências particulares sobre cada parametrização, quanto resultados que demonstrem a independência de uma parametrização escolhida.

De posse da medida de η^{obs} , bem como das parametrizações teóricas para η^{teo} , podemos fazer a análise fenomenológica do presente trabalho. Nossas inferências estatísticas provém da análise estatística do χ^2 , onde o melhor ajuste entre observação e teoria é obtido através da minimização do valor

$$\chi^2 = \sum_{i=1} \frac{[\eta^{obs}(z_i; \mathbf{p}) - \eta^{teo}(\eta_0)]^2}{\sigma_{\eta^{obs}}^2}, \quad (3.11)$$

onde \mathbf{p} são os parâmetros utilizados na inferência de η_{obs} , especificamente as medidas de f_x , μ e N . Com relação à este último parâmetro, como o mesmo não representa uma variável vital para a análise da RDDC, utilizaremos o procedimento de marginalização em análises de estatísticas Bayesianas. Assim, a expressão para o χ^2 é integrada para todos os valores possíveis deste parâmetro e, portanto, nossa análise não mais irá depender do mesmo, isto é

$$\tilde{\chi}^2(\eta_0) = -2 \ln \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\chi^2(N, f_x, \mu)/2} dN, \quad (3.12)$$

onde χ^2 é dado pela equação (3.11) e N o parâmetro a ser marginalizado.

A presente análise se dividiu em dois momentos. Em um primeiro momento, comparamos os valores de μ provenientes do levantamento de SNIa denominado Union 2 [184] e os valores de f_x fornecido por LaRoque et al. [189]. Em um segundo momento, foram comparados os dados de μ ainda provindos do levantamento Union 2, porém com os dados de f_x fornecidos por Ettori et al. [190].

A amostra de supernovas utilizada foi a compilação denominada Union 2, que em resumo é o resultado da união de dados provenientes de diversos levantamentos entre eles os denominados *Gold* [167], *SNLS* [180] e *Essence* [191]. A compilação Union 2 conta com 557 pontos, estendidos por um intervalo de *redshift* entre $0,015 < z < 1,400$ e utiliza a calibração SALT2 [182].

Como dito anteriormente, as análises estatísticas foram feitas utilizando dois pares de combinações entre dados de SNIa e f_x . A primeira relacionando medidas do levantamento Union 2, com medidas fornecidas por LaRoque et al. [189], as quais iremos nos ater no momento.

Tais medidas de f_x compreendem 38 pontos relativos a medições da fração da massa do gás em aglomerados de galáxias quentes e dinamicamente relaxados. O intervalo de *redshift* varia em um intervalo entre $0,14 < z < 0,89$. Os valores observacionais foram obtidos pelo satélite CHANDRA (*CHANDRA X-ray Observatory*) [134], sendo seus dados em raios-X reduzidos utilizando o programa *Chandra Interactive Analysis of Observations* (CIAO) [192], sendo maiores detalhamentos externos ao escopo deste trabalho.

Um outro ponto a ser mencionado quanto a este conjunto de dados é que os mesmos apresentam barras assimétricas para as incertezas fornecidas sobre f_x . Para contornar tal questão, adotamos o método empregado por D'Agostini [193], onde $f_{gas} = \bar{f}_{gas} + \sigma_+ - \sigma_-$ e $\sigma_{f_{gas}} = \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2}$.

O segundo par de combinação entre dados de SNIa e f_x relacionou novamente dados provindos do levantamento Union 2, porém dessa vez, em combinação com dados fornecidos por Ettori et al. [190]. Os dados constituem um total de 57 aglomerados de galáxias quentes e dinamicamente relaxados. São eles distribuídos em um intervalo de *redshift* de $0.063 < z < 1.063$. Tais dados foram também obtidos pelo satélite CHANDRA [134].

Apesar do conjunto em questão conter 57 aglomerados de galáxias, utilizamos apenas um subconjunto contendo 38 aglomerados. Tal escolha reside, obviamente, no fato de podermos comparar diretamente os resultados obtidos nesta análise com a anterior. O critério de escolha dos 38 pontos, foi o de se obter os pontos com menor discrepância de *redshift* entre as SNIa e os aglomerados de galáxia.

É importante deixar claro que os conjuntos de SNIa utilizados não são os mesmos para ambas as análises, isto é, em um primeiro momento, quando os dados de SNIa foram combinados com os dados de f_x fornecidos por LaRoque et al. [189], um subgrupo de supernovas foi utilizado. Em um segundo momento, quando os dados de SNIa foram combinados com os dados de f_x fornecidos por Etori et al. [190], um outro subgrupo de supernovas foi utilizado. O critério utilizado para obter cada amostra é a diferença em z entre os aglomerados e as SNeIa.

Por fim, podemos ver no gráfico abaixo, que a diferença de *redshift* entre as supernovas utilizadas e os aglomerados, é no máximo $\Delta z = 0,006$ para a primeira combinação e $\Delta z = 0,001$ para a segunda.

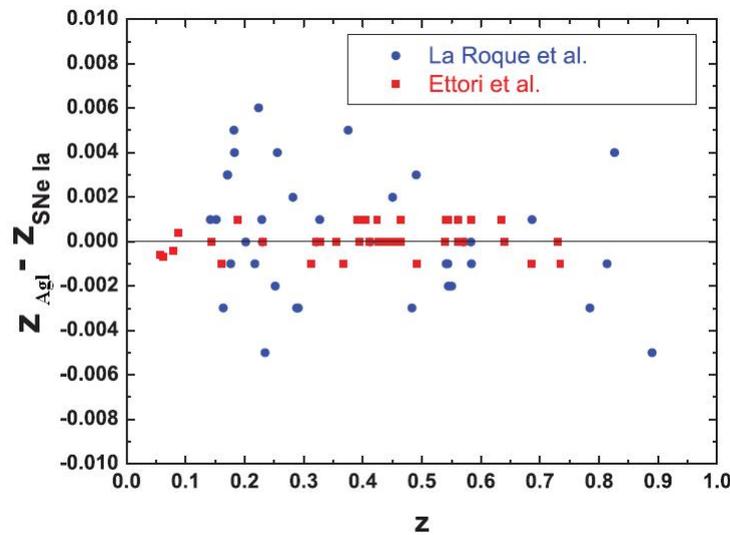


Figura 3.6: Diferença em *redshift* para cada par SNe Ia/aglomerado dos subgrupos Union2/La Roque et al. (círculos preenchidos azuis) e Union2/Etori et al. (quadrados preenchidos vermelhos).

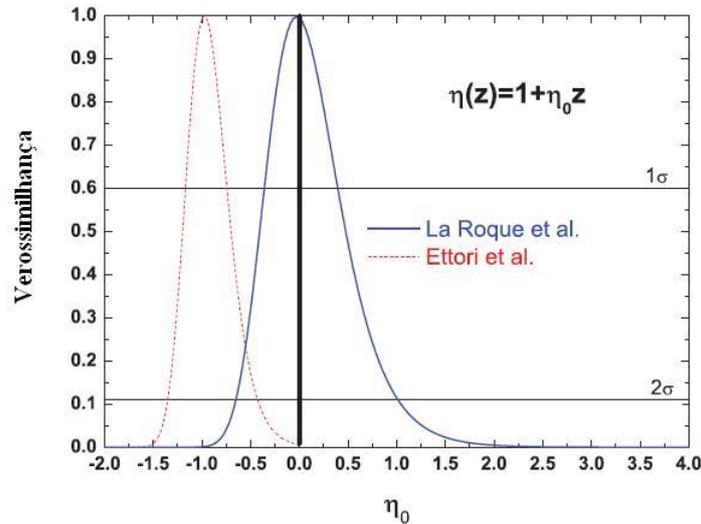


Figura 3.7: Função de distribuição de verossimilhança para os subgrupos utilizando os dados de La Roque et al. (linha sólida azul) e Ettori et al. (linha sólida vermelha) utilizando a parametrização P1.

3.3.3 Resultados

Apresentados os conjuntos de medidas utilizados, iremos agora nos ater aos resultados obtidos. Para a parametrização P1, as curvas de verossimilhança obtidas a partir do cálculo do χ^2 nas análises estatísticas, podem ser vistas na Fig. (3.7). Fica claro, já de início, que a verossimilhança apresentada em ambos os gráficos possui um formato similar. No entanto, também é nítido tanto um alargamento entre as curvas, quanto um deslocamento horizontal entre elas, ou seja, se por um lado os resultados obtidos pela análise dos dados fornecidos por LaRoque et al. são altamente condizentes com a RDDC (isto é melhor ajuste mais próximo de $\eta_0 = 0$ e maior largura da curva), por outro lado os dados fornecidos por Ettori et al. são discrepantes com relação à RDDC. De fato, se no primeiro caso a relação de dualidade é válida já com 1σ de incerteza, para o segundo caso a mesma validade só é alcançada com 3σ .

Em termos numéricos, o melhor ajuste e incerteza, para um nível de confiança de 95,4%, obtidos são:

Dados	η_0
(Union2) vs. (LaRoque et al.)	$-0,03^{+1,03}_{-0,65}$
(Union2) vs. (Ettori et al.)	$-0,97^{+0,54}_{-0,38}$

Tabela 3.1: Resultados obtidos para a parametrização P1 para um nível de confiança de 95,4%.

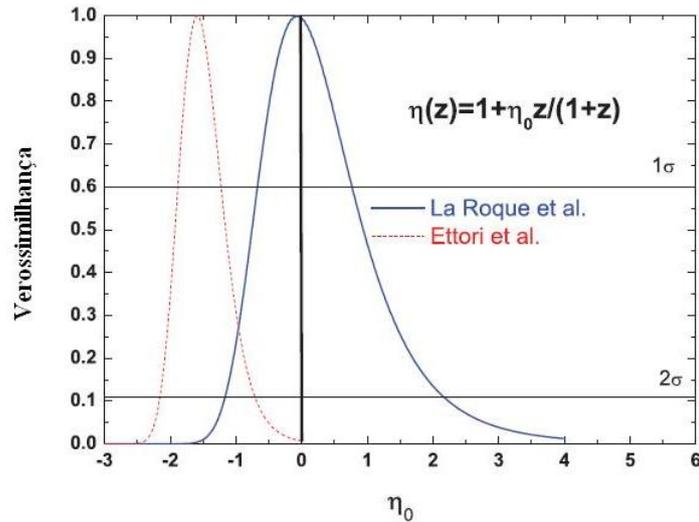


Figura 3.8: Função de distribuição de verossimilhança para os subgrupos utilizando os dados de La Roque et al. (linha sólida azul) e Ettori et al. (linha sólida vermelha) utilizando a parametrização P2.

Ao tomarmos a parametrização P2 os resultados se tornam ligeiramente diferentes, de maneira quantitativa, mas com resultados qualitativos semelhantes. Como podemos ver na Fig. (3.8), novamente os dados fornecidos por LaRoque et al. e Ettori et al. fornecem, respectivamente, valores mais discrepantes e mais condizentes com a RDDC, bem como suas curvas possuem características semelhantes. Portanto, como no caso anterior, o resultado que mais se destaca é a validade da RDDC para a análise associada ao conjunto fornecido por LaRoque et al. já em 1σ , enquanto para os dados fornecidos por Ettori et al. a validade da RDDC só é alcançada com 3σ .

Os resultados quantitativos obtidos para esta análise são:

Dados	η_0
(Union2) vs. (LaRoque et al.)	$-0,08^{+2,28}_{-1,22}$
(Union2) vs. (Ettori et al.)	$-1,60^{+0,90}_{-0,70}$

Tabela 3.2: Resultados obtidos para a parametrização P2, para um nível de confiança de 95,4%.

Os resultados da presente análise, bem como descrição do método adotado, foram publicadas em [79]. Seguiremos agora para a segunda análise da RDDC do presente trabalho, na qual o parâmetro $\eta(z)$ é obtido diretamente da comparação de f_x e f_{SZ} .

3.4 Análises utilizando f_x vs. f_{SZ}

A análise anterior lançava mão da utilização de SNIa para as medidas de d_L e, por outro lado, aglomerados de galáxias para medidas de d_A para, por fim, obter um valor observacional de η^{obs} . No entanto, seguiremos a partir de agora uma abordagem original para o presente problema. Iremos obter um valor observacional para η unicamente através da observação de f_{gas} em um mesmo aglomerado, provenientes de medidas tanto via raios-X quanto via efeito Sunyaev-Zel'dovich, como descrito a seguir.

3.4.1 Metodologia

O método abordado na seção anterior buscava a análise da validade da RDDC através da comparação de amostras que continham dados com pequenas diferenças em *redshift*, permitindo assim a obtenção de resultados fenomenológicos. No entanto, algumas fontes de objeção podem ser levantadas quanto à robustez dos resultados obtidos. Por exemplo, as estimativas de η estariam contaminadas por diferentes fontes de erros sistemáticos, já que dois entes astrofísicos diferentes estão sendo utilizados. Além disso, algumas calibrações das curvas de luz utilizam modelos cosmológicos específicos, fazendo com que este teste possa não ser considerado completamente independente de modelo. Uma discussão mais aprofundada sobre a influência das curvas de luz de SNIa em teste da RDDC pode ser vista em [194]. Finalmente, a utilização de amostras com diferenças no *redshift* afetam a estimativa de η . Assim, iremos tratar a partir de agora de uma nova abordagem, tendo a dedução da expressão para η^{obs} como segue.

No capítulo anterior, vimos que a dependência de η na fração da massa do gás está fundamentalmente relacionada a qual tipo de medida da f_{gas} é tomada. Assim, segundo as equações (2.28) e (2.35) temos, respectivamente

$$f_x = A\eta d_A^{3/2} \text{ e } f_{SZ} = B d_A . \quad (3.13)$$

Portanto, vemos que a fração da massa do gás, quando medida via raios-X depende da RDDC, enquanto que a mesma, medida via ESZ, não depende. Assim sendo, é possível estabelecer uma relação entre ambas as formas de medições de f_{gas} e derivarmos uma expressão explícita para η a partir dessas medidas [80].

Se assumirmos a validade da RDDC e tomarmos uma medida de f_{gas} em um dado aglomerado, seu valor deve ser o mesmo tanto para as medidas em f_x , quanto para f_{SZ} e, portanto, $\frac{f_{SZ}}{f_x} = 1$. No entanto, aliviando a premissa da validade da RDDC, ou seja, permitindo que a relação de dualidade seja testável, então a razão anterior entre f_{SZ} e f_x se torna

$$\frac{f_{SZ}}{f_x} = \eta . \quad (3.14)$$

Visto que, com relação à RDDC, ambas medidas diferem por um fator de η . Os resultados que apresentaremos nesta seção são obtidos mediante esta análise.

Tal qual na seção anterior, aqui também utilizaremos o teste estatístico do χ^2 como método de análise fenomenológica do problema em questão. Para isto, por um lado precisamos determinar as expressões teóricas associadas à presente análise, e por outro lado precisamos determinar as fontes de dados observacionais.

Do ponto de vista teórico, iremos associar um valor para o parâmetro da RDDC (η^{teo}) definido a partir da adoção de uma certa parametrização. Por fim de consistência, analisamos os dados sob a luz das mesmas duas parametrizações utilizadas na análise anterior, isto é, P1 e P2. Se, do ponto de vista teórico, iremos tratar os dados conforme anteriormente explicitado, do ponto de vista observacional o valor associado a η^{obs} irá provir de medidas da fração da massa do gás em aglomerados de galáxias observadas tanto através de sua emissão em raios-X, quanto através do efeito Sunyaev-Zel'dovich. Para realizar nossa análise, utilizamos os dados fornecidos por LaRoque et al. [189].

Semelhantemente à seção anterior, aqui realizaremos o teste estatístico do χ^2 para obter quais valores de η^{teo} melhor se ajustam às medidas de η^{obs} , ou seja,

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[\eta^{teo}(z_i; \eta_0) - \eta^{obs}(z_i; f_x, f_{SZ})]^2}{\sigma_{\eta^{obs}}^2}, \quad (3.15)$$

onde, N é o número de aglomerados, η^{teo} é obtido a partir de parametrizações adotadas, η^{obs} é a medida de η provindo dos dados (através da relação (3.14)) e $\sigma_{\eta^{obs}}$ é o desvio obtido através da propagação dos erros de medidas indiretas, no caso f_x e f_{SZ} , na relação (3.14), tal que

$$\sigma_{\eta^{obs}} = \frac{f_{SZ}}{f_x} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{f_{SZ}}}{f_{SZ}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{f_x}}{f_x}\right)^2}. \quad (3.16)$$

3.4.2 Resultados

De posse do conjunto original de 38 pontos, a respectiva análise estatística foi realizada, cujo gráfico representativo da verossimilhança pode ser visto na Fig. (3.9). A linha azul é relativa à parametrização P1 e a vermelha pontilhada relativa à parametrização P2. Podemos ver que o melhor ajuste da primeira parametrização é ligeiramente mais próximo de um valor $\eta_0 = 0$ do que o melhor ajuste da segunda parametrização. Por outro lado, a largura da gaussiana relativa à verossimilhança é ligeiramente menor para a primeira parametrização do que para a segunda. Em termos numéricos, o melhor ajuste, bem como incertezas associadas a cada parametrização são dadas por:

Parametrização	η_0
(P1)	$-0,15 \pm 0,07$
(P2)	$-0,22 \pm 0,10$

Tabela 3.3: Resultados obtidos para a amostra inicial contendo 38 pontos, para um nível de confiança de 68,3%.

Por fim, realizamos uma segunda análise na qual o subconjunto aqui utilizado é obtido retirando-se 9 medidas do conjunto anterior (resultando em um subconjunto com 29 pontos). Os aglomerados de galáxia retirados para este subconjunto foram: Abell 665, ZW 3146, RX J1347.5-1145, MS 1358.4 + 6245, Abell 1835, MACS J1423+2404, Abell 1914, Abell 2163 e Abell 2204. O critério de seleção adotado para a formação desse subconjunto é que a descrição destes nove aglomerados, através de um modelo de equilíbrio hidrostático, é fracamente compatível com as observações, ou seja, a suposição inicial de que o gás está em equilíbrio hidrostático, utilizada para a dedução das equações de f_{gas} não é de todo validada, o que implica em resultados questionáveis ao utilizarmos esses nove aglomerados em nossas análises. Em termos numéricos, o χ^2 reduzido obtido para a comparação entre a modelagem teórica da distribuição do gás do aglomerado e a observação, para os pontos excluídos, varia entre $2,43 < \chi_{red}^2 < 41,62$ [160]. Em semelhança ao estudo anterior, obtivemos os melhores ajustes para os valores de η_0 para as parametrizações em estudo, dados por:

Parametrização	η_0
(P1)	$-0,06 \pm 0,08$
(P2)	$-0,07 \pm 0,12$

Tabela 3.4: Resultados obtidos para a subamostra restrita à 29 pontos, para um nível de confiança de 68,3%.

Vemos que através desta segunda análise, obtivemos valores para o melhor ajuste de η_0 mais compatíveis com a relação de dualidade, isto é, valores de η_0 mais próximos de 0. Podemos ver também que a validação da RDDC é obtida para níveis de confiança próximos de 1σ .

Novamente, apresentamos a relação de verossimilhança de η_0 obtida a partir dos dados observacionais (Fig. 3.10), mantendo a mesma notação gráfica, isto é, a linha azul contínua é relativa à primeira parametrização (P1) e a vermelha pontilhada relativa à segunda parametrização (P2). Os resultados da presente análise, bem como descrição do método adotado foram publicadas em [80]. É importante salientar que em todas as análises observacionais realizadas podemos inferir um desvio, mesmo que pequeno, da validade da RDDC, abrindo precedente para a investigação de uma nova física que caracterize tal desvio.

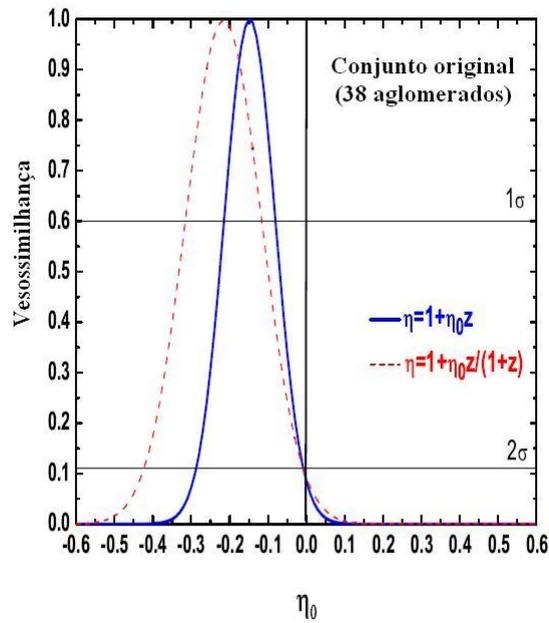


Figura 3.9: Função de distribuição de verossimilhança para o parâmetro da RDDC. As linhas azuis correspondem ao resultado da parametrização P1, enquanto as linhas vermelhas à parametrização P2. Em ambas foram utilizados os 38 aglomerados de galáxias.

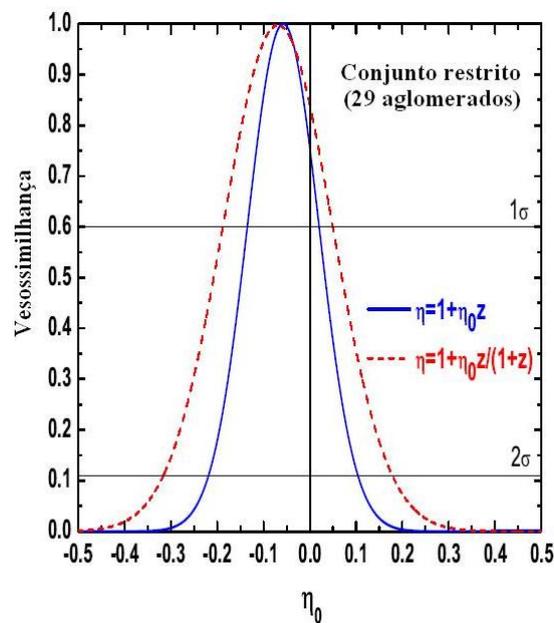


Figura 3.10: Função de distribuição de verossimilhança para o parâmetro da RDDC. As linhas azuis correspondem ao resultado da parametrização linear, enquanto as linhas vermelhas à parametrização não-linear. Aqui, foram utilizados os 29 pontos selecionados da amostra anterior. Retirada de [80].

parametrização	Melhor ajuste $\pm 1\sigma$	Referência
η_0 (*)	$\eta_0 = +0,87_{-0,03}^{+0,04}$	[74]
	$\eta_0 = +0,91_{-0,04}^{+0,04}$	[74]
	$\eta_0 = +0,97_{-0,03}^{+0,03}$	[156]
$1 + \eta_0 z$ (*)	$\eta_0 = -0,06_{-0,10}^{+0,10}$	[130]
	$\eta_0 = -0,12_{-0,06}^{+0,06}$	[130]
$1 + \eta_0 \frac{z}{1+z}$ (*)	$\eta_0 = -0,09_{-0,14}^{+0,14}$	[130]
	$\eta_0 = -0,18_{-0,08}^{+0,08}$	[130]
$(1+z)^{\eta_0}$ (*)	$\eta_0 = -0,01_{-0,05}^{+0,04}$	[171]
	$\eta_0 = -0,04_{-0,03}^{+0,04}$	[172]
η_0	$\eta_0 = +1,01_{-0,07}^{+0,07}$	[156]
$1 + \eta_0 z$	$\eta_0 = -0,42_{-0,11}^{+0,11}$	[76]
	$\eta_0 = -0,28_{-0,22}^{+0,22}$	[76]
	$\eta_0 = -0,37_{-0,18}^{+0,18}$	[195]
	$\eta_0 = -0,07_{-0,19}^{+0,19}$	[195]
	$\eta_0 = -0,30_{-0,11}^{+0,11}$	[195]
	$\eta_0 = -0,22_{-0,11}^{+0,11}$	[195]
	$\eta_0 = -0,03_{-0,32}^{+0,51}$	[79]
	$\eta_0 = -0,97_{-0,19}^{+0,27}$	[79]
	$\eta_0 = -0,15_{-0,07}^{+0,07}$	[80]
	$\eta_0 = -0,06_{-0,08}^{+0,08}$	[80]
$1 + \eta_0 \frac{z}{1+z}$	$\eta_0 = -0,66_{-0,17}^{+0,17}$	[76]
	$\eta_0 = -0,43_{-0,30}^{+0,30}$	[76]
	$\eta_0 = -0,58_{-0,25}^{+0,25}$	[195]
	$\eta_0 = -0,11_{-0,26}^{+0,26}$	[195]
	$\eta_0 = -0,46_{-0,17}^{+0,17}$	[195]
	$\eta_0 = -0,33_{-0,16}^{+0,16}$	[195]
	$\eta_0 = -0,08_{-0,30}^{+0,57}$	[79]
	$\eta_0 = -1,60_{-0,35}^{+0,45}$	[79]
	$\eta_0 = -0,22_{-0,10}^{+0,10}$	[80]
	$\eta_0 = -0,07_{-0,12}^{+0,12}$	[80]

Tabela 3.5: Limites sobre o parâmetro η_0 . Os símbolos (*) indicam testes dependentes de modelo fiducial (Λ CDM).

3.5 Análise final

Vimos, no presente capítulo, que os dados atuais provindos de observações astronômicas podem impôr limites restritivos sobre os parâmetros teóricos relativos à relação de dualidade de distância cósmica. Para a determinação estatística de tais limites observacionais, é necessário definir como descrever uma possível violação da RDDC, assumindo assim uma parametrização para η . Devido a isto, apresentamos na tabela (3.5) contendo, para cada parametrização em particular, os limites observacionais para os parâmetros envolvidos obtidos até o momento na literatura.

Analisando de um modo geral os resultados apresentados, podemos ver duas características qualitativas associadas aos resultados obtidos até o momento (incluindo o presente trabalho). Em primeiro lugar, não é observado um desvio excessivo da validade da RDDC, isto é, é observado $\eta \sim 1$. Tal resultado implica que os pressupostos utilizados para a dedução da RDDC (geometria Riemanniana, trajetória de fótons seguindo geodésicas nulas etc.), não são fortemente violados, o que é compatível com os demais testes cosmológicos.

Em segundo lugar, para todas as parametrizações apresentadas, o valor do parâmetro da RDDC tende a ser dado por $\eta < 1$. Relembrando a definição original da RDDC (Eq. 1.43), um valor menor que a unidade para η implica em diminuição proporcionalmente maior na distância de luminosidade do que na distância de diâmetro angular. Portanto, caso o mecanismo de violação da RDDC tenha origem em uma alteração no conteúdo material do Universo, então a natureza física da violação é necessariamente o aumento da intensidade de fótons observada e não o contrário. Isto implica que deve haver um mecanismo no qual fótons devem ser criados.

3.6 Sumário

Neste capítulo, discutimos algumas possíveis parametrizações para η , bem como avaliamos as análises já realizadas na literatura. Em seguida, apresentamos dois métodos de análise da viabilidade observacional da RDDC. Em primeira aproximação, utilizamos medidas de f_{gas} para a determinação de d_A , enquanto a determinação de d_L é originada nas observações de SNIa. A combinação de ambas as medidas forneceram, portanto, valores observacionais para η , que, por fim, são confrontados com valores teóricos através de uma análise estatística de χ^2 . Como segunda abordagem ao problema, nos atemos unicamente às medidas de f_{gas} , tanto via medidas de raios-X, quando via ESZ. Porém, devido à particular dependência de cada um dos meios de inferência da f_{gas} obtivemos uma medida de η diretamente da comparação entre ambas as medidas de f_x e f_{SZ} . Novamente, confrontamos os valores observacionais obtidos

com os valores teóricos através de uma análise estatística de χ^2 . A grande vantagem deste último método consiste na utilização de um mesmo observável (aglomerados de galáxias), o que diminui os erros sistemáticos associados, bem como garante um mesmo *redshift* para as medidas envolvidas. Os resultados obtidos foram mais restritivos que os prévios da literatura. De modo geral, independente da parametrização adotada, os valores para η foram negativos e próximos da unidade. No próximo capítulo, buscaremos responder à seguinte questão: Como medidas futuras de f_{gas} influenciarão na determinação do parâmetro da RDDC?

Capítulo 4

Simulações de levantamentos futuros

Testar a viabilidade observacional da RDDC constitui uma tarefa importante para a cosmologia, bem como para a física fundamental. Como visto no capítulo anterior, as observações atuais relativas à f_{gas} , apesar de restritivas, não proveêm uma resposta final sobre a validade da RDDC. Deste modo, pretendemos agora olhar para possíveis dados futuros de f_{gas} , analisando como levantamentos de medidas em aglomerados de galáxias podem contribuir para a análise da RDDC. Com este fim, utilizaremos o método de Monte Carlo para inferir qual a quantidade de observações de f_x e f_{SZ} , supondo a distribuição de erros igual a das medidas atuais, necessária para checar a validade da RDDC, para um certo nível de confiança.

Para encontrar restrições observacionais sobre os parâmetros teóricos da RDDC, utilizaremos a metodologia apresentada na seção (3.4). Com efeito, é possível correlacionar as medidas de f_{gas} obtidas via raios-X, bem como via ESZ e obter uma estimativa para o parâmetro da RDDC, tal que $f_x/f_{SZ} = \eta$. Portanto, à medida que obtivermos valores observacionais para f_x e f_{SZ} , inferiremos valores para η provenientes das observações. Com relação à parametrização de η , utilizaremos neste Capítulo as parametrizações P1, P2 e P3, já descritas no Capítulo anterior, na Seção 3.1.

Do ponto de vista observacional, de modo semelhante à seção (3.4), utilizaremos como base os dados fornecidos por [189], onde a f_{gas} dos mesmos aglomerados é apresentada pela obtenção tanto via ESZ (f_{SZ}), quanto efeito Bremsstrahlung (f_x). Vale ressaltar que da amostra original de 38 pontos, retiramos 9 pontos que não caracterizavam bem uma distribuição suave do gás no aglomerado [80]. Apresentaremos agora o método de obtenção dos valores de η a partir de medidas de f_{gas} .

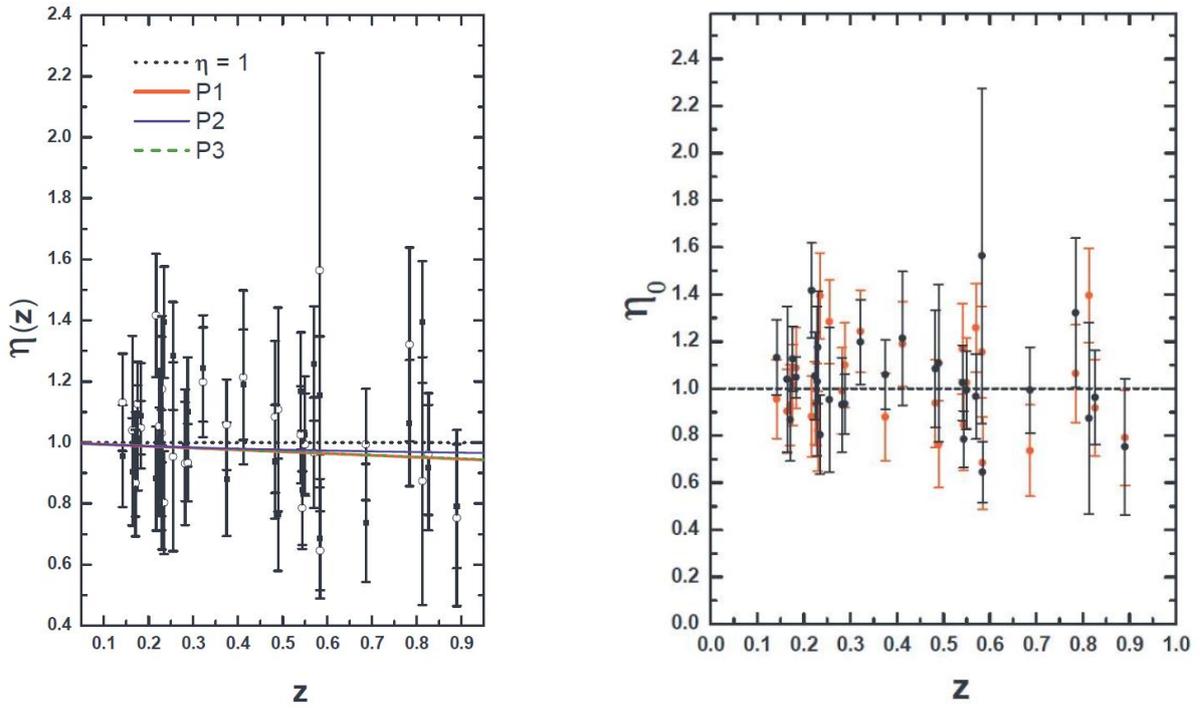


Figura 4.1: *Esquerda)* Gráfico com a distribuição dos valores obtidos observacionalmente para $\eta(z) \pm \sigma_\eta$ (círculos abertos). As curvas representam os melhores ajustes para cada parametrização adotada na análise. Por fim de completeza, também apresentamos uma realização de Monte Carlo supondo 29 pontos (quadrados preenchidos). *Direita)* Comparação de dados das observações (círculos pretos) e uma realização supondo a parametrização P1 e 29 medidas (círculos vermelhos).

4.1 Método Monte Carlo

Para descrever o processo de simulação de dados de medidas de fração de massa de gás, iremos discretizar, de modo sucinto, cada etapa das simulações realizadas:

1. Melhor ajuste dos dados:

Realizamos uma análise estatística de χ^2 comparando os valores obtidos para o parâmetro da RDDC provindo das observações (Fig. 4.1), com uma das parametrizações teóricas apresentadas anteriormente. Desta maneira, obtemos o melhor ajuste (η_0^{bf}) para cada parametrização em análise. Os mesmos estão apresentados na tabela (4.1).

2. Erro relativo:

Tomando os 29 pontos da amostra observacional, calculamos o erro relativo respectivo a cada ponto da amostra (Fig. 4.2 - pontos). Podemos observar em tais pontos que existe uma dependência do erro relativo para com o redshift. Com o intuito de obter uma lei subjacente à tal dependência, obtivemos a reta que melhor ajusta tais dados através de uma simples minimização dos mínimos quadrados (Fig. 4.2 - reta preta). De posse dessa reta, analisamos o desvio padrão da amostra (Fig. 4.2 - linhas tracejadas pretas, superior e inferior) e excluímos os pontos que estavam externos à essa medida (Fig. 4.2 - pontos vermelhos). Tal exclusão se pauta no pressuposto de que estes pontos discrepantes são frutos de medidas contendo erros sistemáticos demasiados, considerados assim como ruídos da amostra observacional. Com os pontos restantes, obtivemos uma última reta ajustada através da minimização dos mínimos quadrados (Fig. 4.2 - reta vermelha), sendo esta última a lei que define erro relativo a ser adotado na simulação ($\sigma_{\eta_{obs}}/\eta_{obs}$). É fato que poderíamos ter mantido o processo de exclusão de pontos exteriores a um desvio padrão, recalculado a reta que melhor ajusta a esses novos pontos e assim sucessivamente, no entanto tal procedimento não foi utilizado pois iríamos reduzir por demais o número de pontos da amostra e assim poderíamos incutir em perda de robustez nas análises estatísticas posteriores.

3. Simulação de pontos:

Posteriormente, realizamos simulações de Monte Carlo a partir de 29 pontos de $\eta(z)$. As simulações foram realizadas supondo uma distribuição normal $N(\eta_0^{fid}, \sigma)$, tal que $\eta_0^{fid} = \eta_0^{bf}$ e $\sigma = \frac{\sigma_{\eta}}{\eta} \eta_0^{bf}$, ou seja, o valor médio da distribuição normal é um valor fiducial para η_0 tomado a partir do melhor ajuste das observações, dada uma parametrização, bem como a largura da distribuição é obtida pelo erro relativo da amostra, apresentado no passo anterior.

Em geral os pontos simulados foram obtidos em intervalos igualmente espaçados de redshift entre [0,1 , 1], sendo a exceção quando o número de pontos simulados era igual a da amostra, onde os valores de *redshift* eram iguais aos observacionais.

Ainda, cada ponto simulado possui uma dispersão obtida também através do erro relativo, onde, para cada ponto simulado temos $\sigma_{\eta_{sim}} = \frac{\sigma_{\eta_{obs}}}{\eta_{obs}} \eta_{sim}$. Por fim de exemplificação, a Fig. (4.1,b) apresenta a realização de uma simulação, para a parametrização P1, contendo 29 pontos (pontos vermelhos), bem como os pontos observacionais originais (pontos pretos).

4. Melhor ajuste da i-ésima simulação:

De posse da amostra de pontos (e respectivos erros) simulados, realizamos novamente

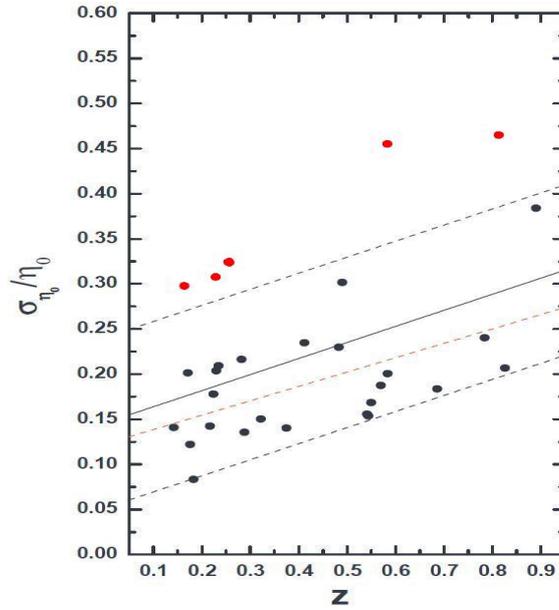


Figura 4.2: Distribuição dos valores de σ_η/η em função de z , obtido através das observações atuais [189]. A linha contínua preta indica o melhor ajuste para todos os 29 pontos originais, enquanto as linhas tracejadas superiores e inferiores indicam a dispersão de 1σ . A partir da retirada dos pontos externos à 1σ (pontos circulados), obtivemos o melhor ajuste final utilizado (linha vermelha).

uma análise estatística de χ^2 , agora entre os pontos simulados da amostra e uma dada parametrização teórica. Com isso, obteremos o melhor ajuste para o valor de η_0 para tal simulação.

5. Ciclo de realizações das simulações:

Repetimos os passos (3) e (4) 10^4 vezes. De posse dos 10^4 valores de η_0 , realizamos um simples cálculo dos mínimos quadrados e obtivemos um valor médio, bem como uma incerteza associada ($\eta_0 \pm \sigma_{\eta_0}$), dada uma parametrização e para um conjunto de 29 pontos na amostra.

6. Alteração do número de pontos na amostra:

Finalmente, repetimos os passos (3) a (5), para diferentes valores de pontos na amostra. Especificamente, além da análise com $N = 29$ pontos, realizamos simulação para o intervalo $20 < N < 300$, com espaçamento de 10 pontos.

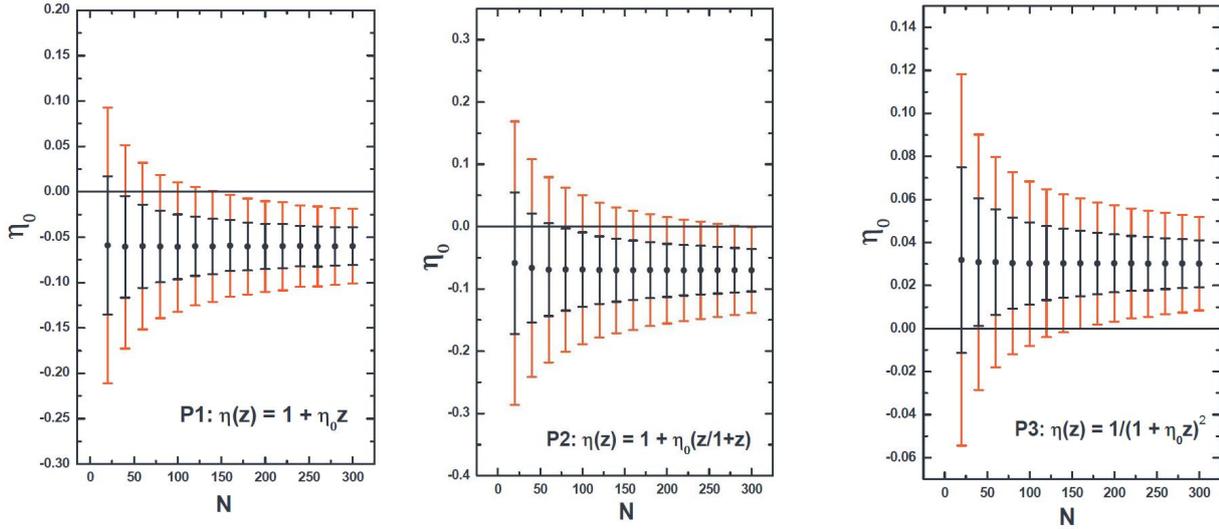


Figura 4.3: Valores médios e respectivos desvios para valores de η_0 simulados em função do número de pontos (N) da amostra. Estão sobrepostos as barras de erro correspondentes à 1σ (preto) e 2σ (vermelho).

4.2 Resultados

Vimos, portanto, que, dada uma parametrização, somada à escolha de um valor médio para a distribuição de pontos, a distribuição de erros assumida, bem como o número de pontos objetivado, o processo de simulação fornecerá um valor $\eta_0 \pm \sigma_{\eta_0}$. De outro modo, assumindo uma parametrização, e dado o conjunto de parâmetros $\{\eta_0^{fid}, \sigma_{\eta}/\eta, N\}$, é possível gerar amostras simuladas através da metodologia apresentada, que irão fornecer valores de $\eta_0 \pm \sigma_{\eta_0}$.

Seguindo o procedimento apresentado na seção anterior, obtivemos o valor médio e incerteza do parâmetro η_0 associado à cada parametrização, para um conjunto de 29 pontos, em semelhança à quantidade de pontos observacional. Temos então, que para a parametrização P1, $\eta_0 = -0,06 \pm 0,08$, enquanto para a parametrização P2 $-0,06 \pm 0,10$, e finalmente para P3, $0,03 \pm 0,03$. Na tabela (4.1), apresentamos um comparativo dos valores obtidos tanto via processo de simulação, quanto através dos dados observacionais.

Podemos ver que todos os valores médios se mostram bastante semelhantes e as respectivas incertezas possuem uma grande similaridade ($\delta_{\sigma} < 15\%$). Portanto, o processo de simulação gera um *ensemble* simulado que representa de maneira robusta uma dada amostra, indicando supostamente que sua extrapolação para valores de N diferentes do observacional mantém a robustez da análise, preservando sua generalidade.

Tendo estabelecido os valores obtidos para um conjunto de 29 pontos, os resultados seguintes refletem a obtenção do conjunto $\eta_0 \pm \sigma_{\eta_0}$ obtido para uma quantidade sucessiva

η_0	Observação	Simulação
P1	$-0,06 \pm 0,08$	$-0,06 \pm 0,08$
P2	$-0,07 \pm 0,12$	$-0,06 \pm 0,10$
P3	$0,03 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,03$

Tabela 4.1: Valores obtidos para melhor ajuste entre dados provindo das observações e cada parametrização, P1, P2 e P3, respectivamente.

de pontos na amostra, como explicitado no passo (vi) do algoritmo de simulação. Os resultados podem ser observados na Fig. (4.3). Apesar de termos realizado as simulações com espaçamento de 10 pontos nas amostras, para evitar a poluição visual do gráfico apresentamos os resultados com espaçamento de 20 pontos. Os resultados qualitativos são imediatos e, o mais relevante, é a observação de que a RDDC é discriminada mais rapidamente para P1 e P3, do que para P2. Em outras palavras, é necessário um número de pontos menor para P1 e P3, do que para P2, na tentativa de checar a validade da RDDC.

Das análises acima, fica claro que, à medida que variamos o número de pontos em nossa amostra (N), a incerteza na medida de η_0 diminui. Deste modo, definimos N_{crit} como o número de pontos necessários para checar a validade da RDDC e, portanto, é válida a relação

$$\frac{n\sigma_{\eta_0}}{\eta_0} < 1 \quad , \quad (4.1)$$

onde n é o nível de confiança. Em nossas análises utilizamos um nível de confiança de 95,4%, ou seja, $n = 2$.

Com o objetivo de encontrar qual o valor de N_{crit} para cada parametrização, dado o valor fiducial de η_0 , realizamos novamente simulações mas agora com o intervalo para o número de pontos diminuídos de 10 para 1. Supondo os valores fiduciais de η_0 como igual aos observacionais, os valores obtidos para N_{crit} foram:

Parametrização	η_0	N_{crit}
(P1)	$-0,06$	138
(P2)	$-0,07$	287
(P3)	$0,03$	158

Tabela 4.2: Valor de N_{crit} obtido nas simulações, para cada parametrização utilizada.

Vemos, portanto, que as simulações indicam que precisamos de aproximadamente quatro vezes mais pontos nos levantamentos obtidos para f_{gas} para discriminar a RDDC segundo as parametrizações P1 e P3, enquanto há a necessidade de aproximadamente dez vezes mais pontos, considerando a parametrização P2. Tais números são factíveis de serem obtidos em um futuro próximo a partir de novos programas observacionais (veja, por exemplo, Apêndice A).

Em seguida, buscamos avaliar como o valor de N_{crit} varia para diferentes valores fiduciais de η_0 . Para tal, variamos o mesmo entre $0,01 < \eta_0^{fid} < 0,10$. A escolha do intervalo se pauta no fato de não observarmos uma violação intensa da RDDC, isto é $|\eta| \gg 1$. Realizada então as simulações, os valores de N_{crit} obtidos para esta análise podem ser vistos na tabela (4.2). Um outro resultado a ser levantado é o valor de N_{crit} com respeito à menor violação da RDDC testada. Quando o valor fiducial para η_0 é reduzido à $|\eta_0^{fid}| = 0,01$, a quantidade de pontos para checar a validade da RDDC varia de acordo com cada parametrização, do seguinte modo:

Parametrização	N_{crit}
(P1)	$N_{crit}(\eta_0^{fid} = -0,01) \approx 40 \times N_{crit}(\eta_0^{fid} = \eta_0^{obs})$
(P2)	$N_{crit}(\eta_0^{fid} = -0,01) \approx 50 \times N_{crit}(\eta_0^{fid} = \eta_0^{obs})$
(P3)	$N_{crit}(\eta_0^{fid} = +0,01) \approx 8 \times N_{crit}(\eta_0^{fid} = \eta_0^{obs})$

Tabela 4.3: Comparação do valor de N_{crit} obtido utilizando $\eta_0^{fid} = |0,01|$ e $\eta_0^{fid} = \eta_0^{obs}$.

É importante ressaltar que, até o momento, todas as análises assumiam uma distribuição de erros (σ_η/η) igual à distribuição de erros obtida observacionalmente. No entanto podemos analisar como a variação dos erros altera a quantidade de pontos necessários para a validação da RDDC. Por este motivo, similarmente ao procedimento anterior, realizamos novas simulações de medidas de fração de gás para cada parametrização teórica estudada variando a distribuição de erros das medidas de f_{gas} de três modos distintos. Em um primeiro momento, assumimos que os erros das medidas da fração da massa do gás obtidas via raios-X unicamente (σ_{f_x}) , eram a metade dos valores observacionais originais, isto é, $(\sigma_{f_x}/f_x)^{sim} = 0,5(\sigma_{f_x}/f_x)^{obs}$. Em seguida, tomamos um procedimento equivalente, porém agora, para as medidas de f_{gas} unicamente obtidas através do efeito Sunyaev-Zel'dovich, ou seja, $(\sigma_{f_{SZ}}/f_{SZ})^{sim} = 0,5(\sigma_{f_{SZ}}/f_{SZ})^{obs}$. Ppor fim, repetimos a análise com a melhoria dos erros assumida em ambas as medidas de f_{gas} , logo, $(\sigma_{f_{gas}}/f_{gas})^{sim} = 0,5(\sigma_{f_{gas}}/f_{gas})^{obs}$.

Os resultados obtidos são mostrados na Fig. (4.5) para as parametrizações P1, P2 e P3. Neste gráfico, os resultados iniciais da variação de N_{crit} de acordo com η_0^{fid} são representados pelas linhas pretas, enquanto a variação dos erros unicamente em raios-X são ilustrados pela linha azul. Os dados provenientes do ESZ pela linha vermelha e, finalmente, são representados os resultados obtidos variando o erro em ambos os tipos de medida, pela linha linha verde.

Fica claro pelo gráfico, que a melhoria das análises fica muito mais acentuada com a melhoria do erro nas medidas de f_{SZ} do que com a melhoria em f_x . Isto é, dado um valor fiducial para η_0 , a quantidade de pontos necessária para checar a RDDC é muito menor quando se diminui o erro nas medidas obtidas via ESZ.

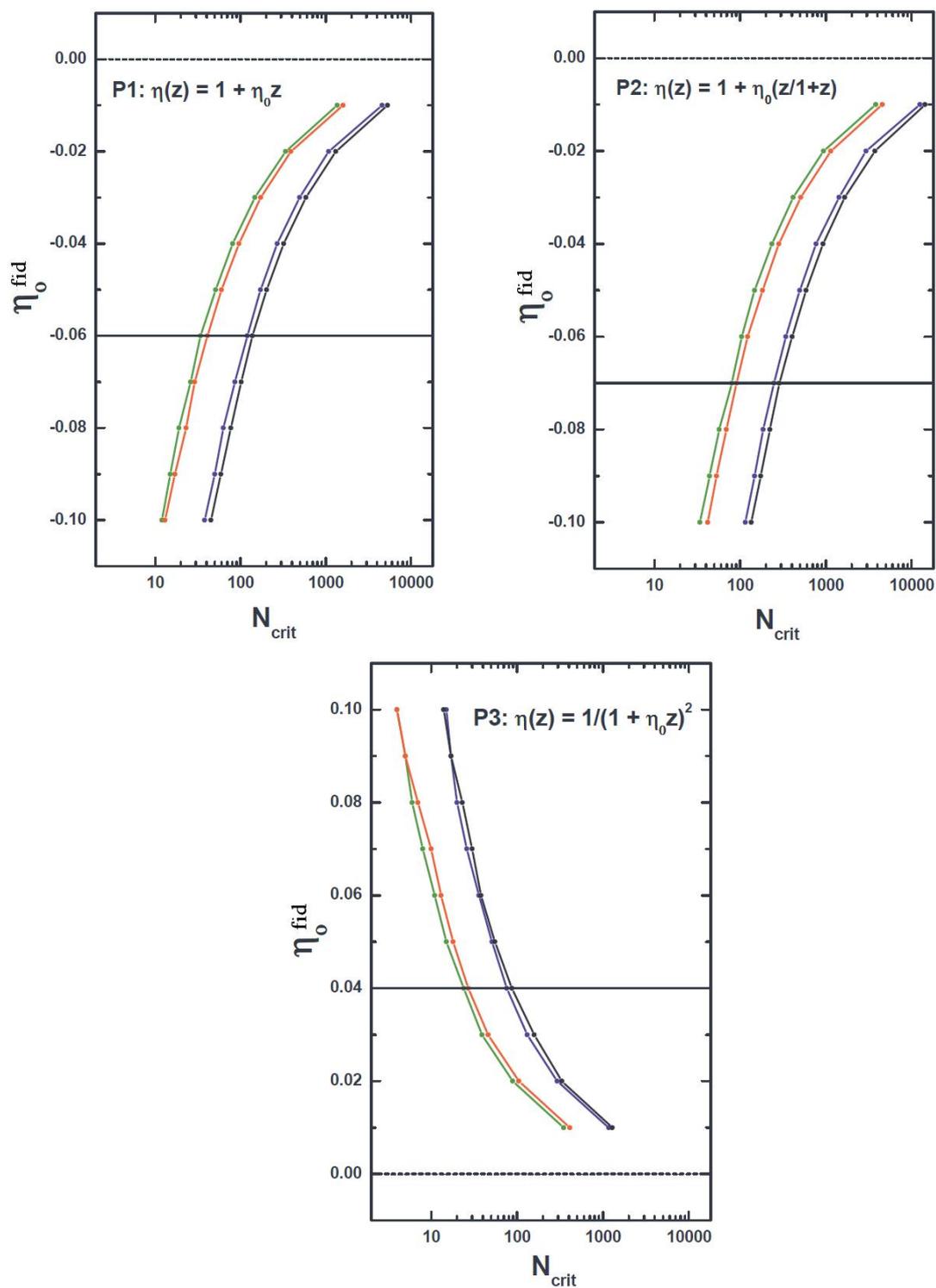


Figura 4.4: Variação de N_{crit} de acordo com η_0^{fid} . As linhas pretas representam os resultados assumindo os erros das amostras observacionais. As linhas azuis e vermelhas assumem um erro 50% menor nos dados de f_x e f_{SZ} , respectivamente. As linhas verdes assumem um erro 50% melhor nos dados de f_{gas} .

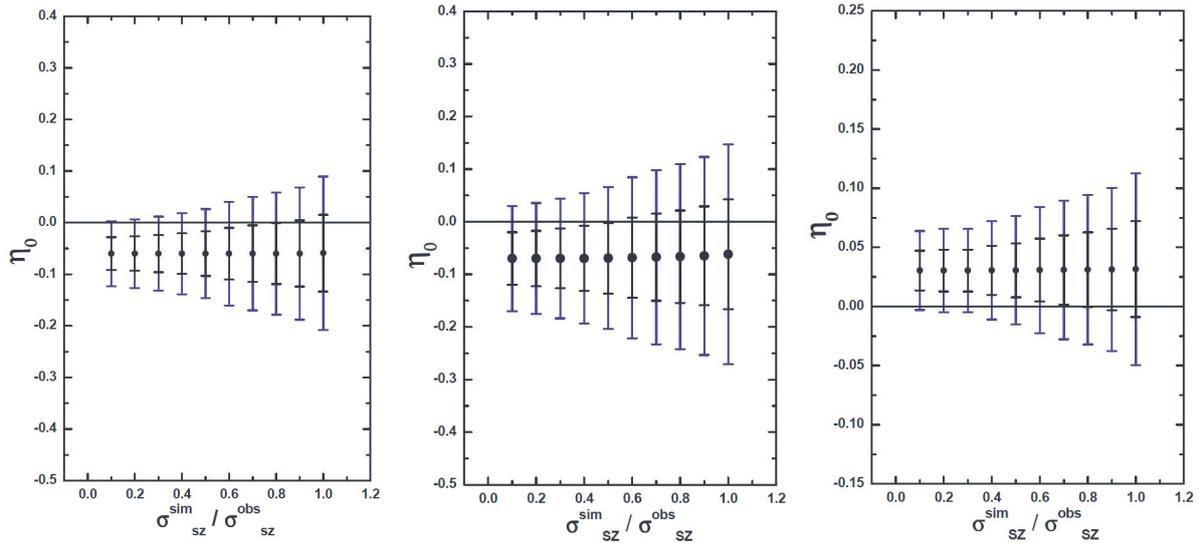


Figura 4.5: Variação do valor de η_0 obtido através das simulações, de acordo com a variação da razão $\sigma_{f_{SZ}}^{sim} / \sigma_{f_{SZ}}^{obs}$. Da esquerda para a direita, os gráficos correspondem as parametrizações P1, P2 e P3, respectivamente.

Podemos ver também que, ao tomarmos o valor fiducial para η_0 nas simulações como igual ao valor obtido observacionalmente, os valores de N_{crit} variam de tal modo que quando diminuimos pela metade os erros originais obtivemos

Parametrização	N_{crit}
(P1)	138 \rightarrow 34
(P2)	287 \rightarrow 80
(P3)	158 \rightarrow 39

Tabela 4.4: Variação do valor de N_{crit} ao diminuir em 50% os erros originais.

Portanto, uma melhoria de 50% nas medidas de f_{gas} implica na necessidade de apenas $\sim 1/4$ dos pontos na amostra para discriminar a RDDC.

Como dito anteriormente, analisando comparativamente a melhoria em f_x e f_{SZ} , observamos que a principal mudança quanto ao número de pontos necessários na amostra para a discriminação da RDDC ocorre quando o erro nas medidas obtidas via efeito Sunyaev-Zel'dovich é alterada. Assim, partimos dessa premissa para analisar a variação de η_0 quando alteramos unicamente os erros provenientes das medidas via efeito SZ. Para tal, fixamos $N = 29$ e variamos o erro das medidas entre seu valor inicial até 10% do mesmo, ou seja, variamos $\sigma_{f_{SZ}}^{sim} / \sigma_{f_{SZ}}^{obs}$ entre $[0,1, 1,0]$ em intervalos de 0, 1. Os resultados estão apresentados na Fig. (4.4).

4.3 Sumário

No presente capítulo, apresentamos resultados de simulações de Monte Carlo para observações futuras de f_{gas} que variaram a quantidade de dados observados e incerteza associada às observações. O intuito de realizar tal análise foi o de responder a seguinte questão: Qual o número de observações de aglomerados de galáxias necessários para checar a validade da RDDC, a um certo nível de confiança? Para gerar tais simulações, adotamos o método apresentado na seção (3.4) do Capítulo anterior e geramos amostras simuladas de f_{gas} via o método Monte Carlo. Inicialmente, assumimos a distribuição de erro idêntica à das observações atuais e assim geramos amostras sintéticas no intervalo de *redshift* [0.1, 1] e derivamos valores de $\eta(z)$ utilizando a relação direta entre f_x e f_{SZ} , como apresentado na Eq. (3.15). Realizamos tal procedimento para três parametrizações. Os resultados obtidos indicam que o número de pontos necessário para discriminar a RDDC, para 2σ , precisa ser entre 5 a 10 vezes maior que a quantidade presente nas amostras atuais. Nós também analisamos a influência em nossos resultados, dos erros observacionais nas medidas de f_x e f_{SZ} . Independentemente da parametrização adotada, nossos resultados indicam que a maior fonte de incerteza advém das medidas relativas à f_{SZ} . Neste caso, o número de pontos necessários para discriminar a RDDC é reduzido por um fator de 4 quando $\sigma_{f_{SZ}}$ é reduzido pela metade. Os resultados da presente análise, bem como descrição do método adotado, podem ser vistas na referência [81]. No próximo capítulo, finalizaremos este trabalho apresentando as principais conclusões, incluindo uma compilação geral dos resultados obtidos durante toda a tese e as perspectivas futuras do trabalho sob a linha geral da pesquisa desenvolvida.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

No panorama atual da cosmologia, a descoberta de que vivemos em uma fase de expansão acelerada abre precedentes para a investigação de diversos mecanismos alternativos à física usual. No entanto, a possibilidade de uma nova física também se reflete em diversos outros campos observacionais como, por exemplo, a violação da hipótese de homogeneidade e isotropia do Universo em grande escala ou a relação entre diferentes tipos de medidas de distâncias cosmológicas. É neste último contexto que surgiu a presente tese, cujo objetivo foi o de analisar as consequências teóricas de medidas observacionais para a relação de dualidade de distância cósmica, assim como testar a sua viabilidade à luz dos dados observacionais atuais e simulados. Tal relação tem origem na chamada relação de reciprocidade de Etherington, apresentada originalmente na década de 1930, que mostra que, em um Universo em expansão, os raios que divergem de uma fonte e alcançam um observador distante, bem como os raios provenientes de uma fonte que convergem em um observador, apresentam a mesma distância de separação entre fonte e observador, a menos de um fator $(1 + z)^2$ (Eq. 1.34).

Para demonstrar a relação de Etherington no Cap. 1, assumimos que a geometria é Riemanniana, bem como os fótons viajam em geodésicas nulas e únicas. Do ponto de vista observacional, porém, a relação de Etherington não é factível, visto que o ângulo subtendido pelos raios divergentes da fonte não pode ser medido. Podemos contornar tal problema ao assumir que o número de fótons se conserva ao longo da evolução do Universo. Quando adicionamos tal suposição, as distâncias entre os dois pontos do Universo em questão são relacionadas com as chamadas distância de luminosidade (d_L) e distância de diâmetro angular (d_A). Assim, chegamos na chamada relação de dualidade de distância cósmica

$$\frac{d_L}{d_A(1+z)^2} = \eta, \text{ com } \eta = 1. \quad (5.1)$$

Caso as observações indiquem um valor para o parâmetro da RDDC tal que $\eta \neq 1$, então um (ou mais) pressupostos assumidos precisam ser revistos e, assim, vemos o escopo central do presente trabalho. Neste sentido, apresentamos possíveis fontes de violação da RDDC.

Como discutido, as violações podem ter origem no conteúdo material do Universo. Por exemplo, é possível que exista um acoplamento entre fótons e outro tipo de partícula, como o áxion, de tal modo que à medida que os fótons se propagam, os mesmos podem decair em outras partículas. Portanto sua quantidade numérica não se conserva, refletindo em uma alteração na distância de luminosidade. Outras alternativas surgem do contexto geométrico do espaço-tempo, por exemplo, a possibilidade da conexão não ser simétrica, implicando na inclusão de uma torsão na curvatura, de modo que a geometria não seria mais Riemanniana, além de diversas outras possibilidades.

Para o confronto da teoria com os dados observacionais, utilizamos três abordagens diferentes. Primeiro, realizamos uma análise através da comparação direta entre d_L , obtido a partir de medidas de luminosidade de SNIa distantes, e medidas de d_A , fornecidas a partir de medidas de f_{gas} obtidas em aglomerados de galáxias. De posse de ambas as medidas de distância, parametrizamos η e obtivemos as restrições observacionais para os parâmetros teóricos envolvidos. Esta análise foi feita em dois momentos: um primeiro conjunto de pares d_L/d_A foi criado a partir da combinação de dados fornecidos pelo levantamentos Union2 [184] (para as medidas de SNIa) em conjunto com os dados do levantamento fornecido por LaRoque et al. [189] (para as medidas de f_{gas}). Essas medidas de f_{gas} foram obtidas pelo satélite CHANDRA e constituem um total de 38 aglomerados quentes, dinamicamente relaxados, dispostos no intervalo de $0,015 < z < 1,4$. Em contraponto, também realizamos esta análise com outro conjunto de pares d_L/d_A . Desta vez utilizando também dados de SNIa fornecidos pelo levantamento Union 2, porém, para os dados de f_{gas} , utilizamos 38 medidas de f_{gas} fornecidas por Ettori et al. [190]. Estes últimos também apresentam medidas obtidas pelo satélite CHANDRA para aglomerados com características semelhantes, porém com um intervalo de *redshift* dado por $0,063 < z < 1,063$.

Com relação ao parâmetro da RDDC, utilizamos duas parametrizações diferentes. Os resultados obtidos para um nível de confiança de 95,4% seguem na tabela abaixo.

Parametrização 1	$\eta(z) = 1 + \eta_0 z$
(Union2) vs. (LaRoque et al.)	$\eta_0 = -0,03^{+1,03}_{-0,65}$
(Union2) vs. (Ettori et al.)	$\eta_0 = -0,97^{+0,54}_{-0,38}$
Parametrização 2	$\eta(z) = 1 + \eta_0(z/1 + z)$
(Union2) vs. (LaRoque et al.)	$\eta_0 = -0,08^{+2,28}_{-1,22}$
(Union2) vs. (Ettori et al.)	$\eta_0 = -1,60^{+0,90}_{-0,70}$

Tabela 5.1: Resultados da análise obtida da combinação d_L/d_A .

Podemos ver que os resultados obtidos do conjunto que leva em conta o levantamento fornecido por LaRoque et al. é condizente com a RDDC, enquanto o levantamento fornecido

por Ettori et al. viola a RDDC, mesmo em 2σ . Independente da diferença numérica obtida na análise, podemos ver que é mantida a tendência do parâmetro da RDDC ser menor $\eta < 1$. Isto pode indicar que o mecanismo de alteração da RDDC tem uma influência maior na diminuição da d_L ou em um aumento da d_A . Além disso, a utilização da f_{gas} como teste observacional para análise da RDDC apresenta resultados compatíveis com a literatura prévia. A presente análise, bem como resultados, foram publicados em [79].

A discrepância dos resultados obtidos entre os dois levantamentos pode ter diversas origens. Um deles é a questão dos testes observacionais serem baseados em entes astrofísicos distintos, acarretando, assim, em erros sistemáticos provenientes tanto dos mecanismos físicos associados a cada um, a até mesmo a diferença em *redshift* que os separa.

Para contornar tais problemas, realizamos uma outra análise da RDDC frente aos dados observacionais, onde agora um mesmo objeto é analisado, porém através de dois efeitos físicos que nele ocorrem. Com efeito, realizamos um confronto direto de medidas de f_{gas} provindas de um mesmo aglomerado de galáxias, obtidas tanto através do efeito Bremsstrahlung, quanto via efeito Sunyaev-Zel'dovich. Devido às características particulares de cada efeito, é possível extrair medidas para o parâmetro η através da relação $f_{SZ}/f_x = \eta$ [Eq. (3.14)]. Realizamos, então, uma primeira análise utilizando os dados fornecidos por LaRoque et al. [189], contendo os 38 aglomerados citados na análise prévia, visto que os mesmos são fornecidos tanto via raios-X, quanto via ESZ. Novamente, parametrizamos η segundo duas parametrizações diferentes. Ainda, refizemos tal análise para um subconjunto contendo apenas 29 pontos, onde os 9 pontos restantes foram excluídos por não terem um perfil de distribuição de gás observado condizente com a respectiva modelagem teórica. Os resultados utilizando o conjunto total de 38 pontos, bem como o subconjunto utilizando 29 pontos são mostrados na tabela abaixo.

Parametrização 1	$\eta(z) = 1 + \eta_0 z$
38 pontos	$\eta_0 = -0,15 \pm 0,14$
29 pontos	$\eta_0 = -0,06 \pm 0,16$
Parametrização 2	$\eta(z) = 1 + \eta_0(z/1+z)$
38 pontos	$\eta_0 = -0,22 \pm 0,21$
29 pontos	$\eta_0 = -0,07 \pm 0,24$

Tabela 5.2: Resultados da análise obtida da combinação f_{SZ}/f_x .

Enquanto a análise anterior deixava clara a dependência com o levantamento utilizado, para a validade ou não da RDDC, os resultados da presente análise deixam claro a dependência da validade da RDDC de acordo com a parametrização. Enquanto a parametrização P1 não valida a RDDC, mesmo em 2σ , a parametrização P2 mantém a validade da RDDC neste mesmo intervalo. Vale ressaltar que, em termo de robustez, a parametrização P1 é menos coerente, visto

que há um limite para sua validade, em *redshift*, enquanto a parametrização P2 é válida para toda a história cósmica. A presente análise bem como resultados foram publicados em [80]. De acordo com a tabela (3.5), vemos que este método fornece os vínculos mais restritivos sobre η atualmente.

Tendo explorado como os dados atuais de f_{gas} podem impôr limites sobre a RDDC, analisamos como suposições sobre observações futuras podem melhorar as análises relativas ao tema em questão. Para isto, realizamos simulações de dados de f_{gas} para diferentes amostras com uma quantidade maior de pontos, comparado com os levantamentos atuais, bem como conjuntos com uma incerteza menor associada às simulações. O objetivo desta análise foi investigar tanto a quantidade de pontos, quanto a incerteza nas medidas necessárias para descartar (ou não) a validade da RDDC. Realizamos simulações de dados em um intervalo de *redshift* entre $[0, 1, 1]$ com pontos igualmente espaçado. Simulamos conjuntos contendo de 20 a 300 pontos, na tentativa de mimetizar futuras observações contendo um maior número de aglomerados de galáxias na amostra observada.

Visto que a incerteza diminui a medida que aumentamos o número de pontos, bem como o valor médio é diferente de $\eta = 1$, buscamos qual o número de pontos necessário para descartar a validade da RDDC. Para tal, definimos como N_{crit} o número de pontos para o qual $2\sigma_{\eta_0}/\eta_0 < 1$. Perfizemos tal análise para três parametrizações diferentes. Supondo os valores fiduciais para as simulações iguais aos valores obtidos pelo melhor ajuste das observações, os resultados obtidos foram: (P1) $N_{crit} = 138$, (P2) $N_{crit} = 287$ e (P3) $N_{crit} = 158$.

Além da variação em número de pontos da amostra simulada, também analisamos como a variação do erro utilizado para realizar as simulações altera N_{crit} . Para tal, realizamos simulações diminuindo separadamente σ_{f_x} , $\sigma_{f_{SZ}}$ e $\sigma_{f_{gas}}$. Ao diminuirmos o erro nas medidas de f_{gas} pela metade, encontramos que o número de pontos necessários na amostra diminui do seguinte modo: (P1) $N_{crit} = 138 \rightarrow 34$, (P2) $N_{crit} = 287 \rightarrow 80$ e (P3) $N_{crit} = 158 \rightarrow 39$. Além disso, quando comparamos os erros provenientes das medidas de fração de gás obtidas em raios-X e SZ, podemos notar que a maior fonte de erro provém das medidas de f_{SZ} .

Vemos assim que ao analisar simulações observações futuras de f_{gas} , os resultados obtidos indicam que a quantidade de pontos observada precisa ser de 4 a 10 vezes maior que a atual, dependendo da parametrização. Quando variamos também os erros associados à amostra, encontramos que o número de pontos é aproximadamente 1/4 do necessário, caso se mantenham os erros atuais. A presente análise, bem como resultados, foram publicados em [81].

Como dito anteriormente, o mecanismo específico de violação da RDDC não é de todo definido, porém algumas possibilidades surgem como as mais plausíveis. Em comparação aos resultados obtidos na presente Tese algumas características físicas do mecanismo podem ser definidas. Primeiro, todos os resultados indicam uma diminuição do parâmetro η ao longo da

evolução do universo. Segundo, a violação não é tão abrupta, ou seja, não obtivemos $|\eta| \gg 1$, como esperado. Finalmente, de acordo com os resultados, caso o mecanismo de violação da RDDC seja associado a uma mudança na física relativa ao conteúdo material (como alteração do número de fótons, por exemplo), então a mudança na d_L deve ser proporcionalmente maior do que na d_A , visto que em todos os resultados obtidos, ficou caracterizado por $d_L/d_A < 1$. Portanto, supondo que a d_A não seja alterada por tal mecanismo, então as observações indicam que o mecanismo relativo à violação da RDDC é tal que haja um aumento do número de fótons, como, por exemplo, a conversão de fótons em áxions [91, 95] ou uma criação adiabática de fótons [98, 101].

Buscamos assim, na presente Tese, desenvolver a análise sistemática de uma das mais recentes fontes de escrutínio para a física fundamental. Os esforços futuros que venham a prosseguir em análises desta natureza tem pelo menos três caminhos a explorar: em uma abordagem mais teórica, é preciso verificar a viabilidade de mecanismos físicos que violem a RDDC, tanto do ponto de vista da coerência com as observações em diversas escalas da física, quanto do ponto de vista do número de suposições físicas; do ponto de vista observacional, é possível visar a melhoria dos equipamentos relativos às observações de estruturas em larga escala do Universo, com o intuito de diminuir as incertezas associadas, bem como aumentar o número de dados nas amostras. Finalmente, trabalhos futuros devem ser capazes de fundamentar as parametrizações para a violação da RDDC segundo argumentos físicos e matemáticos, de modo que os resultados futuros a serem obtidos mantenham a robustez, mesmo tomando algum tipo de *ansatz* sobre a parametrização. Vemos assim que as futuras análises utilizando dados observacionais provenientes de aglomerados de galáxias poderão fornecer novos vínculos que permitam testar a RDDC, podendo assim abrir precedentes observacionais para a investigação de mecanismos provenientes de uma nova física.

Referências Bibliográficas

- [1] A. Einstein. Die Feldgleichungen der Gravitation. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 844-847., pages 844–847, 1915.
- [2] Thorne K. S. e Wheeler J. A. Misner, C. W. *Gravitation*. Addison Wesley, San Francisco, 1973.
- [3] V. M. Slipher. On the spectrum of the nebula in the Pleiades. *Lowell Observatory Bulletin*, 2:26–27, 1912.
- [4] E. Hubble. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15:168–173, March 1929.
- [5] W. L. Freedman *et al.* Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *The Astrophysical Journal*, 553:47–72, May 2001.
- [6] F. Beutler *et al.* The 6dF Galaxy Survey: baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant. *Monthly Notes of Royal Astronomical Society*, 416:3017–3032, October 2011.
- [7] R. Alpher, R. A. e Herman. Evolution of the Universe. *Nature*, 162:774–775, November 1948.
- [8] G. Gamow. The Evolution of the Universe. *Nature*, 162:680–682, October 1948.
- [9] S. Sarkar. Big bang nucleosynthesis and physics beyond the standard model. *Reports on Progress in Physics*, 59:1493–1609, December 1996.
- [10] G. Steigman. Primordial Nucleosynthesis in the Precision Cosmology Era. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57:463–491, November 2007.
- [11] R. C. Alpher, R. A. e Herman. Remarks on the Evolution of the Expanding Universe. *Physical Review*, 75:1089–1095, April 1949.

- [12] R. W. Penzias, A. A. e Wilson. *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4800 Mc/s*, pages 115–+. 1988.
- [13] A. Readhead. Cosmic Microwave Background Observations in the Era of Precision Cosmology. In J. J. e Hunt G. C. Bridle, A. H. e Condon, editor, *Frontiers of Astrophysics: A Celebration of NRAO's 50th Anniversary*, volume 395 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 21, August 2008.
- [14] E. Komatsu *et al.* Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *The Astrophysical Journal Supplement*, 192:18, February 2011.
- [15] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127, 1933.
- [16] Faber S. M. Primack J. R. e Rees M. J. Blumenthal, G. R. Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter. *Nature*, 311:517–525, October 1984.
- [17] J. J. Hogan, C. J. e Dalcanton. New dark matter physics: Clues from halo structure. *Physical Review D*, 62(6):063511–+, September 2000.
- [18] R. Reyes *et al.* Calibrated Tully-Fisher relations for improved estimates of disc rotation velocities. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 417:2347–2386, November 2011.
- [19] Salucci P. e Sanchez N. G. de Vega, H. J. The mass of the dark matter particle: Theory and galaxy observations. *New Astronomy*, 17:653–666, October 2012.
- [20] Naab T. e White S. D. M. Moster, B. P. Galactic star formation and accretion histories from matching galaxies to dark matter haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 428:3121–3138, February 2013.
- [21] P. de Bernardis *et al.* A flat Universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation. *Nature*, 404:955–959, April 2000.
- [22] S. Hanany *et al.* MAXIMA-1: A Measurement of the Cosmic Microwave Background Anisotropy on Angular Scales of $10' - 5^\circ$. *The Astronomical Journal Letters*, 545:L5–L9, December 2000.
- [23] N. W. Halverson *et al.* Degree Angular Scale Interferometer First Results: A Measurement of the Cosmic Microwave Background Angular Power Spectrum. *The Astronomical Journal*, 568:38–45, March 2002.

- [24] J. L. Sievers *et al.* Cosmological Parameters from Cosmic Background Imager Observations and Comparisons with BOOMERANG, DASI, and MAXIMA. *The Astronomical Journal*, 591:599–622, July 2003.
- [25] M. Fukugita. The dark side. *Nature*, 422:489–491, April 2003.
- [26] H. Baer *et al.* Direct, indirect and collider detection of neutralino dark matter in SUSY models with non-universal Higgs masses. *Journal of High Energy Physics*, 7:65, July 2005.
- [27] D. S. Akerib *et al.* Limits on Spin-Independent Interactions of Weakly Interacting Massive Particles with Nucleons from the Two-Tower Run of the Cryogenic Dark Matter Search. *Physical Review Letters*, 96(1):011302, January 2006.
- [28] Ritz A. e Voloshin M. Pospelov, M. Secluded WIMP dark matter. *Physics Letters B*, 662:53–61, April 2008.
- [29] J. E. Peebles, P. *Principles of Physical Cosmology*. Princeton University Press, New Jersey, 1993.
- [30] Q. R. Ahmad *et al.* Measurement of Day and Night Neutrino Energy Spectra at SNO and Constraints on Neutrino Mixing Parameters. *Physical Review Letters*, 89(1):011302, July 2002.
- [31] K. Eguchi *et al.* First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance. *Physical Review Letters*, 90(2):021802, January 2003.
- [32] P. Press, W. H. e Schechter. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *The Astrophysical Journal*, 187:425–438, February 1974.
- [33] T. Padmanabhan. *Structure Formation in the Universe*. Cambridge University Press, May 1993.
- [34] S. Perlmutter *et al.* Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517:565–586, June 1999.
- [35] A. G. Riess *et al.* Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *The Astronomical Journal*, 116:1009–1038, September 1998.
- [36] <http://nobelprize.org/nobelprizes/physics/laureates/2011/>.

- [37] M. Capozziello, S. e Francaviglia. Extended theories of gravity and their cosmological and astrophysical applications. *General Relativity and Gravitation*, 40:357–420, February 2008.
- [38] V. Sotiriou, T. P. e Faraoni. f(R) Theories Of Gravity. *ArXiv:0805.1726*, May 2008.
- [39] S. Fairbairn, M. e Rydbeck. Expansion history and f(R) modified gravity. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 12:5–+, December 2007.
- [40] F. C. Carvalho *et al.* Cosmological constraints from the Hubble parameter on f(R) cosmologies. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 9:8–+, September 2008.
- [41] T. Chiba. 1/R gravity and scalar-tensor gravity. *Physics Letters B*, 575:1–2, November 2003.
- [42] S. Amendola, L. e Tsujikawa. Phantom crossing, equation-of-state singularities, and local gravity constraints in f(R) models. *Physics Letters B*, 660:125–132, February 2008.
- [43] A. Pogosian, L. e Silvestri. Pattern of growth in viable f(R) cosmologies. *Physical Review D*, 77(2):023503, January 2008.
- [44] R. Randall, L. e Sundrum. An Alternative to Compactification. *Physical Review Letters*, 83:4690–4693, December 1999.
- [45] E. V. Linder. Exploring the Expansion History of the Universe. *Physical Review Letters*, 90(9):091301–+, March 2003.
- [46] M. D. Maia *et al.* On the geometry of dark energy. *Classical and Quantum Gravity*, 22(9):1623–1636, May 2005.
- [47] Gabadadze G. e Porrati M. Dvali, G. 4D gravity on a brane in 5D Minkowski space. *Physics Letters B*, 485:208–214, July 2000.
- [48] J. García-Bellido and T. Haugbó lle. Looking the void in the eyes - the kinematic Sunyaev Zeldovich effect in Lemaître Tolman Bondi models. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 9:16, September 2008.
- [49] P. J. E. Ratra, B. e Peebles. Cosmological consequences of a rolling homogeneous scalar field. *Physical Review D*, 37:3406–3427, June 1988.
- [50] Dave R. e Steinhardt P. J. Caldwell, R. R. Cosmological Imprint of an Energy Component with General Equation of State. *Physical Review Letters*, 80:1582–1585, February 1998.

- [51] P. J. E. Peebles and B. Ratra. Cosmology with a time-variable cosmological 'constant'. *The Astrophysical Journal Letters*, 325:L17–L20, February 1988.
- [52] J. A. Frieman *et al.* Cosmology with Ultralight Pseudo Nambu-Goldstone Bosons. *Physical Review Letters*, 75:2077–2080, September 1995.
- [53] S. M. Carroll. Quintessence and the Rest of the World: Suppressing Long-Range Interactions. *Physical Review Letters*, 81:3067–3070, October 1998.
- [54] L. Wang *et al.* Cosmic Concordance and Quintessence. *The Astrophysical Journal*, 530:17–35, February 2000.
- [55] M. S. Turner and M. White. CDM models with a smooth component. *Physical Review D*, 56:4439, October 1997.
- [56] T. Chiba, N. Sugiyama, and T. Nakamura. Cosmology with x-matter. *Monthly Notes of Royal Astronomical Society*, 289:L5–L9, August 1997.
- [57] R. R. Caldwell. A phantom menace? Cosmological consequences of a dark energy component with super-negative equation of state. *Physics Letters B*, 545:23–29, October 2002.
- [58] V. Faraoni and A. Dolgov. Superquintessence. *International Journal of Modern Physics D*, 11:471–481, 2002.
- [59] L. R. Abramo and N. Pinto-Neto. Stability of phantom k-essence theories. *Physical Review D*, 73(6):063522–+, March 2006.
- [60] Y. B. Zel'dovich. Special Issue: the Cosmological Constant and the Theory of Elementary Particles. *Soviet Physics Uspekhi*, 11:381–393, March 1968.
- [61] S. Weinberg. The cosmological constant problem. *Reviews of Modern Physics*, 61:1–23, January 1989.
- [62] V. Sahni and A. Starobinsky. The Case for a Positive Cosmological Λ -Term. *International Journal of Modern Physics D*, 9:373–443, 2000.
- [63] S. M. Carroll. The Cosmological Constant. *Living Reviews in Relativity*, 4:1, February 2001.
- [64] P. J. Peebles and B. Ratra. The cosmological constant and dark energy. *Reviews of Modern Physics*, 75:559–606, April 2003.

- [65] T. Padmanabhan. Cosmological constant-the weight of the vacuum. *Physics Reports*, 380:235–320, July 2003.
- [66] M. Rowan-Robinson. *The cosmological distance ladder: Distance and time in the universe*. 1985.
- [67] I. M. H. Etherington. On the Definition of Distance in General Relativity. *Philosophical Magazine*, 15:761, 1933.
- [68] E. T. Whittaker. On the Definition of Distance in Curved Space, and the Displacement of the Spectral Lines of Distant Sources. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 133:93, 1931.
- [69] R. C. Tolman. On the Astronomical Implications of the de Sitter Line Element for the Universe. *The Astrophysical Journal*, 69:245, May 1929.
- [70] J. Kristian and R. K. Sachs. Observations in Cosmology. *The Astrophysical Journal*, 143:379, February 1966.
- [71] R. Penrose. *General Relativistic Energy Flux and Elementary Optics*. Perspectives in Geometry and Relativity: Essays in Honor of Vaclav Hlavaty, Indian university Press, 1966.
- [72] R. K. Sachs and A. M. Wolfe. Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background. *The Astrophysical Journal*, 147:73, January 1967.
- [73] G. F. R. Ellis. relativistic cosmology. In R. K. Sachs, editor, *General Relativity and Cosmology*, pages 104–182, 1971.
- [74] J.-P. Uzan, N. Aghanim, and Y. Mellier. Distance duality relation from x-ray and Sunyaev-Zel’dovich observations of clusters. *Phys. Rev. D*, 70(8):083533, October 2004.
- [75] B. A. Bassett and M. Kunz. Cosmic distance-duality as a probe of exotic physics and acceleration. *Phys. Rev. D*, 69(10):101305, May 2004.
- [76] R. F. L. Holanda, J. A. S. Lima, and M. B. Ribeiro. Testing the Distance-Duality Relation with Galaxy Clusters and Type Ia Supernovae. *The Astrophysical Journal Letters*, 722:L233–L237, October 2010.
- [77] G. F. R. Ellis. On the definition of distance in general relativity: I. M. H. Etherington (Philosophical Magazine ser. 7, vol. 15, 761 (1933)). *General Relativity and Gravitation*, 39:1047–1052, July 2007.

- [78] G. F. R. Ellis *et al.* Blackness of the cosmic microwave background spectrum as a probe of the distance-duality relation. *Physical Review D*, 87(10):103530, May 2013.
- [79] R. S. Gonçalves, R. F. L. Holanda, and J. S. Alcaniz. Testing the cosmic distance duality with X-ray gas mass fraction and supernovae data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420:L43–L47, February 2012.
- [80] R. F. L. Holanda, R. S. Gonçalves, and J. S. Alcaniz. A test for cosmic distance duality. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 6:22, June 2012.
- [81] R. S. Gonçalves *et al.* Forecasting constraints on the cosmic duality relation with galaxy clusters. *arXiv:1306.6644v1 [astro-ph.CO]*, June 2013.
- [82] S. Weinberg. *Gravitation and Cosmology*. Wiley, New York, 1972.
- [83] R. M. Wald. *General relativity*. Chicago, University of Chicago Press, 1984, 504 p., 1984.
- [84] E. Schrödinger. *Space-time structure*. Cambridge University Press, 1985.
- [85] R. A. D’Inverno. *Introducing Einstein’s relativity*. Internationale Elektronische Rundschau, 1992.
- [86] S. Dodelson. *Modern Cosmology*. Academic Press, St. Louis, 2003.
- [87] S. M. Carroll. *Spacetime and geometry. An introduction to general relativity*. Addison Wesley, 2004.
- [88] R. D. Peccei and H. R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review Letters*, 38:1440–1443, June 1977.
- [89] S. Weinberg. A new light boson? *Physical Review Letters*, 40:223–226, January 1978.
- [90] H.-Y. Cheng. The strong CP problem revisited. *Physical Repport*, 158:1–89, 1988.
- [91] G. Raffelt and L. Stodolsky. Mixing of the photon with low-mass particles. *Physical Review D*, 37:1237–1249, March 1988.
- [92] M. Gasperini. Axion production by electromagnetic fields. *Physical Review Letters*, 59:396–398, July 1987.
- [93] J. E. Kim. Light pseudoscalars, particle physics and cosmology. *Physical Report*, 150:1–177, 1987.

- [94] P. P. Kronberg. Extragalactic magnetic fields. *Reports on Progress in Physics*, 57:325–382, April 1994.
- [95] G. G. Raffelt. Particle Physics From Stars. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 49:163–216, 1999.
- [96] C. Csáki, N. Kaloper, and J. Terning. Dimming Supernovae without Cosmic Acceleration. *Physical Review Letters*, 88(16):161302, April 2002.
- [97] B. A. Bassett and M. Kunz. Cosmic Acceleration versus Axion-Photon Mixing. *The Astrophysical Journal*, 607:661–664, June 2004.
- [98] I. Prigogine *et al.* Thermodynamics and cosmology. *General Relativity and Gravitation*, 21:767–776, August 1989.
- [99] M. O. Calvao *et al.* Dissipative cosmology with decaying vacuum energy. *Physical Review D*, 45:3869–3872, May 1992.
- [100] J. A. S. Lima, A. S. M. Germano, and L. R. W. Abramo. FRW-type cosmologies with adiabatic matter creation. *Physical Review D*, 53:4287–4297, April 1996.
- [101] J. A. S. Lima and J. S. Alcaniz. Flat Friedmann-Robertson-Walker cosmologies with adiabatic matter creation: kinematic tests. *Astronomy & Astrophysics*, 348:1–7, August 1999.
- [102] J. A. S. Lima, A. I. Silva, and S. M. Viegas. Is the radiation temperature-redshift relation of the standard cosmology in accordance with the data? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 312:747–752, March 2000.
- [103] J. A. S. Lima. Thermodynamics of decaying vacuum cosmologies. *Physical Review D*, 54:2571–2577, August 1996.
- [104] G. Luzzi, M. Shimon, L. Lamagna, Y. Rephaeli, M. De Petris, A. Conte, S. De Gregori, and E. S. Battistelli. Redshift Dependence of the Cosmic Microwave Background Temperature from Sunyaev-Zeldovich Measurements. *The Astrophysical Journal*, 705:1122–1128, November 2009.
- [105] P. Jetzer *et al.* Limits on decaying dark energy density models from the CMB temperature-redshift relation. *General Relativity and Gravitation*, 43:1083–1093, April 2011.
- [106] Y. Fujii. On the theoretical background of fifth force. *Int.J.Mod.Phys.*, pages 3505–3557, 1991.

- [107] C. Fischbach, E. e Talmadge. Six years of the fifth force. 356:207–214, 1992.
- [108] M. Dvali, G.R. e Zaldarriaga. Changing alpha with time: Implications for fifth force type experiments and quintessence. *Phys.Rev.Lett.*, 88:091303, 2002.
- [109] C. M. Will. The Confrontation between General Relativity and Experiment. *Living Reviews in Relativity*, 9:3–+, March 2006.
- [110] van de Bruck C e Davis A-C Brax, P. Compatibility of the chameleon-field model with fifth-force experiments, cosmology, and PVLAS and CAST results. 99:121103.
- [111] N. Kaloper. Disformal inflation. *Physics Letters B*, 583:1–13, March 2004.
- [112] T. S. Koivisto, D. F. Mota, and M. Zumalacárregui. Screening Modifications of Gravity Through Disformally Coupled Fields. *Physical Review Letters*, 109(24):241102, December 2012.
- [113] C. van de Bruck, J. Morrice, and S. Vu. Constraints on Disformal Couplings from the CMB Temperature Evolution. *arXiv:1303.1773 [astro-ph.CO]*, March 2013.
- [114] J. D. Bekenstein. Relation between physical and gravitational geometry. *Physical Review D*, 48:3641–3647, October 1993.
- [115] P. Brax *et al.* Cosmological Tests of the Disformal Coupling to Radiation. *arXiv:1306.4168 [astro-ph.CO]*, June 2013.
- [116] F. W. Hehl *et al.* Metric-affine gauge theory of gravity: field equations, Noether identities, world spinors, and breaking of dilation invariance. *Physical Reports*, 258:1–171, July 1995.
- [117] F. W. Hehl. Spin and torsion in general relativity: I. Foundations. *General Relativity and Gravitation*, 4:333–349, July 1973.
- [118] F. W. Hehl. Spin and torsion in general relativity II: Geometry and field equations. *General Relativity and Gravitation*, 5:491–516, October 1974.
- [119] E. Cartan. Sur une généralisation de la notion de courbure de Riemann et les espaces à torsion. *C. R. Acad. Sci.*, 174:593–595, 1922.
- [120] F. W. Hehl *et al.* General relativity with spin and torsion: Foundations and prospects. *Rev. Mod. Phys.*, 48:393–416, Jul 1976.
- [121] F. Gronwald. Metric-Affine Gauge Theory of Gravity: I. Fundamental Structure and Field Equations. *International Journal of Modern Physics D*, 6:263–303, 1997.

- [122] A. Trautman. Einstein-Cartan Theory. *arXiv:gr-qc/0606062*, June 2006.
- [123] A. Avgoustidis, G. Luzzi, C. J. A. P. Martins, and A. M. R. V. L. Monteiro. Constraints on the CMB temperature-redshift dependence from SZ and distance measurements. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2:13, February 2012.
- [124] A. Avgoustidis, C. J. A. P. Martins, A. M. R. V. L. Monteiro, P. E. Vielzeuf, and G. Luzzi. Cosmological Effects of Scalar-Photon Couplings: Dark Energy and Varying- α Models. *ArXiv e-prints*, May 2013.
- [125] S. W. D. White *et al.* The baryon content of galaxy clusters: a challenge to cosmological orthodoxy. *Nature*, 366:429–433, December 1993.
- [126] J. Binney and S. Tremaine. *Galactic dynamics*. Princeton University Press, 1987.
- [127] A. Dekel and J. P. Ostriker. *Formation of Structure in the Universe*. Cambridge University Press, April 1999.
- [128] J. S. Kaastra. *Clusters of galaxies*. Springer, 2008.
- [129] S. Sasaki. A New Method to Estimate Cosmological Parameters Using the Baryon Fraction of Clusters of Galaxies. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 48:L119–L122, December 1996.
- [130] R. F. L. Holanda, J. A. S. Lima, and M. B. Ribeiro. Cosmic distance duality relation and the shape of galaxy clusters. *Astronomy & Astrophys.*, 528:L14, April 2011.
- [131] C. L. Sarazin. *X-ray emission from clusters of galaxies*. Cambridge University Press, 1988.
- [132] M. Markevitch *et al.* Direct Constraints on the Dark Matter Self-Interaction Cross Section from the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56. *The Astrophysical Journal*, 606:819–824, May 2004.
- [133] S. M. Lea. On the equilibrium distribution of gas in clusters of galaxies. *The Astrophysical Journal Letters*, 16:141–144, February 1975.
- [134] <http://chandra.harvard.edu/>.
- [135] J. E. Felten *et al.* X-Rays from the Coma Cluster of Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 146:955–958, December 1966.
- [136] B. Lightman A. P. Rybicki, G. *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley, New York, 1985.

- [137] R. A. Sunyaev and Y. B. Zeldovich. The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies. *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4:173, November 1972.
- [138] M. Roos. *Introduction to Cosmology, Third Edition*. Wiley, December 2003.
- [139] Y. Rephaeli, S. Sadeh, and M. Shimon. The Sunyaev Zeldovich effect. *Nuovo Cimento Rivista Serie*, 29(12):120000–18, December 2006.
- [140] R. F. L. Holanda. *O efeito Sunyaev-Zel'dovich: teoria e aplicações cosmológicas*. PhD thesis, Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, São Paulo, SP, 2011.
- [141] <http://www.esa.int/Our-Activities/Space-Science/Planck>.
- [142] L. Grego *et al.* Galaxy Cluster Gas Mass Fractions from Sunyaev-Zeldovich Effect Measurements: Constraints on Ω_M . *The Astrophysical Journal*, 552:2–14, May 2001.
- [143] M. Birkinshaw, J. P. Hughes, and K. A. Arnaud. A measurement of the value of the Hubble constant from the X-ray properties and the Sunyaev-Zel'dovich effect of Abell 665. *The Astrophysical Journal*, 379:466–481, October 1991.
- [144] E. S. Battistelli *et al.* Cosmic Microwave Background Temperature at Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal Letters*, 580:L101–L104, December 2002.
- [145] C. Horellou *et al.* Probing the cosmic microwave background temperature using the Sunyaev-Zeldovich effect. *Astronomy & Astrophysics*, 441:435–442, October 2005.
- [146] P. Noterdaeme *et al.* The evolution of the cosmic microwave background temperature. Measurements of T_{CMB} at high redshift from carbon monoxide excitation. *Astronomy & Astrophysics*, 526:L7, February 2011.
- [147] S. W. Allen *et al.* Improved constraints on dark energy from Chandra X-ray observations of the largest relaxed galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 383:879–896, January 2008.
- [148] S. Ettori. Are we missing baryons in galaxy clusters? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344:L13–L16, September 2003.
- [149] T. F. Laganá *et al.* Star formation efficiency in galaxy clusters. *Astronomy & Astrophys.*, 485:633–644, July 2008.

- [150] S. W. Allen, R. W. Schmidt, and A. C. Fabian. Cosmological constraints from the X-ray gas mass fraction in relaxed lensing clusters observed with Chandra. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 334:L11–L15, August 2002.
- [151] D. Pavón. Nonequilibrium fluctuations in cosmic vacuum decay. *Phys. Rev. D*, 43:375–378, January 1991.
- [152] R. S. Gonçalves *et al.* Constraining dark matter-dark energy interaction with gas mass fraction in galaxy clusters. *Mem. Soc. Astron. It.*, 80:921, 2009.
- [153] B. Santos *et al.* Cosmology with Hu-Sawicki gravity in the Palatini formalism. *Astronomy & Astrophys.*, 548:A31, December 2012.
- [154] K. Shi, Y. F. Huang, and T. Lu. Constraining dark energy using observational growth rate data. *Physics Letters B*, 717:299–306, October 2012.
- [155] J. R. Primack. Precision Cosmology: Successes and Challenges. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 173:1–5, November 2007.
- [156] F. de Bernardis, E. Giusarma, and A. Melchiorri. Constraints on Dark Energy and Distance Duality from Sunyaev-Zel Effect and Chandra X-Ray Measurements. *International Journal of Modern Physics D*, 15:759–766, 2006.
- [157] X. -L. Meng *et al.* Morphology of Galaxy Clusters: A Cosmological Model-independent Test of the Cosmic Distance-Duality Relation. *The Astrophysical Journal*, 745:98, January 2012.
- [158] E. D. Reese *et al.* Determining the Cosmic Distance Scale from Interferometric Measurements of the Sunyaev-Zeldovich Effect. *The Astrophysical Journal*, 581:53–85, December 2002.
- [159] E. De Filippis *et al.* Measuring the Three-dimensional Structure of Galaxy Clusters. I. Application to a Sample of 25 Clusters. *The Astrophysical Journal*, 625:108–120, May 2005.
- [160] M. Bonamente *et al.* Determination of the Cosmic Distance Scale from Sunyaev-Zel’dovich Effect and Chandra X-Ray Measurements of High-Redshift Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal*, 647:25–54, August 2006.
- [161] J. A. S. Lima, J. V. Cunha, and V. T. Zanchin. Deformed Distance Duality Relations and Supernova Dimming. *The Astrophysical Journal Letters*, 742:L26, December 2011.

- [162] Z. Li *et al.* Cosmic opacity: Cosmological-model-independent tests and their impact on cosmic acceleration. *Phys. Rev. D*, 87(10):103013, May 2013.
- [163] J. Bovy, D. W. Hogg, and J. Moustakas. The Transparency of Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal*, 688:198–207, November 2008.
- [164] B. Ménard *et al.* Lensing, reddening and extinction effects of MgII absorbers from $z = 0.4$ to 2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 385:1053–1066, April 2008.
- [165] A. N. Aguirre. Dust versus Cosmic Acceleration. *The Astrophysical Journal Letters*, 512:L19–L22, February 1999.
- [166] S. Jha, A. G. Riess, and R. P. Kirshner. Improved Distances to Type Ia Supernovae with Multicolor Light-Curve Shapes: MLCS2k2. *The Astrophysical Journal*, 659:122–148, April 2007.
- [167] A. G. Riess *et al.* Type Ia Supernova Discoveries at $z < 1$ from the Hubble Space Telescope: Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution. *The Astrophysical Journal*, 607:665–687, June 2004.
- [168] J. Jaeckel and A. Ringwald. The Low-Energy Frontier of Particle Physics. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 60:405–437, November 2010.
- [169] B. Chen and R. Kantowski. Distance redshift from an optical metric that includes absorption. *Physical Review D*, 80(4):044019, August 2009.
- [170] C. Burrage. Supernova brightening from chameleon-photon mixing. *Phys. Rev. D*, 77(4):043009, February 2008.
- [171] A. Avgoustidis, L. Verde, and R. Jimenez. Consistency among distance measurements: transparency, BAO scale and accelerated expansion. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 6:12, June 2009.
- [172] A. Avgoustidis *et al.* Constraints on cosmic opacity and beyond the standard model physics from cosmological distance measurements. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 10:24, October 2010.
- [173] M. Kowalski *et al.* Improved Cosmological Constraints from New, Old, and Combined Supernova Data Sets. *The Astrophysical Journal*, 686:749–778, October 2008.
- [174] R. Jimenez *et al.* Constraints on the Equation of State of Dark Energy and the Hubble Constant from Stellar Ages and the Cosmic Microwave Background. *The Astrophysical Journal*, 593:622–629, August 2003.

- [175] R. F. L. Holanda, J. C. Carvalho, and J. S. Alcaniz. Model-independent constraints on the cosmic opacity. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 4:27, April 2013.
- [176] M. Hicken *et al.* Improved Dark Energy Constraints from ~ 100 New CfA Supernova Type Ia Light Curves. *The Astrophysical Journal*, 700:1097–1140, August 2009.
- [177] J. C. Mather *et al.* Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument. *The Astrophysical Journal*, 420:439–444, January 1994.
- [178] D. J. Fixsen *et al.* The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set. *The Astrophysical Journal*, 473:576, December 1996.
- [179] A. V. Filippenko. Optical Spectra of Supernovae. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35:309–355, 1997.
- [180] P. Astier *et al.* The Supernova Legacy Survey: measurement of Ω_M , Ω_Λ and w from the first year data set. *Astronomy & Astrophys.*, 447:31–48, February 2006.
- [181] A. G. Riess *et al.* New Hubble Space Telescope Discoveries of Type Ia Supernovae at $z > 1$: Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy. *The Astrophysical Journal*, 659:98–121, April 2007.
- [182] J. Guy *et al.* SALT2: using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators. *Astronomy & Astrophys.*, 466:11–21, April 2007.
- [183] R. P. Kirshner. *Foundations of supernova cosmology*, page 151. 2010.
- [184] R. Amanullah *et al.* Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at $0.511 < z < 1.12$ and the Union2 Compilation. *The Astrophysical Journal*, 716:712–738, June 2010.
- [185] S. Chandrasekhar. *An introduction to the study of stellar structure*. 1939.
- [186] M. M. Phillips. The absolute magnitudes of Type IA supernovae. *The Astrophysical Journal Letters*, 413:L105–L108, August 1993.
- [187] J. Guy *et al.* SALT: a spectral adaptive light curve template for type Ia supernovae. *Astronomy & Astrophys.*, 443:781–791, December 2005.
- [188] R. *et al.* Kessler. First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results: Hubble Diagram and Cosmological Parameters. *The Astrophysical Journal Supplement*, 185:32–84, November 2009.

- [189] S. J. LaRoque *et al.* X-Ray and Sunyaev-Zel'dovich Effect Measurements of the Gas Mass Fraction in Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal*, 652:917–936, December 2006.
- [190] S. Ettori *et al.* The cluster gas mass fraction as a cosmological probe: a revised study. *Astronomy & Astrophys.*, 501:61–73, July 2009.
- [191] T. M. Davis *et al.* Scrutinizing Exotic Cosmological Models Using ESSENCE Supernova Data Combined with Other Cosmological Probes. *The Astrophysical Journal*, 666:716–725, September 2007.
- [192] M. Bonamente *et al.* Markov Chain Monte Carlo Joint Analysis of Chandra X-Ray Imaging Spectroscopy and Sunyaev-Zel'dovich Effect Data. *The Astrophysical Journal*, 614:56–63, October 2004.
- [193] G. D'Agostini. Asymmetric Uncertainties: Sources, Treatment and Potential Dangers. *arXiv:physics/0403086v2 [physics.data-an]*, March 2004.
- [194] R. F. L. Holanda, J. A. S. Lima, and M. B. Ribeiro. Probing the cosmic distance-duality relation with the Sunyaev-Zel'dovich effect, X-ray observations and supernovae Ia. *Astronomy & Astrophysics*, 538:A131, February 2012.
- [195] Z. Li, P. Wu, and H. Yu. Cosmological-model-independent Tests for the Distance-Duality Relation from Galaxy Clusters and Type Ia Supernova. *The Astrophysical Journal Letters*, 729:L14, March 2011.
- [196] G. O. Abell. The Distribution of Rich Clusters of Galaxies. *The Astrophysical Journal Series*, 3:211, May 1958.
- [197] <http://cxc.harvard.edu/>.
- [198] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/xmmgof.html>.
- [199] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/suzaku/index.html>.
- [200] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/astroh/>.
- [201] <http://www.mpe.mpg.de/eROSITA/>.

Apêndice A: Levantamentos de Aglomerados de Galáxias

Os levantamentos de medidas relativas aos aglomerados de galáxias remetem à década de 1950 [196]. Atualmente diversos levantamentos estão em atividade ou em processo de implementação. Os resultados obtidos em análises fenomenológicas frente a estes dados fornecem as melhores restrições observacionais para os parâmetros relativos à densidade de matéria do Universo. Apresentaremos a seguir algumas características dos principais experimentos em atividade e em fase de implementação.

A.1 CHANDRA

O *Chandra X-ray Observatory* [197] foi lançado em 1999, pela agência espacial norte-americana NASA, sendo seu nome dado em homenagem ao astrofísico hindu-americano Subrahmanyan Chandrasekhar. Ele possui uma sensibilidade 10^2 vezes maior que seus predecessores. É um dos satélites mais utilizados em medidas relativas à fração da massa do gás em aglomerados de galáxias obtidas em raios-X.

Ainda, possui uma alta resolução espacial ($1''$) e boa resolução espectral, o que permite definir melhor as estruturas que compõem os aglomerados de galáxias. Dois instrumentos permitem a observação em raios-X, nominalmente o espectrômetro ACIS (*Advanced CCD Imaging Spectrometer*) e a câmera HRC (*High Resolution Camera*). Além disso, dois outros espectrômetros podem ser postos no caminho óptico observado. Um deles é o HETG (*Low Energy Transmission Grating*), que é ajustado para espectroscopia de alta resolução de fontes brilhantes, com banda energética acima de $0,4 - 10\text{keV}$. Seu poder de resolução varia de ~ 800 em $1,5\text{keV}$ para ~ 200 em 6keV . Outro espectrômetro é o LETG (*High Energy Transmission Grating*), que provê o mais alto poder de resolução espectral, $> 10^3$, para baixas energias ($0,07 - 0,20\text{keV}$). Devido à sua alta definição é possível modelar a distribuição do gás nos aglomerados muito bem, mesmo em *redshifts* intermediários. É possível que se revele estruturas mesmo para uma distância para o núcleo do aglomerado de r_{500} , isto é, um raio no qual a

densidade de matéria é 500 vezes a densidade crítica do Universo, no respectivo z .

A.2 XMM-NEWTON

O XMM-Newton (*X-ray Multi-Mirror Mission*) [198] foi lançado em 1999, pela agência espacial europeia (ESA), sendo um consórcio de 35 países europeus. A escolha de seu nome foi em homenagem ao célebre físico inglês Isaac Newton.

Ele consiste de três telescópios com 7,5m de comprimento focal, tendo uma resolução espacial razoável (15"). O XMM-Newton provê imagens sobre um campo de visão com 30' com boa resolução espectral, utilizando a câmera EPIC (*European Photon Imaging Camera*). Tal câmera permite a observação de fontes a 0,1 – 1,5keV, tendo um poder de resolução de ~ 50 em 6,5keV. Uma alta resolução espectral é fornecida pelo espectrômetro RGS (*Reflection Grating Spectrometer*), o qual deflete os raios em dois telescópios calibrados em raios-X. O poder de resolução do RGS varia de ~ 200 em 0,35keV, para ~ 800 em 2,5keV. O XMM-Newton também conta com um Monitor Óptico (OM), alinhado com os detectores em raios-X, que provê observações em raios-X, óptico e em ultra-violeta.

A.3 SUZAKU

Sendo a quinta missão astronômica para observação em raios-X japonesa, Suzaku [199] foi desenvolvido pelo consórcio entre o ISAS/JAXA *Institute of Space and Astronautical Science* of Japan Aerospace Exploration Agency, em colaboração com os E.U.A. (NASA/GSFC, MIT) e instituições japonesas. Foi lançado em 2005.

Suzaku conta com dois instrumentos para as medições em raios-X, isto é, o XIS *X-ray Imaging Spectrometer* e o HXD *hard X-ray detector*. Além destes, o Suzaku também carrega um terceiro instrumento, denominado XRS (*X-ray micro-calorimeter*). No entanto, o mesmo ficou inutilizado antes mesmo das rotinas científicas poderem ter iniciado. Possui uma resolução espacial pobre (2'), porém boa resolução espectral sobre o intervalo de energia de 0,20 – 600 keV. Além disso, permite analisar aglomerados até uma distância do núcleo de r_{200} .

Além das três missões citadas anteriormente, que ainda estão em andamento, iremos mencionar dois outros levantamentos a serem lançados no futuro próximo, como segue.

A.4 ASTRO-H

Sendo a sexta missão japonesa a ser lançada, o Astro-H (anteriormente denominado NeXT) [200] possui previsão de lançamento para a metade do ano de 2015. Esta missão é produto da colaboração das agências governamentais japoneses ISAS/JAXA e norte-americanas NASA/GSFC. Seus objetivos incluem determinar a história de crescimento das estruturas em larga escala no Universo, provêr indícios sobre o comportamento de materiais sob influência de fortes campos gravitacionais, determinar o spin de buracos negros e equação de estado de estrelas de nêutrons, bem como traçar estruturas de choques de aglomerados de galáxias e investigar detalhadamente a física de jatos de aglomerados. Especificamente para as análises de aglomerados de galáxias, o Astro-H permitirá quantificar o movimentos de bojo do gás e melhorar a medição de massa, devido à inclusão da pressão cinética do gás do meio intra-aglomerado.

As descobertas obtidas serão obtidas através da espectroscopia em raios-X, realizada pela combinação do telescópio SXT (*Soft X-ray Telescope*) com o espectrômetro XCS (*X-ray Calorimeter Spectrometer*). A combinação destes instrumentos proverá uma excelente resolução espectral no intervalo 0,3 – 10keV. Três outros instrumentos compõem a missão, são eles o HXI (*Hard X-ray Imager*), o SGD (*Soft Gamma-ray Detector*), que irá estender a banda de energia analisada até 300 keV e finalmente o SXI (*Soft X-ray Imager*) que irá expandir o campo de visão com uma nova geração de câmeras CCD.

A.5 e-ROSITA

O último instrumento a ser mencionado é o e-Rosita (*extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array*) [201], que estará associado ao telescópio russo SRG (*Spectrum-Roentgen-Gamma*), a ser lançado no ano de 2014. Ele será o primeiro levantamento a realizar um imageamento completo do céu. Terá um intervalo de energia entre 0,5 – 10 keV, com uma resolução espacial de até 30" e boa resolução espacial.

Os principais objetivos científicos incluem: detectar o meio intergaláctico de até 10^5 aglomerados de galáxias, grupos de galáxias, bem como gás quente do filamentos entre os aglomerados, visando mapear as estruturas em larga escala do Universo e obter um maior entendimento da evolução da estrutura cósmica; detectar sistematicamente a acreção de buracos negros em galáxias próximas e muitas novas; ainda, visa também estudar em detalhes a física das populações de fontes de raios-X em galáxias, como estrelas pré-sequência principal e remanescentes de supernovas.