



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE  
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA  
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA  
**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO**

**LIMITANDO A OPACIDADE CÓSMICA COM  
SUPERNOVAS E *GAMMA-RAY BURSTS***

**Felipe Sérvulo Maciel Costa**

CAMPINA GRANDE

- Novembro de 2017 -

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE  
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA  
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO**

**LIMITANDO A OPACIDADE CÓSMICA COM  
SUPERNOVAS E *GAMMA-RAY BURSTS***

**Felipe Sérvulo Maciel Costa**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Campina Grande, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre em Física.

Área de Concentração: Cosmologia.

Orientador: Prof. Dr. Rodrigo Fernandes Lira de Holanda

CAMPINA GRANDE

- Novembro de 2017 -

L533m Leite, Érico Vinicius Bezerra.  
Mapeamento de sistemas quânticos invariantes de forma via  
deformação de campos clássicos / Érico Vinicius Bezerra Leite. –  
Campina Grande, 2014.  
71 f.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina  
Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2014.  
"Orientação: Prof. Dr. Victor Ignacio Afonso".  
Referências.

1. Física Quântica. 2. Sistemas Quânticos. 3. Invariância de Forma –  
Método de Deformação. I. Afonso, Victor Ignacio. II. Título.

CDU 530.145(043)

LIMITANDO A OPACIDADE CÓSMICA COM  
SUPERNOVAS E *GAMMA-RAY BURSTS*

FELIPE SÉRVULO MACIEL COSTA

Aprovada em \_\_\_\_\_

BANCA EXAMINADORA

---

Prof. Dr. Rodrigo Fernandes Lira de Holanda - UFS

Orientador

---

Prof. Dr. João Maria Silva - UFCG - Cajazeiras

Examinador Externo

---

Prof. Dr. Carlos Heitor Bessa - UFCG - Pós-doutorado PNPd

Examinador Interno

*“O cosmos é tudo o que existe, que existiu ou que existirá. Nossas contemplações mais despreziosas dele nos induzem a um calafrio na espinha, uma perda de voz e sensação de vazio, como em uma memória distante de uma queda a grande altura. Sentimos que estamos próximos do maior dos mistérios.”*

Carl Sagan

# Agradecimentos

À toda minha família, em especial à minha avó (Laurizete Maciel Costa) pela preocupação e incentivo nas longas viagens, à minha mãe (Maria Amélia Maciel Costa), pelo incentivo de sempre e às minhas tias, Maria Suely Maciel Costa, por me mostrar a importância dos estudos, e Joana D'arc Maciel Costa, pela valorização e apoio durante toda a minha vida estudantil.

Ao meu orientador, o Dr. Rodrigo F. L. de Holanda, pela paciência e disponibilidade durante as longas horas de pesquisa e pela escolha do tema desta dissertação.

Aos funcionários do Departamento de Física da UFCG, em especial ao coordenador, o Dr. Marcos Antônio Anacleto e o secretário Sr. Hélio Pereira de Oliveira pelo auxílio e eficiência

Aos excelentes professores do Departamento de Física da UFCG, por todo conhecimento e experiências adquiridas durante as aulas ministradas, em especial a Rodrigo F. L. de Holanda, Danieverton Moretti, João Rafael Lúcio dos Santos, Eduardo Marcos Rodrigues dos Passos e Francisco de Assis de Brito.

Aos antigos e novos amigos de curso, pela amizade e companheirismo de sempre.

Ao meu amigo Félix Lima pela grande ajuda e dicas no início da pesquisa.

A Maxwell Mensah Okopu e a Ana Maria Ramos, por gentilmente terem me cedido estadia durante alguns dias.

Aos amigos da divulgação científica e astronomia amadora no Brasil pelo incentivo e apoio de sempre.

À minha esposa Vanderlangela Lima Ramos pela paciência durante as longas horas de estudo, por minhas ausências e pelo companheirismo e incentivo durante todo o curso.

Aos colegas do transporte alternativo pela paciência, compreensão e gentileza durante as longas e cansativas viagens entre a faculdade e minha casa.

À CAPES pelo suporte financeiro.

*À minha filha Lohanny Beatrice.*

# Lista de Figuras

- 2.1 O famoso mapa da anisotropia da radiação cósmica de fundo, formado a partir de dados recolhidos pela espaçonave da missão COBE, lançada pela NASA em 1989. (Fonte: NASA Goddard Space Flight Center) . . . . . 9
- 2.2 Gráfico do espectro de RCF, o espectro de corpo negro mais precisamente medido na natureza. A curva verde representa o espectro de corpo negro teórico e as barras de erros (em vermelho), representam os valores medidos pelo instrumento FIRAS do COBE. (Fonte: <https://cosmictimes.gsfc.nasa.gov>). 10
- 2.3 Segundo o Princípio da equivalência, uma pessoa em um elevador acelerado em queda livre (a) é indistinguível de uma pessoa em um foguete acelerado no espaço em microgravidade (b). Nesta primeira situação, ambas as pessoas irão se sentir como se estivessem sem peso. O mesmo princípio é válido inversamente: uma pessoa em um elevador em repouso na Terra (c) sentirá um movimento equivalente àquela que estiver em um foguete acelerado no espaço (d). Fonte: Max Planck Institute for Gravitational Physics/University of Minesota. . . . . 14
- 2.4 Este diagrama ilustra a linha do tempo mostrando que o Universo foi dominado pela radiação, matéria e constante cosmológica (energia escura), respectivamente. Observe que a densidade de energia escura permanece constante ao longo do tempo, mesmo que o volume do universo tenha se expandido. Fonte: Pearson Prentice Hall, Inc, 2005 . . . . . 21
- 2.5 Conhecendo-se a densidade crítica é possível saber em qual dos três tipos de curvatura - aberto, fechado ou plano - o Universo se encontra. . . . . 24
- 2.6 Gráfico mostrando como a densidade crítica afeta a curvatura do Universo e a evolução do seu fator de escala em função do tempo, i.e., o seu destino. (Fonte: Traduzido e adaptado de Northern Arizona University). . . . . 26



2.7	A área da esfera aumenta como o quadrado da distância, de modo que o fluxo por unidade de área cai na mesma taxa. A luminosidade aparente é o mesmo que o fluxo por unidade de área, então o brilho aparente também cai com o quadrado da distância. . . . .	31
2.8	A distância de luminosidade como função de <i>redshift</i> pode ser traçada para diferentes modelos de universo. À esquerda, podemos ver a relação linear da distância de luminosidade para um universo plano sem constante cosmológica ( $\Omega_M = 1.0$ e $\Omega_\Lambda = 0$ ) para diferentes $H'_0$ s. À direita, um gráfico de $DL$ versus <i>redshift</i> para um $H_0$ fixado em $70km/s/Mpc$ para cinco diferentes $\Omega_M$ . Fonte: adaptado de Michael Richmond. . . . .	33
2.9	À esquerda, um diagrama que relaciona o tamanho (diâmetro) angular e o <i>redshift</i> para cinco diferentes $\Omega_m$ e assumindo uma constante cosmológica nula. À direita, um diagrama que relaciona a distância de diâmetro angular com o <i>redshift</i> para três diferentes modelos cosmológicos. Podemos perceber que, para o modelo padrão, o diâmetro angular do objeto aumenta, enquanto a DDA parece decrescer em altos <i>redshifts</i> ( $z > 1.5$ ). Fonte: Michael Richmond/Fabien Dournac. . . . .	35
2.10	Plano $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ com limites de SNe Ia combinados com dados de BAO e RCF. Os contornos pontilhados e preenchidos representam as regiões de confiança 68.3%, 95.4%, e 99.7 (Fonte: Susuki et al. (2012) [61]). . . . .	37
3.1	SN 1994D, uma supernova de tipo Ia observada de março a maio 1994 nos arredores da galáxia lenticular NGC 4526. Créditos: High-Z Supernova Search Team/HST/NASA. . . . .	40
3.2	Posições no céu de 2512 GRBs detectados durante a missão Burst and Transient Source Experiment (BATSE), da NASA. A distribuição é isotrópica, sem concentração no sentido do plano da Via Láctea, que corre na horizontal através do centro da imagem. Tal distribuição apontou que os GRBs são detectáveis em grandes distâncias cosmológicas (Fonte: CGRO Science Support Center/NASA). . . . .	44
3.3	Esquema do modelo bola de fogo ( <i>fireball model</i> ). Na figura, são mostrados o motor central, os jatos ultra-relativísticos e as regiões de choque (interna e externa) que geram os <i>afterglows</i> . Fonte: Piran (2003) . . . . .	45

4.1	Níveis de confiança de $1\sigma$ (68%) e $2\sigma$ (95%) no plano $\Omega_m - \epsilon$ para o conjunto de dados de SNe Ia e $H(z)$ , após a marginalização sobre $H_0$ na referência [26]. As regiões em azul escuro são os limites usando dados de SNe Ia, com os contornos no plano de fundo representando dados em $z < 0.5$ e contornos em primeiro plano representando todo o conjunto de dados. As regiões retangulares em azul mais claro são provenientes dos dados de $H(z)$ . Os contornos transparentes são os limites comparando os dados de SNe + $H(z)$ . Foi considerado, nestes limites, um modelo $\Lambda$ CDM plano, onde as distâncias de luminosidade de SNe Ia são afetadas por um desvio da relação de Etherington através da parametrização em $\epsilon$ . . . . .	51
4.2	Distribuição $\chi^2$ após a parametrização em torno de $\Omega_m$ e $H_0$ da referência [26] apenas para o caso de supernovas (painel esquerdo) e usando ambas as amostras de SNe e $H(z)$ (painel direito). As linhas pontilhadas correspondem ao nível de confiança de 95%, em $\Delta\chi^2 = 4$ . . . . .	52
4.3	Atualização dos limites de [26], utilizando os últimos dados de $H(z)$ [119] e a determinação de $H_0$ de Riess et al.(2009) [120] em combinação com a compilação SCP Union 2008. À esquerda: limites de dois parâmetros no plano $\epsilon - \Omega_m$ . Os contornos azuis mais escuros correspondem aos níveis de confiança de 68% ( $1\sigma$ ) e 95% ( $2\sigma$ ) obtidos apenas com dados de SN. Os contornos azuis mais claros representam os dados de $H(z)$ e os contornos transparentes em linha contínua representam os dados em conjunto de SN + $H(z)$ . As medições de $H(z)$ e de SN + $H(z)$ da referência [26] são mostradas em linhas tracejadas e pontilhadas respectivamente para fins de comparação. À direita: limites um único parâmetro $\epsilon$ para a análise de Avgoustidis et al. (2010) [27] (linha contínua uniforme) em comparação com os limites de [26](linha pontilhada). A linha tracejada horizontal mostra o nível de confiança de 95%, em um nível $\Delta\chi^2 = 2$ . . . . .	54

4.4	Distâncias de luminosidade obtidas a partir das medidas da taxa de expansão $H(z)$ (triângulos vermelhos preenchidos). Para fins de comparação, os autores da referência [32] adicionaram as medidas de DL extraídas da amostra de SNe Ia Union2.1 (quadrados pretos preenchidos). As curvas representam o ajuste polinomial de segundo grau dos pontos DL livres de opacidade a partir de dados SNe Ia e o erro $1\sigma$ correspondente. O círculo aberto, à direita, corresponde à mais distante SNe Ia confirmada espectroscopicamente ( $z = 1.713$ ). . . . .	56
4.5	Contornos de confiança no plano $\Omega_k - \epsilon$ para as três sub-amostras de SNe Ia discutidas em [32] para os níveis $1\sigma$ e $2\sigma$ . O ponto onde as duas linhas contínuas se cruzam representa um universo transparente ( $\epsilon = 0$ ) e plano ( $\Omega_k = 0$ ). É importante evidenciar que os resultados são fortemente dependentes do encaixe das curvas de luz das SNe Ia. . . . .	57
4.6	<i>Likelihood</i> para $\epsilon$ após a marginalização dos parâmetros de curvatura $\Omega_k$ e de Hubble $H(z)$ . Nota-se que a maior amostra de SNe Ia da análise da referência [32] (Union 2.1 + SNe Ia SCP-0401) está totalmente de acordo com um universo transparente ( $\epsilon = 0$ ). . . . .	58
4.7	a) Módulo de distância $m$ como função do <i>redshift</i> para 580 SNe Ia da amostra Union2.1 [61] e uma SNe Ia de alto (quadrado preto) mais 59 GRBs (diamantes azuis) calibradas por Wei (2010)[139]. b) Medições de 19 $H(z)$ a partir de diferentes cronômetros cósmicos [118],[119],[141] mais 7 medidas de $H(z)$ extraídas de BAOs [142][143][144][145][146]. . . . .	62
4.8	a) Contornos no plano ( $\Omega_M - \epsilon$ ) para os níveis de confiança de $1\sigma$ e $2\sigma$ da referência [33]. As curvas tracejadas em azul e pontilhadas em vermelho correspondem, respectivamente, aos limites usando os dados de $H(z)$ e GRBs separadamente. As curvas pretas correspondem aos limites da análise $H(z) + \text{GRB}$ . Os contornos preenchidos internos mostram os limites obtidos usando os dados SNe Ia + $H(z)$ . b) Probabilidade do parâmetro $\epsilon$ após marginalizar o parâmetro $\Omega_M$ . As linhas sólidas e pontilhadas correspondem à análise $H(z) + \text{GRB}$ e $H(z) + \text{SNe Ia}$ , respectivamente. . . . .	64

4.9	a) Contornos no plano $(\omega - \epsilon)$ para níveis de confiança de $1\sigma$ e $2\sigma$ da referência [33]. As curvas tracejadas em azul e pontilhadas em vermelho correspondem, respectivamente, aos limites usando os dados de $H(z)$ e GRBs separadamente. É possível observar que os limites em $\epsilon$ através dos dados de GRBs são independentes do $\epsilon$ . As curvas pretas correspondem aos limites da análise $H(z) + \text{GRB}$ . Os contornos preenchidos internos mostram os limites obtidos usando dados SNe Ia + $H(z)$ . b) Probabilidade do parâmetro $\epsilon$ após a marginalização do parâmetro $\omega$ . As linhas preenchidas e pontilhadas correspondem às análises $H(z) + \text{GRB}$ e $H(z) + \text{SNe Ia}$ , respectivamente. . . . .	66
4.10	Plano $(\epsilon - \Omega_M)$ . Os contornos em vermelho correspondem aos dados de GRBs nos níveis $1\sigma$ e $2\sigma$ . Os traços em preto representam os dados de $H(z)$ . Os contornos preenchidos internos em azul e preto representam os limites usando GRBs + $H(z)$ , nos níveis $1\sigma$ e $2\sigma$ , respectivamente. . . . .	67
4.11	Limites em $\epsilon$ após marginalizar o parâmetro $\Omega_M$ . A linha preenchida corresponde à análise $H(z) + \text{GRB}$ . . . . .	68

# Lista de Tabelas

4.1 Limites em $\epsilon$ apresentados nesta dissertação, incluindo os novos dados usando GRBs e $H(z)$ . . . . .	68
---	----

# Lista de Siglas

- BAO** - *Baryon Acoustic Oscillation*
- CDM** - *Cold Dark Matter*
- COBE** - *Cosmic Background Explorer*
- DDA** - Distância de Diâmetro Angular
- DL** - Distância de Luminosidade
- FLRW** - Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker
- GRB** - *Gamma-Ray Burst*
- RCF** - Radiação Cósmica de Fundo
- RDDC** - Relação de Dualidade de Distância Cósmica
- SCP** - *Supernova Cosmology Project*
- SNe Ia** - Supernovas tipo Ia
- SZE** - *Sunyaev-Zel'dovich Effect*
- TRG** - Teoria da Relatividade Geral
- TRR** - Teoria da Relatividade Restrita
- WMAP** - *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*
- $\Lambda$ CDM** - *Lambda Cold Dark Matter*

# Sumário

Agradecimentos	vi
Lista de Figuras	xii
Lista de Tabelas	xiii
Lista de Siglas	xiv
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Elementos da Cosmologia Moderna</b>	<b>6</b>
2.1 Modelo Padrão da Cosmologia . . . . .	6
2.1.1 A Radiação Cósmica de Fundo . . . . .	7
2.1.2 O Princípio Cosmológico . . . . .	10
2.2 Cosmologia Relativística . . . . .	11
2.2.1 A Relatividade Restrita . . . . .	11
2.2.2 Relatividade Geral . . . . .	13
2.2.3 Métrica de Friedmann-Lamaître-Robertson-Walker . . . . .	17
2.2.4 As Equações de Friedmann . . . . .	19
2.3 Parâmetros Cosmológicos . . . . .	21
2.3.1 O Parâmetro de Hubble . . . . .	22
2.3.2 A Densidade Crítica e Parâmetro de Densidade . . . . .	23
2.3.3 O Parâmetro de Desaceleração . . . . .	27
2.3.4 A Idade do Universo . . . . .	27
2.4 O <i>redshift</i> e a Expansão do Universo . . . . .	28
2.5 Medidas de Distâncias Cosmológicas . . . . .	30
2.5.1 Distância de Luminosidade . . . . .	30

2.5.2	Distância de Diâmetro Angular . . . . .	33
2.6	A aceleração do Universo e a opacidade Cósmica . . . . .	34
2.6.1	Limites sobre a opacidade cósmica . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Indicadores de distâncias cosmológicas</b>	<b>39</b>
3.0.1	Supernovas do tipo Ia . . . . .	39
3.0.2	Taxa de expansão cósmica $H(z)$ . . . . .	42
3.0.3	<i>Gamma Ray Bursts</i> . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Limites na Opacidade Cósmica</b>	<b>47</b>
4.1	Limites usando dados de $H(z)$ e SNe Ia . . . . .	48
4.1.1	Atualização nos limites sobre a opacidade cósmica . . . . .	52
4.2	Limites independente de Modelo Cosmológico . . . . .	53
4.2.1	Distâncias de Luminosidade através de dados de $H(z)$ . . . . .	54
4.3	Limites usando <i>gamma-ray bursts</i> . . . . .	58
4.3.1	Metodologia . . . . .	59
4.3.2	Conjunto de Dados . . . . .	60
4.3.3	Análises e resultados . . . . .	63
4.4	Novo limite sobre a opacidade usando $H(z)$ e <i>gamma-ray bursts</i> . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>69</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>71</b>



# Resumo

Há cerca de vinte anos, dois grupos de pesquisadores estudaram o brilho aparente das supernovas do tipo Ia (SNe Ia) e, de forma independente, descobriram que a expansão atual do universo é acelerada. Esta descoberta lançou a astronomia para a era da energia escura, componente energética que, dentro da teoria da relatividade geral, é a responsável pela aceleração cósmica. Porém, a presença de uma opacidade cósmica nos dados de supernovas pode imitar o comportamento de uma componente escura. Hoje em dia, embora a aceleração cósmica seja sustentada por outras observações astronômicas, uma possível presença de opacidade nos dados das SNe Ia pode levar a erros nas estimativas de parâmetros cosmológicos. Assim, vários trabalhos na literatura têm investigado a hipótese da transparência do Universo utilizando medidas de distâncias de luminosidade de velas-padrão, como supernovas do tipo Ia (SNe Ia) e *gamma ray bursts* (GRBs), e de distâncias obtidas pela taxa de expansão de Hubble  $H(z)$ , sendo estas últimas independentes da hipótese de transparência cósmica. Nesta dissertação, nós fazemos uma revisão bibliográfica sobre estes trabalhos, nos quais foram usados dados de SNe Ia, GRBs e  $H(z)$ . Novos limites sobre a opacidade foram colocados com os mais recentes dados de GRBs e  $H(z)$  no contexto do modelo padrão da cosmologia. Os resultados obtidos mostraram que a hipótese da transparência cósmica está em acordo com os dados, porém, os resultados vindos das observações de GRBs, que alcançam  $z > 9$ , onde  $z$  é o *redshift*, não excluem a presença de alguma fonte de opacidade com alto grau de confiança estatística.

**Palavras-chave:** Cosmologia Observacional, Gamma-Ray Burst, Opacidade Cósmica.

# Abstract

About twenty years ago, two groups of researchers studying the apparent brightness of type Ia supernovae (SNe Ia), independently discovered that the current expansion of the universe is accelerated. This discovery launched astronomy into the dark energy era, an energy component that, within the theory of general relativity, is responsible for the cosmic acceleration. However, the presence of a cosmic opacity in SNe Ia data may mimic the behavior of a dark component. Nowadays, although the cosmic acceleration is supported by other astronomical observations, a possible presence of opacity in the SNe Ia data can lead to errors in the cosmological parameter estimates. Thus, several works in the literature have investigated the universe's transparency hypothesis using measurements of luminosity distances of standard candles, such as SNe Ia and gamma ray bursts (GRBs), and distances obtained of the cosmic expansion rate  $H(z)$ . These last ones being independent of the cosmic transparency hypothesis. In this dissertation, we make a bibliographical review on these works and new limits on opacity were placed with the latest data of GRBs and  $H(z)$  in the context of the standard model. We have found that the cosmic transparency hypothesis is in agreement with the data, but the results from the observations of GRBs, which reach  $z > 9$ , where  $z$  is the redshift, do not exclude the presence of some source of opacity with a high degree of statistical confidence.

**Keywords:** Observational Cosmology, Gamma-Ray Burst, Cosmic Opacity.

# Capítulo 1

## Introdução

A Cosmologia é a ciência que investiga a origem, a evolução, a estrutura e o destino final do Universo. Como qualquer campo da ciência, a cosmologia envolve a formação de teorias e hipóteses sobre o Universo e faz previsões específicas para fenômenos testáveis através da observação. A Cosmologia como ciência propriamente dita começou a ser desenvolvida em 1917, logo após o surgimento da Teoria da Relatividade Geral (TRG), em 1915, concebida por Albert Einstein [1]. A TRG fornece uma descrição unificada da gravidade como uma propriedade geométrica do espaço-tempo, ou seja, ela define a gravidade como o resultado da deformação do espaço-tempo diante da presença da massa-energia. Em 1917, Einstein aplicou a TRG ao Universo, dando início à cosmologia relativística. Em suma, Einstein acrescentou às suas equações de campo uma constante cosmológica, que contrabalanceava a gravidade e gerava um modelo de universo estático [2]. Seu modelo é baseado no princípio cosmológico (muitas vezes chamado de princípio copernicano). Este princípio se baseia na ideia de que não existem observadores ou locais privilegiados no Universo, em particular, o Universo é espacialmente Homogêneo e Isotrópico em largas escalas. O princípio cosmológico é fundamental para Cosmologia relativística sendo bem corroborado pelas observações da radiação cósmica de fundo e distribuição de matéria em larga escala [3, 4].

Após o modelo de Einstein, muitos outros modelos cosmológicos foram propostos. Ainda em 1917, por exemplo, o astrônomo holandês Willem de Sitter obteve um modelo cosmológico estacionário simplesmente removendo toda a matéria do Universo [5]. Posteriormente, Alexander Friedmann, baseando-se no princípio cosmológico e, diferentemente das soluções estáticas de Einstein e de Sitter, usou as equações da TRG de Einstein para

construir soluções dinâmicas para o Universo com curvatura positiva (1922) [6] e com curvatura negativa (1924) [7]. As mesmas soluções foram descobertas de forma independente por George Lemaître [8], Howard Robertson [9] e Arthur Walker [10]. Esta abordagem evolucionária do Universo, reforçada com a evidência observacional da expansão cósmica descoberta por Edwin Hubble em 1929 [11], juntamente com seu colaborador Milton Humason, abriu caminho para a então chamada teoria do *big bang*. De acordo com esta, o Universo emergiu de um estado primordial denso e quente. Após alguns segundos, o Universo esfriou o suficiente para permitir a formação de certos núcleos atômicos. A teoria prevê com muito sucesso a formação de hidrogênio, hélio e lítio. Suas abundâncias são corroboradas com evidências observacionais atuais. Cerca de 380.000 anos depois, o Universo esfriou o suficiente para formar os primeiros átomos e liberar fótons em todas as direções. A radiação que também preenchia o Universo ficou então livre para viajar pelo espaço. Esta luz remanescente do universo primordial é chamada de Radiação Cósmica de Fundo (RCF) - observada hoje sob a faixa de microondas e com uma temperatura de  $T \approx 2,726K$ . Esta radiação de fundo foi prevista inicialmente por Alpher, Herman e Gamow através de seu estudo da nucleossíntese primordial (abundância e formação dos primeiros átomos) [12]. Esta previsão foi confirmada posteriormente em 1965 através da descoberta acidental feita pelos físicos americanos Arno A. Penzias e Robert W. Wilson [13].

Os pilares observacionais supracitados, tais como a existência da radiação cósmica de fundo; a TRG, as estruturas de larga escala; a abundância de átomos primordiais leves, e a expansão do Universo, fundamentam a teoria do *big bang*, tendo como modelo padrão o modelo  $\Lambda$ CDM (do inglês *Lambda Cold Dark Matter* - matéria escura fria)<sup>1</sup>.

Em meados dos anos 1990, o melhoramento de instrumentos astronômicos tais como telescópios espaciais e satélites, consolidou a Cosmologia como uma ciência de precisão, sendo possível determinar parâmetros cosmológicos com altos níveis de confiança estatística. Em 1992, um estudo mostrou os primeiros resultados detalhados das anisotropias da RCF [14]. Em 1998, através da observação de supernovas do tipo Ia, duas equipes independentes de astrônomos descobriram que a expansão do Universo está acelerando, e a principal evidência desta descoberta veio das observações das distâncias de luminosidade de supernovas do tipo Ia que. Tais distâncias se mostraram superiores ao que se esperaria

---

<sup>1</sup>Muitas vezes também chamado de Modelo de Concordância do Big Bang.

em modelos desacelerados [15] e [16], o que representava um escurecimento no brilho das supernovas do tipo Ia.

Estes resultados levaram a comunidade científica a crer que o espaço está permeado por um fluido de pressão negativa denominado “energia escura”, que seria o responsável pela aceleração do Universo. Tais observações, juntamente com a ideia da métrica homogênea e isotrópica de Friedman-Lemaitre-Robertson-Walker pressupõem um universo transparente, ou seja, um universo onde fótons atravessam o espaço-tempo e chegam ao observador em quantidades conservadas. Entretanto, desde a descoberta da aceleração, há um debate sobre a causa deste escurecimento (ou aumento considerável das distâncias de luminosidade) das supernovas, o que pode apontar para possíveis efeitos de opacidade cósmica. Embora hoje a aceleração seja corroborada por outras observações independentes, a presença de opacidade ou alguma fonte exótica de fótons podem levar a estimativas incorretas dos parâmetros cosmológicos, quando investigados pelo brilho das SNe Ia.

Muitos autores têm investigado efeitos de opacidade que podem explicar pelo menos parte da diminuição do brilho das Supernovas do tipo Ia (SNe Ia). Alguns destes sugeriram mecanismos alternativos que poderiam estar imitando o comportamento de energia escura. Por exemplo, foram investigados possíveis efeitos evolucionários nos eventos de SNe Ia [17] [18], bolha local de Hubble [19] [20], gravidade modificada [21] [22] [23], fontes de atenuação da luz [24] [25] e a existência de partículas tipo-axion [26] [27] e outros cenários da física exótica que poderiam levar à diminuição (ou em alguns casos ao aumento) do brilho das SNe Ia. Tal diminuição, que é o principal tema desta dissertação, é atualmente investigada através do chamado parâmetro de opacidade cósmica ou transparência, que relaciona o número de fótons que chega ao observador e o número de fótons emitidos pela fonte.

Atualmente, diversos autores têm usado a então chamada Relação de Dualidade de Distâncias Cósmicas (RDDC) ou relação de Etherington [28], dada por  $D_L(z) = (1+z)^2 D_{DA}(z)$ , que relaciona a distância de luminosidade (DL) com a distância de diâmetro angular (DDA) e o *redshift*, para testar a opacidade cósmica ou a conservação do número de fótons. A ideia básica aqui é confrontar distâncias de diâmetro angular, que independem da conservação do número de fótons, com distâncias de luminosidade, que dependem. Entretanto, nem sempre é possível fazer isso de forma independente de modelo cosmológico, como vamos explicar mais adiante nesta dissertação. A RDDC é válida em

um universo transparente e onde a gravidade é uma teoria métrica. Por exemplo, em [29], os autores utilizaram distâncias de luminosidade (DL) extraídas de SNe Ia e distâncias de diâmetro angular (DDA) extraídas de galáxias de rádio FRIB e fontes de rádio ultra compactas para testar uma possível nova física com base numa generalização da RDDC.

Outros autores, como vemos na referência [30], investigaram o efeito Sunyaev-Zel'dovich medido das DDA de aglomerados de galáxias e observaram uma forte dependência do efeito no que se refere à RDDC. Em [31], foram investigadas as medidas da fração de massa do gás de aglomerados de Galáxia através observações do efeito Sunyaev-Zeldovich e observações do brilho da superfície em raios-X e não encontraram nenhuma violação significativa da RDDC. Através da combinação de dados de SNe Ia com o parâmetro de Hubble,  $H(z)$ , e considerando um modelo  $\Lambda$ CDM plano, os autores da referência [26] testaram a opacidade cósmica através de uma modificação na relação de Etherington dada por  $D_L = D_{DA}(1+z)^{2+\epsilon}$ . Estes resultados foram atualizados por [27]. Usando a mesma RDDC modificada apresentada em [26] e [27], os autores de [32] usaram distâncias de luminosidade de dados de  $H(z)$ , que independem da conservação do número de fótons, e de SNe Ia para testar a opacidade independentemente de qualquer modelo cosmológico. Por outro lado, os autores da referência [33] usaram dados de *gamma-ray bursts* (GRBs) em conjunto com dados de SNe Ia e  $H(z)$  para impor limites no parâmetro de opacidade cósmica ( $\epsilon$ ) em altos *redshift*.

A presente dissertação tem como objetivo apresentar e discutir as mais recentes investigações da opacidade cósmica sob diferentes abordagens metodológicas, nas quais usou-se fontes de luminosidade, tais como SNe Ia,  $H(z)$  e GRBs. Esta dissertação está estruturada em mais quatro capítulos, e se estrutura da seguinte forma:

No capítulo 2, será apresentada uma breve abordagem sobre a Cosmologia Moderna, mostrando os principais aspectos como a relatividade geral, a métrica FLRW e as equações de Friedmann. Também veremos alguns importantes parâmetros cosmológicos e as medidas de distâncias cósmicas. No fim do capítulo, será abordada uma introdução sobre a opacidade cósmica vinculada à aceleração do Universo.

No capítulo 3, abordaremos alguns observáveis cosmológicos que serão objetos de investigação no presente trabalho, tais como as SNe Ia, medidas de  $H(z)$  e as GRBs (eventos astrofísicos ainda desconhecidos, porém de grande importância para a cosmologia observacional, uma vez que são consideradas velas-padrão e são considerados os eventos

luminosos mais violentos e brilhantes do Universo). Também será apresentada a relação de Amati, uma importante correlação fenomenológica usada na calibração das DL das GRBs para testar a opacidade cósmica.

No capítulo 4, será feita uma revisão de recentes trabalhos envolvendo os limites no parâmetro de opacidade e teste da transparência cósmica. No fim do capítulo, será enfatizado um recente trabalho onde foram usados dados de  $H(z)$ , SNe Ia e distâncias de luminosidade de GRBs para testar a opacidade em altos *redshifts* através dos cenários cosmológicos  $\Lambda$ CDM e XCDM planos. No fim do capítulo, será apresentado um novo limite extraído de dados atuais de GRBs e  $H(z)$ .

No quinto e último capítulo, serão apresentadas as conclusões referentes à esta dissertação e as perspectivas para trabalhos futuros.

# Capítulo 2

## Elementos da Cosmologia Moderna

### 2.1 Modelo Padrão da Cosmologia

Sob um ponto de vista científico, um modelo cosmológico é uma representação matemática do Universo e dos parâmetros físicos que o caracterizam, e que é passível de testabilidade.

A Cosmologia Moderna hoje dispõe de um dos mais consistentes modelos para descrever a dinâmica e evolução do Universo: o Modelo Padrão da Cosmologia (MPC), também conhecido como  $\Lambda$ CDM, dentro da teoria do *Big Bang*<sup>1</sup>. O MPC é baseado no modelo padrão da física das partículas e se alicerça sob seis pilares teóricos e observacionais<sup>2</sup>, tais como: i) a existência e a estrutura da RCF; ii) a TRG; iii) o princípio cosmológico; iv) a formação de estruturas em larga escala; v) a abundância de elementos leves (deutério, hélio-3, hélio-4, e lítio) que foram formados no universo primordial e vi) a própria expansão do Universo, descoberta por Edwin Hubble em 1929 [11]. Ademais, o MPC não só explica a dinâmica do fundo homogêneo do Universo, mas também, de forma satisfatória, descreve o universo perturbado: a origem, a evolução e, finalmente, a formação das estruturas de grande escala.

---

<sup>1</sup>O termo foi cunhado pejorativamente por Fred Hoyle, defensor do modelo cosmológico alternativo chamado Estado Estacionário

<sup>2</sup>O modelo padrão da Cosmologia foi consolidado em 1922 pelo físico russo Alexander Friedmann, a partir de aplicações das equações de campo da teoria da relatividade geral de Einstein



### 2.1.1 A Radiação C3smica de Fundo

Um dos pilares observacionais nos quais o MPC se baseia 3 a radia33o c3smica de fundo, prevista inicialmente a partir de um importante trabalho desenvolvido por Ralph Alpher, Robert Herman e George Antonovich Gamow<sup>3</sup>. O trabalho de Alpher et al. (1948) [12] previu a exist3ncia desta radia33o que, por sua vez, foi descoberta e confirmada experimentalmente por Arno Penzias e Robert Woodrow Wilson em 1965[13], e constituiu um grande suporte observacional da Cosmologia Moderna. A origem da RCF 3 rastreada atrav3s da hist3ria t3rmica do Universo.

Ap3s o chamado *tempo de Planck*,  $t_P \sim 10^{-43}s$ , o Universo encontrava-se em um estado muito quente ( $T_P \sim 10^{32}K$ ) e muito denso. Era constitu3do basicamente por um plasma. O Cosmos era totalmente dominado pela radia33o. Nesta 3poca, as quatro for3as fundamentais da natureza - a for3a fraca, a for3a forte, o eletromagnetismo e a gravidade - estavam unidas. A gravidade foi a primeira for3a a se separar das demais, dando origem 3 *Era das GUT's* (teorias de grande unifica33o) em  $T_{GU} \sim 10^{29}K$  e  $t_{GU} \sim 10^{-39}s$ <sup>4</sup>.

Ap3s um per3odo de expans3o acelerada chamada de *Infla33o*, em  $t \sim 10^{-37}s$ , segundo o modelo Inflacion3rio [34], o Universo se expandiu de forma acelerada, desconectando as regi3es do espa3o que antes estavam conectadas. Ao final da infla33o, o universo evoluiu para um est3gio de temperatura suficientemente baixa para produzir f3tons e as outras part3culas do MPC, na chamada era dos Quarks. Neste per3odo, um vasto n3mero de quarks e antiquarks se formaram a partir de energia e se aniquilaram de volta a ela. Gl3ons e outras part3culas mais ex3ticas tamb3m apareceram. Logo ap3s, na era dos H3drons, quarks e antiquarks come3aram a se combinar para formar as part3culas chamadas h3drons, que incluem b3rions (pr3tons e neutrons), antib3rions e m3sons. Em seguida, cerca de 1 milion3simo de segundo ap3s o *big bang*, temos a *Era Lept3nica*, na qual os f3tons converteram sua energia em pares de el3trons (e+) e p3sitrons (e-) e estes, por sua vez, se aniquilaram em seguida [35]. Uma pequena assimetria com origem ainda n3o explicada no n3mero de part3culas e antipart3culas resultou no predom3nio da mat3ria sobre a antimat3ria, observada no Universo atual.

A medida que o Universo se expandia e se tornava mais frio e arrefecido, o plasma

---

<sup>3</sup>Os argumentos de seu trabalho foram baseados no artigo de 1927 do padre belga George Edouard Lema3tre.

<sup>4</sup>Temperatura da Grande Unifica33o e Tempo de Grande Unifica33o, respectivamente

e a radiação se tornaram menos densos e com menos energia. Nos primeiros três minutos após o Big Bang, na *Era da Nucleossíntese Primordial* [36], a temperatura do Universo era de cerca de  $T \sim 10^{10}K$ , suficiente para o surgimento dos primeiros núcleos atômicos - deutério, hélio-3, hélio-4 e uma pequena quantidade de lítio, mas não havia formação de elementos mais pesados. No fim do desacoplamento radiação-matéria, o Universo tinha uma temperatura de  $T \sim 3000K$ . Isto corresponde a uma energia de cerca de 0,25 eV, que é muito menor do que a energia de 13,6 eV de ionização do hidrogênio [37]. Assim, os fótons deixaram de interagir com os prótons, ficando livres para permear o Universo e formar a Radiação Cósmica de Fundo, no período que Peebles chamou apropriadamente de *Era da Recombinação* ou *Desacoplamento* [38].

A RCF é o sinal eletromagnético proveniente da Era da Recombinação, há cerca de 380.000 anos após o *big bang*. Hoje, ela constitui de um espectro de corpo negro a uma temperatura de  $2,726 \pm 0,002K$ . A radiação espectral atinge picos a  $160,23GHz$ , no intervalo de frequências de micro-ondas. A RCF permeia todo o fundo cósmico e atinge a Terra em todas as direções e foi capturada acidentalmente por Penzias e Wilson em 1965. A radiação do corpo negro tem um espectro de frequência característico e contínuo, que depende apenas da temperatura do corpo. Este espectro é denominado *espectro de Planck* e a relação entre sua temperatura  $T$  e sua frequência  $\nu$  é dada pela *Lei de Planck*:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (2.1)$$

onde  $B_\nu(T)$  é brilho por unidade de frequência  $\nu$ ,  $h$  é a constante de Planck,  $k_B$  é a constante de Boltzman e  $c$  é a velocidade da luz.

A densidade de energia dos fótons em um intervalo de frequência  $d\nu$  sobre um certo  $\nu$  é dado por [39]:

$$\epsilon(\nu)d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} d\nu \quad (2.2)$$

No momento da sua dissociação, fótons diferentes foram liberados de regiões do espaço com potencial gravitacional ligeiramente diferente. Uma vez que os fótons se deslocavam para o vermelho à medida que escalavam os potenciais gravitacionais, os fótons de algumas regiões tinham um *redshift* ligeiramente maior do que aqueles de outras regiões, dando origem a uma pequena anisotropia de temperatura na RCF. Em escalas menores, a evolução do plasma levou a diferenças intrínsecas na temperatura ponto a

ponto. Nesse sentido, a RCF carrega consigo uma impressão digital das condições iniciais que finalmente deram origem às estruturas do Universo hoje, como os aglomerados de galáxias entre outras estruturas em larga escala.

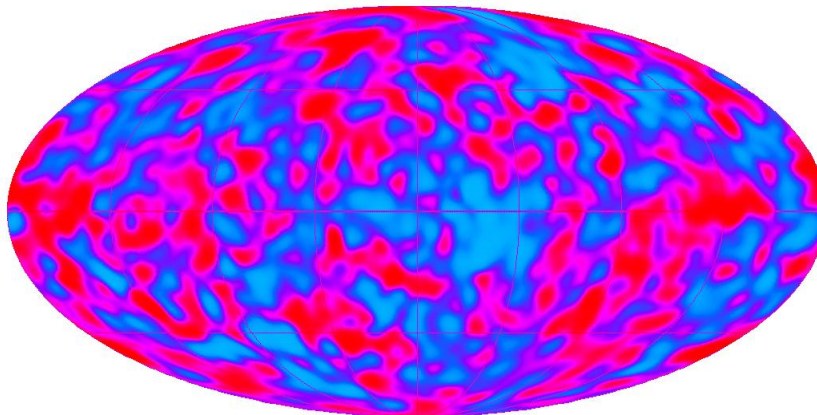


Figura 2.1: O famoso mapa da anisotropia da radiação cósmica de fundo, formado a partir de dados recolhidos pela espaçonave da missão COBE, lançada pela NASA em 1989. (Fonte: NASA Goddard Space Flight Center)

Com o objetivo de analisar detalhadamente estas anisotropias da RCF, em 1989 foi lançado o satélite COBE (sigla do inglês *Cosmic Background Explorer*). Em 1992, Os primeiros resultados do satélite COBE surgiram através de seus três principais instrumentos: O DMR (*Differential Microwave Radiometer*) mapeou as anisotropias e as flutuações de temperatura de corpo negro da RCF da ordem de  $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$ [14] (ver figura 2.2). O instrumento DIRBE (*Diffuse InfraRed Background Experiment*) mapeou a RCF na região difusas do céu na região do infravermelho distante ao infravermelho próximo, além de estudar a poeira interplanetária (IPD) e intergaláctica [40]. O FIRAS (*Far-InfraRed Absolute Spectrophotometer*), que observou o céu em uma escala angular de aproximadamente  $7^\circ$ , confirmou que a RCF possui um espectro de corpo negro quase perfeito com a temperatura de  $2,726 \pm 0,002K$ [41] (ver figura 2.2). Nesse sentido, é possível afirmar que o experimento COBE inaugurou a era da cosmologia de precisão observacional.

Outras medidas mais detalhadas das anisotropias da radiação foram realizadas pelos satélites WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*), entre 2001 e 2010[42] e -pelo satélite Planck entre 2009 à 2013[43].

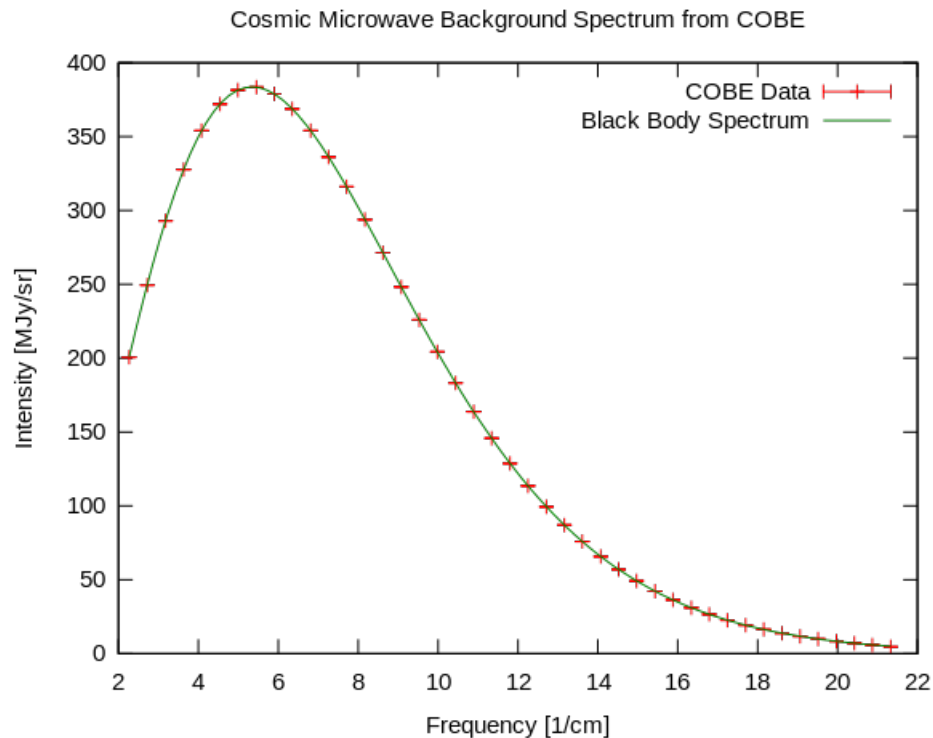


Figura 2.2: Gráfico do espectro de RCF, o espectro de corpo negro mais precisamente medido na natureza. A curva verde representa o espectro de corpo negro teórico e as barras de erros (em vermelho), representam os valores medidos pelo instrumento FIRAS do COBE. (Fonte: <https://cosmictimes.gsfc.nasa.gov>).

## 2.1.2 O Princípio Cosmológico

A ideia central da cosmologia moderna é a premissa de que o lugar onde ocupamos no cosmos não é especial ou que não existem lugares privilegiados. Isto é conhecido como o *Princípio Cosmológico*<sup>5</sup>, que é uma variação do Princípio Copernicano<sup>6</sup>. Há duas consequências estruturais testáveis que suportam esse princípio: a *homogeneidade*, que é a confirmação de que o Universo - e seus parâmetros observacionais - parecem os mesmos para qualquer observador em qualquer ponto; e a *isotropia*, que diz que O Universo parece o mesmo para qualquer direção que se observa. Estas propriedades são válidas em

<sup>5</sup>O termo Princípio Cosmológico foi introduzido por Einstein em 1927 e cunhado por Edward A. Milne em 1930.

<sup>6</sup>Copérnico propôs que o movimento dos planetas pode ser explicado por referência a uma suposição de que o Sol - e não a Terra - está centralmente localizado e estacionário. Na metade do século XX, o matemático e cosmólogo anglo-austríaco Hermann Bondi (1919 - 2005) cunhou o termo "Princípio Copernicano" em alusão às ideias heliocêntricas de Copérnico.

largas escalas (acima de 140 Mpc<sup>7</sup>) [3, 4]. A partir do princípio cosmológico [44], foi possível construir modelos cosmológicos, incluindo o MPC. Apesar de sua importância e das evidências que o corroboram, o princípio cosmológico não é exato. Esse argumento se justifica, tendo em vista que os resultados do satélite COBE mostram a existência de minúsculas anisotropias na RCF. Estas anisotropias foram responsáveis pela formação de estrelas, galáxias, aglomerados e todas as estruturas em grande escala do nosso Universo [45].

O Princípio Cosmológico coloca fortes restrições matemáticas sobre a geometria permissível do espaço-tempo e todo o arcabouço teórico-matemático que sustenta esse princípio reside na Teoria da Relatividade Geral na qual veremos com mais detalhes na seção seguinte.

## 2.2 Cosmologia Relativística

A gravidade, a mais fraca das quatro forças fundamentais, possui o mais longo alcance e é considerada a força motriz do Universo<sup>8</sup>.

Atualmente, o Modelo Padrão da Cosmologia é baseado na teoria da relatividade geral. Na visão geral, a TRG consiste em dois elementos básicos: o *Princípio da Equivalência* (ver figura 2.3) e as *equações de campo de Einstein*. A TRG foi desenvolvida em 1915, a partir da *Teoria da Relatividade Restrita* (também conhecida como Teoria da Relatividade Especial ou TRR).

### 2.2.1 A Relatividade Restrita

Em 1905, Albert Einstein (1879-1955), propôs a teoria da relatividade restrita em seu artigo *Sobre a Eletrodinâmica dos Corpos em Movimento*[46]. A inconsistência da mecânica newtoniana com as equações do eletromagnetismo de Maxwell foi a principal motivação que levou ao desenvolvimento da relatividade especial. Em 1632, Galileu Galilei já havia descrito o que seria o primeiro princípio da relatividade, conhecido como

---

<sup>7</sup>Mpc = sigla para *megaparsec*, ou o equivalente a 1 milhão de parsecs. Um parsec, definido como a distância relativa à paralaxe de um segundo de arco, equivale a 3.26 anos-luz.

<sup>8</sup>A força eletromagnética também tem um longo alcance e é mais intensa do que a gravidade, porém, grandes objetos astronômicos, como planetas, são eletricamente neutros, e não são afetados pelo eletromagnetismo.

*Princípio de Relatividade de Galileu* ou *Invariância de Galileu*[47]. A relatividade galileana descreve a maneira como dois referenciais inerciais, movendo-se com uma velocidade relativa constante observam o mesmo fenômeno, ou, como postulado:

“*As leis da mecânica são as mesmas para todos os observadores inerciais que se movem com velocidades constantes*”

Galileu definiu as relações entre as coordenadas espaciais  $(x, y, z)$  e a coordenada temporal  $(t)$  e suas velocidades relativas entre seus respectivos referenciais  $(x', y', z', t')$  através das Transformações de Galileu, descritas conforme segue:

$$x' = x - vt, y' = y, z' = z, t' = t, \quad (2.3)$$

9

Tanto a mecânica de Newton quanto o eletromagnetismo de Maxwell propunham um Universo no qual partículas e campos de força estavam mergulhados em um espaço e tempo absolutos envoltos no meio material chamado de *éter*.

O experimento de Michelson-Moley em 1887 invalidou o éter e descobriu a invariância da velocidade da luz. Este experimento inspirou a formulação de um conjunto de leis matemáticas propostas em 1888 por George Francis Fitzgerald e Hendrik Antoon Lorentz conhecidas como *Transformações de Lorentz*:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t' + (\frac{v}{c})^2 x'}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}}, \quad (2.4)$$

Por outro lado, a discrepância entre a mecânica newtoniana e a o eletromagnetismo motivou Einstein a desenvolver sua teoria da relatividade restrita<sup>10</sup>. A TRR foi fundamentada por Einstein [46] através de dois postulados:

- 1 - *As leis da física são invariantes em todos os sistemas inerciais;*
- 2 - *A velocidade da luz no vácuo é a mesma para todos os observadores, independentemente do movimento da fonte de luz, sendo a velocidade máxima da natureza.*

Estes resultados experimentais e teóricos supracitados trouxeram uma nova luz à natureza do espaço e do tempo. A partir da TRR, descobriu-se que o espaço e o tempo não eram mais absolutos, além de evidenciarem efeitos relativísticos como a *dilatação do*

<sup>9</sup>Movendo-se na direção de “x”e parado na direção de “y”e “z”

<sup>10</sup>Em uma de suas cartas autobiográficas Einstein citou que não conhecia o experimento de Mickaelson-Morley quando da publicação da TRE.

*tempo* e a *contração do espaço*. Em 1908, Hermann Minkowski definiu o espaço como um vetor 4-dimensional (incorporando o tempo) e definiu que a geometria desse espaço-tempo é pseudo-euclidiana [48], i.e., o *espaço-tempo de Minkowski* parece ser muito semelhante ao espaço euclidiano tridimensional padrão, mas há uma diferença crucial em relação ao tempo.

A TRR usa um espaço-tempo de Minkowski, com curvatura nula, 4-dimensional definido pelo elemento de linha:

$$ds^2 = (cdt)^2 - (dx)^2 - (dy)^2 - (dz)^2, \quad (2.5)$$

ou, na sua forma compacta [49]:

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (2.6)$$

onde  $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$  é a métrica do espaço-tempo plano e  $x^\mu$  são as coordenadas espaço-temporais:  $x^0 = ct$ ,  $x^1 = x$ ,  $x^2 = y$  e  $x^3 = z$ .

## 2.2.2 Relatividade Geral

Einstein começou a pensar em uma forma de incorporar a gravidade à TRR. Em 1907, ele desenvolveu o famoso experimento mental<sup>11</sup> conhecido como *elevador de Einstein*. Neste experimento, uma pessoa dentro de um referencial fechado (neste caso, um elevador em queda livre), sentiria a força gravitacional equivalente de uma pessoa em uma sala fechada no espaço. Esta sala, por sua vez, estaria em um referencial acelerado com a mesma aceleração da gravidade na Terra ( $9,807m/s^2$ ). O experimento originou o postulado conhecido como *Princípio da Equivalência* no qual afirma que, na vizinhança de um ponto não-singular arbitrário, o campo gravitacional é equivalente a uma aceleração uniforme. Isto foi a base para a *Teoria da Relatividade Geral*, que se tornou a generalização da TRR para referenciais acelerados ou não inerciais (que incluía também o campo gravitacional).

No artigo de 1916[1] que apresentou a TRG, Einstein postulou que:

*“Um campo gravitacional homogêneo é completamente equivalente a um referencial uniformemente acelerado.”*

---

<sup>11</sup>Da expressão alemã Gedankenexperiment

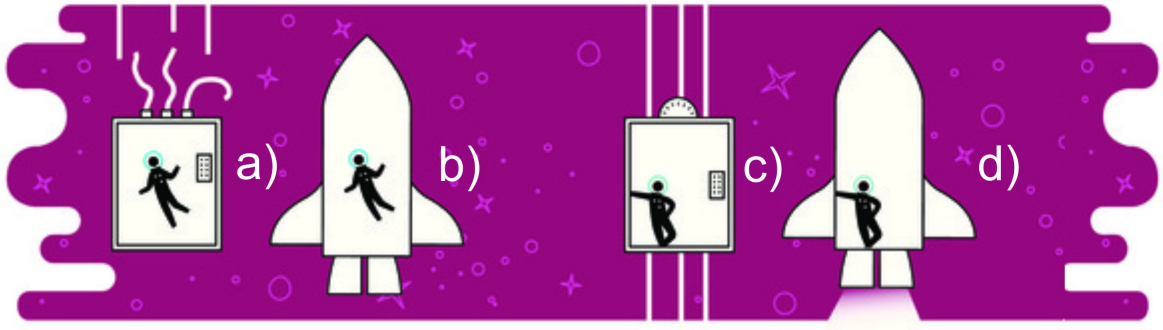


Figura 2.3: Segundo o Princípio da equivalência, uma pessoa em um elevador acelerado em queda livre (a) é indistinguível de uma pessoa em um foguete acelerado no espaço em microgravidade (b). Nesta primeira situação, ambas as pessoas irão se sentir como se estivessem sem peso. O mesmo princípio é válido inversamente: uma pessoa em um elevador em repouso na Terra (c) sentirá um movimento equivalente àquela que estiver em um foguete acelerado no espaço (d). Fonte: Max Planck Institute for Gravitational Physics/University of Minnesota.

A relatividade geral universalizou os postulados relativistas, superando a limitação da TRR que se restringia a sistemas de referenciais inerciais. Einstein percebeu que a geometria do espaço-tempo de Minkowski é alterada (curvada) na presença da matéria, afetando, por sua vez, o movimento dos corpos.

O experimento do elevador mostrou que a medição do tempo através de relógios inseridos em campos gravitacionais não seguia a métrica de Minkowski da TRR. Adotando um campo gravitacional, Einstein considerou a mudança do elemento de linha  $ds$  da TRR. A equação (2.6) se tornou [51]:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (2.7)$$

onde  $ds$  é o intervalo invariante de Riemman e  $g_{\mu\nu}$  é o tensor métrico que representa o espaço-tempo curvo. A equação acima também é chamada de *métrica de Riemman*<sup>12</sup>.

Para representar a gravitação como um resultado da curvatura causada pela massa e energia, em 1915 Einstein desenvolveu um conjunto de equações tensoriais denominadas *Equações de Campo de Einstein* descritas da seguinte forma:

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (2.8)$$

<sup>12</sup>os índices  $\mu$  e  $\nu$  variam de 0 a 3 onde 0 representa a coordenada temporal enquanto que o 1, 2 e 3 representam as coordenadas espaciais.



onde  $G_{\mu\nu}$  é o tensor de Einstein;  $R_{\mu\nu}$  é o tensor de Riemann;  $R$  é o escalar de Ricci;  $\frac{8\pi G}{c^4}$  é a constante de Einstein e  $T_{\mu\nu}$  é o tensor energia-momento.

O termo à direita da igualdade é o Tensor de Einstein que relaciona o tensor métrico  $g_{\mu\nu}$  com suas respectivas derivadas, cuja forma covariante<sup>13</sup> é obtida por:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (2.9)$$

onde  $\Lambda$  é a constante cosmológica. Os termos  $R_{\mu\nu}$  e  $R$  são obtidos pela contração do tensor de Riemann-Christoffel<sup>14</sup> dado por:

$$R_{iklm} = \frac{1}{2}(g_{kl,im} + g_{im,kl} - g_{km,il} - g_{il,km}), \quad (2.10)$$

em termos de símbolos de Cristoffel:

$$R_{kml}^l = \Gamma_{km;l}^i - \Gamma_{km;l}^i + \Gamma_{\alpha m}^i \Gamma_{kl}^\alpha - \Gamma_{\alpha l}^i \Gamma_{km}^\alpha, \quad (2.11)$$

onde usou-se (;) para denotar a derivada covariante e  $\Gamma_{kl}^i$  são os símbolos de Christoffel, definidos por:

$$\Gamma_{kl}^i = \frac{1}{2}g^{im}(g_{mk,l} + g_{lm,k} - g_{kl,m}) = \Gamma_{lk}^i. \quad (2.12)$$

O tensor de segunda ordem  $R_{\mu\nu}$  que descreve a geometria do espaço-tempo é o *tensor de Ricci*, dado por:

$$R_{\mu\nu} = g^{\delta\rho} R_{\delta\mu\nu\rho} \equiv R_{\mu\nu}^\rho, \quad (2.13)$$

que, na sua forma contraída, nos dá o escalar do espaço-tempo ou *escalar de Ricci*, expresso por:

$$R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \equiv R_\mu^\mu, \quad (2.14)$$

em termos de símbolos de Cristoffel:

$$R_{kl} = \Gamma_{kl,\alpha}^\alpha - \Gamma_{k\alpha,l}^\alpha + \Gamma_{\alpha\lambda}^\alpha \Gamma_{l\lambda}^\alpha - \Gamma_{l\lambda}^\alpha \Gamma_{k\alpha}^\lambda, \quad (2.15)$$

<sup>13</sup>A hipótese da *covariância* argumenta a inexistência de um sistema de coordenadas privilegiado, deixando o referencial livre na escolha de seu sistema de coordenadas.

<sup>14</sup>Também chamado de Tensor de Curvatura de Riemman

Tento em vista as condições de homogeneidade e isotropia espaciais, é conveniente considerar o *tensor energia-momento* ou *tensor de energia-stress*, no qual o Universo é descrito como um fluido perfeito<sup>15</sup>, uma vez que as condições de homogeneidade de isotropia adotadas pelo Princípio Cosmológico asseguram um tal universo. O tensor de energia momento para o conteúdo de matéria do Universo é dado por:

$$T_{\mu\nu} = \left( \rho + p \right) u_\mu u_\nu - p_i g_{\mu\nu}, \quad (2.16)$$

onde  $\mu$  e  $\nu$  são a densidade de energia e a pressão isotrópica medidas por um observador comóvel, respectivamente, e  $u_\mu \equiv \frac{dx^\mu}{ds} = \delta_0^\mu$  é a 4-velocidade do fluido.

Em 1917, Einstein apresentou uma nova proposta [2] na qual considerava a TRG para modelos cosmológicos esféricos, ampliando a TRG para o Universo como um todo. Este é considerado o início da cosmologia relativística. Entretanto, como esse novo modelo não conduzia a um universo estático e de raio finito, Einstein modificou suas equações de campo originais para incluir a chamada *constante cosmológica*  $\Lambda$  obtendo as soluções cosmológicas para um universo estático, dadas da seguinte forma:

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}. \quad (2.17)$$

Com a descoberta da expansão do Universo por Edwin Hubble em 1929, através da recessão das galáxias, Einstein considerou a inclusão da constante cosmológica  $\Lambda$  como o seu maior equívoco. A ideia de um Universo estático foi um paradigma que reinou durante séculos quando Einstein desenvolveu suas equações de campo da TRG. Ironicamente, após longos esforços para provar que  $\Lambda$  deveria ser igual a zero, o termo reapareceu duas vezes na cosmologia moderna: durante a fase de inflação como a energia de vácuo do campo *inflaton*, e como uma explicação natural para a aceleração observada da expansão recém descoberta em 1998 [15].

Como todo modelo teórico, as hipóteses relativísticas de Einstein precisavam ser testadas e confirmadas. A TRG só alçaria um pleno reconhecimento mundial após o surgimento de evidências experimentais que corroboraram sua validade. Estas evidências foram baseadas em previsões teóricas muito bem testadas, entre as principais estão: a deflexão da luz de uma estrela causado pelo campo gravitacional do Sol (observada em

---

<sup>15</sup>Segundo a dinâmica dos fluidos, um fluido perfeito é definido como um fluido que não tem viscosidade e não conduz calor

1919 [52]), o atraso no sinal do radar enviado ao planeta Vênus, o arrasto no espaço-tempo provocado por um corpo massivo girante e a explicação da precessão do periélio de Mercúrio, explicitada por Einstein em seu próprio artigo da TRG. Outra previsão da TRG foi a existência das ondas gravitacionais. Em setembro de 2015, o Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO) detectou ondas gravitacionais vindas de um par de buracos negros com  $36M_{\odot}$ <sup>16</sup> e  $29M_{\odot}$ . Em dezembro do mesmo ano, o LIGO anunciou que um segundo sinal foi detectado a partir da fusão de dois buracos negros com  $14,2M_{\odot}$  e  $7,5M_{\odot}$ . A confirmação da detecção dos dois sinais foi dada em fevereiro [53] e junho de 2016[54], respectivamente. Estas descobertas recentes inauguraram um novo campo chamado de *Astronomia de Ondas Gravitacionais* e fortaleceram a TRG como a mais sólida descrição teórica da física do Universo em larga escala.

### 2.2.3 Métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Como vimos, o Princípio Cosmológico e a TRG, possibilitaram construir modelos de Universo, sendo que o primeiro deles fora desenvolvido por Einstein. No mesmo ano, Willem de Sitter propôs um modelo de um universo euclidiano (plano), que não continha matéria, e considerava a constante cosmológica [5].

Em 1922 [6] e 1924 [7], Alexander Friedmann, baseando-se na homogeneidade e isotropia do Universo, no Princípio da Equivalência e na ideia de um universo em expansão, aplicou as soluções das equações de Einstein para construir modelos de universos esféricos, abertos e fechados. Posteriormente, George Lemaître em 1927 [8], bem como Howard P. Robertson em 1935 [9] e Arthur Geoffrey Walker em 1937 [10], desenvolveram de forma independente as mesmas soluções e modelos de universos.

Para que fossem satisfeitas as condições citadas acima, os autores desenvolveram o que é usualmente conhecido hoje como a métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker.<sup>17</sup> A métrica FLRW fornece a métrica mais geral, homogênea e isotrópica possível.

Considerando uma curvatura constante e usando uma simetria esférica (não euclidiana), a métrica de FLRW pode ser escrita como [39]:

---

<sup>16</sup> $M_{\odot}$  = massa(s) solar(es).

<sup>17</sup>Também conhecida na literatura como métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW), Robertson-Walker (RW) ou até mesmo *Cosmografia*.

$$ds_3^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (2.18)$$

Acrescentando uma dimensão temporal  $t$ , e incorporando a métrica para o espaço-tempo como um todo, a geometria do Universo pode ser definida na forma de um único elemento de linha 4-dimensional:

$$ds^2 = (cdt)^2 - a(t)^2 \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\phi^2 \right], \quad (2.19)$$

onde  $r$ ,  $\theta$  e  $\phi$  são coordenadas esféricas, sendo  $r$  uma coordenada comóvel medida a partir em uma *geodésica*<sup>18</sup>;  $a(t)$  é o fator de escala;  $t$  é a coordenada temporal<sup>19</sup>, medido por observadores comóveis e  $k$  é a constante de curvatura espacial do Universo, cujos três possíveis valores são  $k = 0$  (Universo plano ou euclidiano),  $k = +1$  (Universo fechado) e  $k = -1$  (Universo hiperbólico ou aberto).

A métrica de FLRW ainda pode ser usada para representar um elemento de linha do espaço-tempo da métrica de Riemman (2.7), na forma matricial:

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{-a^2}{1-kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2 r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a^2 r^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Assim, a métrica de FLRW é diagonal com:

$$g_{00} = -1; g_{11} = \frac{a^2}{1 - kr^2}; g_{22} = a^2 r^2; g_{33} = a^2 r^2 \sin^2 \theta \quad (2.21)$$

Como suas componentes covariantes são diferentes de zero, suas correspondentes componentes contravariantes são:

$$g^{00} = -1; g^{11} = \frac{1 - kr^2}{a^2}; g^{22} = \frac{1}{a^2 r^2}; g^{33} = \frac{1}{a^2 r^2 \sin^2 \theta}, \quad (2.22)$$

onde o tensor métrico diagonal para estas componentes é dado por:

$$g^{\mu\alpha} g_{\alpha\nu} = \delta_\nu^\mu, \quad (2.23)$$

---

<sup>18</sup>Uma *geodésica* é definida como uma curva cujos vetores tangentes permanecem paralelos se forem transportados ao longo dele.

<sup>19</sup>Também chamada de *tempo próprio*, *tempo cósmico*, *linha mundo* ou *tempo cosmológico próprio*.

## 2.2.4 As Equações de Friedmann

Para uma abordagem dinâmica da evolução do Universo, aplicando a métrica de FLRW e o tensor energia-momento para um fluido perfeito na Equação de Campo de Einstein (2.8), podemos chegar a duas equações diferenciais governadas pelo fator de escala  $a$ , denominadas *equações de Friedmann*:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{K}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (2.24)$$

e

$$H = \frac{\ddot{a}}{a} = \frac{-4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}, \quad (2.25)$$

onde  $H = \frac{\dot{a}}{a}$  é a constante Hubble, onde o ponto acima da variável  $a$  denota uma derivada em relação ao tempo  $t$ ; A equação (2.25) é chamada de *equação da aceleração*. As equações de Friedmann relacionam a taxa de aumento do fator de escala com a densidade de energia total da matéria no Universo.

Assumindo a validade da conservação do tensor de energia momento,  $T_{\mu;\nu}^\nu = 0$ , obtém-se a Equação de continuidade:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0. \quad (2.26)$$

As soluções da equação acima dependem da natureza das várias espécies de fluidos cosmológicos, que são relacionadas nas equações lineares de estado da forma:

$$\frac{p}{\rho} = \omega, \quad (2.27)$$

onde  $\omega$ , uma constante, representa o parâmetro da equação de estado, cujos valores dependem da natureza do tipo de fluido considerado.

Com isto, a equação (2.27) pode ser integrada da forma:

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3(1+\omega)}, \quad (2.28)$$

onde  $\rho_0$  representa a densidade de energia e  $a_0$  é o fator de escala, ambos com valores atuais<sup>20</sup>.

---

<sup>20</sup>É usual, na cosmologia física, usar o índice 0 para representa as grandezas medidas atualmente.

Da equação (2.28), pode-se determinar a densidade de energia de alguns casos particulares de fluidos importantes na cosmologia física, tais como fótons na RCF ou plasma ultra-relativístico ( $\omega = \frac{1}{3}$ ), poeira ( $\omega = 0$ ), fluido rígido ( $\omega = 1$ ) e a constante cosmológica ( $\omega = -1$ ).

Para um universo dominado pela matéria, a pressão é negligenciada com respeito à densidade de massa, portanto, tem pressão nula, de modo que  $\omega = 0$ . Desta forma:

$$\rho_M = \rho_{m0} \left( \frac{a_0}{a} \right)^3, \quad (2.29)$$

onde  $\rho_{m0}$  é a densidade de energia da matéria medida atualmente. O volume é proporcional ao cubo do fator de escala ( $V \propto a^3$ ), logo a densidade de energia da matéria é inversamente proporcional ao volume ( $\rho_M \propto V^{-3}$ ) ou, em termos gerais,  $\rho \propto a^{-3}$ . A evolução métrica, i.e., o fator de escala, para este caso, se torna:

$$a(t) = \left( \frac{t}{t_0} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (2.30)$$

Para um universo dominado por radiação, temos que  $p = \frac{1}{3}\rho$ , logo:

$$\rho_R = \rho_{r0} \left( \frac{a_0}{a} \right)^4, \quad (2.31)$$

em que  $\rho_R$  é a densidade de energia da radiação medida atualmente. Analogamente ao caso dominado pela matéria, temos  $\rho \propto a^{-4}$ , e o fator de escala, se torna:

$$a(t) = \left( \frac{t}{t_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.32)$$

Para a constante cosmológica  $\Lambda$ , temos que  $p = -\rho$ , então  $\omega = -1$ . Desta forma, sua densidade de energia se torna:

$$\rho_\Lambda = \rho_{\Lambda 0} = \frac{\Lambda}{8\pi G}. \quad (2.33)$$

A evolução métrica, para este caso, é dada por:

$$a(t) = a_0 \exp \left[ \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} (t - t_0) \right]. \quad (2.34)$$

É possível observar que a densidade de energia de vácuo (constante cosmológica) permanece constante, mesmo com a expansão do Universo.

O diagrama da Figura 2.4 da densidade de energia em função do *redshift* mostra as diferentes épocas de evolução do Universo considerando a dominação da radiação, matéria e constante cosmológica, respectivamente.

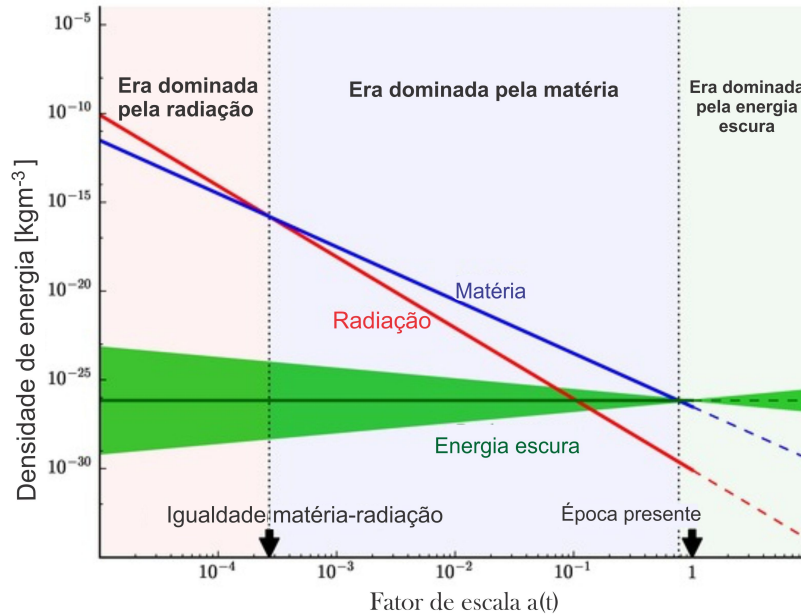


Figura 2.4: Este diagrama ilustra a linha do tempo mostrando que o Universo foi dominado pela radiação, matéria e constante cosmológica (energia escura), respectivamente. Observe que a densidade de energia escura permanece constante ao longo do tempo, mesmo que o volume do universo tenha se expandido. Fonte: Pearson Prentice Hall, Inc, 2005

## 2.3 Parâmetros Cosmológicos

Um modelo cosmológico é uma representação matemática da descrição do Universo. O modelo padrão da cosmologia ou modelo de FLRW que abordamos na seção anterior, não fornece uma descrição única do nosso Universo atual, entretanto, ele fornece estimativas quantitativas de parâmetros físicos que descrevem a caracterização completa do Universo, os quais são fixados pelas observações. Atualmente, a cosmologia dispõe de 10 parâmetros principais, denominados *parâmetros cosmológicos*, que fazem a ponte entre os modelos teóricos e os dados observacionais. Nesta seção, veremos alguns dos principais parâmetros cosmológicos que são medidos atualmente.

### 2.3.1 O Parâmetro de Hubble

A descoberta observacional da relação entre a velocidade de recessão das galáxias e a sua distância implicou em uma lei empírica que obedece a homogeneidade e isotropia chamada de *Lei de Hubble* [11]. A velocidade de recessão, que é proporcional à  $r(t)$  é dada por:

$$v(t) = \frac{dr}{dt} = \frac{da}{dt}r_0. \quad (2.35)$$

Isto nos permite escrever que:

$$v(t) = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} r(t) = \left( \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \right) r(t), \quad (2.36)$$

onde  $r(t) = a(t)r_0$  é a distância entre dois pontos quaisquer do espaço. A razão  $\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$  representa o que é conhecido como o mais importante parâmetro cosmológico, que é associado à taxa de expansão do Universo, é definido como o *parâmetro de Hubble*:

$$H(t) \equiv \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}. \quad (2.37)$$

A lei de Hubble é interpretada como a evolução do fator de escala nas equações de Friedmann<sup>21</sup>:

$$H^2 \equiv \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{Kc^2}{a^2}. \quad (2.38)$$

O parâmetro de Hubble medido na época atual, conhecido como *constante de Hubble*<sup>22</sup>, nos diz a recente taxa de expansão do Universo, que é representada por  $H_0$  e é definida por:

$$H_0 = \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)_0. \quad (2.39)$$

com isto, a equação (2.36) ainda pode ser escrita como:

$$v = H_0 r(t), \quad (2.40)$$

---

<sup>21</sup>Aqui considerou-se a constante cosmológica como sendo nula, ou  $\Lambda = 0$

<sup>22</sup>A constante de Hubble é considerada, por alguns autores, como um dos mais fundamentais parâmetros da cosmologia moderna.



que é a *lei de Hubble* em sua forma reduzida.

O valor da constante de Hubble encontra-se no seguinte intervalo:

$$65\text{km s}^{-1}\text{Mpc} < H_0 < 75\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}. \quad (2.41)$$

A cosmologia usualmente representa a constante de Hubble como um número adimensional  $h$ , representando a incerteza nos valores, que é expresso por:

$$h = \frac{H_0}{100} \longrightarrow H = 100h\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}, \quad (2.42)$$

sendo  $h$  expresso em valores no seguinte intervalo:

$$0,65 < h < 0,75. \quad (2.43)$$

Embora a Lei de expansão de Hubble seja extremamente bem determinada, o seu valor efetivo ainda é desconhecido nos dias atuais. As mais recentes medições feitas pelo Telescópio Espacial Hubble, usando lentes gravitacionais[55] indicam um valor em torno de 71 ou  $h = 0,71$ , entretanto, o atual modelo padrão  $\Lambda\text{CDM}$ , através das observações de Planck [43] fixou a constante de Hubble no valor de  $67.74 \pm 0.46$ .

### 2.3.2 A Densidade Crítica e Parâmetro de Densidade

O parâmetro de densidade relaciona a taxa de densidade observada nos modelos de universo de Friedmann, desconsiderando a constante cosmológica  $\Lambda$ . Podemos definir o parâmetro de densidade através das equações de Friedmann, entretanto, é necessário, a priori, considerar um modelo de universo com curvatura nula (geometria plana), assumir que  $\Lambda = 0$  e estabelecer um limiar crítico de densidade. Isolando  $\frac{k}{a^2}$  na equação (2.38) e considerando  $c = 1$ , temos:

$$\frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G\rho}{3} - H^2 \quad (2.44)$$

multiplicando o segundo membro por  $H^{-2}$ , a equação (2.44) se torna:

$$\frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G\rho}{3H^2} - 1, \quad (2.45)$$

para um universo com  $k = 0$ , podemos determinar a densidade como sendo:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (2.46)$$

em que  $\rho_c$  é a chamada *Densidade Crítica*, que é definido como o limite no qual a expansão do Universo é interrompida. O valor atual da densidade crítica<sup>23</sup> do Universo é dado por:

$$\rho_{0c} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 1,878 \cdot 10^{-29} h^2 \frac{g}{cm^3}, \quad (2.47)$$

onde  $h$  é a constante de Hubble em unidades de  $100 km s^{-1} \cdot Mpc^{-1}$ .

Conhecendo-se o valor da Densidade Crítica, é possível determinar a geometria do Universo. Se  $\rho > \rho_c$ , ele terá curvatura *fechada* ou geometria esférica; se  $\rho < \rho_c$  universo terá curvatura *aberta* e geometria hiperbólica; se  $\rho = \rho_c$ , o universo terá curvatura *plana* e geometria euclidiana<sup>24</sup>(ver Figura 2.5).

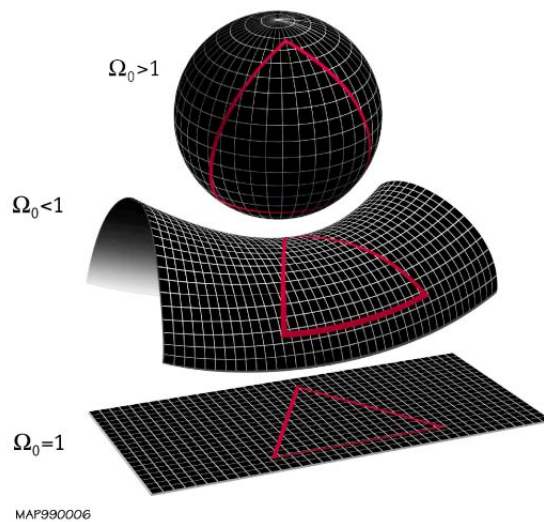


Figura 2.5: Conhecendo-se a densidade crítica é possível saber em qual dos três tipos de curvatura - aberto, fechado ou plano - o Universo se encontra.

O *Parâmetro de Densidade*  $\Omega$ , portanto, é definido como sendo a razão entre a densidade de matéria-energia observável  $\rho$  e a Densidade Crítica  $\rho_c$ .

$$\Omega(t) \equiv \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)} = \frac{8\pi G \rho}{3H^2}, \quad (2.48)$$

ou, para o tempo atual:

$$\Omega_0 \equiv \frac{\rho_0}{\rho_{0c}} = \frac{8\pi G \rho_0}{3H_0^2} \quad (2.49)$$

<sup>23</sup>O valor da densidade crítica do Universo equivale à 10 átomos de hidrogênio distribuídos por um metro cúbico!

<sup>24</sup>Os dados observacionais atuais apontam que o nosso Universo tem curvatura *plana*

Com estes pressupostos e, agora, considerando a *constante cosmológica*, podemos reescrever a primeira equação de Friedmann (eqrefeq:2.24 da seguinte forma.

$$E = \frac{H(t)^2}{H_0^2} = \left[ \Omega_{M0} \left( \frac{a_0}{a} \right)^3 + \Omega_{R0} \left( \frac{a_0}{a} \right)^4 + \Omega_\Lambda + \Omega_{K0} \left( \frac{a_0}{a} \right)^2 \right], \quad (2.50)$$

onde  $\Omega_{M0}$ ,  $\Omega_{R0}$  e  $\Omega_\Lambda$  são, respectivamente, os parâmetros de densidade da matéria, radiação e energia do vácuo(energia escura) medidos atualmente;  $\Omega_{K0} = -\frac{k}{a_0^2 H_0^2}$  é definido como a densidade de curvatura espacial medido hoje.

Como já foi dito, o Universo passou por várias eras nas quais alguns componentes dominaram durante a história da expansão. A equação (2.50) nos dá estimativas de qual componente individual dominou e qual era o seu fator de escala em função do tempo.

Considerando o tempo atual, o fator de escala torna-se  $\frac{a_0}{a} = 1$ , desta forma, a equação (2.50) pode ser reescrita como:

$$\Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_\Lambda + \Omega_{K0} = 1 \quad (2.51)$$

A equação (2.51) ainda pode nos dá estimativas da relação entre os parâmetros de densidade e a geometria do Universo, i.e., a dinâmica da curvatura do Universo na presença de seu conteúdo de matéria-energia:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_\Lambda + \Omega_{K0} > 1 & \text{Universo fechado (k=1);} \quad (2.52) \\ \Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_\Lambda + \Omega_{K0} = 1 & \text{Universo plano (k=0);} \quad (2.53) \\ \Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_\Lambda + \Omega_{K0} < 1 & \text{Universo hiperbólico (k=-1).} \quad (2.54) \end{array} \right.$$

A 2.6, mostra a evolução do fator de escala com o tempo. Para os modelos de universo aberto(hiperbólico) e plano, o fator de escala evoluiu de forma indefinida, podendo ocorrer um *Big Rip*<sup>25</sup>. Para universos fechados, o fator de escala se reduz a zero ( $a(t) = 0$ ), ocorrendo então o chamado *Big Crunch*<sup>26</sup>

Como já foi abordado, a segunda equação de Friedmann ou a *equação da aceleração* (2.25), nos dá o comportamento da expansão do Universo considerando a constante cosmológica  $\Lambda$ . Pode-se perceber que uma constante cosmológica positiva  $\Lambda > 0$  nos dá uma contribuição positiva para o fator de escala ( $\ddot{a} > 0$ ) e age como uma forma repulsiva. Em particular, se a constante cosmológica é suficientemente grande, pode superar a atração

<sup>25</sup>Do inglês, *Grande Ruptura*

<sup>26</sup>Do inglês, *Grande Colapso*, assim como o *Big Crunch*, é um dos possíveis destinos do Universo.

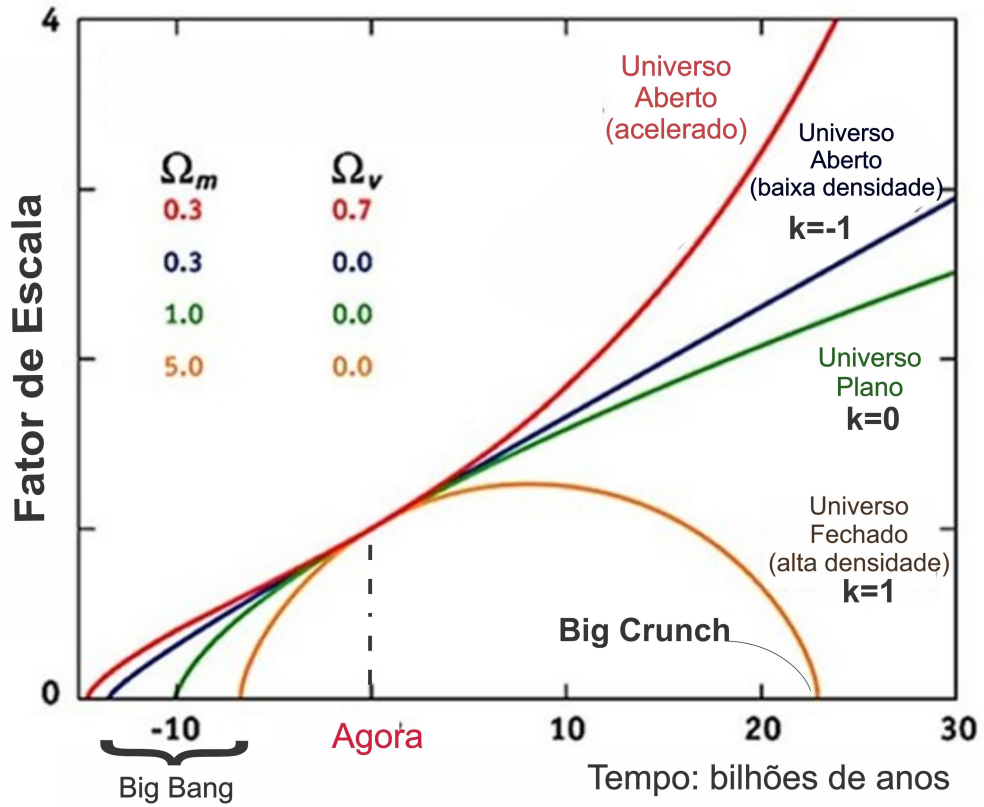


Figura 2.6: Gráfico mostrando como a densidade crítica afeta a curvatura do Universo e a evolução do seu fator de escala em função do tempo, i.e., o seu destino. (Fonte: Traduzido e adaptado de Northern Arizona University).

gravitacional representada pelo primeiro termo da equação e levar a uma aceleração do Universo. Reescrevendo a equação (2.25) em termos da equação de estado  $w$ , temos:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\rho(1 + 3w) - \frac{\Lambda}{3}, \quad (2.55)$$

onde usou-se  $p = w\rho$ .

No caso mais simples, de um Universo dominado pela energia escura, a equação de estado da constante cosmológica  $w = -1$  deve acelerar a expansão. No caso mais geral, a expansão do Universo está acelerando obedecendo a equação de estado  $w < -\frac{1}{3}$ . Evidências observacionais atuais indicam que o valor de  $w$  está próximo de  $-1$ .

Recentemente, mais especificamente no ano de 1998, observações de supernovas do tipo Ia feitas por duas equipes distintas de astrônomos, indicaram que o Universo expande-se de forma acelerada [15][16]. Estas conclusões foram corroboradas de forma independente pelos dados das missões WMAP [42] e Planck [43].

### 2.3.3 O Parâmetro de Desaceleração

Como já foi visto, no contexto dos modelos FLRW, a constante de Hubble  $H_0$  mede a taxa de expansão atual do Universo, já o parâmetro de Hubble  $H(t)$  descreve a taxa de expansão para qualquer tempo  $t$ . A taxa de expansão pode ter sido baixa ou alta no passado, e pode, pelo menos em princípio, ser demasiado grande ou pequena no futuro da história cósmica. Torna-se necessário, então, de uma quantidade observável que nos diz se a taxa de expansão cósmica está crescendo ou decrescendo [56].

Ao expandirmos o fator de escala em uma série de Taylor em torno do tempo atual  $t_0$ , temos:

$$a(t) \approx a(t_0) + \left. \frac{da}{dt} \right|_{t=t_0} (t - t_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 a}{dt^2} \right|_{t=t_0} (t - t_0)^2 + \dots, \quad (2.56)$$

no qual convencionou-se usar apenas os três primeiros termos da expansão para uma melhor aproximação dos valores reais.

Dividindo ambos os lados da equação (2.56) por  $a(t_0)$ , o parâmetro de Hubble (2.37), assume a seguinte forma:

$$\frac{a(t)}{a(t_0)} \approx 1 + H_0(t - t_0) - \frac{q_0}{2} H_0^2 (t - t_0)^2, \quad (2.57)$$

o parâmetro adimensional,  $q_0$ , é denominado parâmetro de desaceleração medido atualmente dado por:

$$q_0 = -\frac{\ddot{a}(t_0)}{a(t_0) H_0^2}, \quad (2.58)$$

para um tempo  $t$  qualquer, temos que:

$$q(t) \equiv -\frac{\ddot{a}}{a H^2}, \quad (2.59)$$

que é o *Parâmetro de Desaceleração* que nos diz como o fator de escala evolui com o tempo.

### 2.3.4 A Idade do Universo

Um das estimativas quantitativas que podemos prever a partir das soluções do fator de escala  $a(t)$  com a expansão é a *idade do Universo*  $t_0$ .

A evolução do fator de escala de um universo dominado pela matéria, que é o que ocorre no Universo por pelo menos 9 bilhões de anos, é:

$$a(t) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{2}{3}} \implies H \equiv \frac{\dot{a}}{a} = \frac{2}{3t}, \quad (2.60)$$

desta forma, o parâmetro de Hubble atual é dado por:

$$H_0 = \frac{2}{3t_0}, \quad (2.61)$$

onde  $t_0$ , para um universo plano ( $\Omega_0 = 1$ ), é dado por:

$$t_0 = \frac{2}{3H_0}, \quad (2.62)$$

que é a idade do Universo na qual considera uma possível desaceleração causada pela atração gravitacional. Um universo deste tipo tem uma idade entre 6 e 8 bilhões de anos, um valor inconsistente com observações de aglomerados globulares, com idades entre 13-14 bilhões de anos.

Ainda podemos estimar uma expressão para a idade do Universo em um dado  $z$ , i.e, para qualquer época, em termos do parâmetro de densidade em função do *redshift* e  $H_0$ , dado por:

$$t(z) = \frac{1}{H_0} \int_0^\infty \frac{dz}{(1+z)E(z)} \quad (2.63)$$

onde  $E(z)$  é o parâmetro de densidade total, dado pela equação (2.50). Para a idade total, tomamos ( $z = 0$ ).

A idade do universo atual, baseada no melhor ajuste dos dados de Planck 2015 [43] é de  $13,813 \pm 0,038$  bilhões de anos (a estimativa de  $13,799 \pm 0,021$  bilhões de anos usa priores gaussianos com base em estimativas anteriores de outros estudos para determinar a incerteza combinada).

## 2.4 O *redshift* e a Expansão do Universo

O efeito Doppler aplicado à velocidade da luz (ou *redshift*), é dado por:

$$z \equiv \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{v_r}{c}, \quad (2.64)$$

onde  $z$  é o *redshift* ou desvio para o vermelho,  $\lambda_o$  é o comprimento de onda do observador,  $\lambda_e$  é o comprimento de onda oriundo da fonte de emissão e  $v_r$  é a componente radial de velocidade em relação a fonte e o observador. Quando  $z > 0$ , a fonte se afasta e, quando  $z < 0$ , a fonte se aproxima.

Consideremos agora os efeitos do *redshift* para um universo homogêneo e isotrópico, considerando a TRG. Suponhamos que duas frentes de ondas luminosas estão sendo emitidas em nossa direção oriundas de uma galáxia em dois instantes diferentes  $t_0$  e  $t_0 + \Delta t_0$  com  $r$ ,  $\theta$  e  $\phi$  fixas. A TRG nos dirá que este raio de luz não percorrerá coordenadas *comóveis*, considerando a expansão do Universo. Para parametrizar este problema, deve-se considerar geodésicas nulas. Desta forma:

$$ds^2 = 0 = -c^2 dt^2 + \frac{a^2 dr^2}{1 - kr^2} \quad (2.65)$$

onde  $ds$  é o intervalo de espaço-temporal;  $dt$  é o intervalo temporal;  $dr$  é o intervalo espacial;  $c$  é a velocidade da luz no vácuo;  $a$  é o fator de escala cósmica dependente do tempo e  $k$  é a curvatura por unidade de área.

Para encontrar o tempo total que o raio leva para chegar de  $r = 0$  a  $r = r_0$ , simplesmente integramos a equação (2.65):

$$\int_t^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} = \int_0^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \quad (2.66)$$

para uma segunda crista de onda emitida em  $t$  e  $t + \Delta t$  com um intervalo pequeno, temos:

$$\int_{t+\Delta t}^{t_0+\Delta_0} \frac{cdt}{a(t)} = \int_r^0 \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \quad (2.67)$$

subtraindo (2.67) de (2.66), temos:

$$\int_t^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t+\Delta t}^{t_0+\Delta_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (2.68)$$

Para intervalos entre as emissões e recepções das cristas de ondas muito pequenos, a equação (2.68) se torna:

$$\frac{\Delta t}{a(t)} = \frac{\Delta t_0}{a(t_0)} \quad (2.69)$$

Sabendo que os comprimentos de ondas emitidos e recebidos relacionam-se com o período dessas ondas por  $\lambda_e = c\Delta(t)$  e  $\lambda_0 = c\Delta t_0$ , a equação (2.69) pode ser escrita como:

$$\frac{a(t_0)}{a(t)} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} \quad (2.70)$$

Usando a relação do *redshift* (2.64) na equação (2.70), chegaremos a uma expressão que relaciona o desvio espectral para o vermelho com o fator de escala, dado por:

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t)} \quad (2.71)$$

onde  $z > 0$  em um universo em expansão e  $z \rightarrow \infty$  à medida que a época de emissão da luz se aproxima do Big Bang.

A equação (2.71) nos dá uma ideia de quanto o fator de escala variou desde a emissão de uma determinada luz até a época atual.

## 2.5 Medidas de Distâncias Cosmológicas

Na cosmologia observacional, há muitos métodos para se medir distâncias entre dois pontos, objetos ou eventos no Universo. Ademais, distâncias entre objetos comóveis e objetos distantes no espaço-tempo são afetadas pela geometria e expansão do Universo. Neste tópico, serão abordadas as medidas de distância cosmológicas observáveis, tais como, a distância de luminosidade e a distância de diâmetro angular.

### 2.5.1 Distância de Luminosidade

A distância de luminosidade  $DL$  é definida pela relação entre o fluxo  $F$  (energia por tempo por área) e a luminosidade  $L$ , dada por [39]:

$$D_L \equiv \sqrt{\frac{L}{4\pi F}} \quad (2.72)$$

A DL é melhor visualizada colocando um objeto radiante no centro de uma esfera comóvel de raio  $r$  com um observador na superfície da esfera, como mostrado na Figura 2.7. O raio físico da esfera é  $a_0 r_0$  e, portanto, a área de superfície total é  $4\pi a_0^2 r_0^2$  [39].

O fluxo diferencial  $F_\nu$  está relacionado à luminosidade diferencial  $L_\nu$  por:

$$F_\nu = 1 + z \frac{L(1+z)\nu}{L_\nu} \frac{L_\nu}{4\pi D_L^2} \quad (2.73)$$



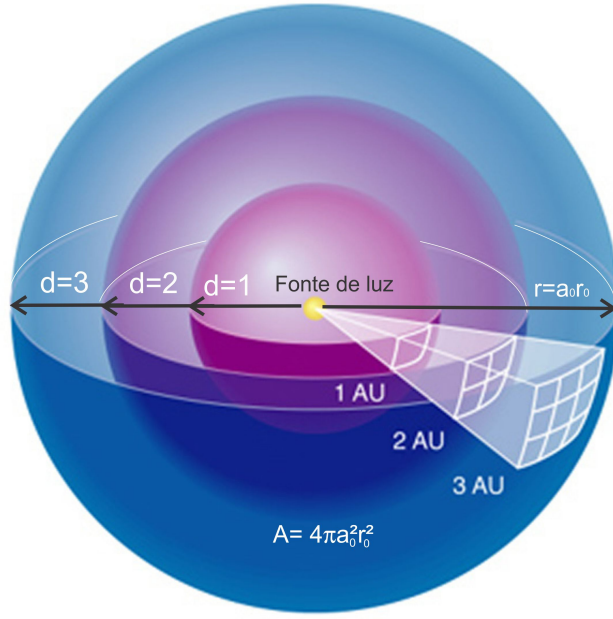


Figura 2.7: A área da esfera aumenta como o quadrado da distância, de modo que o fluxo por unidade de área cai na mesma taxa. A luminosidade aparente é o mesmo que o fluxo por unidade de área, então o brilho aparente também cai com o quadrado da distância.

onde  $z$  é o *redshift* e  $D_L$  é a distância de luminosidade. O fator de  $(1 + z)$  ajusta o *avermelhamento* da largura de banda observada. Da mesma forma, segundo [57], para o fluxo diferencial por unidade de comprimento de onda, temos:

$$F_\lambda = \frac{1}{1+z} \frac{L_\lambda/(1+z)}{L_z} \frac{L_\lambda}{4\pi D_L^2} \quad (2.74)$$

Ainda segundo [58] e [59], a unidade de fluxo luminoso natural é o fluxo diferencial por unidade de frequência ou comprimento, ou, em termos quantitativos:

$$\nu F_\nu = \frac{\nu_e L_{\nu_e}}{4\pi D_L^2} \quad (2.75)$$

Onde  $\nu_e = (1 + z)\nu$  é a frequência emitida.

Considerando que a expansão do Universo interfere na energia dos fótons que se propagam da fonte para o observador, o fluxo recebido é definido como:

$$F = \frac{L}{a_0^2 r_0^2 (1+z)^2}, \quad (2.76)$$

e, portanto, a distância de luminosidade para este caso é dada por:

$$D_L = a_0 r_0 (1+z). \quad (2.77)$$

Podemos ainda definir a  $DL$  como a relação entre a magnitude aparente e a magnitude absoluta, dada pelo *módulo de distância*.

A *magnitude aparente*  $m$  é o brilho de uma fonte astronômica visto por um observador na Terra, definida como sendo a proporção do fluxo aparente dessa fonte com o fluxo aparente da estrela brilhante Vega. A magnitude aparente é dada por:

$$m = -2,5 \log_{10} F + C. \quad (2.78)$$

onde  $C$  define o ponto zero da escala e  $F$  é o fluxo luminoso do objeto.

Podemos ainda definir a magnitude aparente através da magnitude de duas estrelas e seus respectivos fluxos, em uma relação matemática conhecida como *equação de Pogson*[48], temos:

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log_{10} \left( \frac{F_{m1}}{F_{m2}} \right) \quad (2.79)$$

Uma vez que o fluxo diminui com o inverso do quadrado da distância, podemos dizer que uma magnitude aparente está relacionada com o brilho de um objeto, por exemplo, uma estrela que está a uma certa distância de um observador, ou o equivalente à uma estrela quatro vezes mais brilhante ao dobro da distância, e assim por diante. Quando não estamos interessados no brilho do objeto astronômico visto a partir da Terra e sim no seu brilho *intrínseco*, faz-se necessário um segundo tipo de magnitude, chamada de *magnitude aparente*  $M$ , definida como sendo a magnitude aparente ou teórica de um objeto se o mesmo estivesse a uma distância de  $10pc$  dada por:

$$M = m - 2,5 \log_{10} \left[ \left( \frac{D_L}{10} \right)^2 \right] + K \quad (2.80)$$

onde  $m$  é a magnitude aparente e  $K$  é a correção-K [57], dada por:

$$K = -2.5 \log(1+z) \frac{L(1+z)}{L_\nu} = -2,5 \log \left[ \frac{1}{(1+z)} \frac{L_\lambda/(1+z)}{L_\lambda} \right] \quad (2.81)$$

O *módulo de distância*  $DM$  é a diferença entre a magnitude aparente  $m$  e a magnitude absoluta  $M$  de um objeto astronômico dado por:

$$m - M = -2.5 \log_{10} \left[ \left( \frac{D_L}{10} \right)^2 \right] \quad (2.82)$$

onde  $D_L$  é a distância de luminosidade, dada em parsecs.

Como vimos, através do *Modulo de Distância* pode-se determinar a *Distância de Luminosidade*. A distância de luminosidade teórica depende do modelo cosmológico e, portanto, as observações podem ser usadas para determinar qual modelo cosmológico descreve nosso Universo. Em particular, podemos traçar a distância de luminosidade em função do *redshift* para diferentes parâmetros cosmológicos, como visto na figura 2.8. No entanto, a quantidade observável é o fluxo de radiação recebida de um objeto, e isso só pode traduzir-se como uma distância de luminosidade se a luminosidade absoluta do objeto for conhecida. Este problema pode, no entanto, ser contornado através da luminosidade de uma população de objetos com diferentes distâncias que possuem uma mesma luminosidade conhecida (ou uma magnitude absoluta conhecida), o que a cosmologia observacional define como *velas padrão*. Alguns exemplos de velas padrão incluem, estrelas variáveis Cefeidas, nebulosas planetárias, efeito Sunyaev-Zel'dovich e as SN Ia, sobre as quais veremos brevemente no capítulo 03.

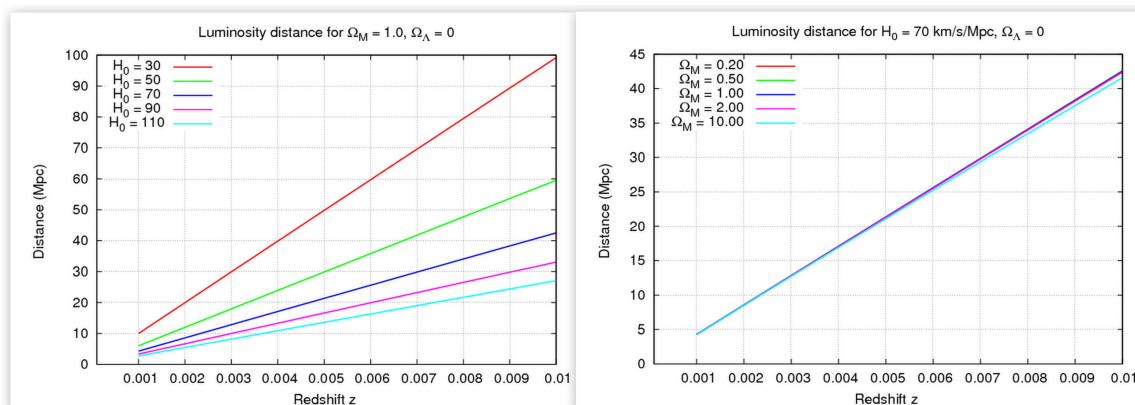


Figura 2.8: A distância de luminosidade como função de *redshift* pode ser traçada para diferentes modelos de universo. À esquerda, podemos ver a relação linear da distância de luminosidade para um universo plano sem constante cosmológica ( $\Omega_M = 1.0$  e  $\Omega_\Lambda = 0$ ) para diferentes  $H_0$ 's. À direita, um gráfico de  $DL$  versus redshift para um  $H_0$  fixado em  $70 \text{ km/s/Mpc}$  para cinco diferentes  $\Omega_M$ . Fonte: adaptado de Michael Richmond.

## 2.5.2 Distância de Diâmetro Angular

A medida da *distância do diâmetro angular*,  $DDA$ , esta relacionada com a medida de quão extensos os objetos se parecem sob o ponto de vista de um observador na Terra [39]. A  $DDA$  é dada por:

$$D_{DA} \equiv \frac{x}{\theta} \quad (2.83)$$

onde  $\theta$  é a abertura ou o tamanho angular de um objeto e  $x$  é o seu tamanho ortogonal à linha de visão no céu.

Usando a métrica de FLRW (2.19) e isolando o tamanho angular  $x$ , a equação (2.83) se torna:

$$x = ds = r_0 a(t_e) d\theta \quad (2.84)$$

onde  $ds$  é a diferencial do tamanho físico do objeto,  $r_0$  é a coordenada radial da métrica e  $t_e$  é o tempo no qual a luz foi emitida. Isolando o  $d\theta$  na equação (2.84), teremos o tamanho angular:

$$d\theta = \frac{x}{r_0 a(t_e)} = \frac{x(1+z)}{a_0 r_0} \quad (2.85)$$

o *redshift*  $z$  explica a evolução do fator de escala entre o tempo de emissão e o tempo presente. Rearranjando a equação (2.85) para uma forma mais adequada, podemos chegar a:

$$D_{DA} = \frac{a_0 r_0}{1+z} \quad (2.86)$$

onde foi usada a equação para *redshift* da *distância de luminosidade* (eq. (2.78)). A *DL* e a *DDA* apesar de possuírem similaridades, possuem uma dependência de *redshift* distinta. A distância do diâmetro angular em três cosmologias diferentes é mostrada na Figura 2.9.

Geralmente, a *DDA* é usada nas observações de anisotropias da RCF, já que a fonte que emite a radiação está em uma superfície de uma esfera de raio  $\chi$  com o observador localizado no centro [45]; Também é usada na determinação de aspectos de BAO's (oscilações acústicas de bárions) que serão abordadas brevemente no próximo capítulo.

## 2.6 A aceleração do Universo e a opacidade Cósmica

Uma inesperada diminuição do brilho de supernovas do tipo Ia<sup>27</sup> foi a evidência para a aceleração do Universo. Esta descoberta foi feita por duas equipes independentes,

---

<sup>27</sup>O enfraquecimento do brilho destas SNe Ia seria menor em regimes de universos com expansão desacelerada, o que não foi observado em[15].

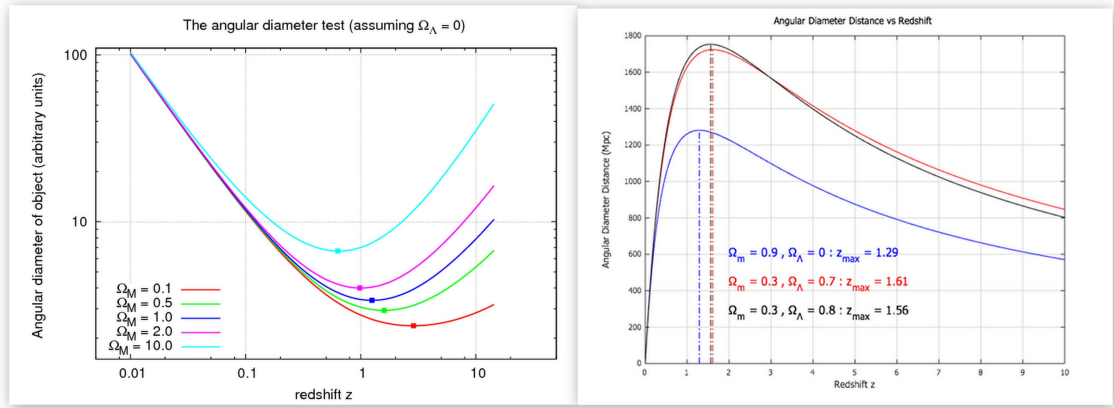


Figura 2.9: À esquerda, um diagrama que relaciona o tamanho (diâmetro) angular e o *redshift* para cinco diferentes  $\Omega_m$  e assumindo uma constante cosmológica nula. À direita, um diagrama que relaciona a distância de diâmetro angular com o *redshift* para três diferentes modelos cosmológicos. Podemos perceber que, para o modelo padrão, o diâmetro angular do objeto aumenta, enquanto a DDA parece decrescer em altos *redshifts* ( $z > 1.5$ ). Fonte: Michael Richmond/Fabien Dournac.

o *Supernova Cosmology Project*) (SCP) e o *High-z Supernova Search* (HSP), utilizando estas SNe Ia como velas padrão e conectando-as com parâmetros cosmológicos ([15],[60]).

O grupo *Supernova Cosmology Project* [60] analisou 42 medidas de supernovas na faixa de *redshift*  $0.18 < z < 0.83$  e um conjunto de supernovas com *redshifts* menores que 0.1. Usando um modelo  $\Lambda$ CDM (com matéria escura e constante cosmológica) eles descartaram o caso  $\Omega_{\Lambda,0} = 0$  (ou  $\Omega_{\Lambda,0} < 0$ ) com 99% de confiança estatística em um regime independente de curvatura. Para uma cosmologia plana (curvatura nula), foi encontrado um valor de  $\Omega_{M,0} = 0.28^{+0.09}_{-0.08}$  com  $1\sigma$  de confiança estatística, o que fornece um parâmetro de aceleração negativo,  $q_0 = -0.58$ . Este resultado indicou que o **Universo está se expandindo de forma acelerada**.

Em contrapartida, o grupo *High-z Supernova Search* [15] analisou 16 SNe Ia de altos *redshifts* ( $0.16 < z < 0.97$ ), incluindo duas medidas da amostra SPC e mais 34 supernovas próximas (com baixos *redshifts*). Suas análises indicaram que, para um modelo  $\Lambda$ CDM, têm-se um  $\Omega_{\Lambda,0} > 0$  com 99,7% de confiança estatística, independentemente da curvatura espacial. Já para uma cosmologia plana, o melhor ajuste foi de  $\Omega_{M,0} = 0.28 \pm 0.10$  e  $\Omega_{\Lambda,0} = 1 - \Omega_{M,0}$ . Usando  $\Omega_{M,0} > 0$ , eles concluíram que  $q_0 = 0$ , com 99,5% de confiança, chegando à mesma conclusão de que o Universo está acelerando.

A causa desta expansão acelerada, dentro do contexto da TRG, é a *energia escura*, que é uma forma de energia com pressão negativa que permeando uniformemente o Uni-

verso. Análises recentes, como a de Suzuki et al. (2012) [61], que usaram 580 SNe Ia e as analisaram com dados de oscilações acústicas de bárions e radiação cósmica de fundo (ver Figura 2.10), chegaram a um valor de  $\Omega_\Lambda = 0.729 \pm 0.014$  (sob um modelo  $\Lambda$ CDM), ou seja, a energia escura representa cerca de 72% do conteúdo de matéria-energia do cosmos. A constante cosmológica <sup>28</sup>  $\Lambda$  é a candidata mais simples à energia escura. Entretanto, existiu um debate em torno da causa deste enfraquecimento do brilho destas SNe Ia, pois tal efeito pode ser causado ou por uma expansão acelerada ou pela presença de alguma *opacidade cósmica* não levada em conta nas observações. Embora a aceleração seja evidenciada por outras observações independentes, como medidas da expansão do Universo e da radiação cósmica de fundo, uma opacidade não levada em conta nas observações de SNe Ia, levarão a obtenção de valores incorretos para parâmetros cosmológicos, bem como para a atual taxa de expansão cósmica.

A opacidade cósmica pode ser causada pela absorção/dispersão devido à presença de matéria no Universo, ou por campos magnéticos extragalácticos que podem transformar os fótons em partículas não observadas hipotéticas e exóticas, como por exemplo, partículas tipo axions de luz, *campo camaleão*, grávitons, dimensões extras de Kaluza-Klein [62], entre outras. Os fótons podem ainda ser espalhados com elétrons livres no meio interestelar quando viaja da fonte para o observador, causando o mesmo escurecimento [63] e também podem ser acoplados às partículas exóticas, podendo até mesmo aparecerem e desaparecerem [27].

Atualmente, severas restrições cosmológicas têm sido feitas para testar se existem fontes de opacidade cósmica, em outras palavras, testar se o Universo é realmente transparente e se há uma conservação do número de fótons entre a fonte e o observador.

### 2.6.1 Limites sobre a opacidade cósmica

Observações cosmológicas fornecem limites em parâmetros cosmológicos através destas diferentes medidas de distância: distância de luminosidade (como fornecidas, por exemplo, por supernovas), distância de diâmetro angular (através de oscilações acústicas de bárions) ou até mesmo através da taxa de expansão como uma função de *redshift*  $z$ ,  $H(z)$ . Como veremos, a combinação de  $DL$  com  $DDA$  fornece testes de uma física exótica além do modelo padrão (acoplamento de fótons), e restrições sobre a opacidade

---

<sup>28</sup>Ou energia do vácuo.

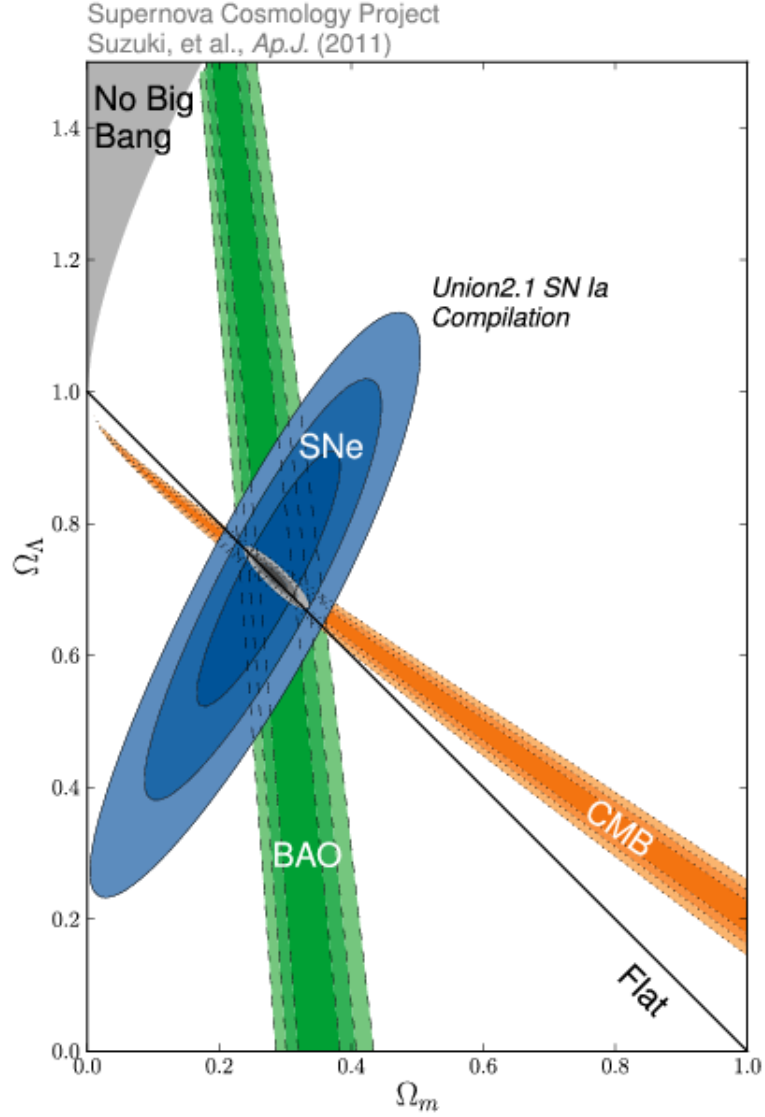


Figura 2.10: Plano  $\Omega_M - \Omega_\Lambda$  com limites de SNe Ia combinados com dados de BAO e RCF. Os contornos pontilhados e preenchidos representam as regiões de confiança 68.3%, 95.4%, e 99.7 (Fonte: Susuki et al. (2012) [61]).

cósmica[27].

Uma maneira de relacionar as  $DL$ ,  $DDA$  e  $z$  encontra-se na chamada de relação de dualidade de distância cósmica<sup>29</sup>[28] ou RDDC, dada por:

$$D_L(z) = (1 + z)^2 D_{DA}(z) \quad (2.87)$$

onde  $D_L$  é a distância de luminosidade,  $D_A$  é a distância de diâmetro angular e  $z$  é o *redshift*. A RDDC é válida na geometria Riemanniana, desde que o número de fótons seja conservado [64]. A RDDC é uma forma particular de apresentar o teorema geral

<sup>29</sup>Também conhecida como relação de dualidade de distância.

provado por Etherington, conhecido como *lei de reciprocidade* ou *Teorema de reciprocidade de Etherington*.

Muitos métodos têm sido usados para restringir violações no número de fótons através da RDDC. Usualmente, considera-se a modificação da equação(2.88) na forma[65]:

$$\frac{D_L}{D_{DA}}(1+z)^{-2} = \eta(z) \quad (2.88)$$

onde  $\eta(z) = 1 + \eta_0 z$  ou  $\eta(z) = 1 + \eta_0 \frac{z}{1+z}$ .

Um método útil para estudar a opacidade do universo é usar as velas padrão para detectar possíveis desvios da RDDC, usando o brilho de SNe I e GRBs. Quaisquer desvios indicam que há uma absorção cósmica e que os fótons não são conservados entre a fonte e o observador. Muitos esforços tem sido feitos para testar violações na RDDC através de observações astronômicas [66][67][68][69]. Para o caso de redução do brilho das SNe Ia, é possível mostrar que o fluxo recebido pelo observador será reduzido por um fator  $e^{-\tau(z)}$ , e a distância de luminosidade observada é:

$$D_{L,obs}^2 = D_{L,true}^2 e^{\tau(z)} \quad (2.89)$$

onde  $\tau(z)$  representa a profundidade óptica da opacidade entre um observador em  $z = 0$  e a fonte em  $z$ ;  $D_{L,obs}^2$  é a distância de luminosidade observada e  $D_{L,true}^2$  é a distância de luminosidade real correspondente à fonte (por exemplo, das SNe Ia). O Universo é transparente em  $\tau(z) = 0$ .

A profundidade óptica ainda pode ser parametrizada como:

$$\tau(z) = 2\epsilon z, \quad (2.90)$$

No próximo capítulo vamos discutir os observáveis que tem sido utilizados para impor limites na opacidade cósmica, entre eles: SNe I, medidas da taxa de expansão cósmica ( $H(z)$ ) e *gamma ray bursts*. A ideia aqui é simples, vincula-se um modelo cosmológico com um observável que independa da opacidade cósmica e, com as distâncias de luminosidade reais estimadas neste modelo nos *redshifts* das SNe Ia ou GRBs, as compara com as distâncias de luminosidade observadas das SNe Ia ou GRBs, que dependem da opacidade.



# Capítulo 3

## Indicadores de distâncias cosmológicas

Neste capítulo, discutiremos as observações astronômicas utilizadas para impor vínculos cosmológicos na opacidade cósmica. A ideia básica dos testes atuais tem sido comparar observações que dependam da hipótese da transparência cósmica, como observações de SNe Ia e GRBs, com dados que independam desta aproximação, como os dados da taxa da expansão cósmica em diferentes *redshifts*,  $H(z)$ . Estes dados são obtidos através de estimativas de idades de galáxias vermelhas velhas e dependem apenas dos espectros das galáxias e não de suas luminosidades.

### 3.0.1 Supernovas do tipo Ia

As supernovas são eventos que ocorrem durante o último estágio da evolução estelar de uma estrela de grande massa. Tais eventos são classificadas de acordo com suas características intrínsecas tais como magnitude absoluta, a existência ou não de remanescente e a presença de átomos distintos em seus espectros de emissão observados [48]. Basicamente, existem duas classes distintas de supernovas: supernova termonuclear, i.e. as SNe Ia, e as de núcleos colapsados, incluindo SNe *IIP*, *III*L, *IIn*, *I Ib* e *I Ic*[70]. As SNe Ia são distinguidas pela ausência de linhas de hidrogênio e apresentam linhas de absorção de silício em seu espectro e são formadas a partir da fusão termonuclear de anãs brancas degeneradas binárias de carbono-oxigênio quando estas alcançam o Limite de Chandrasehkar ( $1.44M_{\odot}$ ) [71], [72].

Devido à homogeneidade de suas propriedades espectrais e a magnitude absoluta



Figura 3.1: SN 1994D, uma supernova de tipo Ia observada de março a maio 1994 nos arredores da galáxia lenticular NGC 4526. Créditos: High-Z Supernova Search Team/HST/NASA.

máxima ( $M_{max}$ ) bem determinada, as SNe Ia são usadas como indicadores de distâncias (velas padrão) na cosmologia observacional, sendo indicadores da geometria do Universo e do estado da expansão cósmica (desacelerado ou acelerado).

Após a descoberta da expansão acelerada [15], as observações no brilho das SNe Ia se tornaram uma forte evidência para aceleração cósmica [73]. No contexto da teoria geral da relatividade de Einstein, este resultado implica ou a existência de algum tipo de *energia escura*, constante ou suavemente variável [66] [74], ou que o conteúdo da matéria do Universo está sujeito a processos dissipativos [75] [76].

No entanto, ainda existem algumas lacunas nas observações de SNe Ia e mecanismos alternativos que podem contribuir para a evidência de aceleração ou até mesmo imitar o comportamento de energia escura. Exemplos são: possíveis efeitos evolutivos nos eventos de SNe Ia, o possível fato de estarmos em uma bolha local<sup>1</sup> (*Hubble Bubble*), gravidade modificada, fontes de atenuação da luz e a existência de partículas tipo-axion (ALPs), e outros cenários da física exótica que poderiam levar ao escurecimento do brilho das SNe Ia [32].

Observações recentes de SNe Ia indicam que elas são afetadas por pelo menos quatro

---

<sup>1</sup>A idéia da bolha local foi proposta por Zehavi et al. (1998) [19]. A idéia básica proposta é que vivemos em uma região de baixa densidade cercada por outra de alta densidade e a aceleração seria apenas local. Entretanto, esta idéia não foi sustentada pelos dados observacionais ([20]; [77]).

diferentes fontes de opacidade: a Via Láctea, sua galáxia hospedeira, galáxias intermediárias e o meio intergaláctico. Nos últimos anos, a RDDC tem sido usada para verificar a existência da física exótica bem como a presença da opacidade e erros sistemáticos nas observações de SNe Ia [29, 30, 31]. Tal como já mencionado, através da diminuição do brilho de SNe Ia, que é causado por fontes de atenuação, tais como poeira interestelar, gás e plasma ao redor da galáxia hospedeira, pode-se testar a transparência do Universo, uma vez que a distância de luminosidade das supernovas são afetadas e, conseqüentemente, há uma violação na RDDC [26].

Recentes trabalhos usaram amostras de SNe Ia para testar a opacidade cósmica. Por exemplo, os autores de [26] e [27] usaram a amostra de SNe Ia (SPC Union 2008 [116]) juntamente com recentes dados da expansão cósmica ( $H(z)$ ) para testar cenários cosmológicos que consideram partículas exóticas que possam interagir com os fótons oriundos das SNe Ia, o que viola a relação de dualidade das distâncias cósmicas. O primeiro [26]), determinou, através de parâmetros independentes de modelo, o *redshift* de transição da do universo desacelerado para o universo acelerado, enquanto o segundo [27] que também testou hipotéticas fontes de opacidade (partículas tipo-axion (ALP), partículas camaleão e partículas mini-carregadas (MPC)) apontou para um universo transparente com 95% de confiança estatística.

Holanda et. al [32] usaram dados de 580 SNe Ia da amostra Union2.1 junto com a mais distante SNe Ia confirmada espectroscopicamente (SNe Ia SCP-0401 com  $z=1.713$ ) para testar a opacidade cósmica em um método independente de modelo cosmológico. Liao et. al [65] também usaram a amostra Union2.1 combinada com 28 dados de  $H(z)$  para testar se o Universo é transparente usando duas parametrizações para a opacidade cósmica ( $\tau(z) = 2\epsilon(z)$  e  $\tau(z) = (1 + z)^{2\epsilon} - 1$ ). Um trabalho recente [62] acrescentou mais dados de amostras de SNe Ia com baixos *redshifts* trazendo resultados mais robustos para um universo transparente. Estes resultados mostram que, além de velas-padrão, as SNe Ia estão sendo provadas como ótimas fontes observáveis para testes da física exótica e da opacidade cósmica. Estes estudos serão discutidos com mais detalhes no próximo capítulo.

### 3.0.2 Taxa de expansão cósmica $H(z)$

Como foi visto no cap. 2, o tempo  $t$  e o *redshift* cosmológico  $z$  estão relacionados pelo fator de escala (2.72) e com o parâmetro de Hubble [78].

Medições recentes da taxa de expansão em  $z \neq 0$  são obtidas diretamente calculando a derivada do *redshift* em relação ao tempo. Portanto, derivando a equação (2.72) em relação a  $t$ , considerando  $t_0$  como uma constante, temos:

$$\frac{da(t)}{dt} = -\frac{a(t_0)}{(1+z)^2} \frac{dz}{dt} = -\frac{a(t)}{1+z} \frac{dz}{dt} \quad (3.1)$$

Dividindo ambos os lados da equação (3.1) por  $a(t)$ , podemos chegar à:

$$H(z) \simeq -\frac{1}{1+z} \frac{dz}{dt} \quad (3.2)$$

onde  $H(z)$  é o parâmetro do Hubble (ou taxa de expansão cósmica) em função do *redshift*.

Proposto originalmente por Jimenez e Loeb (veja, por exemplo, a referência [79]), este método consiste em medir a diferença de idade entre duas galáxias vermelhas antigas em *redshifts* diferentes para obter a taxa  $dz/dt$ .

Embora não seja diretamente observável,  $H(z)$  pode, no entanto, ser deduzido de vários dados observacionais, tais como idades cosmológicas (“relógios padrão”) ou tamanhos angulares (“régua padrão”) [80]. Medidas de  $H(z)$  podem ser feitas através da observação de galáxias que evoluem passivamente<sup>2</sup>. Tais galáxias estão entre os melhores “cronômetros cósmicos” da cosmologia observacional [79]. Outros tipos de medições de  $H(z)$  são extraídas através de dados de oscilações acústicas de bárions (BAO) através do espectro de aglomerados de galáxias [81].

As medidas de distância extraídas dos dados de  $H(z)$  têm sido usadas para medir a expansão cósmica e estudar as propriedades da energia escura. Quando somadas às outras medidas de distância, como as  $DL$ , extraídas de velas padrão como as SNe Ia e de GRBs, as medidas de  $H(z)$  representam fortes restrições para testes da transparência cósmica. Atualmente, diversos trabalhos têm usado medidas de  $H(z)$  para testar o parâmetro de opacidade cósmica que será abordado no próximo capítulo ([26, 27, 32, 33]).

---

<sup>2</sup>Galáxias que evoluem passivamente permanecem inalteradas por fusões ou interações e são desprovidas de formação de estrelas em curso.

### 3.0.3 *Gamma Ray Bursts*

Os *Gamma Ray Bursts* <sup>3</sup>, são emissões curtas de raios gama ( $0.01 - 1\text{MeV}$ ) considerados os mais brilhantes eventos eletromagnéticos do Universo. Estes eventos são extremamente raros e tem sido observados em galáxias mesmo com altos *redshifts* ( $z > 9$ ). Há várias hipóteses que tentam explicar a origem da radiação intensa de GRBs, algumas delas apontam para fontes que emitem jatos relativísticos tais como as hipernovas<sup>4</sup> (um tipo hipotético de estrela de grande massa cuja luminosidade é 10 vezes maior do que as supernovas) [82], estrelas Wolf Rayet [83], variáveis luminosas azuis (LBV) [84], buracos negros, estrelas de nêutrons, entre outros [85].

GRBs foram detectadas pela primeira vez em 1967 pelos satélites Vela, que tinha sido concebidos para detectar testes de armas nucleares secretas testadas no espaço [86]. Após sua detecção, foram propostos vários modelos teóricos para explicar essas explosões, como colisões entre cometas e estrelas de nêutrons. Havia pouca informação para verificar estes modelos até a detecção dos primeiros *afterglows* ópticos e em raios-X e a medição direta de seus *redshifts* e, por sua vez, a medição direta de suas distâncias e saídas de energia. Estas descobertas e estudos posteriores das galáxias e supernovas associados com GRBs, esclareceram a distância e luminosidade dos GRBs, definitivamente colocando-os em galáxias distantes.

Apesar de não haver um consenso científico, o mecanismo físico dos GRBs é demasiado debatido na literatura [87] [88] [89][90][91]. A origem dos GRBs foi confirmada por Metzger et al.[92], Costa et al.[93], Van Paradijs et al. [94] e Frail et al. [95].

Dentre as conhecidas interpretações física dos GRBs, destacam-se o modelo *fireball* ou modelo bola de fogo (ver 3.3), e o *afterglow*. No modelo *fireball*, jatos ultra-relativísticos com fatores de Lorentz variáveis <sup>5</sup> (extremamente altos) geram os raios gama (primários) e estes, por sua vez, são ejetados do engenho central ou objeto compacto (buracos negros, coalescência de estrelas de nêutrons, hipernovas, entre outros). Já os *afterglows* são produzidos através da interação do material ejetado e o meio que gera choques reversos e externos. Os mecanismos de radiação mais discutidos incluem emissão síncrotron e espalhamento Compton inverso [85].

---

<sup>3</sup>Do inglês, explosões de raios gama

<sup>4</sup>Também conhecidas como supernovas superluminosas

<sup>5</sup>Na relatividade restrita, o fator de Lorentz ou fator  $\gamma$  é utilizado no cálculo da dilatação temporal, contração espacial, da energia cinética ou do momento linear. É dado por  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$

## 2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

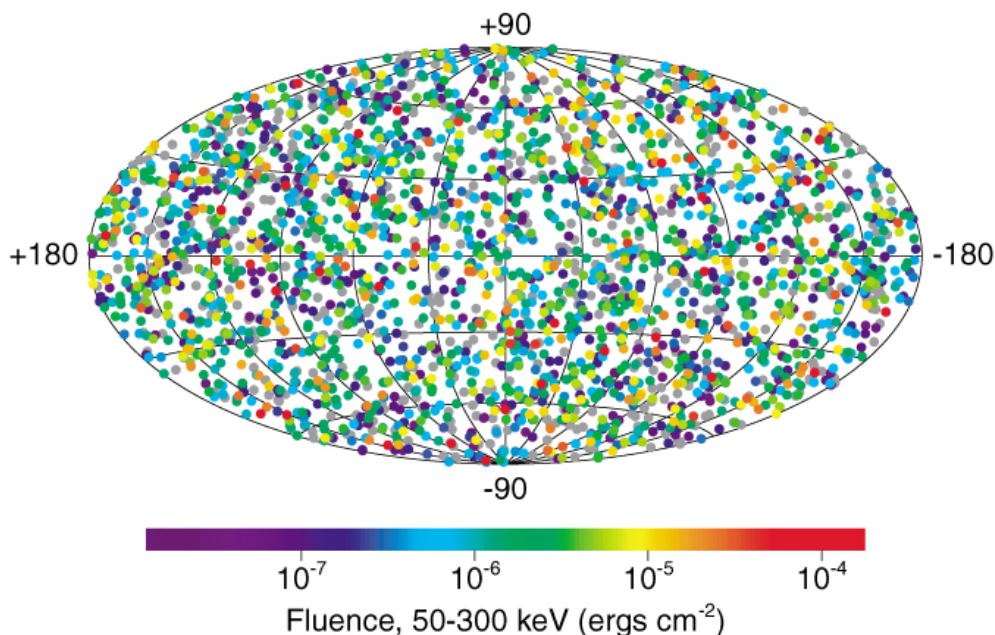


Figura 3.2: Posições no céu de 2512 GRBs detectados durante a missão Burst and Transient Source Experiment (BATSE), da NASA. A distribuição é isotrópica, sem concentração no sentido do plano da Via Láctea, que corre na horizontal através do centro da imagem. Tal distribuição apontou que os GRBs são detectáveis em grandes distâncias cosmológicas (Fonte: CGRO Science Support Center/NASA).

Uma vez que são encontradas em altos *redshifts*, os GRBs são amplamente propostos como velas padrão [96] [97] e como sondas eficazes para rastrear o diagrama de Hubble do Universo longínquo, testar modelos cosmológicos e restringir parâmetros, entre eles a opacidade cósmica. Entretanto, para os astrofísicos, calibrar a luminosidade de GRBs não é trivial quanto nas SNe Ia.

Existem vários métodos para correlacionar quantidades observáveis que permitem conhecer a luminosidade e a energia intrínseca dos GRBs, os quais consolidam os GRBs como velas padrão. Alguns exemplos são obtidos através das curvas de luz, como a relação *lag-luminosity* e relação de variabilidade [98] [99], enquanto outros foram obtidos dos espectros e incluem a relação Ghirlanda [100], a relação Yonetoku [101] [102], a relação Liang-Zhang [103] e a relação de Amati (veja, por exemplo, as referências [104, 105, 106, 107]).

Na próxima seção, veremos com mais detalhes a relação de Amati, uma das mais conhecidas correlações de luminosidade e energias dos GRBs.

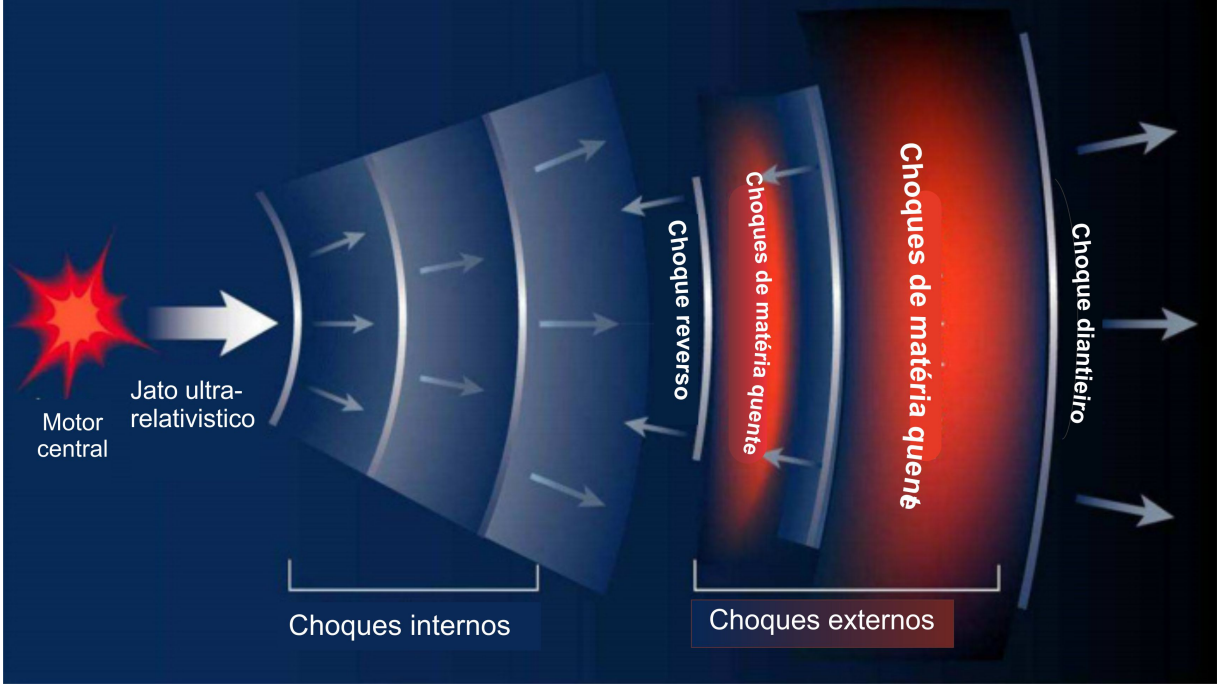


Figura 3.3: Esquema do modelo bola de fogo (*fireball model*). Na figura, são mostrados o motor central, os jatos ultra-relativísticos e as regiões de choque (interna e externa) que geram os *afterglows*. Fonte: Piran (2003)

### Relação de Amati

A relação Amati é uma correlação entre a energia isotrópica de um GRB,  $E_{iso}$ , e sua energia de pico intrínseca,  $E_{p,i}$ , no espectro  $\nu F_\nu$ . Ela foi proposta pela primeira vez por Amati et al. [104] e confirmada por estudos posteriores [105, 106, 107].

A  $E_{p,i}$  é calculada através do pico de energia observado,  $E_{p,obs}$ , através da seguinte relação:

$$E_{p,i} = (1 + z)E_{p,obs}, \quad (3.3)$$

onde  $z$  é um *redshift* conhecido.

A relação de Amati é dada por [105][108]:

$$E_{p,i} = K \times (E_{iso}/10^{52}erg)^m. \quad (3.4)$$

onde  $K$  e  $m$  são constantes, e  $E_{p,i}$  é dada em KeV. A relação também pode ser expressa como  $E_{p,i} = K \times E_{iso}^m$ , com  $E_{iso}$  dado em unidades de  $10^{52}erg$  [105].

No estudo original de Amati,  $m \approx 0.5$  e  $K \approx 95$ . Entretanto, estudos posteriores [109] com amostras de dados expandidos encontraram valores de  $\langle m \rangle = 0.45$  e  $\langle K \rangle = 141$ .

A relação de Amati também pode ser escrita na sua forma logarítmica, conforme segue:

$$\log(E_{iso}) = A + B \log(E_{p,i}/\langle E_{p,i} \rangle), \quad (3.5)$$

onde a normalização,  $A$  e a inclinação,  $B$ , são constantes, e onde  $E_{p,i}$  é o valor médio da energia de pico intrínseca para toda a amostra de dados. Um estudo recente [110] envolvendo 65 GRBs descobriu que, embora os valores de  $A$  e  $B$  flutuem ligeiramente dependendo da faixa de mudança da amostra, os valores médios aproximados são  $A \approx 53$  e  $B \approx 1$ , assumindo que  $E_{iso}$  é medido em unidades de erg [108].

No próximo capítulo, veremos como a relação de Amati é usada na calibração das distâncias de luminosidade para restringir a opacidade cósmica usando GRB.



# Capítulo 4

## Limites na Opacidade Cósmica

Como vimos no Cap 3, a combinação de diversos tipos de distâncias cosmológicas, incluindo as distâncias de luminosidade (extraídas diretamente de supernovas do tipo Ia, GRBs e medições indiretas de parâmetro de Hubble  $H(z)$ ) e distâncias de diâmetro angular (extraídas de escalas de oscilações acústicas de bárions ou de aglomerados de galáxias), tem auxiliado a cosmologia na busca por alguma física exótica ou a física além do modelo padrão. Os argumentos que favorecem essa visão se baseiam em testes que buscam desvios de pressupostos intrínsecos aos modelos cosmológicos (a exemplo da isotropia e homogeneidade), e nos limites de parâmetros cosmológicos, incluindo o parâmetro de opacidade cósmica.

A relação de Etherington (eq. (2.88)), estabelece uma dualidade entre as distâncias cósmicas (de luminosidade e de diâmetro angular) que depende crucialmente da conservação de fótons entre fonte e observador, sendo violada por qualquer fonte de atenuação ou de criação de fótons. Uma mudança no fluxo de fótons que se propagam em direção à Terra irá afetar as medidas de distância de luminosidade das SNe Ia, mas não as determinações da distância do diâmetro angular.

Fontes mais exóticas de violação de conservação de fótons envolvem um acoplamento de fótons a partículas além do modelo padrão de física de partículas. Tais acoplamentos significariam que, ao passar pelo meio intergaláctico, um fóton poderia desaparecer - ou mesmo (re)aparecer! [27] - interagindo com tais partículas exóticas, modificando a luminosidade aparente das fontes.

Nos últimos anos, vários esforços tem sido feitos para sondar a transparência do Universo, através de testes de violações da relação de dualidade das distâncias cósmicas.

Houveram várias tentativas de explicar o escurecimento de SNe Ia sem recorrer à aceleração cósmica, invocando fontes de atenuação. Exemplos incluem a poeira [111], o acoplamento fóton-axion [112] e a *replenishing dust* ou “poeira resplandecente” [113]. Na referência [114] foi proposta a combinação de distâncias de luminosidade de SNe Ia com estimativas de distância de diâmetro angular de fontes compactas para investigar a presença de física exótica. Na referência [115], dados de BAOs e dados de SNe Ia foram combinados para limitar a diferença de opacidade entre dois intervalos de *redshifts* diferentes.

Mais recentemente, Avgoustidis et al. (2009) [26] combinaram dados de SNe Ia com dados de  $H(z)$ , considerando um modelo  $\Lambda$ CDM plano, para sondar a opacidade cósmica. Estes limites foram atualizados por Avgoustidis et al. (2010) [27]. Baseados nestas abordagens, Holanda et al. [32] usaram distâncias de luminosidade de dados de  $H(z)$  para sondar com dados de SNe Ia para testar a opacidade independente de modelo cosmológico. Já Holanda et al (2014) [33] usaram dados de GRBs em conjunto com dados de SNe Ia e  $H(z)$  para limitar o parâmetro de opacidade cósmica. A ideia central destes trabalhos pode se descrita da seguinte forma: enquanto os dados de distâncias de luminosidade de SNe Ia são afetadas por uma possível presença de opacidade, os dados de  $H(z)$  não são. Portanto, comparando estimativas de distâncias vindo destas duas quantidades, é possível impor limites na opacidade cósmica. A diferença nos métodos é que alguns dependem da adoção explícita de um modelo cosmológico e outros não.

Nas próximas seções, abordaremos com mais detalhes tais esforços para testar a opacidade cósmica, enfatizando um recente teste usando distâncias de luminosidade de *gamma-ray bursts*. A vantagem aqui é que os GRBs permitem estudar a opacidade até mais altos *redshifts*.

## 4.1 Limites usando dados de $H(z)$ e SNe Ia

A relação de Etherington [28] dada por  $D_L(z) = (1+z)^2 D_A(z)$  é válida para teorias métricas de gravidade e depende apenas da conservação de fótons (transparência). Esta transparência pode ser violada por qualquer fonte de atenuação ou opacidade que ocasiona a perda de intensidade da luminosidade das fontes, bem como alguma forma exótica de criação de fótons.

Baseados no método de More et al. [115] que limitou a opacidade em dois diferentes *redshifts* ( $z = 0.2$  e  $z = 0.35$ ), os autores da referência [26] combinaram dados de SNe Ia [116] com determinações independentes da história de expansão cósmica  $H(z)$  [117][118] para impor limites sobre possíveis desvios da transparência utilizando uma versão ligeiramente modificada da relação de Etherington. Adiante, discutiremos a metodologia adotada.

## Metodologia

Se existir uma fonte de “absorção de fótons” afetando a transparência do Universo, o módulo de distância derivado das SNe Ia seria sistematicamente afetado, em particular, qualquer efeito que reduza o número de fótons deve diminuir o brilho das SNe Ia e aumentar a sua  $D_L$ .

Como vimos no Cap 2,  $\tau(z)$  representa a opacidade entre um observador em  $z = 0$  e uma fonte em  $z$ . Na presença de uma fonte atenuante, o fluxo recebido seria diminuído por um fator de  $e^{\tau(z)}$ , e, desta forma, a distância de luminosidade será dada pela equação (2.90)  $D_{L,obs}^2 = D_{L,true}^2 e^{\tau(z)}$ . A saber, o módulo de distância observado seria:

$$DM_{obs}(z) = DM_{true} + 2.5[\log e]\tau(z), \quad (4.1)$$

onde  $DM_{obs}$  é o módulo de distância observado e  $DM_{true}$  é o modulo de distância real (considerando o universo transparente).

As medições de  $DM_{obs}$  foram obtidas através de dados da amostra Supernovae Union [116]. Os autores compararam esses dados com distâncias de luminosidade independentes de opacidade,  $d_{L,true}$ , obtidas através de medições de  $H(z)$  [118]. Esta análise foi realizada no modelo  $\Lambda$ CDM plano.

Estes dados de  $H(z)$  foram obtidos de galáxias vermelhas e antigas<sup>1</sup> que evoluíram passivamente<sup>2</sup> e baseia-se na forma detalhada do espectro da galáxia, mas não na luminosidade da mesma. Isto significa que a os dados de  $H(z)$  não são afetados por um  $\tau(z)$  não nulo, uma vez que este não depende fortemente do comprimento de onda na faixa visível. A profundidade óptica da opacidade  $\tau$  também pode ser representada em termos

<sup>1</sup>Galáxias Vermelhas Luminosas ou *luminous red galaxies* - LRG.

<sup>2</sup>Uma galáxia que evoluiu passivamente é aquela onde a formação estelar já se encerrou. Este tipo de galáxia torna-se cada vez mais vermelha a medida que as estrelas saem da sequência principal.

do número de densidade comóvel de observadores  $n(z)$  em suas seções transversais  $\sigma(z)$ , conforme se segue:

$$\tau(z) = \int_0^z n(z)\sigma(z)c\frac{(1+z)^2}{H(z)}dz = \int_0^z n(z)\sigma(z)\frac{c}{H_0}\frac{(1+z)^2}{E(z)}dz \quad (4.2)$$

Em particular, na cosmologia de FLRW, temos:

$$d_{L,true} = (1+z)\frac{c}{H_0}\frac{1}{\sqrt{\Omega_k}}SK\left(\sqrt{\Omega_k}\int_0^z\frac{z'}{E(z)}\right) \quad (4.3)$$

onde  $SK(x)$  representa  $\text{sen}(x)$  ou  $\text{senh}(x)$  e é dependente do parâmetro de curvatura  $\Omega_k$ , (que pode ser positivo, zero ou negativo) e  $E(z)$  é dado por:

$$E(z) = \frac{H(z)}{H_0} = [\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_V(1+z)^{3(1+\omega)}]^{1/2}. \quad (4.4)$$

Na expressão acima,  $H(z)$  e, portanto,  $d_{L,true}$ , dependem de  $\Omega_m$  e  $H_0$ , enquanto  $d_{L,obs}$  e, portanto,  $DM_{obs}$ , dependem de  $\Omega_m$ ,  $H_0$  e  $\epsilon$ , considerando um modelo  $\Lambda$ CDM plano.

É usual considerar uma parametrização simples dada através de uma relação de Etherington modificada, dada por:

$$D_L = D_{DA}(1+z)^{2+\epsilon} \quad (4.5)$$

onde  $\epsilon$  é um parâmetro representando o afastamento da transparência ou o *parâmetro de opacidade cósmica*. Isto significa que os casos nos quais  $\epsilon = 0$  representa um Universo perfeitamente transparente.

Os limites em  $\epsilon$  consideram que um pequeno  $\epsilon$  e  $z \leq 1$  são equivalentes a uma parametrização óptica em  $\tau(z) = 2\epsilon z$  ou  $\tau = (1+z)^\alpha - 1$ , com  $\alpha = 2\epsilon$ .

## Análises e resultados

A Figura 4.1 mostra limites no plano  $\Omega_m - \epsilon$  após a marginalização<sup>3</sup> em torno de  $H_0$ . As regiões em azul escuro são os níveis de confiança estatística em  $1\sigma$  e  $2\sigma$  de confiança estatística para os dados de SNe Ia. Os contornos em azul escuro no plano de fundo mostram os limites considerando somente as SNe Ia em  $z < 0.5$ , enquanto os contornos em azul escuro no primeiro plano correspondem a todo o intervalo de *redshift*. É possível notar que os valores negativos de  $\epsilon$  deveriam corresponder às SNe Ia sendo

<sup>3</sup>Os autores integraram a função de verossimilhança (*Likelihood*) sobre  $H_0$ .

mais brilhantes do que o esperado, o que pode ser interpretado como desvios na relação de Etherington. Isto pode também indicar um efeito de lente gravitacional sobre os dados das SNe Ia distantes, tal magnificação sugeriria que as SNe Ia estão mais próximas do que efetivamente deveriam estar.

As regiões azul mais escuro mostram os limites utilizando os dados de  $H(z)$ . Uma vez que estas medições não são afetadas pela transparência, este conjunto de dados não produz limites em  $\epsilon$ . Os contornos em linha pretos pontilhadas representam os dados combinados ( $H(z) + \text{SNe Ia}$ ) para o caso das SNe Ia em ( $z < 0.5$ ), já os contornos em linha uniforme mostram os limites combinados para todos os *redshifts*.

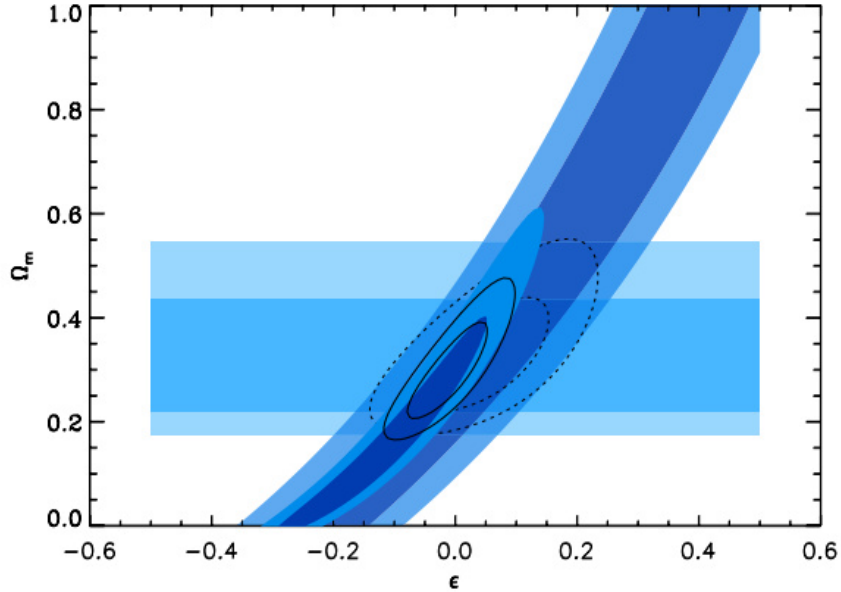


Figura 4.1: Níveis de confiança de  $1\sigma$  (68%) e  $2\sigma$  (95%) no plano  $\Omega_m - \epsilon$  para o conjunto de dados de SNe Ia e  $H(z)$ , após a marginalização sobre  $H_0$  na referência [26]. As regiões em azul escuro são os limites usando dados de SNe Ia, com os contornos no plano de fundo representando dados em  $z < 0.5$  e contornos em primeiro plano representando todo o conjunto de dados. As regiões retangulares em azul mais claro são provenientes dos dados de  $H(z)$ . Os contornos transparentes são os limites comparando os dados de SNe +  $H(z)$ . Foi considerado, nestes limites, um modelo  $\Lambda\text{CDM}$  plano, onde as distâncias de luminosidade de SNe Ia são afetadas por um desvio da relação de Etherington através da parametrização em  $\epsilon$ .

Após marginalizar<sup>4</sup> sobre outros parâmetros, os autores da referência [26] fitaram os dados em  $\epsilon$  como é mostrado na Figura 4.2. Para este caso, o resultado da análise forneceu um valor de  $\epsilon = -0.08^{+0.21}_{-0.20}$  quando utilizados dados de SNe Ia (considerando todos os *redshifts*) e  $\epsilon = -0.01^{+0.08}_{-0.09}$  quando são utilizados dados de  $H(z)$ .

<sup>4</sup>Marginalizar sobre um determinado parâmetro é integrar a função de verossimilhança sobre ele.

Ao estipular estes valores em  $\tau \sim 2\epsilon z$ , os autores obtiveram um  $\Delta\tau < 0.02$ . Este valor representa uma melhoria em um fator de 7 em relação aos limites obtidos por [115] ou  $\Delta\tau \equiv \tau(0.35) - \tau(0.2) < 0.13$  em 95% de confiança. Este valor mais preciso pode ser explicado pelo fato de que os autores da referência [115] usaram apenas dois *redshifts* ( $z = 0.35$  e  $z = 0.2$ ) em um limite independente de parametrização <sup>5</sup> em  $\tau(z)$ .

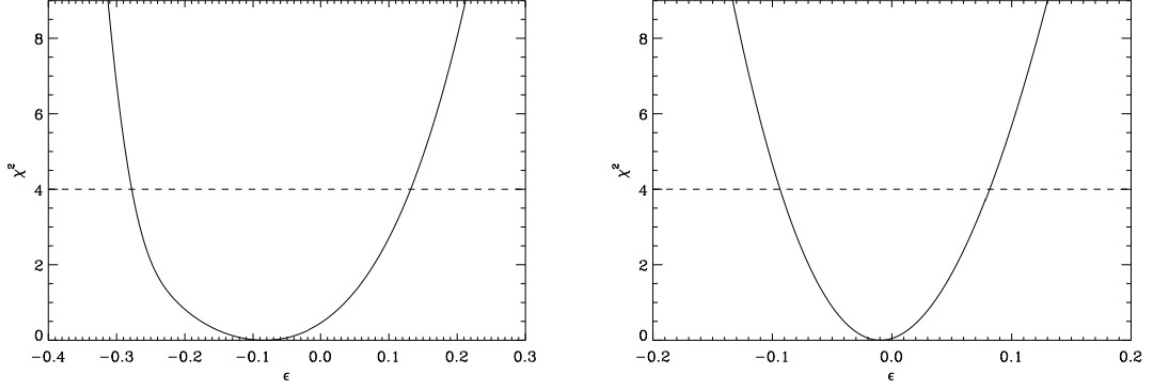


Figura 4.2: Distribuição  $\chi^2$  após a parametrização em torno de  $\Omega_m$  e  $H_0$  da referência [26] apenas para o caso de supernovas (painel esquerdo) e usando ambas as amostras de SNe e  $H(z)$  (painel direito). As linhas pontilhadas correspondem ao nível de confiança de 95%, em  $\Delta\chi^2 = 4$ .

Estes resultados mostram que a combinação de diferentes medidas de distância é uma poderosa ferramenta para testar os limites em parâmetros cosmológicos. Em particular, a referência [26] mostrou que a comparação de dados de SNe Ia e dados de diferentes momentos da expansão cósmica  $H(z)$ , assumindo um modelo  $\Lambda$ CDM subjacente, produz fortes limites na opacidade cósmica.

Na próxima seção, abordaremos uma atualização dos limites sobre o parâmetro de opacidade usando um novo conjunto de dados.

#### 4.1.1 Atualização nos limites sobre a opacidade cósmica

Como vimos, os autores da referência [26] usaram os dados de SNe Ia em combinação com medidas de expansão cósmica  $H(z)$  para obter maiores limites na opacidade em escalas cosmológicas em relação às medições apresentadas em [115].

Por outro lado, Avgoustidis et al. (2010) [27] atualizaram os limites sobre a opacidade cósmica combinando uma nova compilação de dados de SN Ia com as últimas

<sup>5</sup>Em ambas as análises, os parâmetros de opacidade foram efetivamente medidos. No caso da referência [115], foi usado o parâmetro  $\Delta\tau$ , enquanto [26] usaram o parâmetro  $\epsilon$ .

medições da taxa de expansão  $H(z)$  em *redshifts* entre 0 e 2. Ademais, os autores de [27] testaram cenários da física exótica tais como a combinação de fótons com campos escalares, conhecidos como partículas *tipo-axion*, e a possibilidade de partículas mini-carregadas (*minicharged particle*) que têm uma carga elétrica minúscula, e com cargas elétricas desquantizadas chamadas de partículas sub-ev de interação fraca (*weakly-interacting-sub-eV-particles* - WISPs), cujos efeitos foram pesquisados em várias experiências laboratoriais e observações astronômicas. A Figura 4.3 mostra os limites atualizados obtidos por Avgoustidis et al. [27] utilizando os dados acima em combinação com os dados de Supernova de tipo Ia extraídos da compilação SCP Union 2008 [116], em comparação com os limites apresentados na referência [26].

No painel à esquerda, os contornos azuis mais escuros correspondem aos níveis de confiança de dois parâmetros a 68% e 95%, ambos obtidos apenas dos dados de SN, enquanto os contornos em azul mais claro são os níveis de confiança correspondentes para os dados de  $H(z)$ . Os contornos transparentes sólidos correspondem ao conjunto de dados SN +  $H(z)$ . Para fins de comparação, os autores também mostraram os contornos  $H(z)$  e SN +  $H(z)$  nos limites apresentados na referência [26] em linhas pontilhadas e tracejadas, respectivamente. À direita, são mostrados os limites no parâmetro de opacidade  $\epsilon$  (marginalizando sobre todos os outros parâmetros), novamente para a recente análise (linha sólida) e para a de referência [26] (pontilhada). O novo limite em torno do parâmetro  $\epsilon$ , marginalizando sobre todos os outros parâmetros, é  $\epsilon = -0.04_{-0.07}^{+0.08}$  a 95% de confiança estatística.

Na próxima seção, revisaremos um recente trabalho no qual a opacidade cósmica foi testada sob um cenário independente de modelo cosmológico.

## 4.2 Limites independente de Modelo Cosmológico

Usando a mesma RDDC modificada de [26] e [27],  $D_L = D_{DA}(1+z)^{2+\epsilon}$ , Holanda, Carvalho & Alcaniz (2014)[32], impuseram limites na opacidade cósmica. Entretanto, diferentemente dos resultados de [27] que assumiram um modelo  $\Lambda$ CDM em suas análises, os autores de [32] testaram a transparência cósmica através de uma abordagem independente de modelo cosmológico, onde foram usadas estimativas de  $DL$  livres de opacidade obtidas a partir de uma integração numérica das medições recentes de dados de  $H(z)$ .

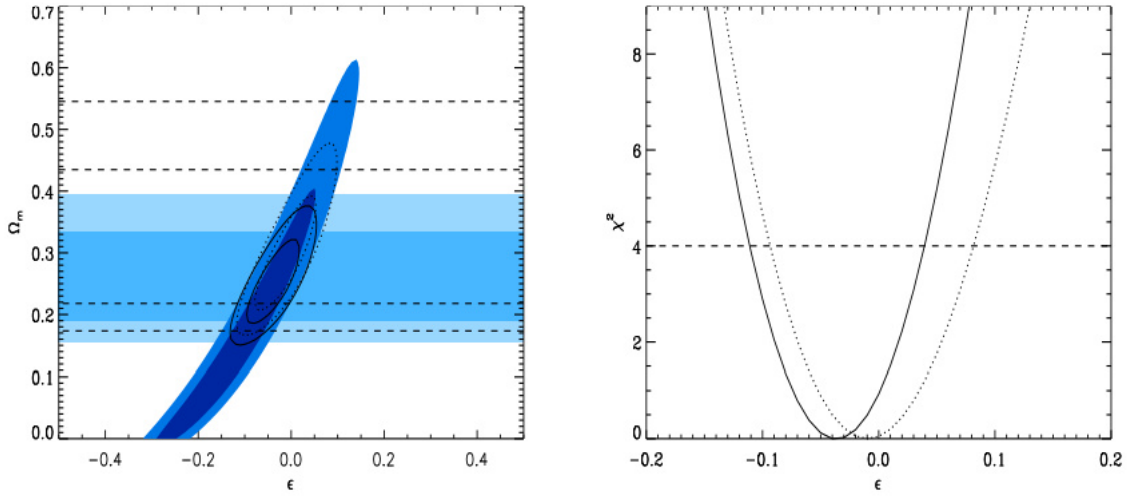


Figura 4.3: Atualização dos limites de [26], utilizando os últimos dados de  $H(z)$  [119] e a determinação de  $H_0$  de Riess et al.(2009) [120] em combinação com a compilação SCP Union 2008. À esquerda: limites de dois parâmetros no plano  $\epsilon - \Omega_m$ . Os contornos azuis mais escuros correspondem aos níveis de confiança de 68% ( $1\sigma$ ) e 95% ( $2\sigma$ ) obtidos apenas com dados de SN. Os contornos azuis mais claros representam os dados de  $H(z)$  e os contornos transparentes em linha contínua representam os dados em conjunto de SN +  $H(z)$ . As medições de  $H(z)$  e de SN +  $H(z)$  da referência [26] são mostradas em linhas tracejadas e pontilhadas respectivamente para fins de comparação. À direita: limites um único parâmetro  $\epsilon$  para a análise de Avgoustidis et al. (2010) [27] (linha contínua uniforme) em comparação com os limites de [26](linha pontilhada). A linha tracejada horizontal mostra o nível de confiança de 95%, em um nível  $\Delta\chi^2 = 2$ .

Os limites em  $\epsilon$  foram feitos comparando estes dados de  $H(z)$  com observações da amostra de 580 SNe Ia da Union 2.1 [61] e duas compilações do conjunto de dados SDSS + ESSENCE + SNLS + Telescópio Espacial Hubble [121] onde os autores discutiram a influência de diferentes curvas de luz das SNe Ia (SALT2 e MLCS2K2) nos resultados. Também foi acrescentado nos dados a mais distante SNe Ia confirmada espectroscopicamente (SNe Ia SCP-0401  $z = 1,713$ ) [122] com módulo de distância  $45.57 \pm 0.24$ .

#### 4.2.1 Distâncias de Luminosidade através de dados de $H(z)$

Como citado no capítulo anterior, medições recentes da taxa de expansão em  $z \neq 0$  são obtidas calculando a derivada do tempo cósmico em relação ao *redshift*, dado pela equação 3.2. [32] utilizaram 28 dados de  $H(z)$  e extraíram as estimativas de distância, nas quais tornou-se necessário calcular à distância comóvel para dados espaçados de maneira não uniforme. Esta distância é dada por:



$$D_C = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \approx \frac{c}{2} \sum_{i=0}^N (z_{i+1} - z_i) \left[ \frac{1}{H(z_{i+1})} + \frac{1}{H(z_i)} \right], \quad (4.6)$$

onde foi usada uma regra trapezoidal simples. Uma vez que o erro em medições de  $z$  é desprezível, os autores só levaram em consideração a incerteza sobre os valores de  $H(z)$ . Como pode-se verificar, usando técnicas padrão de propagação de erros, o erro associado ao  $i$ -ésimo bin<sup>6</sup> é dado por

$$s_i = \frac{c}{2} (z_{i+1} - z_i) \left( \frac{\sigma_{H_{i+1}}^2}{H_{i+1}^4} + \frac{\sigma_{H_i}^2}{H_i^4} \right)^{1/2}, \quad (4.7)$$

onde o erro na integral (equação 4.6) no intervalo  $z = 0$  e  $z_n$  é  $\sigma_n^2 = \sum_{i=1}^N S_i$ .

Para obter resultados robustos, os autores adicionaram à amostra de  $H(z)$  o valor da taxa de expansão atualizada para época, a saber  $H_0 = 73,8 \pm 2,4$  km/s/Mpc, obtido por Riess et al. (2011)[123].

A Figura 4.4 mostra as medições das distâncias de luminosidade  $D_L$  obtidas através de observações de  $H(z)$ , assumindo  $\Omega_k = 0$ . Para fins de comparação, os autores também plotaram medidas de  $DL$  extraídas da amostra de SNe Ia Union 2.1 + SNe Ia SCP-0401. As distância de luminosidade extraídas das taxas de expansão, isto é, as  $D_{L,true}$ , são obtidas conforme se segue:

$$\frac{D_{L,true}}{(1+z)} = \begin{cases} \frac{D_H}{\sqrt{\Omega_k}} \sinh[\sqrt{\Omega_k} D_C / D_H] & \text{para } \Omega_k > 0 \\ D_C & \text{para } \Omega_k = 0 \\ \frac{D_H}{\sqrt{\Omega_k}} \sin[\sqrt{|\Omega_k|} D_C / D_H] & \text{para } \Omega_k < 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

Os autores também assumiram uma função para  $\tau(z)$ , como mostrado em [26] e [27], considerando a relação  $\tau(z) = 2\epsilon(z)$ . Para discutir os resultados em uma abordagem geral, [32] usaram geometrias de FLRW com curvatura arbitrária e adicionaram na análise o valor do parâmetro de curvatura dos dados do WMAP, ou seja,  $\Omega_k = 0,0125 \pm 0,0155$  ( $2\sigma$ ) [124].

## Análises e resultados

Como foi abordado, os autores de [32] usaram duas amostras de SNe Ia em suas análises. A primeira, como vista na Figura 4.4, usou os dados da compilação de Union2.1, que

<sup>6</sup>I-ésimo termo de uma distribuição binomial.

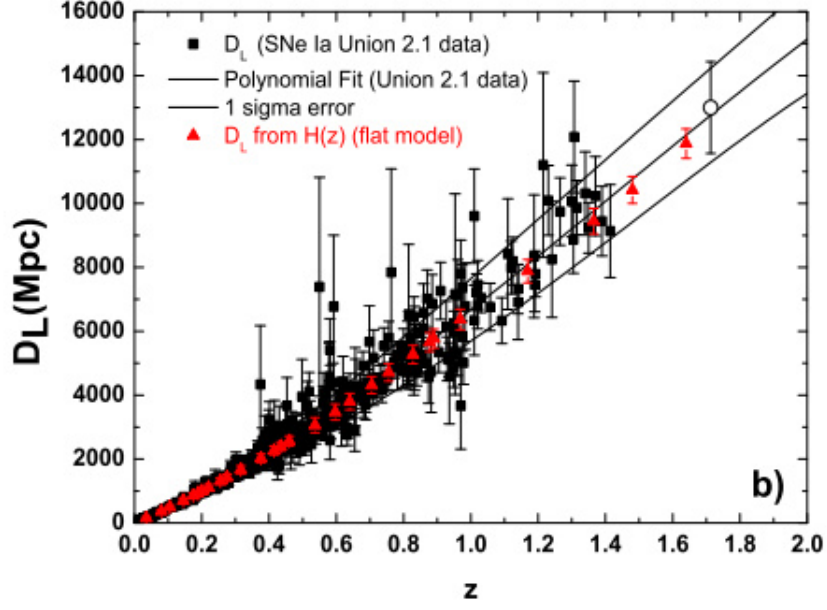


Figura 4.4: Distâncias de luminosidade obtidas a partir das medidas da taxa de expansão  $H(z)$  (triângulos vermelhos preenchidos). Para fins de comparação, os autores da referência [32] adicionaram as medidas de DL extraídas da amostra de SNe Ia Union2.1 (quadrados pretos preenchidos). As curvas representam o ajuste polinomial de segundo grau dos pontos DL livres de opacidade a partir de dados SNe Ia e o erro  $1\sigma$  correspondente. O círculo aberto, à direita, corresponde à mais distante SNe Ia confirmada espectroscopicamente ( $z = 1.713$ ).

usa o método SALT2 para calibrar as curvas de luz de SNe Ia. Também foi acrescentada nesta amostra, a supernova SCP-0401, a mais distante confirmada espectroscopicamente.

A segunda amostra consiste nos dados de 288 SNe Ia (SSDS + ESSENSE + SNLS + Telescópio Espacial Hubble) onde foi usado dois métodos de parametrização das curvas de luz, SALT2[125] e MLCS2K2[126] e é distribuída no intervalo de *redshift*  $0.02 \leq z \leq 1.55$ . Para verificar o efeito do ajuste da curva de luz nos resultados, os autores de [32] consideraram ambos as sub-amostras SDSS em suas análises. Para este caso, os autores negligenciaram duas medidas de  $H(z)$  que não estavam dentro do intervalo de *redshift* mencionado acima:  $H(z = 1, 53) = 140 \pm 14$  e  $H(z = 1, 75) = 202 \pm 40$ .

Para estimar o melhor ajuste para o conjunto de parâmetros  $P \equiv (\Omega_K, \epsilon, H_0)$ , os autores avaliaram a função de distribuição (*Likelihood*),  $\mathcal{L} \propto e^{-\chi^2/2}$ , conforme segue:

$$\chi^2 = \sum_z \frac{(m_{obs}(z) - m_{true}(z) - 2.1715\epsilon z)^2}{\sigma_{m(obs)}^2 + \sigma_{m(true)}^2} + \frac{(\Omega_k + 0.0125)^2}{0.0155^2} + \frac{(H_0 - 73.8)^2}{2.4^2} \quad (4.9)$$

onde  $\sigma_{m(obs)}^2$  e  $\sigma_{m(true)}^2$  são os erros associados aos módulos de distâncias de SNe Ia (sem

erros sistemáticos) e aos módulos de distância extraídos das medições de  $H(z)$ , respectivamente. O módulo de distância real  $m_{true}(z)$  é obtido via  $m_{true} = 5\log_{10}D_{L,true} + 25$ , enquanto que  $D_{L,true}$  é dado pela equação (4.9).

A Figura 4.5(a-c) mostra contornos de  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  e  $3\sigma$  no plano  $\Omega_k - \epsilon$ , onde as compilações Union 2.1 + SNe Ia SCP-0401, SDSS (SALT2) e SDSS(MLCS2K2), foram consideradas, respectivamente. Para a amostra Union 2.1 + SNe Ia SCP-0401, os autores descobriram um universo perfeitamente transparente ( $\epsilon = 0$ ) e um universo plano é permitido a um nível de  $1\sigma$ , com  $\epsilon = 0.017 \pm 0.055(1\sigma)$ . Para fins de comparação, também foi mostrado a influência do ajuste da curva de luz na análise nos painéis 2b e 2c. É possível notar que nenhum conflito significativo entre eles foi encontrado, com  $\epsilon = 0,047 \pm 0,057$  (SALT2) e  $\epsilon = 0,067 \pm 0,071$  (MLCS2K2) a 68,3% de confiança estatística.

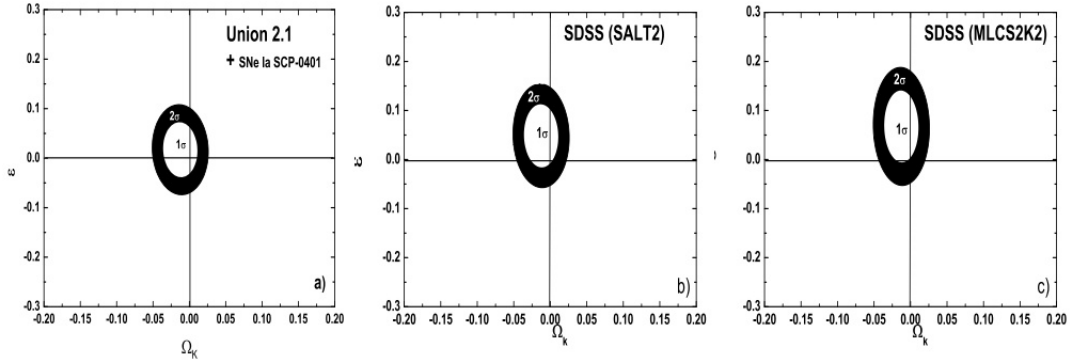


Figura 4.5: Contornos de confiança no plano  $\Omega_k - \epsilon$  para as três sub-amostras de SNe Ia discutidas em [32] para os níveis  $1\sigma$  e  $2\sigma$ . O ponto onde as duas linhas contínuas se cruzam representa um universo transparente ( $\epsilon = 0$ ) e plano ( $\Omega_k = 0$ ). É importante evidenciar que os resultados são fortemente dependentes do encaixe das curvas de luz das SNe Ia.

Na Figura 4.6, é mostrada a probabilidade do parâmetro  $\epsilon$  para Union 2.1 + SNe Ia SCP-0401, SDSS (SALT2) e Compilações SDSS (MLCS2K2) após a marginalização sobre o parâmetro de curvatura  $\Omega_k$ . Para este caso, os autores obtiveram  $\epsilon = 0,017 \pm 0,052$ ,  $\epsilon = 0,047 \pm 0,039$  e  $\epsilon = 0,067 \pm 0,056$  em  $1\sigma$ . Vale ressaltar que estes limites em  $\epsilon$  são marginalmente compatíveis com os limites encontrados por Avgoustidis et al. (2010)[27], nas quais um valor preferencialmente negativo para o parâmetro de opacidade foi encontrado ( $\epsilon = -0.0040_{-0.07}^{+0.08}$ ) em  $2\sigma$  de confiança estatística.

De acordo com estas análises, foi possível determinar que a compilação Union 2.1 + SNe Ia SCP-0401, está totalmente de acordo com um universo perfeitamente transparente ( $\epsilon = 0$ ) e um universo plano ( $\Omega_k$ ), enquanto que as compilações SDSS são compatíveis

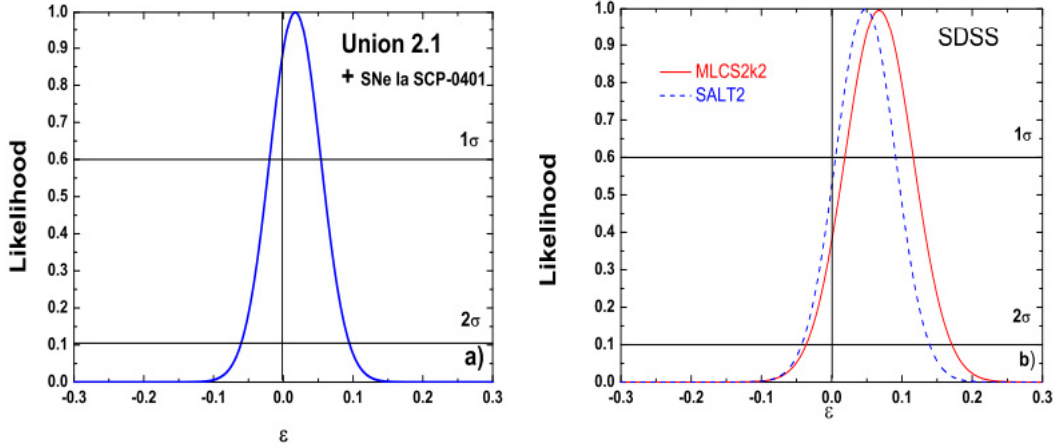


Figura 4.6: *Likelihood* para  $\epsilon$  após a marginalização dos parâmetros de curvatura  $\Omega_k$  e de Hubble  $H(z)$ . Nota-se que a maior amostra de SNe Ia da análise da referência [32] (Union 2.1 + SNe Ia SCP-0401) está totalmente de acordo com um universo transparente ( $\epsilon = 0$ ).

com tal cenário a um nível de  $2\sigma$ . Após a marginalização sobre o parâmetro de curvatura  $\Omega_k$ , os autores descobriram que um universo completamente transparente está de acordo com a maior amostra (Union 2.1 + SNe Ia SCP-0401). Já para a amostra SDDS, tal universo é compatível a um nível  $< 1.5\sigma$  de confiança estatística, independentemente das curvas de luz de SNe Ia.

Na próxima seção, daremos ênfase aos limites no parâmetro de opacidade cósmica usando dados de fontes que são ainda desconhecidas pela astrofísica, as chamadas *gamma-ray bursts*.

### 4.3 Limites usando *gamma-ray bursts*

Nos últimos anos, como vimos, a RDDC tem sido usada para testar o parâmetro de opacidade cósmica sob diversas fontes de atenuação de diferentes comprimentos de ondas. [29] utilizaram medições de  $D_L$  e estimativas de  $D_{DA}$  a partir de rádio galáxias FRIB [127] e fontes de rádio ultracompactas [128] para testar possíveis desvios na RDDC. Mais recentemente, um teste da RDDC através do espectro da radiação cósmica de fundo em microondas foi proposto por [129]. Os autores verificaram que a RDDC não pode ser violada em mais de 0,01% entre a época do desacoplamento e hoje. Além disso, um teste independente de modelo cosmológico envolvendo apenas medidas da fração de massa do gás dos aglomerados de galáxias via efeito Sunyaev-Zeldovich e observações de brilho

superficial de raios X foi discutido por [31], onde nenhuma violação significativa da RDCC foi encontrada.

Entretanto, a maioria destes testes da opacidade cósmica se limitam no intervalo de *redshift*  $0 < z < 1.7$ . Assim, alguns autores usaram distâncias de luminosidade extraídas de *gamma-ray bursts* para explorar o universo em *redshifts* mais altos ( $2 < z < 8$ ) e expandir a faixa do espectro eletromagnético, adicionando os raios gama para testar cenários cosmológicos, especificamente, para entender o comportamento da energia escura.

Como visto no Cap. 03, as GRBs fornecem uma maneira de testar modelos cosmológicos, uma vez que sua fenomenologia permite transformá-las em velas padrão (ver [104] e [100]) devido a sua fenomenologia. Os GRBs foram usadas, por exemplo, para testar modelos de energia escura [130][131][132][133] e também testes de inomogeneidades no modelo  $\Lambda$ CDM através de linhas de visão [134].

Baseados nestas abordagens e usando a mesma metodologia adotada por Avgoustidis et al. 2009 [26] e 2010 [27], em um trabalho recente, Holanda & Busti 2014 [33] avaliaram a opacidade cósmica em *redshifts* mais elevados através de distâncias de luminosidade a partir dos dados de GRBs, assumindo a validade da relação Amati [104] e usando as últimas 26 medidas da expansão Hubble livres de opacidade na faixa ( $0.1 < z < 2.30$ ). Uma possível degenerescência dos limites na opacidade com o modelo cosmológico subjacente também foi investigada.

### 4.3.1 Metodologia

Diferentemente de [26], que usaram distâncias de luminosidade derivadas de medições de SNe Ia, os autores da referência [33] usaram dados de GRBs para testar a existência de fontes de absorção de fótons e testar se o Universo é transparente através da relação de distância de luminosidade observada (eq. (2.90)), além do módulo de distância observado (eq. (4.1)).

Para uma cosmologia FLRW plana [57], temos que:

$$D_{L,true}(z) = (1+z)c \int_0^z \frac{dz'}{H(z)}, \quad (4.10)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz e  $H(z) = H_0 E(z, \Omega_M, \omega)$  e

$$E(z, \Omega_M, \omega) = [\Omega_M(1+z)^3 + (1-\Omega_M)(1+z)^{3(1+\omega)}]^{1/2} \quad (4.11)$$

onde  $\Omega_M$  é parâmetro de densidade de matéria medido hoje e  $\omega$  é a parâmetro da equação de estado da energia escura. Se  $\omega = -1$ , temos o então chamado modelo  $\Lambda$ CDM plano. Como foi visto, Avgoustidis et al. [26][27] consideraram a seguinte parametrização de um desvio da relação Etherington  $D_L = D_{DA}(1+z)^{2+\epsilon}$ , com  $\epsilon$  parametrizando a transparência cósmica.

Com o objetivo de obter limites mais fortes sobre a opacidade cósmica, [33] considerou uma parametrização linear simples para  $\tau(z) = \epsilon z$  e as medidas de  $m_{obs}$  (ou  $D_{L,obs}$ ) foram extraídas da compilação de GRBs, sondando, assim, a opacidade cósmica em um intervalo de *redshift* até então não explorado na literatura. Os parâmetros desconhecidos  $\Omega_M$ ,  $\epsilon$  e  $\omega$  são obtidos via uma análise conjunta com medições de  $H(z)$  em cenários planos conhecidos:  $\Lambda$ CDM e XCDM.

Assim como as SNe Ia, o brilho das GRBs também são afetadas por pelo menos quatro fontes diferentes de opacidade (a Via Láctea, a galáxia hospedeira, as galáxias intermediárias e o meio intergaláctico). As medidas  $H(z)$  são obtidas a partir de idades das antigas galáxias velhas que evoluem passivamente e, como vimos, não depende do brilho da galáxia, mas sim da forma detalhada do seu espectro e, desta forma, os valores de  $H(z)$  não são afetados por um  $\tau(z)$  diferente de zero. Para comparar e atualizar os resultados anteriores, os autores consideraram as observações SNe Ia da amostra Union 2.1 [61] e também foi adicionada a mais distante SNe Ia confirmada espectroscopicamente até então ( $z = 1.713$ ) [122].

## 4.3.2 Conjunto de Dados

### *Gamma-ray bursts*

Como vimos no Cap 03., as *gamma-ray bursts* são os mais brilhantes eventos eletromagnéticos do Universo. Estas explosões são rastreadas em galáxias com altos *redshifts* ( $0.1 < z < 9$ ). A GRB mais distante conhecida, detectada espectroscopicamente é a GRB 090423, com  $z = 8.2$  [135]. O mais distante objeto conhecido no Universo também é uma GRB, a GRB 090429B, com *redshift* fotométrico  $z = 9.4$  [136]. Por estarem nesta faixa de *redshift* muito mais alta do que as SNe Ia, que são encontradas em *redshifts*  $z < 1.7$ , e, uma vez que são consideradas velas-padrão, as GRBs podem ser poderosas fontes luminosas para testar a absorção de fótons e a transparência do Universo.

A relação de Amati [104], uma das principais e mais bem sucedidas correlações

da astrofísica das GRBs encontradas na literatura, relaciona a energia total isotrópica equivalente irradiada em raios gama ( $E_{iso}$ ) e a energia no pico da explosão,  $\nu F_\nu$  ( $E_{p,i}$ ), onde  $\nu$  é a frequência e  $F_\nu$ , o fluxo na frequência  $\nu$ . Como foi abordado na seção 3.1.3, a relação de Amati pode ser expressa através da lei de potência  $E_{p,i} = K \times E_{iso}^m$ , onde  $E_{p,i}$ , dado na equação (3.1), é a energia do pico e  $E_{iso}$  é dado por:

$$E_{iso} = 4\pi D_L^2 S_{bolo} (1+z)^{-1}, \quad (4.12)$$

onde  $S_{bolo}$  é fluência bolométrica<sup>7</sup> em raios gama em uma dada GRB.

As referências [137] e [138] propuseram usar SNe Ia para calibrar as GRBs, método este que foi atualizado por Wei(2010)[139], onde 557 dados de SNe Ia da amostra Union2 [140] foram considerados e 109 GRBs. Para cada GRB que estivesse na mesma faixa de *redshift* das SNe Ia,  $0 \leq z \leq 1,4$ , foram encontrados quatro SNe Ia mais próximas e uma interpolação cúbica foi aplicada para derivar seu módulo de distância. Uma vez que as 50 GRBs nesta faixa de *redshifts* tiveram seu módulo de distância determinado, um ajuste foi realizado para obter os parâmetros  $K$  e  $m$  da relação de Amati (3.3), o que, por sua vez, permitiu derivar as distâncias para o restante das GRB de alto *redshift*.

As 59 GRBs restantes, com  $z > 1.4$  foram utilizadas por [33] para plotar os módulos de distância como mostrado na Figura 4.7(a). É possível notar que as GRBs são calibradas com o SNe Ia sem uma correção para a opacidade. Portanto, se uma opacidade diferente de zero estiver presente, seu efeito deve se tornar mais forte ao analisar os dados GRB devido aos erros quando as medições são feitas em altos *redshifts*.

É importante ressaltar que, devido ao escasso conhecimento dos processos físicos que geram as GRBs, o seu status como sonda cosmológica ainda é inferior ao de outras fontes de luminosidade, como as SNe Ia, oscilações acústicas de bárions ou anisotropias da radiação cósmica de fundo, cuja física é bem conhecida.

Há um forte debate na literatura sobre se a relação Amati é uma propriedade intrínseca de GRBs ou apenas uma combinação de efeitos de seleção. Por exemplo, os autores da referência [147] investigaram se a relação de Amati é o resultado natural das propriedades intrínsecas das GRBs ou apenas um viés de seleção<sup>8</sup> [148] detectaram uma forte evolução na função de luminosidade das GRBs. Isso pode indicar que as GRBs são

---

<sup>7</sup>Na astrofísica estelar, o fluxo ou fluência bolométrica é a soma do fluxo luminoso de um determinado objeto estelar em cada comprimento de onda ou frequência.

<sup>8</sup>Um viés de seleção ocorre quando uma determinada amostra não é escolhida de forma aleatória

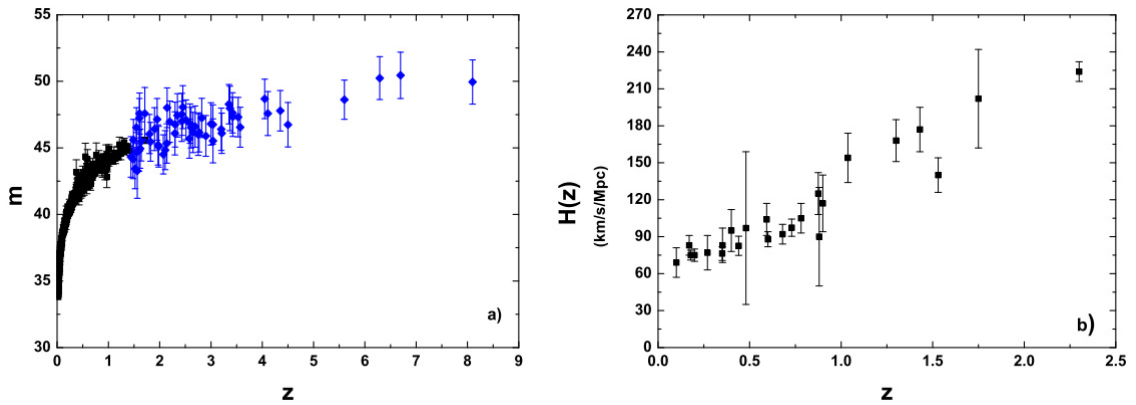


Figura 4.7: a) Módulo de distância  $m$  como função do *redshift* para 580 SNe Ia da amostra Union2.1 [61] e uma SNe Ia de alto (quadrado preto) mais 59 GRBs (diamantes azuis) calibradas por Wei (2010)[139]. b) Medições de 19  $H(z)$  a partir de diferentes cronômetros cósmicos [118, 119, 141] mais 7 medidas de  $H(z)$  extraídas de BAOs [142, 143, 144, 145][146].

intrinsecamente mais luminosas em *redshifts* mais altos. Um vez que foram usadas GRBs de baixo *redshift* para calibrar suas contrapartes em altos *redshifts* em [33], os autores inferiram uma menor distância para as GRBs e, desta forma, eles encontraram um valor mais baixo para a opacidade. Portanto, se esse efeito for importante, a opacidade estaria sendo subestimada, apesar das GRBs em altos *redshifts* representarem fortes limites sobre a opacidade, em comparação com as de baixo *redshift*.

### Medições de $H(z)$

Holanda & Busti (2014)[33] utilizaram 19 medições de  $H(z)$  extraídas de vários momentos na escala de tempo cosmológica ([118],[119],[141]) BAOs([142],[143],[144],[145],[146]) na faixa de *redshift*  $0 < z < 2.3$ .

Os autores também acrescentaram uma média estatística de 553 medições de  $H_0$  em seus resultados, considerando um valor na análise de  $68 \pm 2, 8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  [149] para a constante de Hubble, compatível com o valor derivado recentemente pelo satélite Planck (Planck Collaboration 2013)[150].

Seguindo a metodologia de [151], a distribuição de  $H_0$  é assumida ser gaussiana com uma largura no desvio padrão e média de  $H_0$ , assim, pode-se construir a função (*Likelihood*) posterior  $\mathcal{L}_H(\mathbf{p})$  que depende apenas dos parâmetros  $\mathbf{p}$  integrando o produto de  $\exp(-\chi_H^2/2)$  e a função (*Likelihood*) a priori  $\exp[-(H_0 - H_0)^2/(2\sigma_{H_0}^2)]$ .

A maximização da *Likelihood*  $\mathcal{L}_H(p)$  é equivalente à minimização  $-\chi_H^2(\mathbf{p}) = -2\ln\mathcal{L}_H(\mathbf{p})$ .



Estas 26 amostras de  $H(z)$  foram plotadas na Figura 4.7(b), como função do *redshift*.

### Amostras de SNe Ia

Os autores também usaram dados de 580 SNe Ia na faixa de *redshift*  $0.015 < z < 1.43$ , compilados por Suzuki et al. (2012)[61], conhecida como amostra Union2.1. Também foi adicionado à amostra a mais distante supernova Ia confirmada espectroscopicamente ( $z = 1.713$ )[122], que foi calibrada com as curvas de luz da amostra SALT2 [125], e é mostrada na Figura 4.7(a) (quadrados pretos).

### 4.3.3 Análises e resultados

Os limites do conjunto de parâmetros  $\mathbf{b}$  de [33] foram obtidas através da função de distribuição (*Likelihood*),  $\mathcal{L} \propto e^{-\chi^2/2}$ , com:

$$\chi^2 = \sum_z \frac{[m_{obs}(z) - m_{true}(z, \mathbf{p}) - 1.08\epsilon(z)]^2}{\sigma_{m_{obs}}^2} + \chi_H^2(z, \mathbf{p}) \quad (4.13)$$

onde  $\sigma_{m_{obs}}^2$  é o erro associado ao módulo de distância das GRBs (ou SNe Ia),  $m_{true}$  é obtido via  $m_{true} = 5 \log_{10} D_{L,true} + 25$ , e  $D_{L,true}$  é dado na equação (4.13), com  $\omega = -1$  para um modelo  $\Lambda$ CDM plano e um  $\omega$  como um parâmetro livre para um modelo XCDM. Veremos a seguir as limites do parâmetro de opacidade para estes dois modelos cosmológicos feitas por [33]. Os autores ainda exploraram limites sobre o parâmetro da equação de estado  $\omega$ , que não foram exploradas por [26] e [27].

### Limites no modelo $\Lambda$ CDM plano

A Figura 4.8(a) mostra os contornos de  $\Delta\chi^2 = 2.30$  ( $1\sigma$ ) e 6.17 ( $2\sigma$ ) no plano  $\Omega_M - \epsilon$  considerando as amostras de GRBs, SNe Ia e  $H(z)$ . Para a amostra de GRB (curvas vermelhas pontilhadas), [33] descobriram que um universo perfeitamente transparente ( $\epsilon = 0$ ) é permitido com  $\epsilon = 0.09 \pm 0.25(1\sigma)$ .

Como é possível ver, usando apenas a amostra de GRBs, os autores não foram capazes de limitar simultaneamente o conteúdo de energia do modelo  $\Lambda$ CDM plano e o parâmetro  $\epsilon$ . Por outro lado, os dados de  $H(z)$  não restringem  $\epsilon$  (curvas azuis pontilhadas),

mas impõem limites restritivos e fornece estimativas para o  $\Omega_M$ , como  $\Omega_M = 0,28 \pm 0,04(1\sigma)$ .

Desta forma, limites mais rigorosas no espaço de parâmetros podem ser obtidas através da combinação de dados de  $GRB + H(z)$ . Os contornos pretos mostram os limites de confiança estatística  $1\sigma$  e  $2\sigma$  no plano  $\Omega_M - \epsilon$  da análise conjunta  $GRB + H(z)$  que fornece  $\epsilon = 0,06 \pm 0,04$  e  $\Omega_M = 0,28 \pm 0,04$  em um nível de confiança  $1\sigma$ . Além disso, os autores atualizaram os limites sobre o parâmetro de opacidade  $\epsilon$  utilizando a compilação SNe Ia mais recente [61] incluindo a mais distante SNe Ia confirmada espectroscopicamente ( $z = 1.713$ ) [122].

Através da combinação de dados de SNe Ia +  $H(z)$ , foram obtidos  $\epsilon = 0,02 \pm 0,06$  e  $\Omega_M = 0,28 \pm 0,04$  ( $1\sigma$ ) (contornos preenchidos).

Após a marginalização sobre  $\Omega_M$  o painel (b) exibe a probabilidade para o parâmetro  $\epsilon$  com as análises  $GRB + H(z)$  e SNe Ia +  $H(z)$ . Foi obtido um valor de  $\epsilon = 0,06 \pm 0,18$  e  $\epsilon = 0,020 \pm 0,055$ , respectivamente, ao nível  $1\sigma$ . Como pode-se concluir, os resultados das análises de [33] para um modelo  $\Lambda$ CDM suportam um universo transparente.

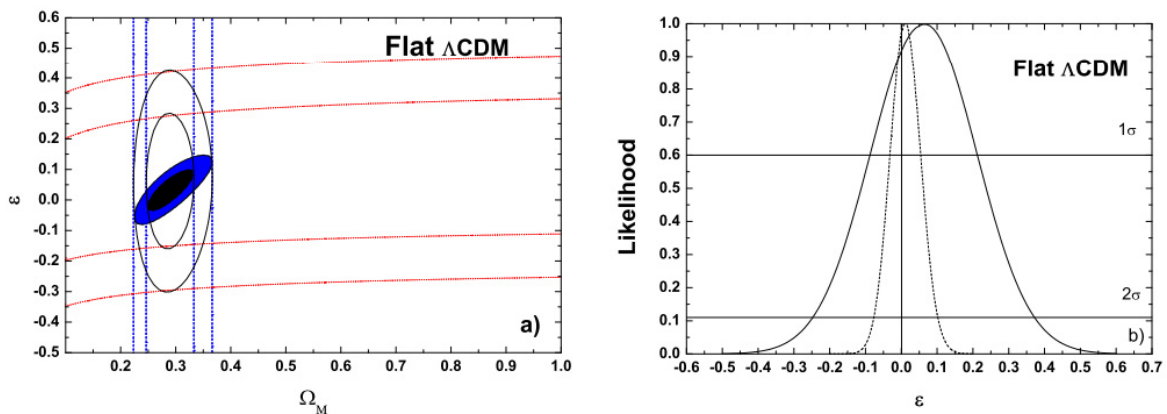


Figura 4.8: a) Contornos no plano  $(\Omega_M - \epsilon)$  para os níveis de confiança de  $1\sigma$  e  $2\sigma$  da referência [33]. As curvas tracejadas em azul e pontilhadas em vermelho correspondem, respectivamente, aos limites usando os dados de  $H(z)$  e GRBs separadamente. As curvas pretas correspondem aos limites da análise  $H(z) + GRB$ . Os contornos preenchidos internos mostram os limites obtidos usando os dados SNe Ia +  $H(z)$ . b) Probabilidade do parâmetro  $\epsilon$  após marginalizar o parâmetro  $\Omega_M$ . As linhas sólidas e pontilhadas correspondem à análise  $H(z) + GRB$  e  $H(z) + SNe Ia$ , respectivamente.

## limites no modelo XCDM plano

Após limitar os parâmetros pelo modelo padrão  $\Lambda$ CDM, os autores da referência [33] fizeram uma segunda análise, considerando agora o modelo XCDM plano.

A Figura 4.9(a) mostra os contornos de 1 e  $2\sigma$  no plano  $\omega - \epsilon$  marginalizando sobre  $\Omega_M$  e considerando as amostras de GRB, SNe Ia e  $H(z)$ . É importante notar que as medições de  $H(z)$  derivadas de BAOs foram obtidas no modelo  $\Lambda$ CDM e, portanto, dependem deste modelo. No entanto, os autores verificaram que estas medições não alteram os limites para  $\epsilon$ , proporcionando limites mais fortes para  $\omega$ .

Como resultado geral, os limites em  $\epsilon$  no plano  $\omega - \epsilon$  são mais amplos do que no modelo  $\Lambda$ CDM plano, entretanto, o valor de  $\epsilon$  é independente de  $\omega$ . Para a amostra GRB (curvas pontilhadas em vermelho), os autores descobriram que um universo transparente perfeito ( $\epsilon = 0$ ) é permitido pelos dados atuais com  $\epsilon = 0, 10 \pm 0, 22$  ( $1\sigma$ ) e os contornos de  $1\sigma$  e  $2\sigma$  são independentes de  $\omega$ . As curvas azuis pontilhadas mostram limites da amostra de  $H(z)$ , que impõe limites apenas em  $\omega$ , como  $\omega = -1, 10 \pm 0, 35$  ( $1\sigma$ ).

Limites mais fortes foram obtidas através da combinação de dados de GRB +  $H(z)$ . Os contornos pretos mostram os níveis de confiança estatística 1 e  $2\sigma$  no plano  $\omega - \epsilon$  através da análise conjunta GRB +  $H(z)$ , que forneceu  $\epsilon = 0, 06 \pm 0, 23$  e  $\omega = -1, 1 \pm 0, 35$  ( $1\sigma$ ), valores estes muito mais robusto do que quando comparados à análise das amostras usando apenas GRB.

A Figura 4.9(b) mostra os limites em  $\omega$  e  $\epsilon$  usando a última compilação de SNe Ia Union2.1[61], incluindo a mais distante SNe Ia confirmada espectroscopicamente ( $z = 1.713$ ) [122], em conjunto com dados  $H(z)$ . Foi obtido um valor de  $\epsilon = 0, 015 \pm 0, 090$  e  $\omega = -1, 01 \pm 0, 18$   $1\sigma$  (contornos preenchidos). Ao marginalizar os parâmetros  $\omega$  e  $\Omega_M$ , o painel (b) exhibe a probabilidade de  $\epsilon$  através da análise das combinações GRB +  $H(z)$  e SNe Ia +  $H(z)$ . Os autores obtiveram  $\epsilon = 0, 057 \pm 0, 21$  e  $\omega = 0, 015 \pm 0, 060$ , respectivamente, no nível  $1\sigma$ . Este resultado está totalmente de acordo com os dados da análise  $\Lambda$ CDM plano.

Como vimos, [33] compararam os limites em um modelo  $\Lambda$ CDM plano com o modelo XCDM plano. Os autores descobriram que os dados de GRB estão totalmente de acordo com um universo transparente perfeito e os resultados foram independentes do parâmetro  $\omega$ .

Segundo [33], estes resultados podem reforçar o interesse na busca observacional

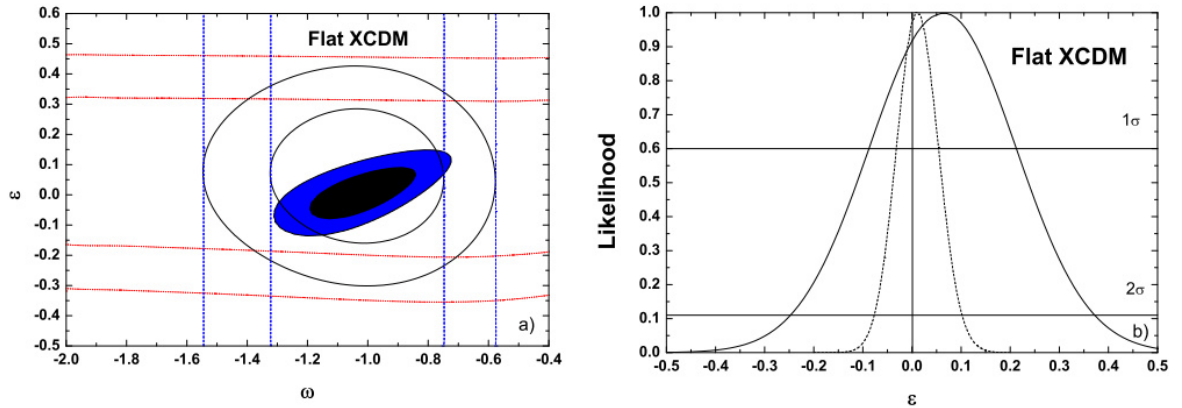


Figura 4.9: a) Contornos no plano  $(\omega - \epsilon)$  para níveis de confiança de  $1\sigma$  e  $2\sigma$  da referência [33]. As curvas tracejadas em azul e pontilhadas em vermelho correspondem, respectivamente, aos limites usando os dados de  $H(z)$  e GRBs separadamente. É possível observar que os limites em  $\epsilon$  através dos dados de GRBs são independentes do  $\epsilon$ . As curvas pretas correspondem aos limites da análise  $H(z) + \text{GRB}$ . Os contornos preenchidos internos mostram os limites obtidos usando dados SNe Ia +  $H(z)$ . b) Probabilidade do parâmetro  $\epsilon$  após a marginalização do parâmetro  $\omega$ . As linhas preenchidas e pontilhadas correspondem às análises  $H(z) + \text{GRB}$  e  $H(z) + \text{SNe Ia}$ , respectivamente.

pelos *gamma-ray bursts*. No futuro, quando as amostras de GRBs ficarem mais amplas e seus processos físicos forem melhor entendidos, as incertezas estatísticas e sistemáticas irão diminuir e, com isto, será possível melhorar os limites para testar a opacidade cósmica em altos *redshifts* ( $z > 2$ ), bem como testar novas parametrizações para  $\tau(z)$ , o que pode nos ajudar a identificar a natureza da energia escura, uma das maiores incógnitas da cosmologia observacional.

#### 4.4 Novo limite sobre a opacidade usando $H(z)$ e *gamma-ray bursts*

Apresentamos, acima, uma revisão de alguns testes da transparência cósmica e limites sobre  $\epsilon$ . Agora, mostraremos um novo limite sobre o parâmetro de opacidade cósmica usando distâncias de luminosidade de GRBs e com dados de  $H(z)$ .

Nós usamos 162 dados de GRBs na faixa de redshift  $0.033 < z < 9.3$  e 51 dados de  $H(z)$  no intervalo de *redshift* e  $0.07 < z < 2.36$ . Os dados de GRB foram extraídos de Demianski et al. (2016) [152], que usaram distâncias de luminosidade de SNe Ia da amostra Union 2.1 ([61]) para calibrar a relação de Amati e determinar o módulo de

distância das GRBs. Já os dados de  $H(z)$  foram extraídos de [153] onde 31 dados foram medidos através do método das idades de galáxias que evoluíram passivamente proposto por [79], e 20 dados foram obtidos de medições de BAO em aglomerados de galáxias.

Nossos limites para  $\epsilon$  são mostrados no plano  $(\epsilon - \Omega_M)$  da figura (4.10). Dentro de  $1\sigma$  de confiança estatística, encontramos um valor de  $\epsilon = -0.01 \pm 0.10$   $\Omega_M = 0.31 \pm 0.02$ . Após a marginalização em torno de  $\Omega_M$ , obtivemos um valor de  $\epsilon = -0.01 \pm 0.09$  ( $1\sigma$ ) (Figura (4.11)).

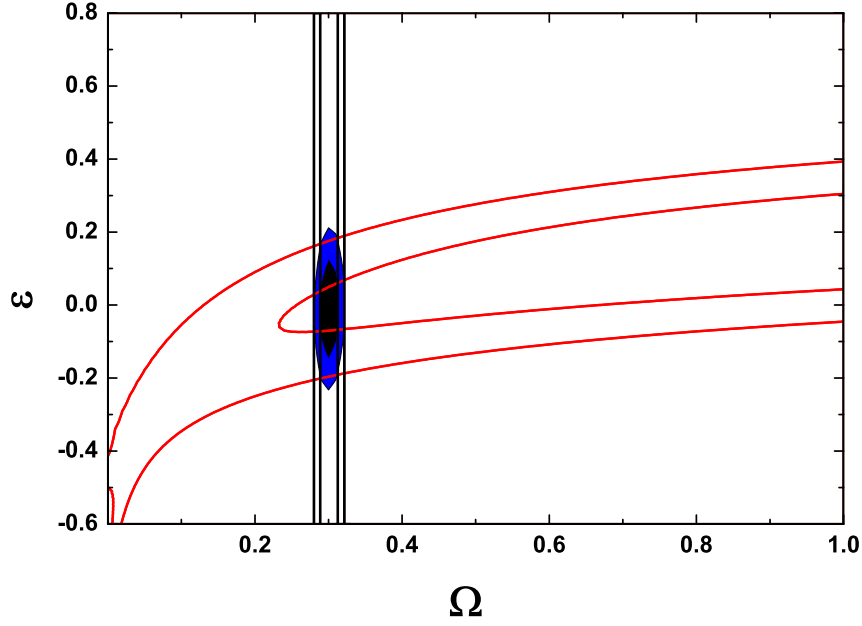


Figura 4.10: Plano  $(\epsilon - \Omega_M)$ . Os contornos em vermelho correspondem aos dados de GRBs nos níveis  $1\sigma$  e  $2\sigma$ . Os traços em preto representam os dados de  $H(z)$ . Os contornos preenchidos internos em azul e preto representam os limites usando GRBs +  $H(z)$ , nos níveis  $1\sigma$  e  $2\sigma$ , respectivamente.

Nossos resultados estão totalmente de acordo com um universo transparente ( $\epsilon = 0$ ) e corroboram com o regime de aceleração cósmica. Apesar de usarmos apenas dados de  $H(z)$  e GRBs, nosso limite em  $\epsilon$  apresentou-se mais restritivo, uma vez que usamos uma amostra maior de GRBs em relação à análise de Holanda & Busti 2014 [33], que usaram 59 GRBs, representando resultados mais robustos para o parâmetro de opacidade cósmica.

A Tabela 4.1 mostra um resumo dos principais limites sobre o parâmetro de opacidade cósmica apresentadas nesta dissertação. Como vimos, estes limites usaram dados de diversas fontes de luminosidade tais como SNe Ia,  $H(z)$  e GRBs, através de dados em conjunto, explorando diversos cenários cosmológicos, incluindo uma abordagem independente de modelo cosmológico. A tabela também mostra o tipo de relação de parametrização da

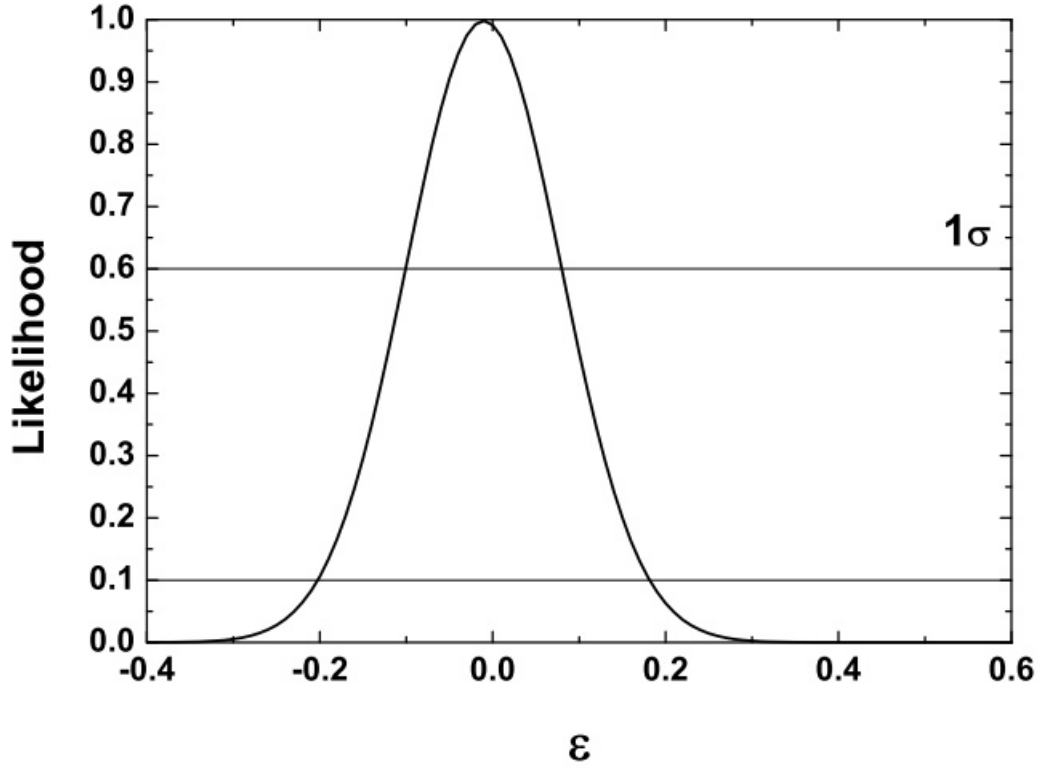


Figura 4.11: Limites em  $\epsilon$  após marginalizar o parâmetro  $\Omega_M$ . A linha preenchida corresponde à análise  $H(z) + \text{GRB}$ .

opacidade usada nestas referências.

Referência	Conjunto de dados	Modelo	$\tau(z)$	$\epsilon(1\sigma)$
Avgoustidis et al. 2009	307 SNe Ia + 10 $H(z)$	$\Lambda$ CDM plano	$\tau(z) = 2\epsilon(z)$	$-0.01^{+0.06}_{-0.04}$
Avgoustidis et al. 2010	307 SNe Ia + 12 $H(z)$	$\Lambda$ CDM plano	$\tau(z) = 2\epsilon(z)$	$-0.04^{+0.04}_{-0.03}$
Holanda et al. 2013	581 SNe Ia + 28 $H(z)$	Independente de modelo	$\tau(z) = 2\epsilon(z)$	$-0.017^{+0.052}_{-0.052}$
Holanda & Busti 2014	581 SNe Ia + 19 $H(z)$	$\Lambda$ CDM plano	$\tau(z) = \epsilon(z)$	$-0.02^{+0.055}_{-0.055}$
Holanda & Busti 2014	59 GRBs + 19 $H(z)$	$\Lambda$ CDM plano	$\tau(z) = \epsilon(z)$	$-0.06^{+0.18}_{-0.18}$
Holanda & Busti 2014	581 SNe Ia + 19 $H(z)$	XCDM plano	$\tau(z) = \epsilon(z)$	$-0.015^{+0.060}_{-0.060}$
Holanda & Busti 2014	59 GRBs + 19 $H(z)$	XCDM plano	$\tau(z) = \epsilon(z)$	$-0.057^{+0.21}_{-0.21}$
Nesta dissertação	161 GRBs + 51 $H(z)$	$\Lambda$ CDM plano	$\tau(z) = \epsilon(z)$	$-0.01 \pm 0.09$

Tabela 4.1: Limites em  $\epsilon$  apresentados nesta dissertação, incluindo os novos dados usando GRBs e  $H(z)$ .

# Capítulo 5

## Conclusões e Perspectivas

Nos últimos anos, a cosmologia observacional tem feito esforços sem precedentes para testar diversos modelos cosmológicos e a existência de uma nova física no Universo. A combinação de diversas medidas de distâncias de observáveis tais como distâncias de diâmetro angular de aglomerados de galáxias, oscilações acústicas de bárions e fração de massa de gás, distâncias de luminosidade extraídas de SNe Ia e de *gamma-ray bursts* e medições da taxa de expansão cósmica  $H(z)$ , tem sido uma ótima ferramenta para testar tais cenários, bem como impor limites sobre diversos parâmetros cosmológicos.

O presente trabalho teve como objetivo apresentar diversos testes recentes do parâmetro de opacidade cósmica e possíveis desvios na “transparência do Universo”. Tal transparência é baseada na conservação do número de fótons - que cruzam o espaço entre a fonte e o observador através de geodésicas nulas - e é prevista pela métrica de FLRW, sendo uma das hipóteses que sustentam a aceleração cósmica. Possíveis desvios na transparência cósmica foram investigados através de violações na relação de dualidade das distâncias cósmicas ou relação de Etherington, dada por  $D_L(z) = (1+z)^2 D_{DA}(z)$ . Nosso trabalho também apresentou um novo limite sobre o parâmetro de opacidade usando dados recentes de GRRs e  $H(z)$ .

Assumindo um modelo  $\Lambda$ CDM plano, e usando uma relação de Etherington modificada, [26] ( $D_L = D_{DA}(1+z)^{2+\epsilon}$ ) impuseram limites no parâmetro de opacidade cósmica  $\epsilon$  e obtiveram valores de  $\epsilon = -0.08^{+0.21}_{-0.20}$  (usando dados de supernovas) e  $\epsilon = -0.01^{+0.08}_{-0.09}$  (usando dados de SNe Ia e  $H(z)$ ). Tais valores são compatíveis com um universo transparente com 95% de confiança. [27] atualizaram os limites sobre a opacidade cósmica usando a combinação de dados de SN Ia com as últimas medições da expansão cósmica

na faixa de *redshifts* entre 0 e 2 para testar a existência de partículas exóticas que por sua vez apontam para uma física além do modelo padrão, o que levam a uma fonte de opacidade cósmica. O novo limite em torno do parâmetro de opacidade foi  $\epsilon = -0.04^{+0.08}_{-0.07}$  a 95% de confiança estatística.

Usando duas compilações recentes de dados de SNe Ia em comparação com medidas de  $H(z)$ , os autores da referência [32] impuseram limites na opacidade cósmica usando uma abordagem independente de modelo cosmológico e obtiveram  $\epsilon = 0,017 \pm 0,052$  (valor obtido após a marginalização, usando apenas a amostra Union 2.1 + SNe Ia SCP-0401). Este resultado está totalmente de acordo com um universo perfeitamente transparente e um universo plano ( $\Omega_k$ ) a um nível de  $1\sigma$ . Na referência [33], os autores testaram a opacidade cósmica usando distância de luminosidade de SNe Ia e GRB (na faixa de  $1.5 < z < 8$ ), em comparação com dados de  $H(z)$  e BAO na faixa ( $0.1 < z < 2.30$ ), comparando tais dados com os modelos cosmológicos  $\Lambda$ CDM e XCDM plano e chegaram a quatro diferentes limites: usando dados de SNe +  $H(z)$ , foram obtidos  $\epsilon = -0.02 \pm 0.055$  ( $\Lambda$ CDM plano) e  $\epsilon = -0.06 \pm 0.18$  (XCDM plano), já usando dados de GRB +  $H(z)$ , foram obtidos  $\epsilon = -0.06 \pm 0.18$  ( $\Lambda$ CDM plano) e  $\epsilon = -0.057 \pm 0.21$  (XCDM plano).

Usando 116 medidas de GRB ([152] em comparação com 51 medidas de  $H(z)$  extraídas de BAO e galáxias antigas que evoluíram passivamente ([153]), apresentamos um novo limite sobre  $\epsilon$ . Obtivemos um valor de  $\epsilon = -0.01 \pm 0.09$  em  $1\sigma$  de confiança estatística. Nossos resultados estão totalmente de acordo com um universo transparente.

Ademais, todos estes resultados mostraram que, uma vez que dados de  $H(z)$  não são afetados por quaisquer fontes de opacidade, a comparação de tais medidas de  $H(z)$  com distâncias de luminosidade extraídas de SNe Ia ou GRBs, representam uma metodologia eficaz para sondar o parâmetro de opacidade cósmica. Tais resultados (usando tanto SNe Ia quanto GRBs), também estão de acordo com um universo transparente dentro de  $1\sigma$  (68%) de confiança, corroborando à aceleração cósmica. Ademais, é importante ressaltar que os limites impostos no parâmetro de opacidade  $\epsilon$  no presente trabalho via observações de GRBs ainda não são extremamente restritivos. O advento de instrumentos astronômicos mais sensíveis no futuro, poderá proporcionar amostras maiores e, com isto, possibilitará resultados mais robustos para o parâmetro de opacidade cósmica.



# Referências Bibliográficas

- [1] EINSTEIN, A. **Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie**. Annalen der Physik, 49: 769-822, 1916.
- [2] EINSTEIN, A. **Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie**. Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Belin), Seite 142-152., 1917, pp 142-152.
- [3] PANDEY, B.; SARKAR, S. **Testing homogeneity in the Sloan Digital Sky Survey Data Release Twelve with Shannon entropy**. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 454, n. 3, p. 2647-2656, 2015.
- [4] VALKENBURG, W.; MARRA, V.; CLARKSON, C. **Testing the Copernican principle by constraining spatial homogeneity**. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, v. 438, n. 1, p. L6-L10, 2013.
- [5] DE SITTER, W., **Einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences. Third paper**. MNRAS, 91, 483, 1917.
- [6] FRIEDMANN, A. **Über die Krümmung des Raumes**, Zeitschrift für Physik A, 10 (1): 377-386, 1922.
- [7] FRIEDMANN, A. **Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes**, Zeitschrift für Physik A, 21 (1): 326-332, 1924.
- [8] LEMAÎTRE, G. **Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extragalactiques [A homogeneous universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic nebulae]**. Ann Soc Scientifique Bruxelles 47:49-59. French, 1927.

- [9] ROBERTSON, H. P. **Kinematics and world structure**, *Astrophysical Journal*, 82: 284-301, 1935.
- [10] WALKER, A. G. **On Milne's theory of world-structure**, *Proceedings of the London Mathematical Society* 2, 42 (1): 90-127, 1937.
- [11] HUBBLE, E. P., **A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae**. *Proceedings of the National Academy*, 1929, p. 168-173.
- [12] ALPHER, R. A., HERMAN, R., GAMOW, G. A., **Thermonuclear Reactions in the Expanding Universe**. *Physical Review*, 1948, vol. 74, p. 1198.
- [13] PENZIAS, A. A., WILSON, R. W., **A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s**. *The Astrophysical Journal*, v.142, 1965.
- [14] SMOOT, G. *et al.*, **COBE Differential Microwave Radiometers - Instrument design and implementation**. *The Astrophysical Journal*, v. 360, p. 685-695, set. 1990.
- [15] RIESS, A. G., FILIPPENKO, A. V., CHALLIS, P., CLOCCHIATTI, A., DIERCKS, A., et al. P. M. G., **Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant**. *Astrophysical Journal*, 1998, vol. 116, p. 1009.
- [16] PERMUTTER, S. J. et. al **Discovery of a Supernova Explosion at Half the Age of the Universe and its Cosmological Implications**, 1998, *Nature*, 391,51.
- [17] DRELL, P. S.; LOREDO, T. J.; WASSERMAN, I. **Type Ia supernovae, evolution, and the cosmological constant**. *The Astrophysical Journal*, v. 530, n. 2, p. 593, 2000.
- [18] COMBES, F. **Properties of SN-host galaxies**. *New Astronomy Reviews*, v. 48, n. 7, p. 583-589, 2004.
- [19] ZEHAVIDI, Idit et al. **A local Hubble bubble from type Ia supernovae**. *The Astrophysical Journal*, v. 503, n. 2, p. 483, 1998.

- [20] CONLEY, A. et al. **Is there evidence for a Hubble bubble - The nature of type Ia supernova colors and dust in external galaxies.** The Astrophysical Journal Letters, v. 664, n. 1, p. L13, 2007.
- [21] ISHAK, M.; UPADHYE, A.; SPERGEL, D. N. **Probing cosmic acceleration beyond the equation of state: Distinguishing between dark energy and modified gravity models.** Physical Review D, v. 74, n. 4, p. 043513, 2006.
- [22] KUNZ, M.; SAPONE, D. **Dark energy versus modified gravity.** Physical review letters, v. 98, n. 12, p. 121301, 2007.
- [23] BERTSCHINGER, E.; ZUKIN, P. **Distinguishing modified gravity from dark energy.** Physical Review D, v. 78, n. 2, p. 024015, 2008.
- [24] AGUIRRE, A. **Intergalactic dust and observations of type Ia supernovae.** The Astrophysical Journal, v. 525, n. 2, p. 583, 1999.
- [25] ROWAN-ROBINSON, M. **Do Type Ia supernovae prove  $\Lambda > 0$ ?** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 332, n. 2, p. 352-360, 2002.
- [26] AVGOUSTIDIS, A., VERDE, L., JIMENEZ, R. **Consistency among distance measurements: transparency, BAO scale and accelerated expansion.** Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, v. 2009, n. 06, p. 012, 2009.
- [27] AVGOUSTIDIS, A., et al. **Constraints on cosmic opacity and beyond the standard model physics from cosmological distance measurements.** Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, v. 2010, n. 10, p. 024, 2010.
- [28] ETHERINGTON, I. M. H. **On the definition of distance in general relativity.** Philosophical Magazine, vol 15, p. 761, 1933 (Reimpresso em **Gen. Rel. Grav.** 39, 2007).
- [29] BASSETT, B. A.; KUNZ, M. **Cosmic distance-duality as a probe of exotic physics and acceleration.** Physical Review D, v. 69, n. 10, p. 101305, 2004.
- [30] UZAN, J-P.; AGHANIM, N.; MIER, Y. **Distance duality relation from x-ray and Sunyaev-Zel'dovich observations of clusters.** Physical Review D, v. 70, n. 8, p. 083533, 2004.

- [31] HOLANDA, R. F. L.; GONCALVES, R. S.; ALCANIZ, J. S. **A test for cosmic distance duality**. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, v. 2012, n. 06, p. 022, 2012.
- [32] HOLANDA, R. F. L., CARVALHO, J. C., ALCANIZ, J. S. **Model-independent constraints on the cosmic opacity**. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, v. 2013, n. 04, p. 027, 2013.
- [33] HOLANDA, R. F. L., BUSTI, V. C. **Probing Cosmic Opacity at High Redshifts With Gamma-Ray Bursts**. Physical Review D, v. 89, n. 10, p. 103517, 2014.
- [34] , GUTH, A. H. **The Inflationary Universe: The Quest for a New Theory of Cosmic Origins**. Basic Books. pp. 233-234
- [35] SCHEVE, P. **An Ocean of Quarks. Physics News Update. American Institute of Physics**. p. 728, 2005.
- [36] GAMOW, G. **Synthesis of the Primeval Elements**. Physical Review, v. 70, p. 572-573, 1948.
- [37] BRANDERNBERGER, R. H. **Formation of Structure in the Universe**. ed. M. Novello. Set. 1995.
- [38] PEEBLES, P. J. E. **Recombination of the Primeval Plasma**. Astrophysical Journal, vol. 153, p.1, Jul. 1968.
- [39] LIDDLE, A. R. **An Introduction To Modern Cosmology**. Ed. John Wiley. 2003.
- [40] HAUSER, M. G. et al **The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. I. Limits and Detections**. The Astrophysical Journal, v. 508, p. 25-43, nov. 1998.
- [41] MATHER, J. C. *et al.*, **A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite**. The Astrophysical Journal, v. 354, p. L37-L40, maio 1990.

- [42] SPERGEL, D.N. et al., 2003[astro-ph/0302209]. **WMAP Collaboration**, 2003. Disponível em <http://map.gsfc.nasa.gov>.
- [43] ADE, P. A. R., AGHANIM, N., ARNAUD, M., ASHDOWN, M., AUMONT, J., BACCIGALUPI, C., BANDAY, A. J., BARREIRO, R. B., BATTANER, E., et al., **Planck intermediate results. XXIV. Constraints on variation of fundamental constants**. *Astronomy & Astrophysics* 580, 2015.
- [44] RAMIREZ, J., MAROTO, A. L. **A Conceptual Tour About the Standard Cosmological Model**. astro-ph/0409280. Set. 2004.
- [45] CERVANTES-COTA, J. L., SMOOT, G. **Cosmology today - a brief review**. AIP Conference Proceedings vol. 1396, p 28. 2011.
- [46] EINSTEIN, A. **Zur Elektrodynamik bewegter Körper**, *Annalen der Physik* 17: 891, 1905.
- [47] LANDAU, L. e LIFCHITZ, E., **Curso de Física: teoria do campo**. Editora Hemus. Tradução: Normando Celso Fernandes, 2004.
- [48] MORAIS, A. M. A. **Supernovas e Cosmologia**. São Paulo. Editora Livraria da Física, 2009.
- [49] D'INVERNO, R., **Introducing Einstein's Relativity**. Oxford University Press, USA, 1992.
- [50] SAUER, T. **Marcel Grossmann and his contribution to the general theory of relativity**. On Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics and Relativistic Field Theories. p. 456-503, 2015.
- [51] WEINBERG, S., **Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity**. John Wiley & Sons, 1972.
- [52] DYSON, F. W.; EDDINGTON, A. S.; DAVIDSON C. **A determination of the deflection of light by the Sun's gravitational field, from observations made at the total eclipse of 29 May 1919**. *Philosophical Transactions of the Royal Society*. 220A: 291-333, 1920

- [53] ABOOTT, B.P.; et al. **Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger**. LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration Phys. Rev. Lett. 116 (6): 06110, 2016
- [54] ABOOTT, B. P, et al. **GW151226: Observation of Gravitational Waves from a 22-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence**. LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration) Phys. Rev. Lett. 116, 241103. jun 2016.
- [55] BONVIN, V. et al. **H0LiCOW-V. New COSMOGRAIL time delays of HE 0435-1223: H0 to 3.8 per cent precision from strong lensing in a flat  $\Lambda$ CDM model**. MNRAS. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 465, n. 4, p. 4914-4930, 2017.
- [56] JONES, M. H., LAMBOURNE, R. J. A., SERJEANT, S. **An Introduction to Galaxies and Cosmology**. Cambridge - Open University; 2nd Revised ed. edition, 2015.
- [57] HOGG, D. W. **Distance measures in cosmology**. arXiv:astro-ph/9905116v4, 2000.
- [58] PEEBLES, P. J. E. **Principles of Physical Cosmology**. Princeton University Press Princeton, 1993.
- [59] WEEDMAN, D. W. **Quasar Astronomy**. Cambridge University, Cambridge, 1986.
- [60] PERLMUTTER, Saul et al. Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 high-redshift supernovae. The Astrophysical Journal, v. 517, n. 2, p. 565, 1999.
- [61] SUZUKI, N. et al. **The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the dark-energy constraints above  $z > 1$  and building an early-type-hosted supernova sample**. The Astrophysical Journal, v. 746, n. 1, p. 85, 2012.
- [62] LIAO, K., AVGOUSTIDIS, A., LI, Z. **Is The Universe Transparent?** Physical Review D, v. 92, n. 12, p. 123539, 2015.
- [63] WANG, F. Y., YU, H., HU, J. **Investigating the effect of cosmic opacity on standard candles**. The Astrophysical Journal, v. 836, n. 1, p. 107, 2017.

- [64] ELLIS, G. F. R., **On the definition of distance in general relativity: IMH Etherington (Philosophical Magazine ser. 7, vol. 15, 761 (1933))**. General Relativity Gravity , 39, 1047, 2007.
- [65] LIAO, K., AVGOUSTIDIS, A., LI, Z. **Testing cosmic opacity from SNe Ia and Hubble parameter through three cosmological-model-independent methods** Physics Letters B, v. 718, n. 4-5, p. 1166-1170, 2013.
- [66] LI, Z., WU, P., YU, H. **Cosmological-model-independent tests for the distance-duality relation from Galaxy Clusters and Type Ia Supernova**. The Astrophysical Journal Letters, v. 729, n. 1, p. L14, 2011.
- [67] HOLANDA, R. F. L., IILMA, J. A. S., RIBEIRO, M.B., **Testing the Distance-Duality Relation With Galaxy Clusters and Type Ia Supernovae**. ApJ, 722. L233. 2010.
- [68] NAIR, R., JHINGAN, S., JAIN, D. **An Improved Method for test the Distance-Duality Relation**. J. Cosmol. Astropart. Phys. 05, 023 (2011).
- [69] GONÇALVES, R. S., HOLANDA, R. F. L., ALCANIZ, J. S. **Testing the cosmic distance duality with X-ray gas mass fraction and supernovae data**. aMonthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, v. 420, n. 1, p. L43-L47, 2012.
- [70] XIANGCUNETA, M., GAO, Y., HAN, Z. **SNe Ia as a cosmological probe**. International Journal of Modern Physics D, v. 24, n. 14, p. 1530029, 2015.
- [71] COSTA, F. S. M. **Um estudo introdutório sobre as estrelas**. 2014. 75f. Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Física) - UEPB, Campina Grande, 2014.
- [72] NUGENT, P. E., SULLIVAN, M., CENKO, S. B., et al. **Supernova SN 2011fe from an exploding carbon-oxygen white dwarf star**. Nature, 480, 344, 2011.
- [73] LEIBUNDGUT, B.; et al. **A cosmological surprise: The universe accelerates**. The Astrophysical Journal. 32 (4): 121, 2003.
- [74] CALDWELL, R. R.; KAMIONKOWSKI, M. **The physics of cosmic acceleration**. Annual Review of Nuclear and Particle Science, v. 59, p. 397-429, 2009.

- [75] LIMA, J. A. S., ALCANIZ, J. S.; **Flat Friedmann-Robertson-Walker cosmologies with adiabatic matter creation: kinematic tests.** *Astronomy and Astrophysics*, v.348, p.1-7, 1999.
- [76] CHIMENTO, L. P.; JAKUBI, Alejandro S.; PAVON, D.. **Dark energy, dissipation, and the coincidence problem.** *Physical Review D*, v. 67, n. 8, p. 087302, 2003.
- [77] MOSS, Adam; ZIBIN, James P.; SCOTT, Douglas. **Precision cosmology defeats void models for acceleration.** *Physical Review D*, v. 83, n. 10, p. 103515, 2011.
- [78] ZHANG, T-J; MA, C.; LAN, T. **Constraints on the dark side of the universe and observational Hubble parameter data.** *Advances in Astronomy*, v. 2010, 2011.
- [79] JIMENEZ, Raul; LOEB, Abraham. **Constraining cosmological parameters based on relative galaxy ages.** *The Astrophysical Journal*, v. 573, n. 1, p. 37, 2002.
- [80] MA, C.; ZHANG, T-J. **Power of observational Hubble parameter data: a figure of merit exploration.** *The Astrophysical Journal*, v. 730, n. 2, p. 74, 2011.
- [81] BLAKE, C; GLAZEBROOK, K. **Probing dark energy using baryonic oscillations in the galaxy power spectrum as a cosmological ruler.** *The Astrophysical Journal*, v. 594, n. 2, p. 665, 2003.
- [82] PODSIADLOWSKI, Ph et al. **The rates of hypernovae and gamma-ray bursts: implications for their progenitors.** *The Astrophysical Journal Letters*, v. 607, n. 1, p. L17, 2004.
- [83] VINK, J. S. **Gamma-ray burst progenitors and the population of rotating Wolf-Rayet stars.** *Phil. Trans. R. Soc. A*, v. 371, n. 1992, p. 20120237, 2013.
- [84] LIVIO, M., PANAGIA, N., SAHU, K. **Supernovae and gamma-ray bursts: the greatest explosions since the Big Bang.** Vol 13, 2001.
- [85] BUSTI, V. C. **Quantificando as inomogeneidades da matéria com Supernovas e Gamma-Ray Bursts.** 2009. Dissertação de mestrado. Universidade de São Paulo.



- [86] KLEBESADEL, R W., STRONG, I. B., OLSON, Roy A. **Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin.** The Astrophysical Journal, v. 182, p. L85, 1973.
- [87] DAMOUR, T., RUFFINI, R. **electrodynamical effects in Kerr-Newmann geometries.** Physical Review Letters, v. 35, n. 7, p. 463, 1975. APA
- [88] CAVALLO, G., REES, M. J. **A qualitative study of cosmic fireballs and x-ray bursts.** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 183, n. 3, p. 359-365, 1978.
- [89] RUFFINI, R. BIANCO, C. L., CHARDONNET, P., FRASCHETTI, F., VITAGLIANO, L., XUE, S. S. **New perspectives in physics and astrophysics from the theoretical understanding of Gamma-Ray Bursts** AIP Conference Proceedings. AIP, 2003. p. 16-107.
- [90] PIRAN, T. **The physics of gamma-ray bursts.** Reviews of Modern Physics, v. 76, n. 4, p. 1143, 2005.
- [91] FAN, Y-Z, PIRAN, T. **High-energy  $\gamma$  -ray emission from gamma-ray bursts - before GLAST.** Frontiers of Physics in China, v. 3, n. 3, p. 306-330, 2008.
- [92] METZGER, M. R. et al. **Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the gamma-ray burst of 8 May 1997.** Nature, v. 387, n. 6636, p. 878, 1997.
- [93] COSTA, E. et al. **Discovery of the X-ray afterglow of the Gamma-Ray Burst of February 28 1997.** Nature, v. 387, n. 6635, p. 783, 1997.
- [94] VAN PARADIJS, J. et al. **Transient optical emission from the error box of the gamma-ray burst of 28 February 1997.** Nature, v. 386, n. 6626, p. 686, 1997.
- [95] FRAIL, D. A. et al. **The radio afterglow from the gamma-ray burst of 8 May 1997.** Nature, v. 389, n. 6648, p. 261, 1997.
- [96] GHIRLANDA, G. GHISELLINI, G., FIRMANI, C. **Gamma-ray bursts as standard candles to constrain the cosmological parameters.** New Journal of Physics, v. 8, n. 7, p. 123, 2006.

- [97] LIN, H. N., LI, X., WANG, S., CHANG, Z. **Are long gamma-ray bursts standard candles?** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 453, n. 1, p. 128-132, 2015.
- [98] NORRIS, J. P., MARANI, G. F., BONNELL, J. T. **Connection between energy-dependent lags and peak luminosity in gamma-ray bursts.** The Astrophysical Journal, v. 534, n. 1, p. 248, 2000.
- [99] FENIMORE, E. E., RAMIREZ-RUIZ, E. **Redshifts for 220 batse gamma-ray bursts determined by variability and the cosmological consequences.** arXiv preprint astro-ph/0004176, 2000.
- [100] GHIRLANDA, G., GHISELLINI, G., LAZZATI, D. **The collimation-corrected gamma-ray burst energies correlate with the peak energy of their  $\nu F\nu$  spectrum.** The Astrophysical Journal, v. 616, n. 1, p. 331, 2004.
- [101] YONETOKU, D. et al. **Gamma-ray burst formation rate inferred from the spectral peak energy-peak luminosity relation.** The Astrophysical Journal, v. 609, n. 2, p. 935, 2004.
- [102] GHIRLANDA, G., NAVA, L., GHISELLINI, G. **Spectral-luminosity relation within individual Fermi gamma rays bursts.** Astronomy & Astrophysics, v. 511, p. A43, 2010.
- [103] LIANG, E., ZHANG, B. **Model-independent multivariable gamma-ray burst luminosity indicator and its possible cosmological implications.** The Astrophysical Journal, v. 633, n. 2, p. 611, 2005.
- [104] AMATI, L. et al. **Intrinsic spectra and energetics of BeppoSAX Gamma-Ray Bursts with known redshifts.** Astronomy & Astrophysics, v. 390, n. 1, p. 81-89, 2002.
- [105] AMATI, LORENZO. **The  $E_{p,i}$ ,  $E_{iso}$  correlation in gamma-ray bursts: updated observational status, re-analysis and main implications.** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 372, n. 1, p. 233-245, 2006.

- [106] AMATI, L. et al. **Measuring the cosmological parameters with the  $E_{p,i} - E_{iso}$  correlation of gamma-ray bursts**. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 391, n. 2, p. 577-584, 2008.
- [107] AMATI, L.; FRONTERA, F.; GUIDORZI, C. **Extremely energetic Fermi gamma-ray bursts obey spectral energy correlations**. Astronomy & Astrophysics, v. 508, n. 1, p. 173-180, 2009.
- [108] AZZAM, W. J. **A Brief Review of the Amati Relation for GRBs**. International Journal of Astronomy and Astrophysics, v. 6, n. 04, p. 378, 2016.
- [109] ZITOUNI, H.; GUESSOUM, N.; AZZAM, W. J. **Revisiting the Amati and Yonetoku correlations with Swift GRBs**. Astrophysics and Space Science, v. 351, n. 1, p. 267-279, 2014.
- [110] AZZAM, W. J.; ALOTHMAN, M. J. **Redshift Independence of the Amati and Yonetoku Relations for Gamma-Ray Bursts**. International Journal of Astronomy and Astrophysics, v. 3, n. 04, p. 372, 2013.
- [111] AGUIRRE, A. N. **Dust versus cosmic acceleration**. The Astrophysical Journal Letters, v. 512, n. 1, p. L19, 1998.
- [112] CSAKI, C.; KALOPER, N.; TERNING, J. **Effects of the intergalactic plasma on supernova dimming via photon-axion oscillations**. Physics Letters B, v. 535, n. 1, p. 33-36, 2002.
- [113] RIESS, A. G. 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, v. 607, n. 2, p. 665, 2004.
- [114] BASSETT, B. A.; KUNZ, M.; **Cosmic acceleration versus axion-photon mixing**. The Astrophysical Journal, v. 607, n. 2, p. 661, 2004.
- [115] MORE, S; BOVY, J.; HOGG, D. W. **Cosmic transparency: A test with the baryon acoustic feature and type Ia supernovae**. The Astrophysical Journal, v. 696, n. 2, p. 1727, 2009.

- [116] KOWALSKI, M., et al. **Improved Cosmological Constraints from New, Old and Combined Supernova Datasets.** *ApJ*, 686, 749, 2008
- [117] JIMENEZ, R. 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*, v. 593, n. 2, p. 622, 2003.
- [118] SIMON, J.; VERDE, L.; JIMENEZ, R. **Constraints on the redshift dependence of the dark energy potential.** *Physical Review D*, v. 71, n. 12, p. 123001, 2005.
- [119] STERN, D. et al. **Cosmic chronometers: constraining the equation of state of dark energy. I:  $H(z)$  measurements.** *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, v. 2010, n. 02, p. 008, 2010.
- [120] RIESS, A. G. et al. **A redetermination of the Hubble constant with the Hubble Space Telescope from a differential distance ladder.** *The Astrophysical Journal*, v. 699, n. 1, p. 539, 2009.
- [121] KESSLER, Richard et al. **First-year Sloan Digital Sky Survey-II supernova results: Hubble diagram and cosmological parameters.** *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 185, n. 1, p. 32, 2009.
- [122] RUBIN, D. et al. **Precision measurement of the most distant spectroscopically confirmed supernova Ia with the Hubble Space Telescope.** *The Astrophysical Journal*, v. 763, n. 1, p. 35, 2013.
- [123] RIESS, A. G. et al. **A 3% solution: determination of the Hubble constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3.** *The Astrophysical Journal*, v. 730, n. 2, p. 119, 2011.
- [124] KOMATSU, E. et al. **Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP\*) observations: cosmological interpretation.** *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 192, n. 2, p. 18, 2011.
- [125] GUY, J. et al. **SALT2: using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators.** *Astronomy & Astrophysics*, v. 466, n. 1, p. 11-21, 2007.

- [126] JHA, S.; RIESS, A. G.; KIRSHNER, R. P. **Improved distances to type Ia supernovae with multicolor light-curve shapes: MLCS2k2**. The Astrophysical Journal, v. 659, n. 1, p. 122, 2007.
- [127] DALY, R. A.; DJORGOVSKI, S. G. **A model-independent determination of the expansion and acceleration rates of the universe as a function of redshift and constraints on dark energy**. The Astrophysical Journal, v. 597, n. 1, p. 9, 2003.
- [128] GURVITS, L. I. **Apparent milliarcsecond sizes of active galactic nuclei and the geometry of the universe**. The Astrophysical Journal, v. 425, p. 442-449, 1994.
- [129] ELLIS, G. FR. et al. **Blackness of the cosmic microwave background spectrum as a probe of the distance-duality relation**. Physical Review D, v. 87, n. 10, p. 103530, 2013.
- [130] SCHAEFER, B. E. **The Hubble diagram to redshift  $> 6$  from 69 gamma-ray bursts**. The Astrophysical Journal, v. 660, n. 1, p. 16, 2007.
- [131] WANG, S.; ZHANG, Y. **Alleviation of cosmic age problem in interacting dark energy model**. Physics Letters B, v. 669, n. 3, p. 201-205, 2008.
- [132] SAMUSHIA, L.; RATRA, B. **Constraining dark energy with gamma-ray bursts**. The Astrophysical Journal, v. 714, n. 2, p. 1347, 2010.
- [133] WEI, J-J.; WU, X-F.; MELIA, F. **The gamma-ray burst Hubble diagram and its implications for cosmology**. The Astrophysical Journal, v. 772, n. 1, p. 43, 2013.
- [134] BUSTI, V. C.; SANTOS, R. C.; LIMA, J. A. S. **Constraining the dark energy and smoothness parameter with type Ia supernovae and gamma-ray bursts**. Physical Review D, v. 85, n. 10, p. 103503, 2012.
- [135] SALVATERRA, R. et al. **GRB 090423 at a redshift of  $z \approx 8.1$** . arXiv preprint arXiv:0906.1578, 2009.

- [136] CUCCHIARA, A. et al. **A Photometric Redshift of  $z \approx 9.4$  for GRB 090429B.** The Astrophysical Journal, v. 736, n. 1, p. 7, 2011.
- [137] KODAMA, Y. et al. **Gamma-ray bursts in  $1.8 < z < 5.6$  suggest that the time variation of the dark energy is small.** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, v. 391, n. 1, p. L1-L4, 2008.
- [138] LIANG, N. et al. **A cosmology-independent calibration of gamma-ray burst luminosity relations and the Hubble diagram.** The Astrophysical Journal, v. 685, n. 1, p. 354, 2008.
- [139] WEI, H. **Observational constraints on cosmological models with the updated long gamma-ray bursts.** Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, v. 2010, n. 08, p. 020, 2010.
- [140] AMANULLAH, R. 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, v. 716, n. 1, p. 712, 2010.
- [141] MORESCO, M. et al. **Improved constraints on the expansion rate of the Universe up to  $z \approx 1.1$  from the spectroscopic evolution of cosmic chronometers.** Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, v. 2012, n. 08, p. 006, 2012.
- [142] BLAKE, C. et al. **The WiggleZ Dark Energy Survey: Joint measurements of the expansion and growth history at  $z < 1$ .** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 425, n. 1, p. 405-414, 2012.
- [143] REID, Beth A. et al. **The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: measurements of the growth of structure and expansion rate at  $z = 0.57$  from anisotropic clustering.** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 426, n. 4, p. 2719-2737, 2012.
- [144] XU, X. et al. **Measuring  $D_A$  and  $H$  at  $z = 0.35$  from the SDSS DR7 LRGs using baryon acoustic oscillations.** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 431, n. 3, p. 2834-2860, 2013.

- [145] DELUBAC, T. et al. **Baryon acoustic oscillations in the Ly forest of BOSS quasars**. *Astronomy & Astrophysics*, v. 552, p. A96, 2013.
- [146] CHUANG, C-H; WANG, Y. **Modelling the anisotropic two-point galaxy correlation function on small scales and single-probe measurements of  $H(z)$ ,  $DA(z)$  and  $f(z) \sigma(z)$  from the Sloan Digital Sky Survey DR7 luminous red galaxies**. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 435, n. 1, p. 255-262, 2013.
- [147] HEUSSAFF, V.; ATTEIA, J.-L.; ZOLNIEROWSKI, Y. **The Epeak-Eiso relation revisited with Fermi GRBs-Resolving a long-standing debate?**. *Astronomy & Astrophysics*, v. 557, p. A100, 2013.
- [148] SALVATERRA, R. et al. **A complete sample of bright Swift long gamma-ray bursts. I. Sample presentation, luminosity function and evolution**. *The Astrophysical Journal*, v. 749, n. 1, p. 68, 2012.
- [149] CHEN, G.; RATRA, B. **Median statistics and the Hubble constant**. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, v. 123, n. 907, p. 1127, 2011.
- [150] PLANCK COLLABORATION et al. **Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters**. 2014.
- [151] FAROOQ, Omer; RATRA, Bharat. **Hubble parameter measurement constraints on dark energy**. *The Astrophysical Journal*, v. 764, n. 2, p. 138, 2013.
- [152] DEMIANSKI, Marek et al. **Cosmology with gamma-ray bursts-I. The Hubble diagram through the calibrated  $E_{p,i} - E_{iso}$  correlation**. *Astronomy & Astrophysics*, v. 598, p. A112, 2017.
- [153] MAGANA, Juan et al. **The Cardassian expansion revisited: constraints from updated Hubble parameter measurements and Type Ia Supernovae data**. arXiv preprint arXiv:1706.09848, 2017.