



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21d/2024/01.29.20.51-TDI

## **O EXPERIMENTO LECX A BORDO DO CUBESAT NANOMIRAX E ESTUDO DO UNIVERSO EM ALTOS REDSHIFTS UTILIZANDO GAMMA-RAY BURSTS**

Gabriel Luiz Ferreira Santos

Dissertação de Mestrado do Curso  
de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pelo Dr. João Braga,  
aprovada em 29 de fevereiro de  
2024.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/4AL8FM2>>

INPE  
São José dos Campos  
2024

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE  
Coordenação de Ensino, Pesquisa e Extensão (COEPE)  
Divisão de Biblioteca (DIBIB)  
CEP 12.227-010  
São José dos Campos - SP - Brasil  
Tel.:(012) 3208-6923/7348  
E-mail: pubtc@inpe.br

**CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):**

**Presidente:**

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Coordenação-Geral de Ciências da Terra (CGCT)

**Membros:**

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação (CPG)  
Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia, Tecnologia e Ciência Espaciais (CGCE)  
Dr. Rafael Duarte Coelho dos Santos - Coordenação-Geral de Infraestrutura e Pesquisas Aplicadas (CGIP)  
Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon  
Clayton Martins Pereira - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)  
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Ivone Martins - Divisão de Biblioteca (DIBIB)  
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21d/2024/01.29.20.51-TDI

**O EXPERIMENTO LECX A BORDO DO CUBESAT  
NANOMIRAX E ESTUDO DO UNIVERSO EM ALTOS  
REDSHIFTS UTILIZANDO GAMMA-RAY BURSTS**

Gabriel Luiz Ferreira Santos

Dissertação de Mestrado do Curso  
de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pelo Dr. João Braga,  
aprovada em 29 de fevereiro de  
2024.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/4AL8FM2>>

INPE  
São José dos Campos  
2024

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Santos, Gabriel Luiz Ferreira.

Sa59e O experimento LECX a bordo do cubesat nanoMIRAX e estudo do Universo em altos redshifts utilizando Gamma-Ray Bursts / Gabriel Luiz Ferreira Santos. – São José dos Campos : INPE, 2024.

xviii + 91 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21d/2024/01.29.20.51-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2024.

Orientador : Dr. João Braga.

1. GRBs. 2. Cosmologia. 3. SFR. 4. LECX. 5. nanoMIRAX.  
I.Título.

CDU 524.8:629.783

---



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).



MINISTÉRIO DA  
CIÊNCIA, TECNOLOGIA  
E INOVAÇÃO



**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**DEFESA FINAL DE DISSERTAÇÃO DE GABRIEL LUIZ FERREIRA SANTOS  
REG. 670030/2022 , BANCA Nº021/2024**

No dia 29 de fevereiro de 2024, às 15h00 em teleconferência, o(a) aluno(a) mencionado(a) acima defendeu seu trabalho final (apresentação oral seguida de arguição) perante uma Banca Examinadora, cujos membros estão listados abaixo. O(A) aluno(a) foi **APROVADO(A)** pela Banca Examinadora, por unanimidade, em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de Mestre em Astrofísica, com a exigência de que o trabalho final a ser publicado deverá incorporar as correções sugeridas pela Banca Examinadora, com revisão pelo(s) orientador(es).

**Título da dissertação: "O experimento LECX a bordo do cubesat nanoMIRAX e estudo do Universo em altos redshifts utilizando Gamma-Ray Bursts."**

**Membros da banca:**

Dr. Odylio Denys de Aguiar – Presidente (DIAST/INPE & Docente PGAST)

Dr. João Braga – Orientador (DIAST/INPE & Docente PGAST)

Dr. Flavio D'Amico – Membro interno (DIAST/INPE & Docente PGAST)

Dr. Bruno Vaz Castilho de Souza – Membro externo (LNA/MCTI)



Documento assinado eletronicamente por **Odylio Denys de Aguiar, Pesquisador**, em 04/03/2024, às 16:12 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **BRUNO VAZ CASTILHO DE SOUZA (E), Usuário Externo**, em 05/03/2024, às 08:35 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Flavio D Amico, Pesquisador**, em 05/03/2024, às 09:25 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **João Braga, Pesquisador**, em 05/03/2024, às 14:46 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <https://sei.mcti.gov.br/verifica.html>, informando o código verificador **11746559** e o código CRC **F45BD8C9**.

---

**Referência:** Processo nº 01340.001574/2024-92

SEI nº 11746559

*“Ele costumava sempre dizer que só havia uma Estrada, que se assemelhava a um grande rio: suas nascentes estavam em todas as portas, e todos os caminhos eram seus afluentes. ‘É perigoso sair porta afora, Frodo’, ele costumava dizer. ‘Você pisa na Estrada, e se não controlar seus pés, não há como saber até onde você pode ser levado...’”*

J.R.R. TOLKIEN



*A meus pais **Alexsandro** e **Rosângela**, ao meu irmão  
gêmeo **Felipe**, à minha querida irmã **Larissa** e à minha  
amada companheira **Jayne**.*



## AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Dr. João Braga, meu orientador, por ter me guiado durante esta etapa da minha formação enquanto pesquisador. Aos membros do nosso grupo que contribuíram para este trabalho me ajudando a complementar os meus conhecimentos sobre eletrônica e técnicas experimentais da área de Astrofísica de altas energias.

À minha família, que sempre me apoiou e me incentivou para que eu continuasse a trilhar o árduo caminho de ser cientista no Brasil atual.

À minha amada companheira, Jayne, que sempre esteve comigo nos momentos mais difíceis com as palavras certas para reverter o meu quadro de pessimismo com relação à carreira acadêmica.

Aos demais pesquisadores do INPE com os quais tive a honra e o privilégio de conviver, em especial àqueles que foram meus professores ao longo desta etapa.

Aos demais trabalhadores do INPE que são fundamentais para manter o bom andamento das pesquisas realizadas, em especial àqueles que contribuem para manter a Divisão de Astrofísica como um ambiente confortável e adequado para o desenvolvimento desta pesquisa.

À CAPES, pelo suporte financeiro.



## RESUMO

Este trabalho está dividido em duas partes: uma vertente de simulação instrumental e uma outra observacional. O protagonista da primeira é o experimento LECX (acrônimo para Localizador de Explosões Cósmicas em raios X) o qual constitui a carga útil do cubesat nanoMIRAX. A ideia é usar 4 detectores planares de CdZnTe (CZT) envoltos por um sistema de blindagem passiva feito por três caixas, cada uma feita de um material: a mais externa de chumbo; a intermediária de estanho e a mais interna de cobre. A missão foi projetada para detectar e localizar dentro de alguns graus eventos como Gamma-Ray Bursts (GRBs) e outros fenômenos explosivos cósmicos. Além disso, foram desenvolvidas simulações com o pacote *GEANT4* para estimativa do ruído de fundo do LECX levando em consideração as principais componentes de campos e partículas em órbita: radiação  $\gamma$  cósmica difusa; radiação  $\gamma$  de albedo; raios cósmicos galáticos; nêutrons e prótons aprisionados. Por fim, a primeira vertente encerra-se com a apresentação de um algoritmo baseado nos estados orbital e de atitude do nanoMIRAX capaz de calcular as coordenadas equatoriais (RA e DEC) das explosões detectadas pelo experimento. O LECX deverá ser lançado em órbita no segundo trimestre de 2024. A segunda parte desta dissertação constitui a vertente teórico-observacional a qual possui dois objetivos principais: o estudo da evolução química do meio interestelar das galáxias hospedeiras dos eventos GRB 130606A e GRB 210905A e determinação da taxa de formação estelar (SFR) por meio da contagem de GRBs longos. Para tanto, utilizamos dados do espectrógrafo X-SHOOTER, instalado no observatório terrestre *Very Large Telescope* (VLT), e dados do satélite *Swift*. Vale salientar que os dados não foram obtidos exclusivamente para o desenvolvimento desta pesquisa. Sendo assim, o alvo da parte observacional deste trabalho é mostrar como os GRBs podem ser uma ferramenta muito adequada para estudar alguns aspectos do Universo em altos *redshifts*.

Palavras-chave: GRBs. Cosmologia. SFR. LECX. nanoMIRAX.



# THE LECX EXPERIMENT ON BOARD THE CUBESAT NANOMIRAX AND THE STUDY OF THE HIGH REDSHIFT UNIVERSE USING GAMMA-RAY BURSTS

## ABSTRACT

This work is divided into two parts: an instrumental simulation branch and an observational branch. The protagonist of the first part is the LECX experiment (acronym for X-ray Cosmic Explosion Locator), which constitutes the payload of the nanoMIRAX cubesat. The idea is to use 4 planar CdZnTe (CZT) detectors surrounded by a passive shielding system consisting of three boxes, each made of a different material: the outermost of lead, the intermediate of tin, and the innermost of copper. The mission was designed to detect and locate events such as Gamma-Ray Bursts (GRBs) and other cosmic explosive phenomena within a few degrees. Additionally, simulations were developed using the *GEANT4* package to estimate the background noise of LECX, considering the main components of fields and particles in orbit: diffuse cosmic  $\gamma$  radiation, albedo  $\gamma$  radiation, galactic cosmic rays, trapped neutrons, and protons. Finally, the first branch concludes with the presentation of an algorithm based on the orbital and attitude states of nanoMIRAX capable of calculating the equatorial coordinates (RA and DEC) of the explosions detected by the experiment. LECX is scheduled to be launched into orbit in the second quarter of 2024.

The second part of this dissertation constitutes the theoretical-observational branch, which has two main objectives: the study of the chemical evolution of the interstellar medium of the host galaxies of the GRB 130606A and GRB 210905A events and the determination of the star formation rate (SFR) through the counting of long GRBs. To achieve this, we used data from the X-SHOOTER spectrograph, installed at the Very Large Telescope (VLT) terrestrial observatory, and data from the *Swift* satellite. It is worth noting that the data were not obtained exclusively for the development of this research. Therefore, the target of the observational part of this work is to demonstrate how GRBs can be a very suitable tool for studying certain aspects of the Universe at high redshifts.

Palavras-chave: GRBs. Cosmology. SFR. LECX. nanoMIRAX.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
1.1	Transparência da atmosfera para radiação de diferentes comprimentos de onda. . . . .	1
2.1	Uma visão superior do plano do detector e das paredes de blindagem ao redor dos 4 detectores. . . . .	9
2.2	Duas imagens geradas por computador do sistema de detecção montado em uma placa de circuito impresso (Printed Circuit Board - PCB). . . . .	10
2.3	O cubesat nanoMIRAX. . . . .	11
2.4	Espectros simulados dos principais componentes do ruído de fundo do LECX. . . . .	18
2.5	Sensibilidade do LECX. . . . .	20
2.6	Curvas espectrais obtidas a partir da implementação do novo modelo de massa para o LECX baseado nas diretrizes geométricas estabelecidas previamente no projeto do experimento. . . . .	21
2.7	Curvas de sensibilidade obtidas com o novo modelo de massa elaborado por meio da implementação de classes do pacote <i>GEANT4</i> . . . . .	22
2.8	Distribuição de contagens. As barras de erro típicas são: $0,3 \times 10^{-2}$ para fótons de albedo, 2 e 3 ( $\times 10^{-3}$ ) para a radiação $\gamma$ cósmica difusa e $0,1 \times 10^{-3}$ para raios cósmicos galácticos. Todos os erros em contagens $s^{-1}$ . . . . .	23
2.9	Distribuição de contagens para nêutrons (superior), prótons secundários (meio) e ruído de fundo total (inferior). As barras de erro típicas são: $0,1 \times 10^{-3}$ para nêutrons e $0,3 \times 10^{-4}$ para prótons aprisionados. Os erros em contagens $s^{-1}$ . . . . .	24
3.1	Sistema de coordenadas fixado no cubesat. . . . .	28
3.2	Definição das coordenadas azimutal e zenital baseadas no sistema de referência do nanoMIRAX. . . . .	29
3.3	O plano do detector do LECX. . . . .	30
3.4	Sistema de coordenadas perifocais. . . . .	31
3.5	As coordenadas de atitude $\psi$ e $\chi$ . . . . .	31
3.6	As coordenadas equatoriais RA ( $\alpha$ ) e DEC ( $\delta$ ). . . . .	33
3.7	Elementos orbitais. . . . .	34
3.8	Disposição espacial do sistema de eixos do satélite para uma órbita com $i = 90^\circ$ , $\Omega = 0^\circ$ e $\omega = 0^\circ$ . . . . .	37
3.9	Visão ao longo do eixo $x'$ . . . . .	38

4.1	Taxa de formação estelar específica em termos do <i>redshift</i> , $z$ , e do tempo de retrospectiva. . . . .	44
4.2	Distribuição das luminosidades isotrópicas ( $L_{iso}$ ) de 371 GRBs longos ( $T_{90} > 2 s$ ) detectados pelo <i>Swift</i> . Observe que há uma distinção entre dois grupos de eventos: $L_{iso} < 3 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ (pontos azuis) e $L_{iso} > 3 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ (pontos pretos) ou eventos luminosos. Além disso, também há uma subdivisão entre os GRBs longos luminosos em termos do seu <i>redshift</i> (caixas vermelhas): $z = 0 - 1$ ; $1 - 4$ ; $4 - 5$ ; $5 - 7$ e $7 - 10$ . Os números na parte superior de cada caixa vermelha representam o total de eventos da subdivisão (quantidade de pontos pretos no interior da caixa vermelha abaixo). . . . .	48
4.3	Densidade de formação estelar estimada para <i>redshifts</i> mais altos com base em imagens profundas do HST no infravermelho, óptico e no infravermelho próximo. . . . .	53
5.1	Esquema teórico dos processos radiativos associados aos GRBs longos e curtos. . . . .	59
5.2	Curvas obtidas para as linhas de absorção $\text{Ly}\alpha$ . . . . .	65
5.3	Posição no céu dos eventos GRB 130606A (esquerda) e GRB 210905A (direita). . . . .	67
5.4	Espectros dos eventos GRB 130606A (esquerda) e GRB 210905A (direita) com os ajustes da RDW. . . . .	68

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>2 A SENSIBILIDADE DO EXPERIMENTO LECX A BORDO DO SATÉLITE nanoMIRAX</b> . . . . .	<b>7</b>
2.1 Introdução . . . . .	7
2.2 O sistema de detecção e o módulo de carga útil . . . . .	8
2.3 Normalização dos espectros de ruído de fundo . . . . .	11
2.4 Simulações com o <i>GEANT4</i> - Ruído de fundo e sensibilidade . . . . .	14
<b>3 DETERMINAÇÃO DAS COORDENADAS EQUATORIAIS DOS GRBs DETECTADOS PELO LECX</b> . . . . .	<b>27</b>
3.1 O sistema de coordenadas fixado no nanoMIRAX . . . . .	27
3.2 O sistema de coordenadas perifocais . . . . .	30
3.3 O sistema de coordenadas equatoriais . . . . .	32
3.4 Transformação das coordenadas (z,A) em (RA,DEC) . . . . .	34
3.5 Verificação geométrica . . . . .	36
3.6 Determinação das incertezas para as coordenadas equatoriais . . . . .	40
<b>4 OBTENÇÃO DA DENSIDADE DE FORMAÇÃO ESTELAR CÓSMICA POR MEIO DA CONTAGEM DE GRBs LONGOS</b> . . . . .	<b>43</b>
4.1 Introdução . . . . .	43
4.2 O modelo . . . . .	45
4.3 A taxa de formação estelar para altos <i>redshifts</i> . . . . .	50
4.4 Comparação com outras medidas de SFR . . . . .	51
<b>5 ANÁLISE DO ENRIQUECIMENTO QUÍMICO DAS GALÁXIAS HOSPEDEIRAS DOS EVENTOS GRB 130606A E GRB 210905A</b> . . . . .	<b>57</b>
5.1 Introdução . . . . .	57
5.2 Profundidade óptica da linha de absorção Lyman Alfa . . . . .	60
5.3 Densidade de coluna de hidrogênio neutro . . . . .	65
5.4 Os espectros dos eventos GRB 130606A e GRB 210905A . . . . .	66
5.5 Parâmetro de abundância e metalicidade . . . . .	70

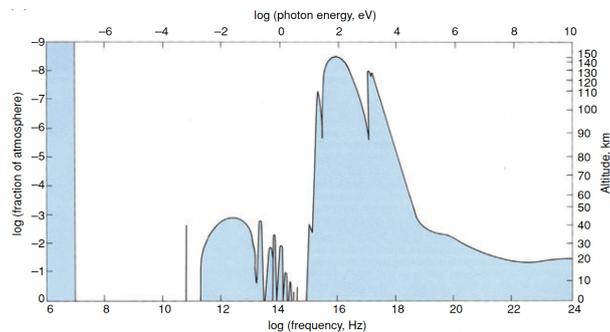
<b>6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS . . . . .</b>	<b>77</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>81</b>
<b>APÊNDICE A . . . . .</b>	<b>89</b>

# 1 INTRODUÇÃO

A atmosfera da Terra interfere nas medidas astronômicas por meio de alguns mecanismos físicos bem definidos, são eles: absorção; emissão; espalhamento; refração e distorção da frente de onda. Com o intuito de quantificar estes efeitos, é preciso compreender a sua composição química e a distribuição altimétrica de quantidades termodinâmicas, tais como pressão e temperatura. A Figura 1.1 relaciona a transparência da atmosfera terrestre para diferentes partes do espectro eletromagnético com o comprimento de onda (frequência) e a altitude.

Observações astronômicas podem ser feitas a partir de sítios terrestres nas faixas óptica, infravermelha próxima, milimétrica e de rádio. Uma vez que o espaço foi aberto para observações astronômicas no final da década de 1950 devido à corrida espacial incentivada pela Guerra Fria, tornou-se possível observar o céu nas regiões do infravermelho médio e distante, ultravioleta, raios X e  $\gamma$ .

Figura 1.1 - Transparência da atmosfera para radiação de diferentes comprimentos de onda.



A linha sólida mostra a altitude acima do nível do mar a partir da qual a atmosfera passa a ser transparente para radiação de diferentes comprimentos de onda. Escala logarítmica para a transparência radiativa da atmosfera terrestre como função da frequência, comprimento de onda e energia radiativas.

Fonte: Longair (2010).

Podemos notar que a atmosfera terrestre é significativamente opaca para a radiação eletromagnética na faixa de  $10^{15}$  a  $10^{24}$  Hz. Sendo assim, fica claro que os experimentos cujo objetivo seja detectar fótons nas faixas do UV distante, raios X e  $\gamma$ , devem estar a bordo de balões estratosféricos (BRAGA et al., 2015) ou de satélites

em órbita da Terra, uma vez que a atmosfera terrestre abaixo de aproximadamente 40 km de altitude passa a ser opaca a essa região espectral.

O LECX (“Localizador de Explosões Cósmicas de Raios X”) (BRAGA et al., 2020) é formado por uma matriz planar de 4 detectores ( $10 \times 10 \times 2 \text{ mm}^3$ ) feitos com um material semiconductor composto de uma liga de 90% de telureto de cádmio (CdTe) e 10% telureto de zinco (CdZn), chamada de CZT. O LECX opera na faixa espectral de 30 a 200 keV. Além disso, o experimento também possui um sistema de blindagem passiva (Pb-Sn-Cu) que determina um campo de visão (FoV) de  $53^\circ \times 53^\circ$  (FWHM).

Nesse sentido, como a principal finalidade do LECX é detectar e localizar explosões de raios X e  $\gamma$ , foi necessário colocá-lo a bordo do cubesat nanoMIRAX o qual se moverá ao longo de uma órbita polar baixa. A plataforma do satélite é um CubeSat 2U com o experimento LECX, desenvolvido pela Divisão de Astrofísica do INPE, ocupando 1 “U” e o módulo de serviço de satélite, construído pela CRON Sistemas e Tecnologias, ocupando o outro “U”. Esta é a primeira plataforma CubeSat desenvolvida pela iniciativa privada brasileira.

As observações do céu na faixa dos raios  $\gamma$  são relativamente recentes (KLEBESADEL et al., 1973). Durante o período da Guerra Fria, agências espaciais dos Estados Unidos lançaram os satélites militares Vela cuja missão era detectar resíduos radiativos oriundos de testes de bombas atômicas realizados pelos soviéticos. Os GRBs foram descobertos pela primeira vez em 1967 pelos satélites militares Vela, embora um anúncio público só tenha sido feito em 1973.

Quando esses misteriosos flashes de raios gama foram detectados pela primeira vez, foi determinado que eles não vinham da direção da Terra, e a primeira suspeita rapidamente abandonada era de que eles poderiam ser o produto de uma civilização extraterrestre avançada.

No entanto, logo se percebeu que este era um fenômeno cósmico novo e extremamente intrigante. Nos 25 anos seguintes, apenas esses breves flashes de raios gama foram observados, que desapareceram rapidamente e não deixaram vestígios, ou assim parecia.

Este fenômeno misterioso gerou grande interesse e numerosas conferências e publicações, bem como uma proliferação de teorias. Em um famoso artigo de revisão no *Texas Symposium on Relativistic Astrophysics* de 1975 (RUDERMAN, 1975), nada

menos do que 100 diferentes modelos teóricos possíveis para os GRBs foram propostos, a maioria dos quais não poderia ser descartada pelas observações até então disponíveis.

As observações de raios  $\gamma$ , no entanto, apenas passaram por um primeiro grande avanço após o lançamento do CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) em 1991 (FISHMAN et al., 1991). Este grande satélite da NASA (National Aeronautics and Space Administration) tinha quatro instrumentos de raios  $\gamma$  diferentes, estendendo-se de energias sub-MeV a GeV. Especialmente com seu instrumento BATSE (*Burst and Transient Spectroscopy Experiment*), o CRGO forneceu um número tão grande de posições aproximadas baseadas em raios  $\gamma$  que se tornou óbvio que os GRBs eram muito isotropicamente distribuídos e, portanto, devem estar muito próximos ou então muito longe, em distâncias cosmológicas.

Uma melhoria dramática na compreensão dessas fontes ocorreu em 1997 (PIRO et al., 1997), depois que o satélite ítalo-holandês BeppoSAX conseguiu descobrir os *afterglows* de raios X de longa duração após os GRBs. Essas observações de raios X renderam várias medidas de posições.

Levando em consideração os atrasos no processamento e transmissão para a Terra, após cerca de 8 horas, normalmente, eles permitiam que telescópios começassem a procurar contrapartidas ópticas e de rádio de maior duração. Esses raios X de longa duração, brilhos ópticos e de rádio de GRBs eram esperados, tendo sido previstos pela teoria antes que as observações fossem feitas. Com as observações ópticas do *afterglow*, tornou-se possível identificar as galáxias hospedeiras e, assim, medir suas distâncias, que de fato se revelaram cosmológicas. Após o término das operações do BeppoSAX, esta tarefa foi continuada pelo satélite HETE-2 (KAWAI et al., 2001) a partir do seu lançamento em Outubro de 2000.

Propostas mais elaboradas sobre os mecanismos físicos centrais e de *afterglows* foram obtidas com o lançamento do satélite Swift em 2004 (GEHRELS et al., 2004), que jogou luz sobre uma série de novas propriedades até então desconhecidas ou apenas previstas da radiação *prompt* e *afterglow* com vários comprimentos de onda, e tornou possível um rápido aumento no número de GRBs com acompanhamento em solo e determinações de distância.

Isso foi possível graças a dois novos recursos deste satélite. O primeiro deles foi a maior sensibilidade do detector de alerta de rajada (o *Burst Alert Telescope* - BAT) do Swift (faixa de energia de 20 a 150 keV), enquanto o segundo foi sua capacidade

de apontar para a fonte de raios X e detectores UV/ópticos. Este instrumento é capaz de fazer esse re-apontamento (“slewing”) em menos de 100 segundos após o disparo do BAT, produzindo espectros dos afterglows e curvas de luz imediatos e detalhados (GEHRELS et al., 2009).

Os GRBs estão em distâncias extragalácticas. Embora muitos deles tenham uma galáxia hospedeira identificada, a frequência de ocorrência por galáxia é muito pequena, variando de  $10^{-5}$  a  $10^{-6}$  por ano por galáxia, dependendo da explosão e do tipo de galáxia, portanto, nenhuma foi detectada em galáxias próximas (muito menos na Via Láctea) nos últimos 30-40 anos de observações (GEHRELS; MÉSZÁROS, 2012).

Com isso, podemos afirmar que os GRBs são rajadas curtas, intensas e não repetidas de raios  $\gamma$  ( $\sim$  MeV) com uma ampla variedade de propriedades espectrais e temporais. Os GRBs podem ser geralmente divididos em dois grupos com base em sua duração e dureza espectral: os GRBs curtos-duros e longos-moles, com uma separação de cerca de 2 segundos (BERGER, 2014).

Os GRBs longos têm curvas de luz MeV, chamadas de emissão “prompt” (PE’ER, 2015), para distingui-la dos raios X subsequentes mais duradouros (*afterglow*) e mais suaves cuja duração se estende de cerca de  $t_\gamma \sim 2$  s até  $t_\gamma \sim 10^3$  s. Atualmente, os GRBs longos são associados a explosões de estrelas supermassivas, no seu estágio pré-supernova (MACFADYEN; WOOSLEY, 1999).

Por outro lado, as curvas de luz dos GRBs curtos duram um intervalo mais curto de tipicamente menos de 2 segundos, e às vezes tão curto quanto dezenas de milissegundos. Os GRBs curtos são gerados a partir da coalescência de dois objetos compactos (NS-BH ou NS-NS) (ROSSWOG, 2005) (LEE et al., 2009).

Estes sistemas binários perdem energia devido à emissão de radiação gravitacional (ABADIE et al., 2012), o que gera uma diminuição da distância entre os componentes do sistema, os quais passam a orbitar o seu centro de massa com uma velocidade maior devido à conservação do momento angular do sistema. Esse quadro se mantém até que haja a colisão dos objetos compactos do sistema, produzindo, portanto, os GRBs curtos.

As duas classes de duração são claramente separadas: a maioria dos GRBs longos tem claramente mais de 10 a 20 s de duração, e a maioria dos GRBs curtos 2 s ou menos.

No entanto, vale salientar que não podemos considerar como questão fechada as fontes dos gamma-ray bursts de curta e longa duração. As propostas de fontes atuais são provavelmente corretas, mas podem existir outras fontes, que poderão ser identificadas no futuro.

Os espectros de GRBs longos normalmente são aproximados por uma lei de potência quebrada (GUIRIEC et al., 2010) com uma energia de quebra típica  $E_B$  na faixa de 0,1 a 0,8 MeV, e alguns ocorrem ainda mais baixos, tão baixos quanto algumas dezenas de keV. Cerca de dois terços de todos os GRBs pertencem à categoria de GRBs longos. Por outro lado, os espectros dos GRBs curtos podem também ser descritos por uma lei de potência quebrada, mas com uma energia de quebra maior, tipicamente  $E_B \sim 0,5 - 0,8$  MeV e, às vezes, tão alta quanto 3–4 MeV.

Com isso posto, podemos afirmar que uma possível sequência de detecção de um *afterglow*, portanto, poderia ser descrita da seguinte forma: 1) a rajada inicial de raios  $\gamma$  é detectada pelos instrumentos do satélite; 2) o sistema de detecção dispara uma série de comandos para outros satélites de altas energias com o intuito de medir a posição do evento no céu; 3) após algumas horas da rajada inicial em raios  $\gamma$ , observações em raios  $X$  do *afterglow* são feitas; 4) a fase seguinte consiste em observações espectroscópicas terrestres no ótico e no infravermelho próximo (NIR) as quais nos permitem medir o *redshift* do evento.

Devido ao seu brilho extremo, os GRBs representam uma forma alternativa de observar o Universo primordial (em altos *redshifts*) de modo que torna-se possível estudar as suas fases iniciais. Conforme demonstrado pelo GRB090423 em  $z = 8.2$  (SALVATERRA et al., 2009b). Em princípio, a emissão de *afterglow* pode ser observada até  $z \sim 20$  (CIARDI; LOEB, 2000) e (GOU et al., 2004), fornecendo informações úteis sobre a história de ionização e enriquecimento de metais do Universo primitivo.

Além disso, podemos obter uma estimativa da taxa de formação estelar do Universo em altos *redshifts* a partir da contagem de GRBs longos com  $z > 4$ , uma vez que os seus progenitores são estrelas massivas ( $m_* \sim 30 M_\odot$ ) em seu estágio final de pré-supernova. Sendo assim, podemos estabelecer uma ligação entre a taxa de mortalidade de estrelas massivas (ocorrência de GRBs) e a sua taxa de formação por meio da detecção de GRBs longos.

Estudar alguns aspectos da evolução química das galáxias hospedeiras dos eventos GRB 130606A e GRB 210905A e aprimorar a medida da taxa de formação estelar cósmica para *redshifts* superiores a 4 constituem dois dos principais objetivos gerais

deste trabalho.

Por isso, esta dissertação está organizada em cinco Capítulos a partir desta Introdução. No Capítulo 2, estão dispostas as informações do experimento LECX, com ênfase na descrição do seu ruído de fundo e curvas de sensibilidade obtidas com os dados gerados pelo pacote *GEANT4*. No Capítulo 3, é discutido o algoritmo desenvolvido pelo autor para a determinação das coordenadas equatoriais, RA e DEC, dos GRBs detectados pelo LECX. No Capítulo 4, apresentamos um modelo capaz de estimar a taxa de formação estelar do Universo em altos *redshifts* utilizando contagem de GRBs longos detectados pelo satélite *Swift* e os resultados obtidos com os dados mais atuais em comparação com os trabalhos de (YÜKSEL et al., 2008) e (ELÍAS-CHÁVEZ; MARTÍNEZ, 2020). No Capítulo 5 é apresentada a fundamentação teórica sobre o modelo utilizado para medir os parâmetros de abundância química do meio interestelar de galáxias em altos redshifts via análise de linhas de absorção em espectros no óptico de *afterglows* de GRBs, os resultados obtidos para os casos dos eventos GRB 130606A e GRB 210905A. Por fim, no Capítulo 6, são apresentadas as conclusões e perspectivas.

## 2 A SENSIBILIDADE DO EXPERIMENTO LECX A BORDO DO SATÉLITE nanoMIRAX

### 2.1 Introdução

A revolução do nanosatélites gerou novas oportunidades para desenvolver e lançar experimentos espaciais de pequeno porte ( $\sim 1000\text{cm}^3$ ) e de baixo custo ( $\sim US\$1M$ ) em até 2 anos. O objetivo deste capítulo é descrever o desenvolvimento do experimento astronômico de raios X na faixa 30-200 keV nomeado como LECX, acrônimo para Localizador de Explosões Cósmicas de Raios X, o qual é a carga útil do satélite nanoMIRAX.

A missão é projetada para detectar e localizar dentro de alguns graus eventos como Gamma-Ray Bursts (GRB) e outros fenômenos explosivos cósmicos. Os espectros de ruído de fundo do instrumento esperado durante a operação em órbita, devido aos campos difusos de raios gama e partículas foram calculados usando o pacote de software GEANT4 (AGOSTINELLI et al., 2003) (ALLISON et al., 2006) (ALLISON et al., 2016).

O GEANT4, desenvolvido e mantido pelo CERN (Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear), é um pacote de software para simulação de interações de partículas com a matéria. Amplamente utilizado em física de partículas, medicina nuclear e astrofísica, o GEANT4 oferece uma simulação detalhada de interações subatômicas.

O pacote permite a modelagem de geometrias complexas, representando detectores, dispositivos experimentais e ambientes. Incorpora diversos modelos de processos físicos, abrangendo interações eletromagnéticas, hadrônicas, transporte de calor, entre outros.

Seu funcionamento envolve a definição da geometria do experimento, materiais e partículas. A simulação gera eventos, rastreando a passagem das partículas pela geometria, modelando interações e registrando resultados, como energia depositada e trajetórias. O GEANT4 é extensível e personalizável para atender a necessidades específicas de experimentos ou aplicações.

Essencial para cientistas e engenheiros, o GEANT4 desempenha papel crucial na preparação e análise de experimentos em diversas disciplinas, fornecendo informações detalhadas sobre o comportamento das partículas em diferentes contextos experimentais.

O padrão de dimensões comuns para um CubeSat, com medidas de  $10 \times 10 \times 10$  cm, é conhecido como "1U" (uma unidade) no sistema de classificação CubeSat. Este sistema é escalável ao longo de um dos eixos, permitindo a criação de CubeSats de tamanhos diferentes, como "2U" ( $20 \times 10 \times 10$  cm) e "3U" ( $30 \times 10 \times 10$  cm), os quais já foram construídos e lançados. Recentemente, propostas para plataformas maiores de CubeSats têm surgido, incluindo configurações de "12U" ( $24 \times 24 \times 36$  cm), ampliando significativamente a capacidade dos CubeSats para além das aplicações acadêmicas e de validação de tecnologias. Essas ampliações buscam atingir objetivos mais complexos nas áreas de ciência e defesa.

Com o intuito de calcular a direção de entrada dos raios X durante uma explosão cósmica, criamos um algoritmo baseado nos cálculos das contagens dos 4 detectores planares CdZnTe (CZT). A plataforma do satélite é padronizada como um CubeSat 2U com o experimento LECX ocupando 1 "U" e o módulo de serviço de satélite, construído pela CRON Sistemas e Tecnologias em parceria com a Divisão de Astrofísica do INPE, ocupando o outro "U".

Na atual era multimessageira da astronomia, uma constelação de pequenas espaçonaves como o nanoMIRAX pode ser uma maneira muito econômica de procurar contrapartidas eletromagnéticas de eventos de ondas gravitacionais produzida pela coalescência de objetos compactos.

## 2.2 O sistema de detecção e o módulo de carga útil

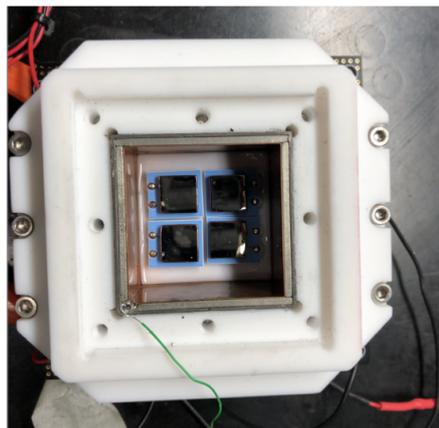
O LECX é composto por quatro detectores planares CZT em uma configuração  $2 \times 2$ . Cada detector é um quadrado de  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  cuja espessura vale  $2 \text{ mm}$ , como descrito em (BRAGA et al., 2015). O limite inferior é definido pelo ruído eletrônico intrínseco e o limite superior é determinado pela espessura do detector.

Os detectores semicondutores CZT têm sido extensivamente usados em instrumentos espaciais astronômicos de raios X e  $\gamma$  devido à sua alta eficiência fotoelétrica a qual é proporcional à densidade do material e altamente dependente do número atômico ( $\propto Z^n$ ,  $4 < n < 5$ ) (KNOLL, 2010) de modo que é de suma importância que os valores dessas duas grandezas sejam os mais altos possíveis. Ademais, com uma energia de lacuna de  $1,57 \text{ eV}$ , o CZT não sofre interferência devido às excitações térmicas, como no caso da temperatura ambiente, permitindo a operação à temperaturas da ordem de  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ . O aumento da energia de lacuna gera um crescimento da resistividade elétrica do detector, evitando as chamadas correntes de fuga, o que aumenta a razão sinal-ruído durante a detecção de uma explosão cósmica.

Vale a pena salientar também que o CZT é o material semiconductor ideal para a construção do LECX, uma vez que ele possui um número atômico médio ( $\sim 49$ ), densidade ( $\sim 5,78 \text{ g cm}^{-3}$ ) e energia de lacuna ( $\sim 1,57 \text{ eV}$ ) substanciais (ZHA et al., 2013). Essas propriedades permitem que tais compostos adquiram uma alta taxa de absorção fotoelétrica, tornando-os ideais para a detecção de explosões cósmicas na faixa dos raios X duros (30-200 keV).

A separação entre detectores adjacentes na matriz de detectores LECX é de  $3 \text{ mm}$  devido à estrutura de apoio e à presença dos substratos de cerâmica (alumina) dos detectores. A matriz é cercada por uma caixa de proteção de Pb ( $1,0 \text{ mm}$ ), Sn ( $1,7 \text{ mm}$ ) e Cu ( $0,3 \text{ mm}$ ) para minimizar o ruído de fundo e definir o Field-of-view (FoV) do experimento. A distância da superfície do plano do detector até o topo da caixa de blindagem é de  $20 \text{ mm}$ . Na parte superior da caixa existe uma abertura de  $23 \text{ mm} \times 23 \text{ mm}$  que coincide com a área do plano do detector abaixo (considerando os vãos entre os detectores). A área da abertura é fechada com uma placa de fibra de carbono de  $0,4 \text{ mm}$  de espessura para impedir a entrada de luz espúria. As Figuras 2.1 e 2.2 apresentam os esquemas do sistema de detecção, da estrutura de suporte e da blindagem do LECX.

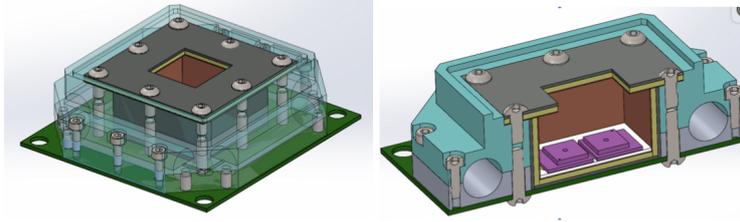
Figura 2.1 - Uma visão superior do plano do detector e das paredes de blindagem ao redor dos 4 detectores.



O sistema detector é envolvido por uma estrutura de material dielétrico (teflon) que fornece suporte mecânico. Os 4 detectores CZT do LECX colocados na parte inferior da caixa de blindagem a qual é cercada pela estrutura de suporte de teflon.

Fonte: Braga e Duraó (2022).

Figura 2.2 - Duas imagens geradas por computador do sistema de detecção montado em uma placa de circuito impresso (Printed Circuit Board - PCB).



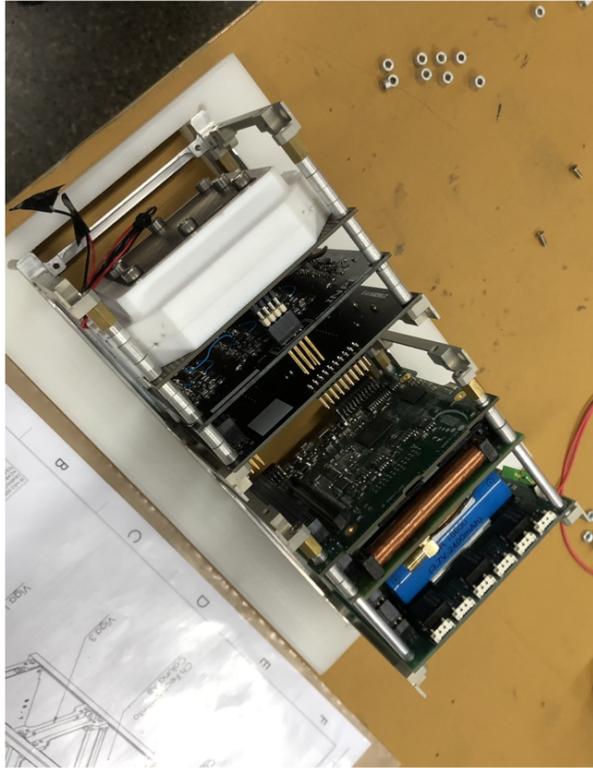
Modelo computacional do sistema de detecção LECX.

Fonte: Braga e Duraó (2022).

O desempenho do plano detector foi demonstrado no experimento protoMIRAX (BRAGA et al., 2015). A polarização reversa de  $-200\text{ V}$  foi cuidadosamente escolhida para minimizar as perdas de sinal devido à coleta incompleta de carga dentro do material CZT, mantendo níveis muito baixos de corrente escura. As baterias de dióxido de manganês de lítio CR1216 de longa duração usadas para a fonte de alimentação do detector são colocadas perto do plano do detector e encapsuladas na estrutura de teflon para evitar vazamento de corrente.

O consumo de energia do sistema eletrônico LECX é inferior a  $800\text{ mW}$ . A Figura 2.3 mostra uma foto do satélite sendo montado no laboratório, incluindo o módulo de carga útil e o módulo de serviço.

Figura 2.3 - O cubesat nanoMIRAX.



O nanoMIRAX sendo montado na estrutura do cubesat 2U no laboratório. Os três PCBs do payload nanoMIRAX, que compõem o experimento LECX, preenchem o primeiro “U” do satélite e constituem o módulo de payload. O segundo “U”, o módulo de serviço, montado abaixo do módulo de carga útil, abriga os subsistemas da plataforma do satélite.

Fonte: Braga e Durao (2022).

### 2.3 Normalização dos espectros de ruído de fundo

Note que para obtermos a descrição do ruído de fundo e as curvas de sensibilidade do LECX, foi preciso calcular o tempo de interação entre os campos radiativos e o instrumento, uma vez que o pacote *GEANT4* trabalha com o número total de partículas do campo de radiação. Sendo assim, houve a necessidade de elaborarmos um algoritmo capaz de computar o tempo total da simulação com base na distribuição espectral do campo radiativo e do número total de partículas inseridas na simulação.

Para calcular a quanto tempo de integração correspondem  $N$  eventos, precisa-se integrar  $dN/dE$  em tempo, área, ângulo sólido e energia. Seja  $dA$  uma área que é

atravessada por partículas cuja direção de chegada está dentro do ângulo sólido  $d\Omega$ , durante um tempo  $dt$  e na faixa de energia  $dE$ , o número de partículas  $dN$  que atravessam  $dA$  é (RYBICKI; LIGHTMAN, 1991):

$$dN = I_N dA dt d\Omega dE \quad (2.1)$$

sendo que  $I_N$  é a intensidade específica em partículas  $cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}keV^{-1}$ .

Supondo que as partículas vêm de todas as direções, define-se o elemento  $dA$  em uma direção arbitrária  $\hat{n}$ . A quantidade diferencial de fluxo associada ao ângulo sólido  $d\Omega$  é (RYBICKI; LIGHTMAN, 1991):

$$dF_N = I_N \cos(\theta) d\Omega \quad (2.2)$$

O fluxo total é obtido integrando  $dF_N$  para todos os ângulos sólidos:

$$F_N = \int I_N \cos(\theta) d\Omega \quad (2.3)$$

Para realizar as simulações supomos que o LECX encontra-se no interior de uma esfera ou um hemisfério (dependendo da fonte de ruído considerada) e que as partículas são sempre geradas para dentro da esfera ou hemisfério. Nesse sentido, para obtermos o tempo de integração  $T$  correspondente ao número de partículas  $N$ , tivemos de avaliar a integral da componente ao longo do ângulo sólido  $d\Omega$ :

$$N = \int I_N \cos(\theta) dA dt d\Omega dE \quad (2.4)$$

Considerando o diferencial de ângulo sólido em coordenadas esféricas,  $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$ , a integral fica:

$$N = \int I_N \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi dA dt dE \quad (2.5)$$

com  $0 \leq \theta \leq \pi/2$  e  $0 \leq \phi \leq 2\pi$ . Integrando na parte angular obtemos:

$$\int_0^{\pi/2} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\phi = \pi \quad (2.6)$$

e integrando o resto da equação em área e tempo, temos

$$N = \pi A T \int I_N dE \quad (2.7)$$

onde  $A$  é a área total (da esfera ou hemisfério),  $T$  é o tempo total de integração, e  $N$  é o número total de eventos considerados pela simulação. Nosso interesse está em calcular o tempo de integração correspondente a  $N$  eventos:

$$T = \frac{N}{\pi A \int I_N dE} \quad (2.8)$$

sendo que  $I_N = dN/dE$ , o que corresponde aos espectros de ruído de fundo. A integral  $\int I_N dE$  foi resolvida numericamente usando o pacote `scipy` implementado em Python.

O SciPy é um poderoso pacote de software científico em Python, projetado para facilitar e aprimorar tarefas comuns em computação científica. Integrando-se de maneira eficiente ao NumPy, o SciPy oferece uma variedade de módulos especializados para otimização, álgebra linear, estatísticas, processamento de sinais e mais. Sua extensa gama de funcionalidades abrange desde rotinas de otimização até ferramentas para análise estatística e processamento de sinais.

Ao importar os módulos relevantes, cientistas e engenheiros podem usufruir de métodos avançados de álgebra linear, realizar análises estatísticas detalhadas, aplicar algoritmos de otimização e explorar ferramentas especializadas em diversas áreas científicas. O SciPy se destaca pela integração perfeita com o NumPy, permitindo uma utilização eficiente das estruturas de dados do Python. Sua facilidade de uso e abordagem abrangente fazem dele uma ferramenta essencial na caixa de ferramentas de cientistas e pesquisadores que trabalham em uma variedade de domínios científicos e de engenharia.

Dependendo da fonte de ruído considerada, os eventos são gerados dentro de um hemisfério ou uma esfera:

- a) Radiação  $\gamma$  Cósmica Difusa (DGR) - Hemisfério superior;

- b) Radiação  $\gamma$  de Albedo (AGR) - Hemisfério inferior;
- c) Raios C3smicos Gal3cticos (GCR) - Hemisfério superior;
- d) Pr3tons secund3rios - Hemisfério inferior;
- e) N3utrons secund3rios - Esfera.

Conhecendo o tempo de integra33o  $T$  e a 3rea de detec33o ( $4 \text{ cm}^2$ ) podemos obter o espectro de contagens de ru3ido de fundo medido pelos sensores CZT.

## 2.4 Simula33es com o *GEANT4* - Ru3ido de fundo e sensibilidade

Para executar as simula33es de Monte Carlo usando o GEANT4, precisamos ter f3tons e part3culas provenientes de dire33es e energias aleat3rias interagindo com o instrumento, de acordo com distribu33es espectrais e angulares pr3-definidas. Portanto, precisamos construir uma descri33o detalhada da geometria geral do experimento e dos materiais constituintes de cada parte. Tamb3m temos que definir a forma geom3trica de cada pe3a, suas dimens3es, os materiais de que s3o feitas e a posi33o e orienta33o relativas em rela33o 3s outras pe3as. O c3digo ent3o simula todas as intera33es das part3culas prim3rias e secund3rias com as diferentes partes do experimento antes de chegar aos detectores.

Ao final de uma simula33o, temos informa33es de quantas part3culas de cada tipo chegam a cada um dos detectores e da energia depositada por cada part3cula. Com essas informa33es, podemos construir a distribu33o de eventos no plano dos detectores para cada faixa de energia de interesse. Considerando os campos de radia33o mais importantes presentes nos ambientes em que o experimento estar3 operando, podemos calcular a contribu33o de cada componente para o ru3ido de fundo total a ser medido pelo experimento.

Para simular o fundo para as observa33es do nanoMIRAX, consideramos as principais fontes de fundo na 3rbita esperada do sat3lite. Exclu3mos as passagens do sat3lite na regi3o da Anomalia do Atl3ntico Sul (SAA), em que os campos de part3culas s3o muito mais intensos. Consideramos a radia33o c3smica difusa de raios  $\gamma$ , f3tons de raios  $\gamma$  do albedo, raios c3smicos gal3cticos (GCR), pr3tons e n3utrons aprisionados. A contribu33o de el3trons 3 desprez3vel.

O espectro da radia33o c3smica difusa de raios  $\gamma$  entre 10 keV e 100 MeV 3 dado por (GRUBER et al., 1999):

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} 7,877E^{-1,29}e^{E/41,43}, & E \leq 60 \text{ keV} \\ 4,32 \times 10^{-4} \left(\frac{E}{60}\right)^{-6,50} + \\ 8,40 \times 10^{-3} \left(\frac{E}{60}\right)^{-2,58} + \\ 4,80 \times 10^{-4} \left(\frac{E}{60}\right)^{-2,05}, & E \geq 60 \text{ keV} \end{cases} \quad (2.9)$$

Para simular o campo de fótons de raios  $\gamma$  do albedo, usamos o espectro, também entre 10 keV e 100 MeV, dado por (AJELLO et al., 2008) e (SARKAR et al., 2011):

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} \frac{1,87 \times 10^{-2}}{\left(\frac{E}{33,7}\right)^{-5} + \left(\frac{E}{33,7}\right)^{1,72}}, & E \leq 200 \text{ keV} \\ 1,01 \times 10^{-4} \left(\frac{E}{MeV}\right)^{-1,34}, & 200 \text{ keV} \leq E \leq 20 \text{ MeV} \\ 7,29 \times 10^{-4} \left(\frac{E}{MeV}\right)^{-2}, & E \geq 20 \text{ MeV} \end{cases} \quad (2.10)$$

O espectro de raios cósmicos galácticos na faixa de energia de 10 MeV a 20 GeV é bem descrito por (MIZUNO et al., 2004) e (SARKAR et al., 2011):

$$\frac{dN}{dE} = F \times \left(\frac{E}{GeV}\right)^{-a} \exp\left(-\frac{E}{E1_{cut}}\right)^{-a+1} + A \left(\frac{E + Ze\phi}{GeV}\right)^{-b} \times \frac{(E + Mc^2)^2 - (Mc^2)^2}{(E + Mc^2 + Ze\phi)^2} \times \frac{1}{1 + \left(\frac{E}{E2_{cut}}\right)^{-12}} \quad (2.11)$$

onde  $e$  é a carga do elétron,  $M$  é a massa da partícula,  $c$  é a velocidade da luz,

$Z$  é o número atômico,  $F = 1,23 \times 10^{-8}$  contagens  $cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}keV^{-1}$ ,  $E1_{cut} = 5,1 \times 10^6 keV$ ,  $a = 0,155$ ,  $A = 2,39 \times 10^{-6}$  contagens  $cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}keV^{-1}$ ,  $b = 2,83$ ,  $\phi = 6,5 \times 10^5 kV$  e  $E2_{cut} = 1,13 \times 10^7 keV$ .

Para simular a contribuição de prótons aprisionados de 100 MeV a 6 GeV, usamos a seguinte expressão (MIZUNO et al., 2004) e (SARKAR et al., 2011):

$$\frac{dN}{dE} = F \left( \frac{E}{GeV} \right)^{-a} \exp \left( -\frac{E}{E1_{cut}} \right)^{-a+1} \quad (2.12)$$

com os valores constantes iguais aos anteriores.

Finalmente, o espectro de nêutrons entre 10 keV e 1 GeV nestas altitudes foram modeladas de acordo com (ARMSTRONG et al., 1973):

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} 9,98 \times 10^{-8} \left( \frac{E}{GeV} \right)^{-0,5}, & 10 keV \leq E \leq 1 MeV \\ 3,16 \times 10^{-9} \left( \frac{E}{MeV} \right)^{-1}, & 1 MeV \leq E \leq 100 MeV \\ 3,16 \times 10^{-10} \left( \frac{E}{MeV} \right)^{-2}, & 100 MeV \leq E \leq 100 GeV \end{cases} \quad (2.13)$$

Para todas as equações acima,  $dN/dE$  é dado em partículas  $cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}keV^{-1}$ .

Usando o modelo de massa e os espectros de radiação descritos acima como entradas para o software GEANT4, realizamos simulações para estudar em detalhes a resposta instrumental do LECX no ambiente espacial onde o nanoMIRAX orbitará. O GEANT4 executa tarefas de interpolação internas para gerar eventos aleatórios seguindo o comportamento espectral do espectro original.

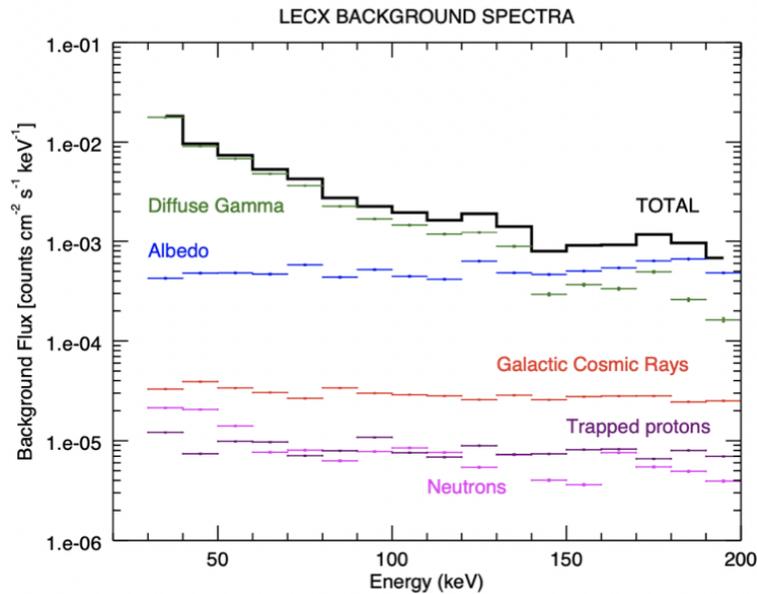
Para atender aos procedimentos de entrada específicos do GEANT4, construímos um modelo no qual o LECX é posto no centro de uma esfera de emissão virtual. As emissões da superfície esférica são então criadas aleatoriamente pelo programa tanto em termos de energia quanto de direções, sempre apontando para o volume interno da esfera. Partículas primárias vindas do espaço chegarão ao experimento de qualquer direção entre  $z = 0$  e  $z = \pi/2$ , onde  $z$  é o ângulo zenital, enquanto partículas

secundárias, geradas pela interação de partículas primárias com a atmosfera, podem atingir os detectores de todas as direções.

A partir dos arquivos de saída do GEANT4, podemos determinar a energia depositada em cada um dos detectores por cada tipo de interação com o instrumento. Os resultados das simulações nos permitem construir um espectro e uma distribuição espacial de eventos sobre o plano do detector para cada um dos campos de radiação que interagem com o LECX e para cada um dos 4 detectores CZT. Esses componentes podem então ser adicionados para representar o ruído de fundo total a ser medido pelo instrumento. Essa separação das contribuições de ruído de fundo é extremamente útil para o projeto da estrutura e geometria da blindagem passiva do instrumento. Usando a melhor configuração de blindagem, podemos homogeneizar a distribuição espacial das contagens sobre o plano do detector e aumentar a razão sinal-ruído durante as detecções das explosões cósmicas.

Considerando uma órbita terrestre baixa quase equatorial (LEO) e um modelo de massa do experimento LECX, obtivemos os principais componentes do fundo esperado em órbita, fora da Anomalia Geomagnética do Atlântico Sul (SAGA). Isso é mostrado na Figura 2.4.

Figura 2.4 - Espectros simulados dos principais componentes do ruído de fundo do LECX.



Resultados obtidos para uma órbita equatorial em LEO, considerando os 4 detectores como uma unidade e uma configuração de atitude para a espaçonave em que o eixo do instrumento está apontado para o zênite. Espectro do ruído de fundo simulado com o GEANT4 com os principais componentes de radiação, desconsiderando a Anomalia do Atlântico Sul.

Fonte: Braga e Duraó (2022).

Podemos ver que as principais contribuições vêm do fluxo eletromagnético difuso que entra na abertura (até  $\sim 140$  keV) e da radiação de albedo proveniente da atmosfera terrestre (acima de  $\sim 150$  keV). Durante a ocorrência de um evento de explosão cósmica, é razoável considerar que os eventos de espalhamento Compton e a fluorescência nas paredes do colimador não serão significantes para a determinação do ruído de fundo que estará presente durante a observação do evento, uma vez que o sistema de blindagem foi projetado especificamente para minimizar essas radiações com a ajuda das simulações do GEANT4.

Em operações nominais, o LECX medirá a radiação de fundo antes e depois dos eventos de explosão detectados. Selecionaremos as melhores escalas de tempo para obter boas estatísticas para as medições da radiação de fundo. Como podemos ter variações significativas de fundo durante uma órbita, também temos que minimizar

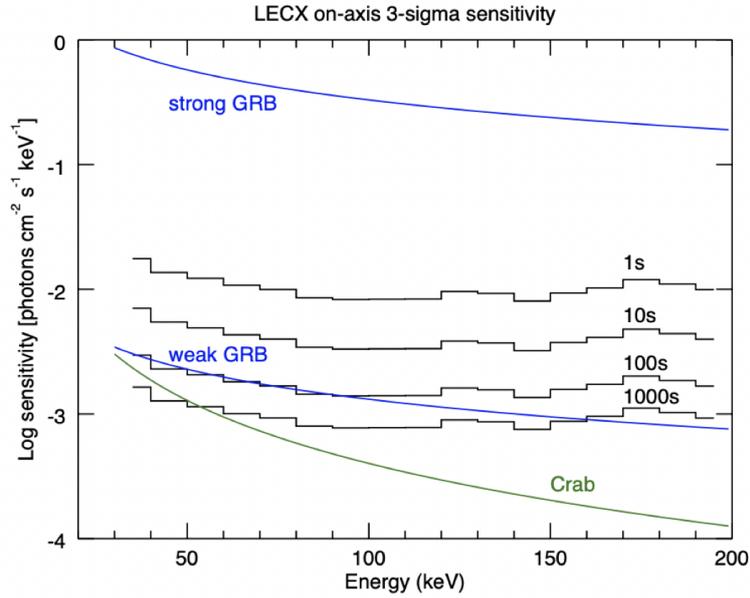
esse tempo de integração para obter valores mais precisos com relação ao fundo vi-  
gente durante a ocorrência do evento. Durante o evento, subtraímos as contagens de  
fundo das contagens totais em cada faixa de energia selecionada para obter o espectro  
da fonte. É fácil mostrar que o fluxo mínimo detectável, em fótons  $cm^{-2}s^{-1}keV^{-1}$ ,  
para cada faixa de energia  $\Delta E$  centrado na energia  $E$  é dado por

$$F_{min}(\Delta E) = \frac{N_\sigma}{\epsilon(E)} \sqrt{\frac{B(E)}{A_{det}\Delta E} \left( \frac{1}{T_B} + \frac{1}{T_S} \right)} \quad (2.14)$$

onde  $N_\sigma$  é a significância estatística (relação sinal-ruído),  $\epsilon(E)$  é a eficiência do  
detector,  $B(E)$  é o fundo em contagens  $cm^{-2}s^{-1}keV^{-1}$ ,  $A_{det}$  é a área geométrica do  
detector em  $cm^2$  (neste caso  $4 cm^2$ ),  $\Delta E$  a faixa de energia em keV,  $T_B$  é o tempo  
gasto medindo o ruído de fundo e  $T_S$  o tempo gasto medindo fonte+fundo (ambos  
em segundos).

De acordo com as taxas de contagem esperadas, aproximadamente 5 minutos é um  
tempo razoável para medir o ruído de fundo antes e depois de um evento disparado,  
considerando uma órbita de aproximadamente 90 minutos. Usando então 10 minutos  
para integração em segundo plano, calculamos a sensibilidade  $3 - \sigma$  no eixo do  
LECX para 1, 10, 100 e 1000 segundos. Os resultados são mostrados na Figura 2.5.  
O espectro em raios x da Nebulosa do Caranguejo é mostrado na Figura apenas  
para fins de comparação. O LECX não será capaz de detectar o Crab, pois exigiria  
apontamento e observações estabilizadas por muito tempo, recursos que o satélite  
nanoMIRAX não terá.

Figura 2.5 - Sensibilidade do LECX.

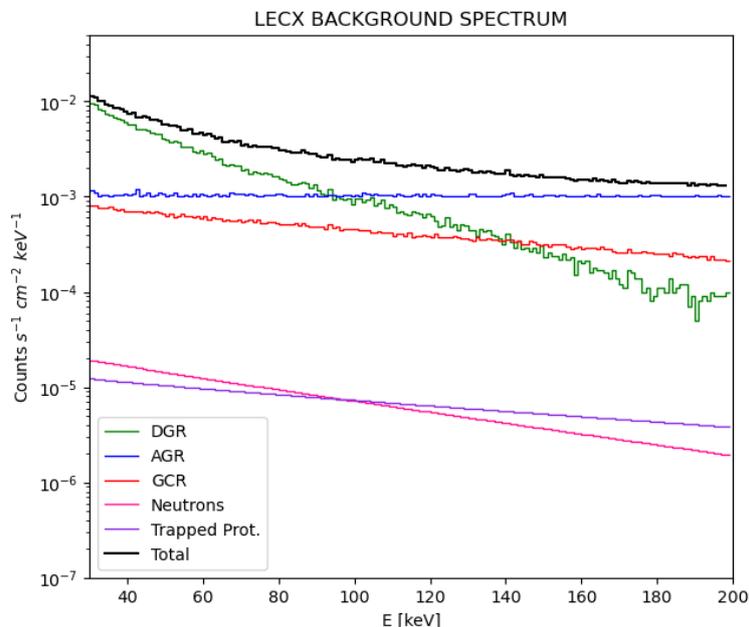


Pode-se ver que o LECX é capaz de detectar fluxos de GRBs típicos, mesmo com integrações de um segundo. Para GRBs de duração mais longa, até eventos um tanto fracos podem ser detectados. Sensibilidade 3 –  $\sigma$  no eixo (fluxo mínimo detectável) do LECX para diferentes tempos de integração na fonte, considerando 10 minutos para integração em segundo plano. Os espectros de GRB forte e fraco são mostrados em azul e os espectros de Caranguejo são mostrados em verde para comparação.

Fonte: Braga e Duraó (2022).

Os resultados presentes nas Figuras 2.4 e 2.5 foram resultados preliminares, gerados a partir de um modelo de massa simplificado com uma disposição dos sensores CZT diferente do projeto real. Assim, não houve a separação dos detectores de modo que as distâncias pré-estabelecidas fossem respeitadas. Nesse sentido, refizemos o modelo de massa no *GEANT4* seguindo as diretrizes geométricas reais do experimento e em seguida executamos as simulações novamente com o intuito de obter curvas espectrais capazes de descrever de forma mais fiel a interação do LECX com as fontes de ruído de fundo. Como consequência, as Figuras 2.6 e 2.7 mostram as novas curvas espectrais para o instrumento levando em conta o novo modelo de massa elaborado com o *GEANT4*.

Figura 2.6 - Curvas espectrais obtidas a partir da implementação do novo modelo de massa para o LECX baseado nas diretrizes geométricas estabelecidas previamente no projeto do experimento.

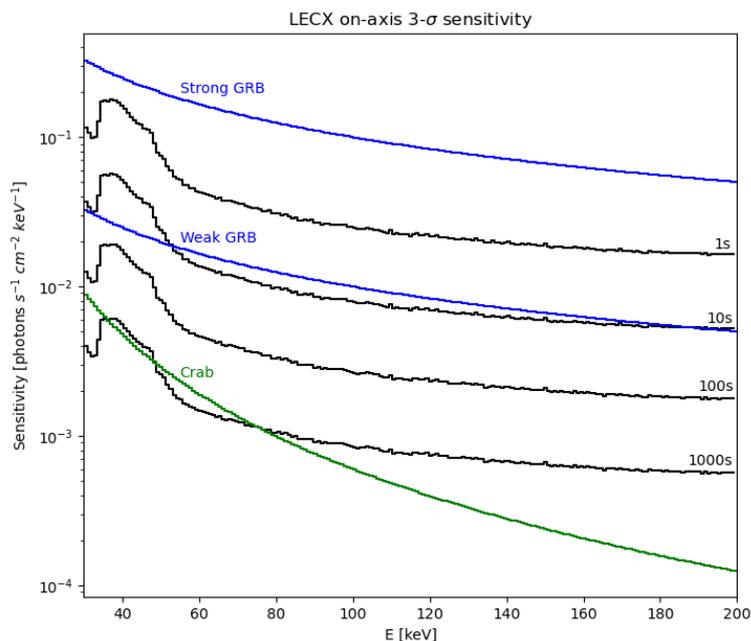


Espectro do ruído de fundo simulado com o GEANT4 levando em consideração o modelo de massa baseado na geometria do instrumento. A curva preta é a soma de todas as componentes espectrais representadas pelas outras curvas coloridas. DGR - *Diffuse Gamma Radiation*, AGR - *Albedo Gamma Radiation* e GCR - *Galactic Cosmic Rays*.

Fonte: Produção do autor.

Podemos agora comparar as Figuras 2.4 e 2.6 para entendermos as limitações impostas inicialmente pelo modelo simplificado do experimento. Uma das primeiras diferenças notórias é uma mudança nas ordens de grandeza das contagens específicas associadas às seguintes componentes: *Diffuse Gamma Radiation* (DGR); *Albedo Gamma Radiation* (AGR) e *Galactic Cosmic Rays* (GCR). Os resultados obtidos inicialmente apontam valores um tanto maiores para a componente DGR. Contudo, podemos perceber uma modificação significativa para a componente GCR, uma vez que os novos resultados revelam uma taxa maior de contagens. Convém salientar ainda que não houve uma discrepância no que se refere à taxa total de contagens, uma vez que houve aumentos e decréscimos nas taxas de contagens das componentes individuais, o que fez com que a soma final não se alterasse substancialmente em relação à curva gerada inicialmente com o modelo de massa simplificado.

Figura 2.7 - Curvas de sensibilidade obtidas com o novo modelo de massa elaborado por meio da implementação de classes do pacote *GEANT4*.



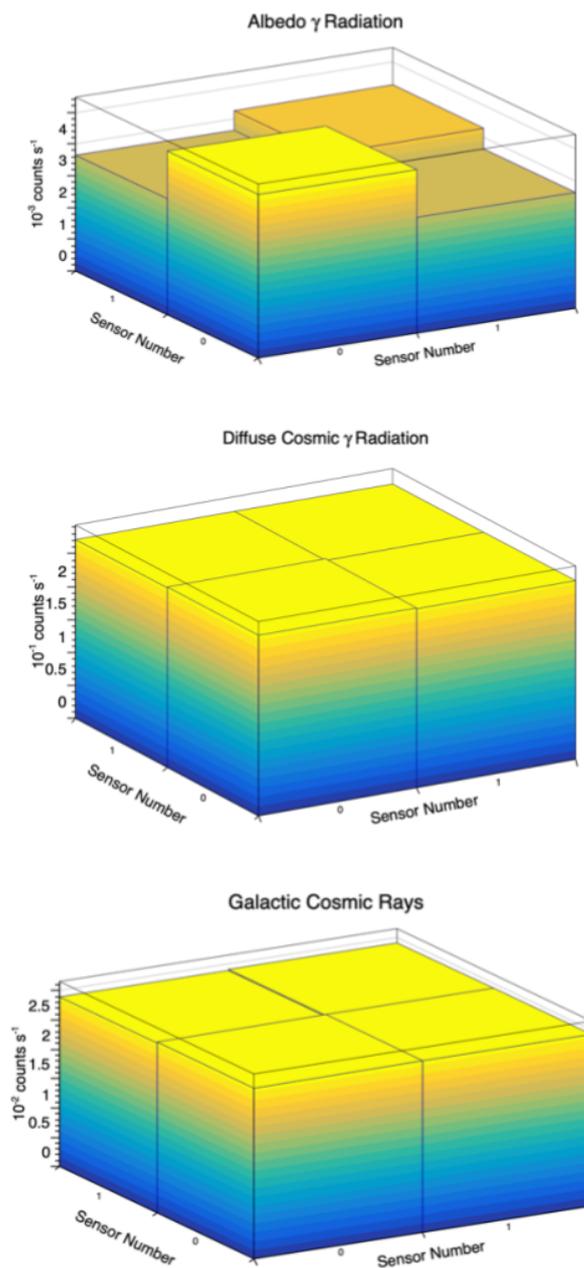
Sensibilidade  $3\sigma$  no eixo (fluxo mínimo detectável) do LECX obtida com o novo modelo de massa para diferentes tempos de integração na fonte, considerando 10 minutos para integração em segundo plano. Os espectros de GRB forte e fraco são mostrados em azul e o espectro da Nebulosa do Caranguejo (WALLYN et al., 2001) é mostrado em verde para comparação.

Fonte: Produção do autor.

Observe que a principal distinção entre as novas curvas de sensibilidade e as antigas é a presença de sobressaltos no entorno de  $40 \text{ keV}$ . Isso ocorre por conta de um aumento do ruído de fundo nesta faixa espectral, o que faz com que haja uma aumento da curva de sensibilidade. Todavia, em termos gerais podemos notar que o comportamento da curva como um todo se mantém.

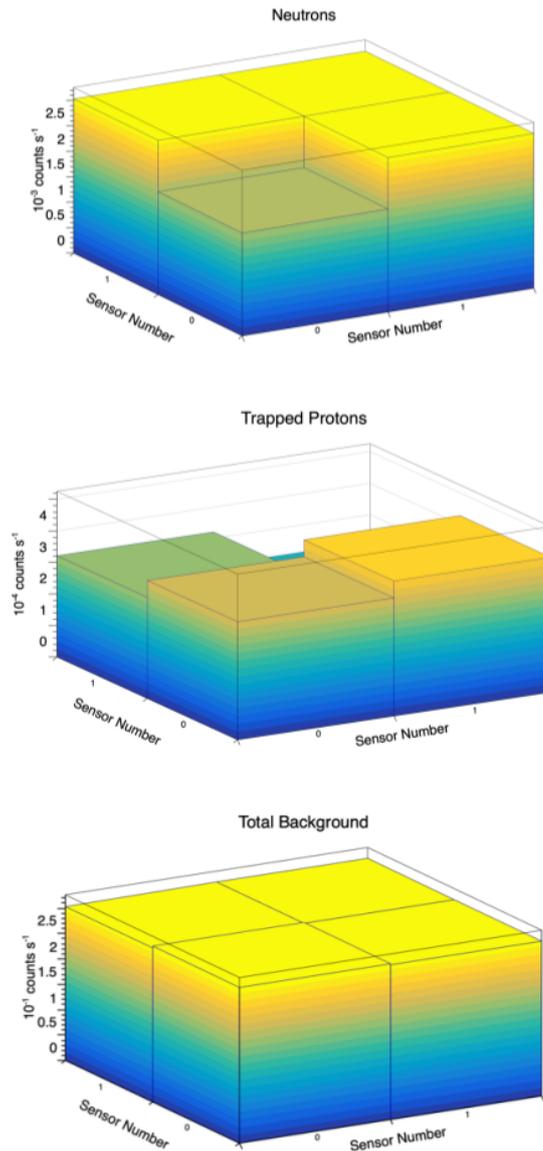
Por fim, realizamos um estudo detalhado da taxa temporal de contagens de cada um dos quatro sensores CZT no que se refere às medidas de ruído de fundo. A seguir, apresentamos uma série de diagramas de barras tridimensionais nos quais a altura de cada barra é diretamente proporcional à taxa temporal de contagens medida. Há um diagrama para cada componente de ruído de fundo e um para a soma de todas elas (ruído total medido).

Figura 2.8 - Distribuição de contagens. As barras de erro típicas são:  $0,3 \times 10^{-2}$  para fótons de albedo, 2 e 3 ( $\times 10^{-3}$ ) para a radiação  $\gamma$  cósmica difusa e  $0,1 \times 10^{-3}$  para raios cósmicos galácticos. Todos os erros em contagens  $s^{-1}$ .



Fonte: Produção do autor.

Figura 2.9 - Distribuição de contagens para nêutrons (superior), prótons secundários (meio) e ruído de fundo total (inferior). As barras de erro típicas são:  $0,1 \times 10^{-3}$  para nêutrons e  $0,3 \times 10^{-4}$  para prótons aprisionados. Os erros em contagens  $s^{-1}$ .



Fonte: Produção do autor.

Na Figura 2.8, podemos observar uma mudança no padrão de contagens quando comparamos a distribuição de contagens da radiação  $\gamma$  proveniente do albedo com as fontes de ruído de origem cósmica, a radiação  $\gamma$  difusa e os raios cósmicos galácticos. No caso do albedo, apenas um dos sensores apresenta uma taxa de  $\sim 4 \times 10^{-3}$  contagens  $s^{-1}$ , enquanto dois dos sensores registram uma taxa de  $3 \times 10^{-3}$  contagens  $s^{-1}$  e o último  $3,5 \times 10^{-3}$  contagens  $s^{-1}$ . A radiação  $\gamma$  difusa e os raios cósmicos galácticos apresentaram, respectivamente,  $2,7 \times 10^{-1}$  contagens  $s^{-1}$  e  $2,4 \times 10^{-2}$  contagens  $s^{-1}$ . Acreditamos, que isso ocorreu devido não apenas ao sistema de blindagem, como também à região de incidência de cada fonte de ruído. O albedo atinge o experimento pela parte inferior, ao passo que as outras duas fontes chegam até o LECX por cima do plano de detecção.

A Figura 2.9 apresenta a distribuição de contagens de nêutrons, prótons aprisionados e a taxa total de contagens obtida por meio da soma de cada fonte de ruído considerada. Podemos notar um comportamento qualitativo semelhante aos casos descritos no parágrafo anterior. Os prótons aprisionados atigem o sistema de blindagem do LECX atravessando o hemisfério inferior da esfera, mas os nêutrons chegam ao experimento por todas as direções da esfera.

Por fim, vale a pena destacar que os nêutrons e prótons interagem com os componentes do sistema de blindagem de forma diferente quando comparada com os fótons de radiação  $\gamma$ , isto é, ocorre a produção de partículas secundárias (principalmente por prótons e nêutrons) de baixa energia que podem depositar energia nos detectores. Acreditamos que esta seja a razão do aumento na taxa de contagens (para raios cósmicos, prótons secundários e nêutrons) ao considerar a interação de tais partículas fundamentais com o sistema de blindagem do experimento. As placas de chumbo, estanho e cobre são suficientemente espessas para os prótons de alta energia produzirem partículas secundárias, que depositam sua energia no plano de detecção, contribuindo para o aumento do ruído de fundo.



### 3 DETERMINAÇÃO DAS COORDENADAS EQUATORIAIS DOS GRBs DETECTADOS PELO LECX

Neste Capítulo, introduzimos as transformações de coordenadas necessárias para obter a ascensão reta e declinação das explosões de raios- $\gamma$  catalogadas pelo LECX. Para tanto, é preciso compreender a disposição geométrica de três sistemas de referência: o sistema do cubesat; o sistema de coordenadas perifocais e o sistema de coordenadas equatoriais fixado no centro de massa do planeta Terra.

#### 3.1 O sistema de coordenadas fixado no nanoMIRAX

O nanoMIRAX é um cubesat 2U cuja seção de corte transversal é paralela ao plano do detector, LECX. Sendo assim, definimos o sistema de eixos coordenados fixados no nanoMIRAX de acordo com a Figura 3.1. Note que o quadrado externo é o resultado da seção transversal do nanoMIRAX.

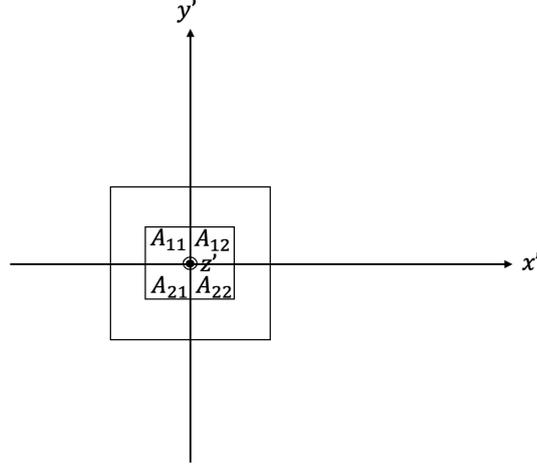
Com o sistema de eixos ( $x'$ ,  $y'$  e  $z'$ ) posto, podemos definir as coordenadas angulares  $z$  e  $A$ . O ângulo formado entre a direção de incidência dos fótons ( $\hat{n}$ ) e o plano do detector determina a coordenada zenital ( $z$ ) do GRB e a abertura formada entre a sua projeção e o eixo  $y'$  estabelece a coordenada azimutal ( $A$ ). A Figura 3.2 resume tais definições.

As coordenadas ( $z, A$ ) são determinadas a partir das contagens dos 4 detectores  $A_{ij}$ . Como o número de contagens da fonte em cada detector é proporcional à área iluminada, podemos determinar a posição da fonte no céu medindo as contagens em cada detector quando as taxas de contagem aumentam repentinamente durante a ocorrência de um evento no FoV do experimento. As unidades de distância relevantes são o lado do detector,  $s$  (10 mm neste caso), e a altura das paredes do sistema de blindagem acima da superfície do detector,  $H$  (20 mm).

Os diagramas da Figura 3.3 mostram simulações nas quais os quatro detectores são representados juntos com uma área circundante. Um quadrado preto, com linhas tracejadas fora dele, representa a área iluminada. O código de cores fornece a escala de contagem na qual 10 k contagens foram lançadas inicialmente em cada detector antes da correção pelas sombras. As sombras ( $L_x$  e  $L_y$ ) são dadas por

$$\begin{cases} L_x = H \tan(z) \cos(A) \\ L_y = H \tan(z) \sin(A) \end{cases} \quad (3.1)$$

Figura 3.1 - Sistema de coordenadas fixado no cubesat.



Os eixos  $x'$  e  $y'$  estão dispostos ao longo do plano do detector, sendo que  $x'$  aponta para o leste e  $y'$  para o norte. O Eixo  $z'$  é perpendicular ao plano do detector de modo que  $\hat{z}' = \hat{x}' \times \hat{y}'$ . Os elementos  $A_{11}$ ,  $A_{12}$ ,  $A_{21}$  e  $A_{22}$  representam a área da matriz dos 4 detectos semicondutores.

Fonte: Produção do autor.

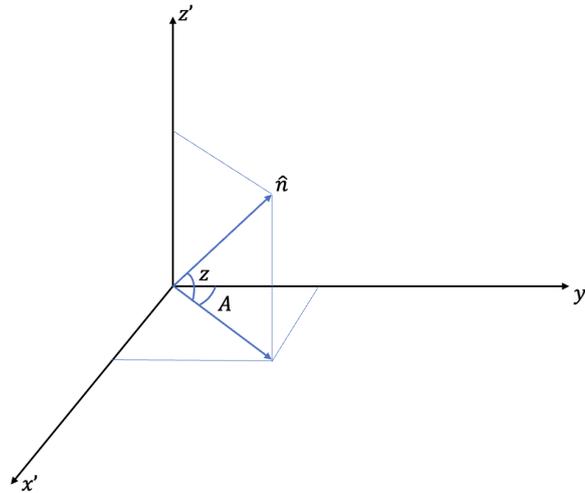
Agora, começando pelo canto superior esquerdo, vamos chamar as áreas iluminadas do detector de  $A_{11}$ ,  $A_{12}$ ,  $A_{21}$  e  $A_{22}$ , seguindo no sentido horário (veja a Figura 3.1). Então,

$$\begin{cases} A_{11} = s^2; & A_{12} = s(s - L_x) \\ A_{21} = s(s - L_y); & A_{22} = (s - L_x)(s - L_y) \end{cases}, \quad (3.2)$$

As Equações 3.2 e 3.1 são usadas para obter os ângulos zenital e azimutal. No caso geral, o algoritmo primeiro identifica o quadrante associado à direção de entrada, encontrando o detector com o maior número de contagens. Em seguida, sinaliza os outros detectores em ordem decrescente de contagens. Posteriormente, resolvemos as equações na forma das Equações 3.2 (dependendo do quadrante) para  $L_x$  e  $L_y$  e, finalmente, usamos as Equações presentes em 3.1 para encontrar  $A$  e  $z$ . O algoritmo reproduz os ângulos de entrada exatamente quando não há flutuações estatísticas.

Esse é o primeiro passo para obtermos as coordenadas equatoriais dos eventos detectados pelo LECX. Com os ângulos de incidência  $(z, A)$  em relação ao sistema fixado no nanoMIRAX, podemos descrever a direção da explosão no céu ( $\hat{n}$ ) usando as transformações entre um sistema de coordenadas esféricas em volta do sistema retangular de coordenadas fixado no nanoMIRAX (ver a Figura 3.2).

Figura 3.2 - Definição das coordenadas azimutal e zenital baseadas no sistema de referência do nanoMIRAX.



Fonte: Produção do autor.

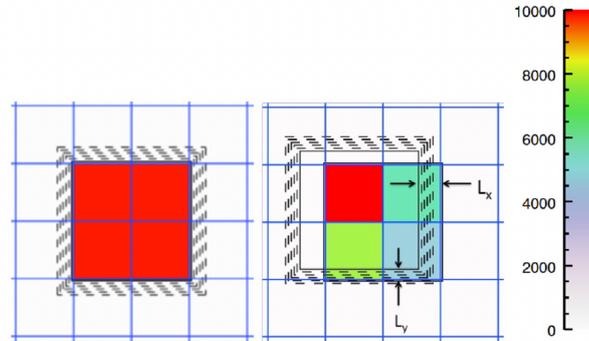
Sendo assim, podemos escrever o vetor unitário  $\hat{n}$  referente à direção de incidência dos fótons em termos dos vetores unitários  $\hat{x}'$ ,  $\hat{y}'$  e  $\hat{z}'$  associados ao sistema de referência fixado no nanoMIRAX:

$$\hat{n} = \cos(z) \sin(A) \hat{x}' + \cos(z) \cos(A) \hat{y}' + \sin(z) \hat{z}'. \quad (3.3)$$

Em seguida, devemos entender como os eixos do sistema fixado no nanoMIRAX estão arranjados em relação à sua órbita. Para tanto, vamos introduzir na próxima seção o sistema de coordenadas perifocais. A disposição entre o sistema de eixos do satélite com relação aos eixos coordenados associados ao sistema de coordenadas perifocais, é determinada pela configuração de atitude do satélite, tópico que também

é discutido na seção subsequente.

Figura 3.3 - O plano do detector do LECX.



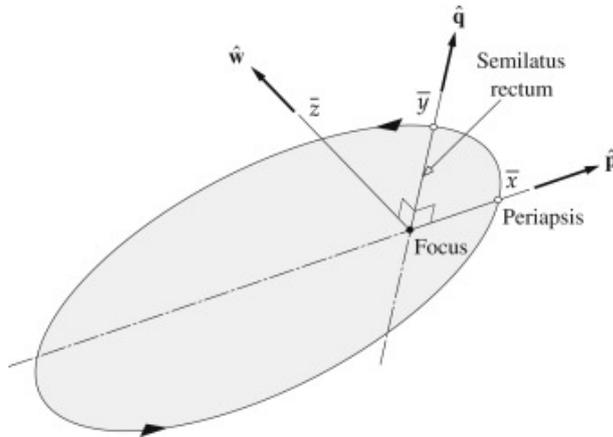
Visto de cima com uma grade de coordenadas mostrada em azul. A área iluminada fica dentro do quadrado preto com regiões sombreadas do lado de fora. As contagens são mostradas em uma escala de cores. Esquerda: incidência do eixo do instrumento (o zênite); Direita: incidência de um azimute de  $333^\circ$  (em relação ao sistema de coordenadas do instrumento) e um ângulo zenital de  $13^\circ$ . O algoritmo de determinação de posição reproduz exatamente a direção de incidência dos quatro valores de contagem.

Fonte: Braga et al. (2020).

### 3.2 O sistema de coordenadas perifocais

O sistema de coordenadas perifocais é usado para determinar a orientação da órbita de um satélite no espaço. Os eixos coordenados são dados por  $p$ ,  $q$  e  $w$ , sendo que os eixos  $p$  e  $q$  estão confinados no plano orbital do satélite e o eixo  $w$  é tal que  $\hat{w} = \hat{p} \times \hat{q}$ . O eixo  $p$  aponta para o perigeu da órbita, ao passo que a direção do eixo  $q$  coincide com a do *semilatus rectum* (local ao longo da órbita cuja anomalia verdadeira é igual a  $90^\circ$ ). O sistema de eixos é fixado em um dos focos da órbita. A Figura 3.4 apresenta tal sistema de coordenadas.

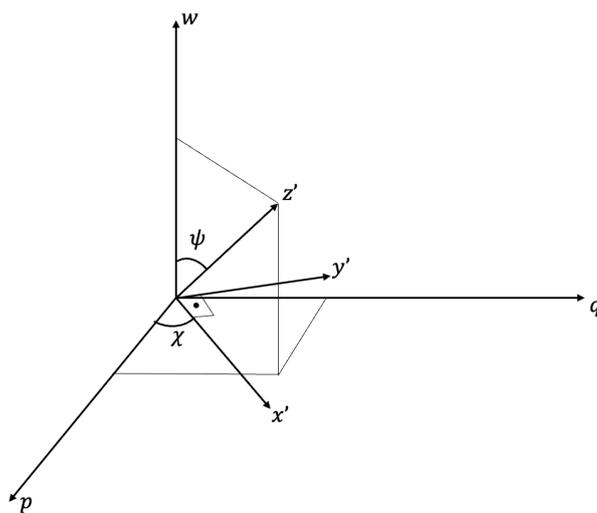
Figura 3.4 - Sistema de coordenadas perifocais.



Fonte: Curtis (2010).

O arranjo entre o sistema de eixos fixado no satélite ( $x'$ ,  $y'$  e  $z'$ ) e o sistema de eixos ( $p$ ,  $q$  e  $w$ ) determina o estado de atitude do cubesat. Para tanto, devemos introduzir as coordenadas de atitude  $\psi$  e  $\chi$ . A Figura 3.5 apresenta as coordenadas  $\psi$  e  $\chi$  e a sua relação com o sistema de coordenadas perifocais.

Figura 3.5 - As coordenadas de atitude  $\psi$  e  $\chi$ .



Fonte: Produção do autor.

Nesse sentido, podemos escrever os vetores unitários do sistema do satélite em termos dos vetores unitários do sistema de coordenadas perifociais:

$$\begin{cases} \hat{x}' = \cos(\psi) \cos(\chi) \hat{p} + \cos(\psi) \sin(\chi) \hat{q} - \sin(\psi) \hat{w} \\ \hat{y}' = \hat{z}' \times \hat{x}' \\ \hat{z}' = \sin(\psi) \cos(\chi) \hat{p} + \sin(\psi) \sin(\chi) \hat{q} + \cos(\psi) \hat{w} \end{cases}$$

Logo, temos:

$$\begin{cases} \hat{x}' = \cos(\psi) \cos(\chi) \hat{p} + \cos(\psi) \sin(\chi) \hat{q} - \sin(\psi) \hat{w} \\ \hat{y}' = -\sin(\chi) \hat{p} + \cos(\chi) \hat{q} \\ \hat{z}' = \sin(\psi) \cos(\chi) \hat{p} + \sin(\psi) \sin(\chi) \hat{q} + \cos(\psi) \hat{w} \end{cases} \quad (3.4)$$

Agora, temos insumos para escrever a direção de incidência dos fótons ( $\hat{n}$ ) em termos dos vetores unitários associados ao sistema de coordenadas perifociais:

$$\hat{n} = n_p \hat{p} + n_q \hat{q} + n_w \hat{w}, \quad (3.5)$$

onde

$$\begin{cases} n_p = \cos(z) \sin(A) \cos(\psi) \cos(\chi) - \cos(z) \cos(A) \sin(\chi) + \sin(z) \sin(\psi) \cos(\chi) \\ n_q = \cos(z) \sin(A) \cos(\psi) \sin(\chi) + \cos(z) \cos(A) \cos(\chi) + \sin(z) \sin(\psi) \sin(\chi) \\ n_w = \sin(z) \cos(\psi) - \cos(z) \sin(A) \sin(\psi) \end{cases}$$

ou ainda:

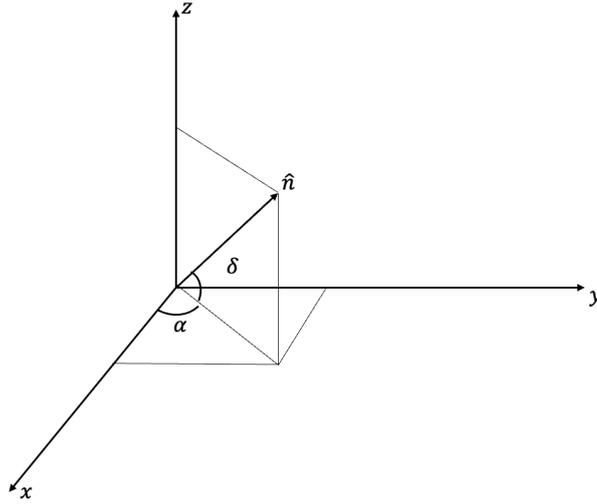
$$\begin{bmatrix} n_p \\ n_q \\ n_w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\psi) \cos(\chi) & -\sin(\chi) & \sin(\psi) \cos(\chi) \\ \cos(\psi) \sin(\chi) & \cos(\chi) & \sin(\psi) \sin(\chi) \\ 0 & -\sin(\psi) & \cos(\psi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(z) \sin(A) \\ \cos(z) \cos(A) \\ \sin(z) \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

### 3.3 O sistema de coordenadas equatoriais

O sistema de coordenadas equatoriais é definido com base no plano equatorial celeste e a direção do ponto de Áries. Observe a Figura 3.6. O eixo  $x$  aponta para o ponto

vernal (ponto no qual o Sol cruza o equador celeste). O eixo  $z$  aponta para o polo norte celeste. E o eixo  $y$  é perpendicular a ambos. Note que os eixos  $x$  e  $y$  são paralelos ao plano equatorial celeste.

Figura 3.6 - As coordenadas equatoriais RA ( $\alpha$ ) e DEC ( $\delta$ ).



Fonte: Produção do autor.

As coordenadas equatoriais são a ascensão reta e a declinação, RA e DEC, respectivamente. Às vezes nos referimos a tais coordenadas como RA e DEC, com base no inglês (RA - *Right Ascention* e DEC - *Declination*). Portanto, para cada ponto da esfera celeste, podemos associar uma única direção definida pelo par (RA,DEC).

Se as componentes do vetor unitário  $\hat{n}$  ao longo dos eixos coordenados  $(x,y,z)$  são dadas por  $n_x, n_y$  e  $n_z$ , então as coordenadas RA e DEC são

$$\left\{ \begin{array}{l} RA = \arctan\left(\frac{n_y}{n_x}\right) \\ DEC = \arctan\left(\frac{n_z}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2}}\right) \end{array} \right. \quad (3.7)$$

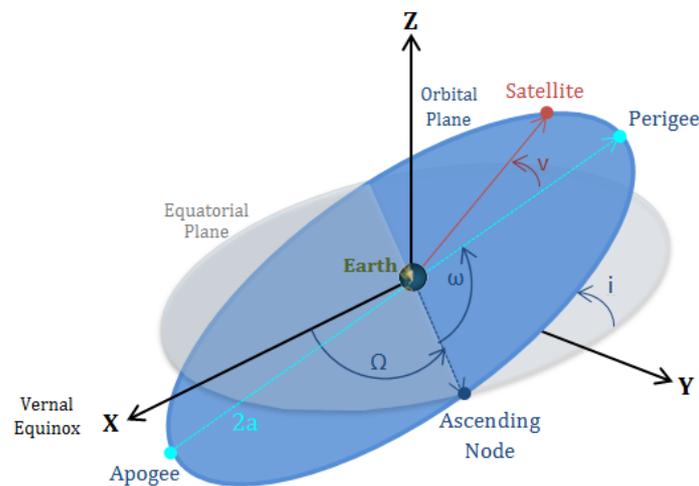
Portanto, para determinar as coordenadas equatoriais, RA e DEC, dos GRBs de-

tectados pelo LECX, temos de encontrar as componentes do vetor unitário associado à direção da explosão de raios- $\gamma$  na esfera celeste,  $\hat{n}$ ,  $n_x, n_y$  e  $n_z$ . Para tanto, é preciso escrever os vetores unitários associados ao sistema de coordenadas perifocais,  $\hat{p}$ ,  $\hat{q}$  e  $\hat{w}$ , em termos dos vetores unitários associados ao sistema de coordenadas equatoriais,  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  e  $\hat{z}$ . Tal procedimento é descrito na seção seguinte.

### 3.4 Transformação das coordenadas (z,A) em (RA,DEC)

Por fim, para obter as coordenadas equatoriais da explosão de raios- $\gamma$ , antes é preciso escrever os vetores unitários do sistema de coordenadas perifocais usando a base associada ao sistema de coordenadas equatoriais. Tais transformações dependem da orientação espacial da órbita, ou seja, como o plano orbital está orientado. Em geral, podemos especificar tal configuração a partir de três coordenadas angulares: a inclinação orbital ( $i$ ); a longitude do nodo ascendente ( $\Omega$ ) e o argumento do perigeu ( $\omega$ ). A Figura 3.7 mostra as definições de tais ângulos e como eles descrevem a orientação do plano orbital do satélite.

Figura 3.7 - Elementos orbitais.



Os ângulos  $i$ ,  $\Omega$  e  $\omega$  definem a disposição do plano orbital no espaço. Tais coordenadas fazem parte do conjunto de parâmetros orbitais conhecidos como elementos keplerianos. Há também a posição do ponto vernal, do apogeu e do perigeu orbitais.

Fonte: Maciuk (2020).

Conforme (CURTIS, 2013), podemos relacionar o sistema de coordenadas perifocais com o sistema de coordenadas equatoriais por meio das seguintes expressões:

$$\begin{cases} \hat{p} = p_x \hat{x} + p_y \hat{y} + p_z \hat{z} \\ \hat{q} = q_x \hat{x} + q_y \hat{y} + q_z \hat{z}, \\ \hat{w} = w_x \hat{x} + w_y \hat{y} + w_z \hat{z} \end{cases} \quad (3.8)$$

onde

$$\begin{cases} p_x = \cos(\Omega) \cos(\omega) - \sin(\Omega) \cos(i) \sin(\omega) \\ p_y = \sin(\Omega) \cos(\omega) - \cos(\Omega) \cos(i) \sin(\omega) \\ p_z = \sin(i) \sin(\omega) \\ q_x = -\cos(\Omega) \sin(\omega) - \sin(\Omega) \cos(i) \cos(\omega) \\ q_y = -\sin(\Omega) \sin(\omega) + \cos(\Omega) \cos(i) \cos(\omega) \\ q_z = \sin(i) \cos(\omega) \\ w_x = \sin(i) \sin(\Omega) \\ w_y = -\sin(i) \cos(\Omega) \\ w_z = \cos(i) \end{cases} \quad (3.9)$$

Agora, podemos escrever o vetor unitário  $\hat{n}$  em termos dos vetores unitários associados ao sistema de coordenadas equatoriais.

$$\hat{n} = n_x \hat{x} + n_y \hat{y} + n_z \hat{z}, \quad (3.10)$$

onde

$$\begin{cases} n_x = n_p p_x + n_q q_x + n_w w_x \\ n_y = n_p p_y + n_q q_y + n_w w_y \\ n_z = n_p p_z + n_q q_z + n_w w_z \end{cases}$$

Vale lembrar que as componentes  $(n_p, n_q, n_w)$  são dadas pela Equação matricial 3.6. Com isso, usamos as Equações em 3.7 para computar os valores das coordenadas equatoriais do GRB, transformando, portanto, as coordenadas (z,A) em (RA,DEC). Por fim, poderíamos também representar tal resultado por meio de um produto matricial:

$$\begin{bmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_x & q_x & w_x \\ p_y & q_y & w_y \\ p_z & q_z & w_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_p \\ n_q \\ n_w \end{bmatrix}$$

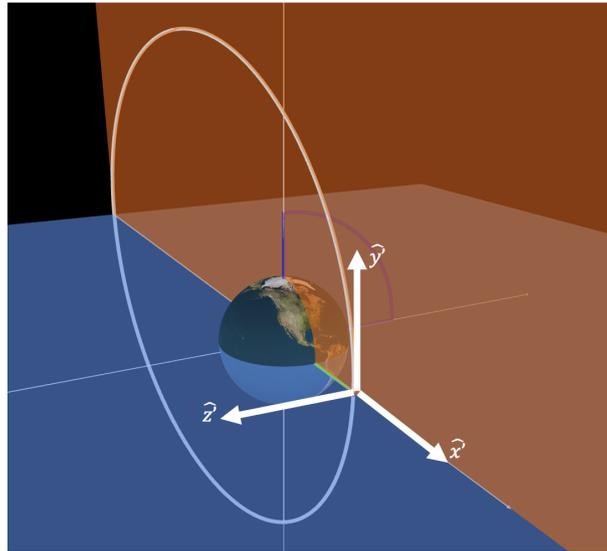
$$\begin{bmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_x & q_x & w_x \\ p_y & q_y & w_y \\ p_z & q_z & w_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\psi) \cos(\chi) & -\sin(\chi) & \sin(\psi) \cos(\chi) \\ \cos(\psi) \sin(\chi) & \cos(\chi) & \sin(\psi) \sin(\chi) \\ 0 & -\sin(\psi) & \cos(\psi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(z) \sin(A) \\ \cos(z) \cos(A) \\ \sin(z) \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

### 3.5 Verificação geométrica

Podemos testar a validade das expressões deduzidas na seção anterior por meio da análise de um caso simples de ser tratado geometricamente. Observe as Figuras 3.8 e 3.9. Podemos perceber de maneira direta que as coordenadas equatoriais para a explosão de raios- $\gamma$  da Figura 3.9 são:

$$\begin{cases} RA = 270^\circ \\ DEC = -37^\circ \end{cases} \quad (3.12)$$

Figura 3.8 - Disposição espacial do sistema de eixos do satélite para uma órbita com  $i = 90^\circ$ ,  $\Omega = 0^\circ$  e  $\omega = 0^\circ$ .



O plano equatorial celeste está em azul e o plano orbital em laranja. Note que os ângulos  $\psi$  e  $\chi$  são ambos iguais a zero de modo que o sistema de eixos do satélite coincide com o das coordenadas perifocais.

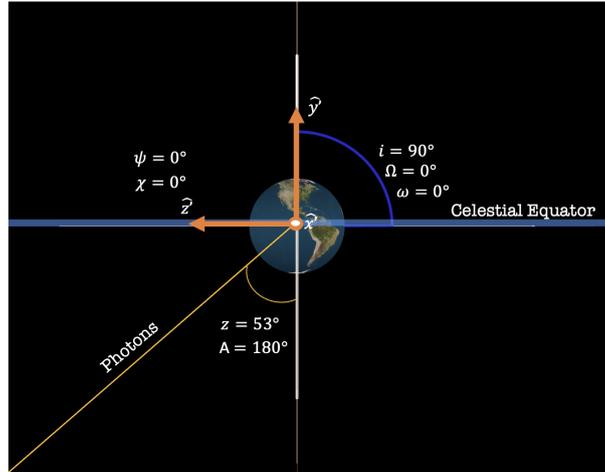
Fonte: Produção do autor.

Lembrando que a declinação é definida como o ângulo entre a direção dos fótons e o Equador celeste, isto é, para esta configuração orbital e de atitude do satélite (veja a Figura 3.9), temos:

$$z + DEC = 90^\circ \quad (3.13)$$

A declinação é negativa porque a direção de incidência dos fótons está abaixo do plano equatorial.

Figura 3.9 - Visão ao longo do eixo  $x'$ .



Note que os fótons incidentes possuem coordenadas  $z = 53^\circ$  e  $A = 180^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

Usando os valores de  $i$ ,  $\Omega$ ,  $\omega$ ,  $\psi$ ,  $\chi$ ,  $z$  e  $A$  indicados na Figura 3.9 e as Equações 3.2, 3.9, 3.4 e 3.7, o resultado derivado de maneira geométrica deve coincidir com o calculado usando tais Equações, se as expressões deduzidas na seção anterior estiverem corretas. Sendo assim, o desenvolvimento matemático a seguir prova que as relações obtidas na seção anterior são inteiramente válidas. Observe:

$$\begin{cases} n_p = \cos(53) \sin(180) \cos(0) \cos(0) - \cos(53) \cos(180) \sin(0) + \sin(53) \sin(0) \cos(0) \\ n_q = \cos(53) \sin(180) \cos(0) \sin(0) + \cos(53) \cos(180) \cos(0) + \sin(53) \sin(0) \sin(0) \\ n_w = \sin(53) \cos(0) - \cos(53) \sin(180) \sin(0) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} n_p = 0 \\ n_q = -0,60181502315 \\ n_w = 0,79863551004 \end{cases}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p_x = \cos(0) \cos(0) - \sin(0) \cos(90) \sin(0) \\ p_y = \sin(0) \cos(0) - \cos(0) \cos(90) \sin(0) \\ \quad p_z = \sin(90) \sin(0) \\ q_x = -\cos(0) \sin(0) - \sin(0) \cos(90) \cos(0) \\ q_y = -\sin(0) \sin(0) + \cos(0) \cos(90) \cos(0) \\ \quad q_z = \sin(90) \cos(0) \\ w_x = \sin(90) \sin(0) \\ w_y = -\sin(90) \cos(0) \\ \quad w_z = \cos(90) \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} p_x = 1 \\ p_y = 0 \\ p_z = 0 \\ q_x = 0 \\ q_y = 0 \\ q_z = 1 \\ w_x = 0 \\ w_y = -1 \\ w_z = 0 \end{array} \right.$$

$$\begin{bmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ -0,60181502315 \\ 0,79863551004 \end{bmatrix}$$

$$\Rightarrow \boxed{\begin{bmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -0,79863551004 \\ -0,60181502315 \end{bmatrix}}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} RA = \arctan\left(\frac{n_y}{n_x}\right) \\ DEC = \arctan\left(\frac{n_z}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2}}\right) \end{array} \right.$$

$$\begin{cases} RA = \arctan(-\infty) \\ DEC = \arctan(-0,7535540501) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \boxed{\begin{cases} RA = -90^\circ \Rightarrow RA = 270^\circ = 18h\ 00min\ 00sec \\ DEC = -37^\circ = -37^\circ\ 00'\ 00'' \end{cases}}$$

Portanto, as coordenadas calculadas são iguais às obtidas geometricamente, fato que verifica as relações matemáticas deduzidas na seção anterior.

### 3.6 Determinação das incertezas para as coordenadas equatoriais

A base para o cálculo do erro associado às coordenadas RA e DEC é a teoria de propagação de erros. Como ponto de partida, precisamos definir as funções  $F_\alpha$  e  $F_\delta$ :

$$\begin{cases} RA = F_\alpha(z, A, \psi, \chi, \Omega, \omega, i) \\ DEC = F_\delta(z, A, \psi, \chi, \Omega, \omega, i) \end{cases} \quad (3.14)$$

Note que após desenvolvermos os produtos matriciais em 3.11, obtermos os valores para  $(n_x, n_y, n_z)$  e substituímos nas equações para (RA, DEC) em 3.7, vamos obter separadamente as funções  $F_\alpha$  e  $F_\delta$ . Sendo assim, observe que após os sensores medirem os valores das sete coordenadas angulares e suas respectivas incertezas, é preciso efetuar a propagação dos erros associados a cada coordenada angular para determinar os erros totais para as coordenadas equatoriais calculadas. Nesse sentido, os erros  $\sigma_{RA}$  e  $\sigma_{DEC}$  são dados por:

$$\begin{cases} \sigma_{RA} = \sqrt{\sum_{j=1}^7 \left( \frac{\partial F_\alpha}{\partial x_j} \sigma_j \right)^2} \\ \sigma_{DEC} = \sqrt{\sum_{j=1}^7 \left( \frac{\partial F_\delta}{\partial x_j} \sigma_j \right)^2} \end{cases}, \quad (3.15)$$

onde  $x_j$  representa a  $i$ -ésima coordenada angular e  $\sigma_j$  é a incerteza associada de acordo com a correspondência

$$\left\{ \begin{array}{l} x_1, \sigma_1 \rightarrow z, \sigma_z \\ x_2, \sigma_2 \rightarrow A, \sigma_A \\ x_3, \sigma_3 \rightarrow \psi, \sigma_\psi \\ x_4, \sigma_4 \rightarrow \chi, \sigma_\chi \\ x_5, \sigma_5 \rightarrow \Omega, \sigma_\Omega \\ x_6, \sigma_6 \rightarrow \omega, \sigma_\omega \\ x_7, \sigma_7 \rightarrow i, \sigma_i \end{array} \right. \quad (3.16)$$

É fácil perceber que as expressões finais para tais incertezas são muito grandes de modo que não seria conveniente expô-las neste texto. Por isso, realizamos tais cálculos por meio do pacote Sympy e implementamos o algoritmo para o cálculo das coordenadas equatoriais. O programa está no Apêndice A.

O SymPy é uma biblioteca de álgebra simbólica em Python. Ele fornece ferramentas para realizar manipulações simbólicas, como simplificação de expressões, resolução de equações, cálculo de derivadas e integrais, manipulação de polinômios, álgebra linear simbólica, entre outras funcionalidades. Com o SymPy, podemos realizar cálculos matemáticos de forma simbólica, o que significa que podemos trabalhar com expressões matemáticas em sua forma simbólica, em vez de avaliá-las numericamente.



## 4 OBTENÇÃO DA DENSIDADE DE FORMAÇÃO ESTELAR CÓSMICA POR MEIO DA CONTAGEM DE GRBs LONGOS

Embora os estudos da fronteira em altos *redshifts* da taxa de formação estelar (SFR) tenham avançado rapidamente, as medições diretas além de  $z \sim 4$  permanecem difíceis, como mostrado por divergências significativas entre os diferentes resultados. Explosões de raios gama, devido ao seu brilho e associação com estrelas massivas, oferecem uma alternativa para remediar tal situação, uma vez que a taxa de ocorrência de GRBs longos pode ser adequadamente relacionada à SFR.

Os dados do satélite *Swift* revelam uma evolução crescente na taxa de GRBs longos em relação à SFR para *redshifts* intermediários; levando isso em consideração, usamos os dados de GRBs longos de maior *redshift* para fazer uma nova determinação da SFR para  $z > 4$ .

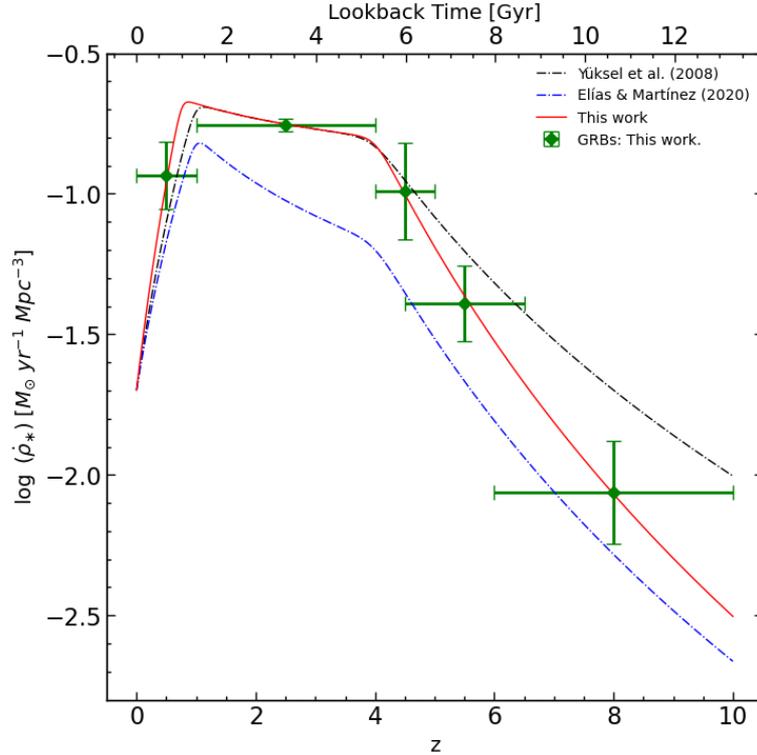
Neste Capítulo, apresentamos um modelo para obter a taxa de formação estelar cósmica específica em termos do *redshift* a partir da contagem de GRBs longos. O modelo foi proposto inicialmente por (YÜKSEL et al., 2008), baseado nos dados do satélite *Swift* (GEHRELS et al., 2004) disponíveis naquela época.

Conseqüentemente, fazemos uma atualização daquele trabalho por meio da inserção dos novos eventos detectados até o momento. Ademais, comparamos os nossos resultados com um dos trabalhos mais recentes o qual também emprega a mesma técnica para medir a taxa de formação estelar (ELÍAS-CHÁVEZ; MARTÍNEZ, 2020).

### 4.1 Introdução

A história da formação estelar no Universo é de intenso interesse para muitos em astrofísica, e é natural continuar empurrando o limite de observações para o mais cedo possível, isto é, para *redshifts* cada vez maiores. Nossa compreensão dessa história está aumentando, com uma imagem consistente surgindo agora até *redshift*  $z \sim 10$ , conforme resumido na Figura 4.1. Muito interesse atual está nesta fronteira em altos *redshifts*, onde as primeiras estrelas que podem ser responsáveis pela reionização do Universo residem.

Figura 4.1 - Taxa de formação estelar específica em termos do *redshift*,  $z$ , e do tempo de retrospectiva.



A curva em preto representa os resultados obtidos por (YÜKSEL et al., 2008) e a curva azul representa o ajuste realizado por (ELÍAS-CHÁVEZ; MARTÍNEZ, 2020). E a curva vermelha revela o ajuste realizado neste trabalho com os dados mais atuais do satélite *Swift* (GEHRELS et al., 2004).

Fonte: Produção do autor.

Nesse sentido, ao invés de obter a taxa de formação de estrelas massivas a partir de suas populações observadas, medimos diretamente a SFR por meio de taxa de mortalidade de estrelas massivas, ou seja, taxa de ocorrência de GRBs longos, uma vez que suas vidas são curtas (algo da ordem de alguns milhões de anos).

O brilho dos GRBs longos se estende por um amplo intervalo de comprimentos de onda, fato que os torna fontes ideais para medir o histórico de formação estelar (SFH) (ver os trabalhos pioneiros de (TOTANI, 1997), (WIJERS et al., 1998), (LAMB; REICHART, 2000), (BLAIN; NATARAJAN, 2000), (PORCIANI; MADAU, 2001) e (BROMM; LOEB, 2002)). Nos últimos anos, o satélite *Swift* tem aumentado cada vez mais o intervalo de *redshifts* associado aos GRBs longos, incluindo muitos even-

tos em  $z \geq 4$ . Surpreendentemente, os dados mostram que as observações de GRBs longos não podem ser diretamente associadas ao SFH, ao invés disso elas implicam em algum tipo de evolução adicional ((DAIGNE et al., 2006), (LE; DERMER, 2007), (KISTLER et al., 2008), (SALVATERRA; CHINCARINI, 2007), (GUETTA; PIRAN, 2007), (KISTLER et al., 2008), (SALVATERRA et al., 2009a)).

Além disso, usamos as luminosidades dos GRBs longos, estimadas a partir dos parâmetros  $T_{90}$  e  $E_{iso}$ , para excluir GRBs longos fracos que ocorreram em baixos *redshifts*, os quais não seriam visíveis em nossa amostra de altos *redshifts*, ou seja, para comparar “maçãs com maçãs”. Embora a estatística de GRBs longos em altos *redshifts* seja relativamente composta por uma pequena amostra de eventos, ela permite uma abordagem complementar a outras determinações da SFR, as quais devem lidar com correções de extinção atualmente desconhecidas, variância cósmica e efeitos de seleção, o mais importante é que as pesquisas baseadas em funções de luminosidade de galáxias na faixa UV sondam necessariamente os objetos mais brilhantes, uma vez que ocorre o fenômeno da extinção (absorção e espalhamento da radiação devido aos grãos de poeira presentes no IGM e na Galáxia). Estes estudos contém, portanto, apenas uma pequena fração da atividade de formação de estrelas nas épocas mais antigas do Universo.

## 4.2 O modelo

A relação entre a taxa de ocorrência de GRBs longos e a densidade de SFR pode ser parametrizada como

$$\dot{n}_{GRB}(z) = \varepsilon(z) \times \dot{\rho}_*(z), \quad (4.1)$$

onde  $\varepsilon(z)$  representa a fração de estrelas que produzem GRBs longos e quaisquer efeitos evolutivos adicionais, ou seja, uma espécie de eficiência para formar GRBs longos por unidade de massa estelar,  $\dot{\rho}_*$  é a densidade de formação estelar, medida em  $M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$  e  $\dot{n}_{GRB}$  é o número de GRBs por ano por  $\text{Mpc}^3$ .

Sendo assim, a distribuição esperada (em todo o céu) de GRBs longos por unidade de *redshift* pode ser escrita como:

$$\frac{d\dot{N}}{dz} = F(z) \frac{\dot{n}_{GRB}(z)}{\langle f_{beam} \rangle} \frac{dV/dz}{1+z}, \quad (4.2)$$

onde  $0 < F(z) < 1$  reflete a capacidade instrumental de detectar a rajada inicial de raios  $\gamma$  e de medir o seu *redshift* a partir de técnicas espectroscópicas dos fótons de seu *afterglow*, além disso também inclui outros fatores instrumentais tais como a sensibilidade dos sensores presentes no satélite. Devido à natureza síncrotron dos fótons de *prompt emission*, há um intenso efeito de *beaming* associado aos GRBs longos detectados. Isso significa que se a linha de visão até a Terra estiver fora do ângulo de *beaming* do evento, os instrumentos em órbita não serão capazes de detectar o GRB. O fator  $\langle f_{beaming} \rangle$  representa tal efeito (ver os trabalhos de (BLOOM et al., 2003), (FIRMANI et al., 2004), (KOCEVSKI; BUTLER, 2008)). O fator  $1/(1+z)$  é devido à dilatação temporal cosmológica, e  $dV/dz$  é o volume comóvel por unidade de *redshift* dado por:

$$\frac{dV}{dz} = \frac{4\pi \frac{c}{H_0} d_c^2(z)}{\sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda}}, \quad (4.3)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo,  $H_0$  é o parâmetro de Hubble atual (para  $z = 0$ ),  $\Omega_m$  e  $\Omega_\Lambda$  são, respectivamente, a densidade de matéria e a densidade de energia escura atuais do Universo<sup>1</sup>. O fator  $d_c(z)$  é a distância comóvel dada por:

$$d_c(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1+z')^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda}}. \quad (4.4)$$

Os fatores  $F(z)$  e  $\varepsilon(z)$  são discutidos detalhadamente em (KISTLER et al., 2008), onde é mostrado que  $F(z)$  pode ser tratado como uma constante ( $F_0$ ) desde que apenas selecionemos eventos suficientemente luminosos ( $L_{iso} > 3 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ ). Com isso, o parâmetro  $\varepsilon(z)$  pode ser escrito como:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0(1+z)^\alpha, \quad (4.5)$$

onde  $\alpha = 1,35$  e  $\varepsilon_0$  é uma constante desconhecida que engloba a conversão absoluta entre a taxa de ocorrência de GRBs longos e SFR para um dado intervalo de luminosidade. A tendência evolutiva descrita por  $\alpha$  pode surgir de vários mecanismos (KISTLER et al., 2008), tal como a preferência de GRBs longos por ambientes com baixa metalicidade (ver (STANEK et al., 2003), (LANGER; NORMAN, 2006),

---

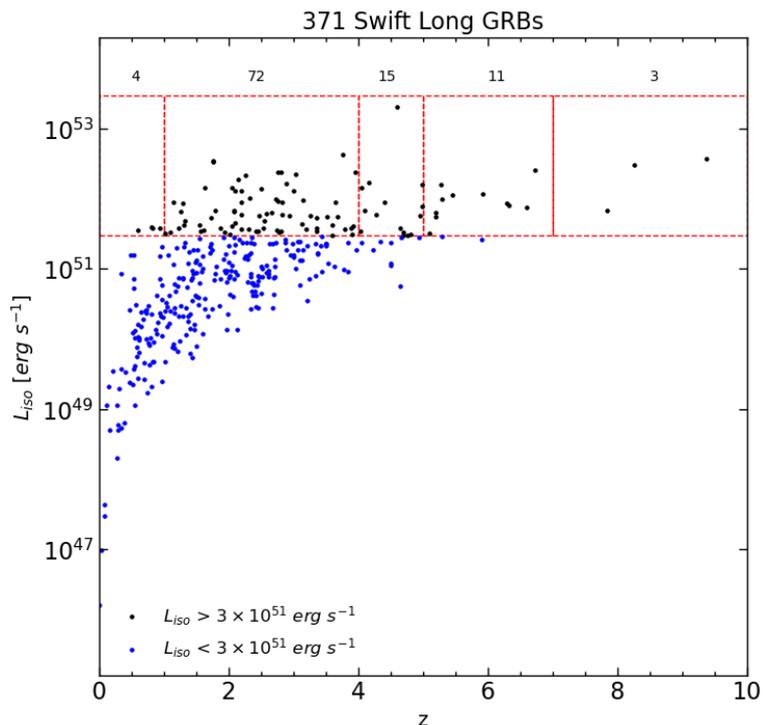
<sup>1</sup> $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0,3$  e  $\Omega_\Lambda = 0,7$ .

(CEN; FANG, 2007) e (LI, 2008)).

Há um consenso geral sobre o fato de que a taxa de GRBs longos não segue estritamente a SFR, mas é realmente aprimorada por alguns mecanismos desconhecidos em altos *redshifts*. Vários cenários de evolução foram considerados para explicar o aumento observado, incluindo a evolução da densidade de taxa de GRBs longos, evolução cósmica de metalicidade, evolução da função de massa inicial estelar e evolução na função de luminosidade. Em suma, há muito debate sobre os mecanismos responsáveis por tal aprimoramento. Para simplificar, adotamos o modelo de evolução da densidade e parametrizamos a evolução na taxa de GRBs longos por meio da Equação 4.5.

A Figura 4.2 mostra a distribuição de 371 GRBs longos detectados com o satélite *Swift* (GEHRELS et al., 2004). A subdivisão em termos de  $z$  dos eventos luminosos ( $L_{iso} > 3 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ ) foi feita como mostrado pelos retângulos vermelhos na Figura 4.2 para coincidir com os valores de *breaks* da lei de potência utilizada para realizar o ajuste (ver Equação 4.14).

Figura 4.2 - Distribuição das luminosidades isotrópicas ( $L_{iso}$ ) de 371 GRBs longos ( $T_{90} > 2 s$ ) detectados pelo *Swift*. Observe que há uma distinção entre dois grupos de eventos:  $L_{iso} < 3 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$  (pontos azuis) e  $L_{iso} > 3 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$  (pontos pretos) ou eventos luminosos. Além disso, também há uma subdivisão entre os GRBs longos luminosos em termos do seu *redshift* (caixas vermelhas):  $z = 0 - 1$ ;  $1 - 4$ ;  $4 - 5$ ;  $5 - 7$  e  $7 - 10$ . Os números na parte superior de cada caixa vermelha representam o total de eventos da subdivisão (quantidade de pontos pretos no interior da caixa vermelha abaixo).



Fonte: Produção do autor.

A luminosidade isotrópica ( $L_{iso}$ ) é dada por:

$$L_{iso} = \frac{E_{iso}}{T_{90}}(1 + z), \quad (4.6)$$

onde  $E_{iso}$  é a energia isotrópica equivalente na banda  $1 - 10^4 \text{ keV}$  (não corrigida pelo efeito de *beaming*) liberada no referencial da fonte (ou de repouso),  $T_{90}$  é o tempo dentro do qual 90% da energia em raios  $\gamma$  da rajada inicial atinge o sensor.

Uma vez que apenas eventos extremamente luminosos podem ser detectados em

todos os *redshifts*, definimos uma luminosidade isotrópica de corte, baseada nos valores de  $L_{iso}$  de eventos observados em altos *redshifts*, de  $L_{iso} > 3 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ . Esse valor foi utilizado como critério para selecionar os GRBs longos usados neste trabalho para estimar a SFR.

Os GRBs longos em  $z = 1 - 4$  atuam como um “grupo de controle” para basear a conversão da taxa de ocorrência de GRBs longos para SFR, uma vez que essa faixa possui boas medições de SFR e boas estatísticas de contagem de GRBs longos. Calculamos o número “esperado” de GRBs longos neste intervalo como:

$$\begin{aligned} N_{1-4}^{exp} &= \Delta t \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \int_1^4 dz F(z)\varepsilon(z) \frac{\dot{\rho}_*(z)}{\langle f_{beam} \rangle} \frac{dV/dz}{1+z} \\ &= A \int_1^4 dz \dot{\rho}_*(z)(1+z)^\alpha \frac{dV/dz}{1+z}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

onde  $A = \frac{\Delta t \Delta\Omega \varepsilon_0 F_0}{4\pi \langle f_{beam} \rangle}$  engloba o tempo de observação ( $\Delta t$ ), a faixa angular do céu ( $\Delta\Omega$ ) varrida em tal intervalo de tempo e os parâmetros já discutidos anteriormente.

Para um intervalo de *redshifts* qualquer ( $z_1 - z_2$ ), podemos utilizar a densidade de SFR média,  $\langle \dot{\rho}_* \rangle_{z_1-z_2}$ , de modo que podemos escrever uma relação semelhante para tal intervalo:

$$N_{z_1-z_2}^{exp} = \langle \dot{\rho}_* \rangle_{z_1-z_2} A \int_{z_1}^{z_2} dz (1+z)^\alpha \frac{dV/dz}{1+z} \quad (4.8)$$

O nosso interesse está em  $\langle \dot{\rho}_* \rangle_{z_1-z_2}$ , parâmetro que podemos obter dividindo a Equação 4.8 pela Equação 4.7:

$$\langle \dot{\rho}_* \rangle_{z_1-z_2} = \frac{N_{z_1-z_2}^{obs}}{N_{1-4}^{obs}} \frac{\int_1^4 dz \dot{\rho}_*(z)(1+z)^\alpha \frac{dV/dz}{1+z}}{\int_{z_1}^{z_2} dz (1+z)^\alpha \frac{dV/dz}{1+z}}, \quad (4.9)$$

onde supomos que o número de GRBs longos observados é igual ao número esperado de GRBs longos.

### 4.3 A taxa de formação estelar para altos *redshifts*

A Figura 4.1 mostra a curva ajustada para a SFR cósmica em comparação com os resultados do trabalho pioneiro de (YÜKSEL et al., 2008) e com a pesquisa mais recente de (ELÍAS-CHÁVEZ; MARTÍNEZ, 2020). Cada conjunto de GRBs longos agrupados por meio dos retângulos vermelhos da Figura 4.2 fornece um valor de SFR cósmica (ponto verde) presente na Figura 4.1. As barras de erro horizontais são dadas pelo intervalo (em  $z$ ) definido por cada retângulo, ao passo que as barras de erro verticais são calculadas a partir da definição de erro padrão (*Standard Error* - SE), dada por:

$$SE = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}, \quad (4.10)$$

onde  $\sigma$  é o desvio padrão da amostra e  $n$  representa a quantidade de elementos do espaço amostral. No caso da Figura 4.1, cada curva fornece um dos valores do espaço amostral da SFR cósmica, sendo que o valor da SFR é computado para o *redshift* médio de cada intervalo de  $z$  definido pela largura do retângulo vermelho. Os valores de *redshift* médios são:

$$\bar{z} = [0.5, 2.5, 4.5; 6; 8.5]. \quad (4.11)$$

Para realizar o ajuste dos pontos obtidos, usamos uma espécie contínua de lei de potência como em (YÜKSEL et al., 2008) da forma:

$$\dot{\rho}_*(z) = \dot{\rho}_0 \left[ (1+z)^{a\eta} + \left( \frac{1+z}{B} \right)^{b\eta} + \left( \frac{1+z}{C} \right)^{c\eta} \right]^{1/\eta}, \quad (4.12)$$

onde

$$\left\{ \begin{array}{l} a = 4,2 \\ b = -0,3 \\ c = -4,99 \\ B = 5000 \\ C = 7,58 \\ \eta = -10 \\ \dot{\rho}_0 = 0,02 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3} \end{array} \right. \quad (4.13)$$

Vale ressaltar também que os valores dos coeficientes  $B$  e  $C$  dependem dos parâmetros  $a$ ,  $b$  e  $c$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} B = (1 + z_1)^{1-a/b} \\ C = (1 + z_1)^{(b-a)/c} (1 + z_2)^{1-b/c}. \end{array} \right. \quad (4.14)$$

Após obtermos os valores de SFR (pontos verdes na Figura 4.1), usamos o modelo dado pela Equação 4.14 para realizar um ajuste via método dos mínimos quadrados usando o coeficiente  $c$  como único parâmetro do ajuste. Nosso resultado para a faixa em altos *redshifts* ( $z > 4$ ) concordam muito bem com os de (WANG; DAI, 2009), uma vez que os autores obtiveram uma dependência da forma  $(1 + z)^{-5,01}$  para a faixa de *redshifts* superiores a 4 e os resultados deste trabalho apontam uma curva proporcional a  $(1 + z)^{-4,99}$ .

Vale salientar que aqueles autores levam em consideração a metalicidade das galáxias hospedeiras de GRBs longos em altos *redshifts*, o que torna o modelo mais complexo. Portanto, conseguimos mostrar que usando uma descrição matemática mais simples tal como (YÜKSEL et al., 2008), os resultados gerados para a SFR em altos *redshifts* concordam com aqueles publicados em (WANG; DAI, 2009).

#### 4.4 Comparação com outras medidas de SFR

Os principais traçadores de formação de estrelas são: emissão no FIR (*Far Infrared*); emissão em rádio em galáxias; emissão  $H\alpha$ ; radiação UV e luminosidade em raios X. Em resumo, regiões de formação estelar tendem a emitir radiação eletromagnética em tais faixas espectrais sob condições específicas, o que nos permite inferir a SFR a partir de tais indicadores.

Estrelas da sequência principal de idade zero encontram-se envoltas por poeira. Essas estrelas jovens são muito brilhantes no UV, o que faz com a poeira ao redor das

regiões de formação estelar sejam aquecidas por esses fótons. Como consequência, a poeira emite radiação na faixa do infravermelho distante.

A emissão de rádio síncrotron de galáxias normais se origina principalmente de elétrons relativísticos acelerados em remanescentes de supernovas (SNRs). Como os SNRs aparecem logo após o início da formação estelar (para estrelas massivas), causados por supernovas de colapso de núcleo no final da vida de estrelas massivas em uma população estelar, a radiação dos SNRs é um indicador quase instantâneo da SFR.

A linha de emissão  $H\alpha$  também pode atuar como um indicador de SFR, uma vez que estrelas massivas ( $M \geq 10 M_{\odot}$ ) tendem a possuir uma região  $HII$  no seu entorno.

As estrelas massivas jovens do tipo O e B emitem fortemente na faixa do UV, portanto a luminosidade de uma galáxia no UV pode servir como um indicador de formação estelar porque o tempo de vida de estrelas do tipo O-B tende a ser da ordem de alguns milhões de anos.

Devido à dependência com o comprimento de onda da absorção por poeira, a extinção está sempre ligada ao avermelhamento, afetando assim a inclinação espectral da luminosidade da radiação UV. Portanto, espera-se que quanto mais vermelho o espectro UV, maiores são os efeitos do obscurecimento da poeira. Para quantificar esse efeito, é preciso assumir uma forma espectral intrínseca e não obscurecida e fazer suposições sobre as propriedades da poeira, especificamente em relação à dependência com o comprimento de onda do coeficiente de extinção.

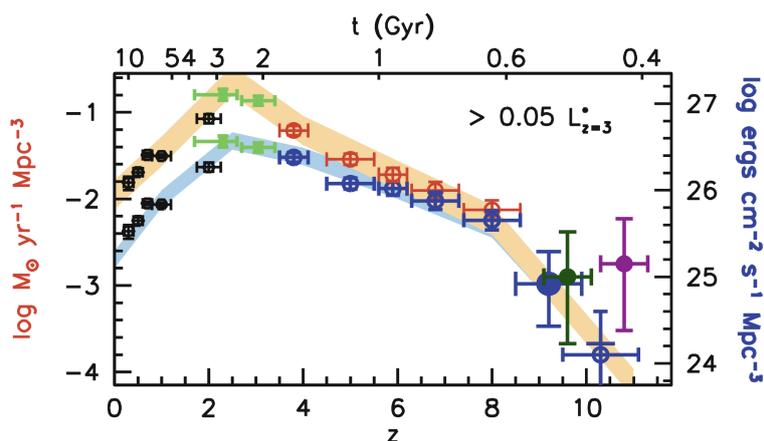
Como resultado deste procedimento, descobre-se que apenas uma pequena fração dos fótons UV realmente deixa a galáxia. Um valor típico para esta fração de escape em uma galáxia de Lymanbreak é  $\sim 0,2$ , o que significa que o fluxo UV observado deve ser corrigido por um fator  $\sim 5$  para obter a SFR correspondente.

Galáxias não ativas são emissoras de raios X. A maior parte da emissão de raios X é devido a binárias de raios X de alta massa que são membros de populações estelares jovens. Cerca de 25% da emissão de raios X de uma galáxia normal é devido ao bremsstrahlung de um meio interestelar quente; uma vez que seu aquecimento é fornecido pela atividade de formação estelar, é esperado que haja uma relação direta entre a luminosidade em raios X e a taxa de formação estelar. Portanto, se uma contribuição de um AGN puder ser excluída, a luminosidade de raios X deve ser um bom indicador para a taxa de formação estelar.

Além de compararmos as diferentes metodologias de estimativa da SFR, também podemos contrapor os resultados para a densidade de formação estelar em termos do *redshift* obtida a partir dos indicadores baseados nas funções de luminosidade com a estimativa gerada a partir da contagem de GRBs. Para tanto, comparamos os nossos resultados com os de (BOUWENS et al., 2014), uma vez que os autores deste trabalho utilizaram a luminosidade UV para estimar a densidade de taxa de formação estelar.

A Figura 4.3 mostra a densidade de formação estelar como função de  $z$ . Os pontos azuis (e o eixo direito) mostram a densidade de luminosidade no UV em função do *redshift*, que é proporcional à densidade não obscurecida da taxa de formação estelar. Os pontos vermelhos (eixo esquerdo) mostram a densidade da taxa de formação estelar onde uma correção para formação estelar está incluída; esta correção é assumida como insignificante para  $z \geq 7$ . A contribuição de galáxias com  $M_{UV} \leq -18$  em magnitudes AB são somadas para essas estimativas. Pontos pretos e verdes são estimativas de  $\dot{\rho}_*(z)$  e a densidade de luminosidade UV para  $z \leq 3$ . Os pontos em  $z \sim 10$  são baseados em candidatos LBG detectados atrás de aglomerados do levantamento astronômico CLASH (POSTMAN et al., 2012) por meio da técnica de lente gravitacional.

Figura 4.3 - Densidade de formação estelar estimada para *redshifts* mais altos com base em imagens profundas do HST no infravermelho, óptico e no infravermelho próximo.



Fonte: Bouwens et al. (2014).

A densidade de formação estelar estimada por meio da contagem de GRBs é cerca de 10 vezes maior do que a inferida via função de luminosidade no UV. Essa diferença já era esperada, uma vez que os GRBs contribuem para a detecção de galáxias mais distantes que eventualmente não são observadas em levantamentos astronômicos no UV.

A extinção por poeira em medições de SFR em altos *redshifts* ainda não é um consenso. Há uma série de indicações de que a poeira é onipresente na faixa  $4 \leq z \leq 6$ , e a correção de poeira nessa faixa pode ser de até  $\sim 2 - 3$ . Em *redshifts* mais altos, não há fortes restrições observacionais. As correções de poeira assumidas em (BOUWENS et al., 2007) e em (BOUWENS et al., 2008) são geralmente pequenas para altos valores de  $z$ ; por outro lado, as observações mostram a existência de pelo menos uma galáxia fortemente obscurecida em  $z \sim 6,6$  (CHARY et al., 2005), e espera-se que as amostras selecionadas por UV sejam tendenciosas no que se refere a tais objetos.

Aproveitando o conhecimento aprimorado da SFR para *redshifts* intermediários, fomos capazes de ir além da suposição de uma simples correspondência um-para-um entre a taxa de ocorrência de GRBs e a SFR, mas consideramos uma tendência evolutiva crescente. Os dados mais recentes do *Swift* permitiram o uso de cortes de luminosidade para comparar de forma justa GRBs em toda a faixa de *redshifts*, eliminando a incerteza da função de luminosidade dos GRBs. Ao comparar as contagens de GRBs em diferentes faixas de *redshifts*, normalizadas para dados da SFR em  $z$  intermediário, baseamos nossos resultados diretamente nos dados, eliminando a necessidade de conhecimento da fração absoluta de estrelas que produzem GRBs.

Os valores obtidos neste trabalho para a SFR baseados em contagem de GRBs no intervalo  $z \geq 4$  são maiores do que os obtidos por (ELÍAS-CHÁVEZ; MARTÍNEZ, 2020) e menores do que os derivados por (YÜKSEL et al., 2008). No entanto, os nossos resultados estão de acordo com os de (WANG; DAI, 2009). Ainda assim, a taxa de formação estelar derivada neste trabalho é maior do que a estimada por meio da função de luminosidade UV de galáxias em altos *redshifts*.

Uma população significativa de galáxias formadoras de estrelas e de baixa luminosidade as quais são hospedeiras de GRBs podem contribuir para o aumento da SFR estimada observacionalmente, uma vez que tais galáxias eventualmente não são detectadas por outros levantamentos astronômicos. Nesse sentido, pesquisas relacionadas aos aglomerados de galáxias via lente gravitacional, tais como a de (RICHARD et al., 2008), podem ajudar, desde que se conheça como ocorre a variação cósmica

(em termos do *redshift*) das quantidades envolvidas.

Isso ajuda a conciliar as diferenças entre os resultados deste trabalho e os obtidos por meio de outros indicadores de formação estelar. (YAN; WINDHORST, 2003) argumentam que a correção para a extremidade fraca da função de luminosidade UV deveria ser maior para levar em conta as chamadas galáxias anãs as quais não podem ser detectadas em levantamentos astronômicos de LBGs. Sendo assim, visto que os GRBs favorecem galáxias hospedeiras subluminosas (FYNBO et al., 2003) (FLOC'H et al., 2003) (FRUCHTER et al., 2006), tais eventos oferecem a possibilidade de sondar galáxias de baixa luminosidade.

O Universo está completamente ionizado em  $z \sim 6$  (WYITHE et al., 2005) (FAN, 2006), e ao que parece os AGNs não foram inteiramente responsáveis por tal processo (HOPKINS et al., 2008). De acordo com (MADAU et al., 1999), a densidade de formação estelar necessária para produzir um fluxo de fótons ionizante suficiente é parametrizada por dois fatores: a fração de escape de fótons ( $f_{esc}$ ) e a aglomeração do IGM ( $\mathcal{C}$ ). Estes parâmetros costumam aparecer como uma razão,  $\mathcal{C}/f_{esc}$ , a qual não se conhece com precisão. Para  $\mathcal{C}/f_{esc} \leq 30$ , a SFR em  $z = 6$  é de  $\dot{\rho}_*(z = 6) \geq 0,03 M_{\odot} yr^{-1} Mpc^{-3}$ , o que corresponde com os resultados obtidos neste trabalho. Vale salientar que (YÜKSEL et al., 2008) também obteve a mesma correspondência para a taxa de formação estelar mínima necessária para gerar um Universo completamente reionizado em  $z = 6$  a partir de estrelas massivas ( $M \geq 20 M_{\odot}$ ). Portanto, essa constatação é muito interessante porque no mesmo trabalho, (MADAU et al., 1999), os autores afirmam que para  $z \geq 5$  a radiação emitida apenas por quasares não seria suficiente para ionizar o IGM completamente a partir de  $z \sim 3,6$ .



## 5 ANÁLISE DO ENRIQUECIMENTO QUÍMICO DAS GALÁXIAS HOSPEDEIRAS DOS EVENTOS GRB 130606A E GRB 210905A

As propriedades do meio interestelar de uma galáxia (ISM), tais como densidade, temperatura, estado de ionização, composição química, distribuição espacial, podem ser estudadas através de sua absorção de luz de fontes de fundo ou através do campo de radiação que o ISM produz.

Neste Capítulo, primeiro fornecemos uma discussão sobre o modelo usado para a profundidade óptica da linha de absorção Lyman  $\alpha$  usado como base para a obtenção dos parâmetros de abundância. Em seguida, apresentamos os principais resultados obtidos com os espectros dos eventos GRB 130606A e GRB 210905A medidos com o espectrógrafo X-SHOOTER instalado no Very Large Telescope (VLT). Os dados foram obtidos a partir do banco de dados do ESO dedicado ao X-SHOOTER disponível em [ESO Science Archive X-SHOOTER Data Products](#). Os espectros usados neste trabalho foram reduzidos pela equipe do ESO de modo que não houve a necessidade de aplicar um método de redução de dados. Por fim, vale destacar que as informações obtidas por meio das observações do VLT/X-SHOOTER não foram geradas de forma exclusiva para esta pesquisa.

De acordo com [Hartoog et al. \(2015\)](#), os espectros dos eventos apresentam uma razão sinal-ruído relativamente alta ( $\sim 20$  por pixel de  $0,2 \text{ \AA}$  no VIS em direção ao vermelho de Ly $\alpha$ ;  $\sim 10$  por pixel de  $0,6 \text{ \AA}$  no NIR).

### 5.1 Introdução

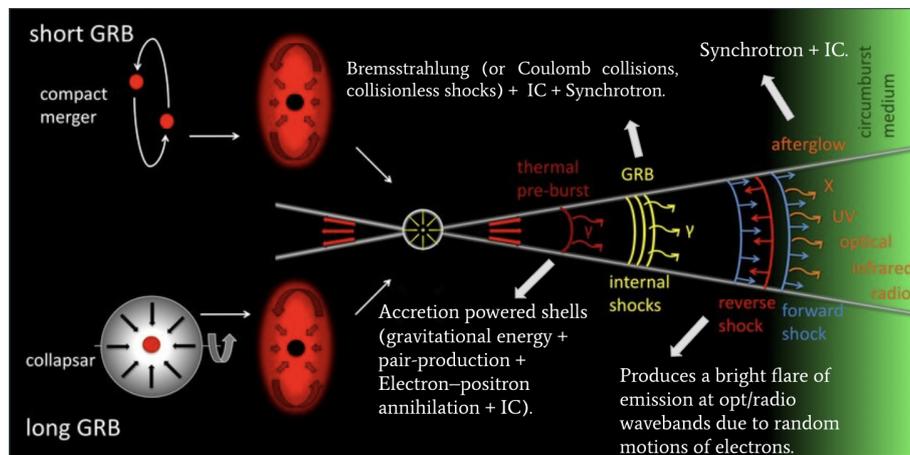
Como já foi mencionado no primeiro Capítulo desta dissertação, há dois tipos de GRBs: os curtos e os longos. Atualmente, temos evidências observacionais que apontam os progenitores de cada uma dessas classes. O evento GW170817 foi detectado em 17 de agosto de 2017 pelos observatórios Advanced LIGO e Virgo. Este é o primeiro sinal que se acredita ser devido à fusão de duas estrelas de nêutrons. Apenas 1,7 segundos após a detecção do sinal da onda gravitacional, o *Fermi Gamma-ray Burst Monitor* (GBM) e o *Anticoincidence Shield for the SPectrometer for the INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (INTEGRAL SPI-ACS) detectaram uma curta explosão de raios gama (GRB 170817A). Durante décadas, os astrônomos suspeitaram que os GRBs curtos eram produzidos pela fusão de duas estrelas de nêutrons ou uma estrela de nêutrons e um buraco negro. A combinação de GW170817 e GRB 170817A fornece a primeira evidência direta de que a colisão de estrelas de nêutrons pode realmente produzir rajadas curtas de raios gama.

Por outro lado, os GRBs longos têm sido associados à explosões de supernovas de colapso de núcleo estelar que ocorrem nos últimos momentos de uma estrela massiva com massa superior à  $20 M_{\odot}$ . O evento SN 1998bw foi uma rara supernova do Tipo Ic de linha larga detectada em 26 de abril de 1998 na galáxia espiral ESO 184-G82, que alguns astrônomos acreditam ser um exemplo de um colapsar (hipernova). A supernova foi ligada ao GRB 980425, que foi detectado em 25 de abril de 1998, a primeira vez que uma explosão de raios gama foi ligada a uma supernova. A supernova está a aproximadamente 42,924 Mpc de distância.

Entretanto, a emissão inicial da rajada de raios gama não é o único processo radiativo associado aos GRBs. Verifica-se, observacional e teoricamente, que há uma emissão luminescente após os raios gama, a qual vai desde os raios X até faixa de rádio. Essa emissão que sucede a rajada inicial de raios gama é chamada de *afterglow* e costuma durar até alguns anos (em rádio). Com isso, podemos sondar algumas propriedades do meio dentro do qual ocorrem os GRBs.

A Figura 5.1 apresenta de maneira esquemática todos os processos radiativos associados aos GRBs. A única diferença que podemos perceber é o processo inicial que dá origem ao evento, isto é, se houver a coalescência de dois objetos compactos (sendo que pelo menos um deles é uma estrela de nêutrons), há a formação de um GRB curto, e caso haja uma explosão de uma estrela massiva devido a um processo de instabilidade nuclear, há a geração de um GRB longo seguido de uma supernova do tipo Ic. A partir deste ponto, todos os processos radiativos são os mesmos.

Figura 5.1 - Esquema teórico dos processos radiativos associados aos GRBs longos e curtos.



Fonte: Adaptada de Gomboc (2012).

A etapa seguinte é marcada principalmente pela formação de um buraco negro envolto por um plasma, formando um disco de acreção. A acreção de matéria mantém os processos radiativos que ocorrem no disco.

Quando o material do disco cai em direção ao buraco negro, ele é aquecido a altíssimas temperaturas e acelerado a velocidades próximas à velocidade da luz. Isso gera um processo extremamente energético chamado de aniquilação de pares. Partículas de matéria e antimatéria são criadas no ambiente de altíssima energia, colidindo e liberando fótons de alta energia, incluindo raios gama. A energia liberada durante a aniquilação de pares aquece o material do disco de acreção e também gera um jato relativístico de partículas que é ejetado perpendicularmente ao plano do disco.

Esse jato de partículas carregadas é chamado de *fireball*. O jato viaja a velocidades relativísticas, próximas à velocidade da luz, expandindo-se e interagindo com o material circundante. À medida em que a *fireball* se expande e interage com o gás interestelar circundante, partículas de alta energia dentro da *fireball* colidem e produzem radiação gama intensa. Essa radiação gama é liberada em direções opostas ao longo do jato relativístico, resultando nas rajadas de raios gama observadas na Terra.

Após as explosões de raios gama, ocorre uma fase prolongada de emissão de radia-

ção conhecida como *afterglow*. Esse fenômeno é resultado da interação entre o jato relativístico gerado durante a explosão e o meio circundante.

O *afterglow* é produzido principalmente por dois mecanismos: emissão sincrotrônica e espalhamento Compton inverso. Na emissão sincrotrônica, elétrons relativísticos acelerados pelo choque entre o jato e o gás interestelar emitem radiação ao serem defletidos por campos magnéticos. Isso resulta em uma ampla faixa de radiações, desde ondas de rádio até os raios X. O espalhamento Compton inverso ocorre quando fótons de baixa energia provenientes do jato interagem com elétrons de alta energia, extraindo parte de sua energia. Isso resulta em um aumento na energia dos fótons, mudando sua distribuição espectral.

Sendo assim, quando os fótons do *afterglow* interagem com nuvens de gás e poeira do ISM da galáxia hospedeira do GRB, ocorre uma série de absorções e espalhamentos de modo que podemos sondar as propriedades químicas de galáxias em altos *redshifts* por meio de análises espectroscópicas dos fótons do *afterglow* que chegam até a Terra.

Portanto, a primeira quantidade que devemos obter é a chamada densidade de coluna de hidrogênio neutro associada ao ISM da galáxia hospedeira do GRB. Isso é feito por meio do ajuste da linha espectral de absorção  $\text{Ly}\alpha$ . Em seguida, é preciso identificar outras linhas de absorção associadas aos íons metálicos presentes na nuvem de gás e poeira, ajustar gaussianas e estimar a densidade de coluna dessas espécies químicas. Após essas etapas, podemos estimar o chamado parâmetro de abundância relativo associado a cada elemento.

## 5.2 Profundidade óptica da linha de absorção Lyman Alfa

As séries espectrais do átomo de hidrogênio neutro são caracterizadas pelas linhas espectrais observadas quando ocorrem emissões ou absorções de radiação eletromagnética durante as transições eletrônicas entre os diversos níveis de energia do átomo. Tais séries são resultado direto da quantização da energia dos elétrons no contexto do átomo de hidrogênio, como estabelecido pelo modelo proposto por Bohr e, posteriormente, pela teoria da mecânica quântica.

As séries espectrais primárias do átomo de hidrogênio incluem: série de Lyman; série de Balmer; série de Paschen; série de Brackett e a série de Pfund. Cada série é reconhecida por sua sequência única de linhas espectrais com frequências ou comprimentos de onda específicos, os quais podem ser calculados a partir da equação de Rydberg e das regras de seleção providas pela mecânica quântica.

No contexto deste trabalho, estamos interessados na série espectral de Lyman. Esta série envolve transições eletrônicas onde um elétron salta de um nível de energia mais alto para o nível fundamental, ou seja, o nível de energia de menor valor permitido para o elétron. Essa série é caracterizada pela emissão ou absorção de radiação eletromagnética na região do ultravioleta do espectro. Em termos quânticos, as transições da série de Lyman ocorrem quando o número quântico principal  $n$  do elétron diminui de um valor maior para  $n = 1$ .

Em especial, estamos interessados na transição Lyman Alfa ( $Ly\alpha$ ), na qual os elétrons transitam entre os níveis  $n = 2$  e  $n = 1$ . Desse modo, esperamos observar linhas de absorção no espectro do *afterglow* de GRBs na faixa do UV. Entretanto, essa transição só pode ser observada nesta faixa espectral a partir do referencial de repouso da fonte ( $\lambda_\alpha = 121,57 \text{ nm}$ ). Sendo assim, precisamos levar em consideração o *redshift* do GRB em questão para determinar a posição da linha de absorção  $Ly\alpha$  no espectro. A Equação que relaciona o comprimento de onda de repouso da fonte ( $\lambda_\alpha$ ) com o comprimento de onda observado ( $\lambda$ ) é dada por:

$$\lambda = (1 + z_s) \lambda_\alpha, \quad (5.1)$$

onde  $z_s$  é o *redshift* da fonte (*source*).

O fluxo radiativo deve ser modelado a partir da profundidade óptica associada à linha de absorção  $Ly\alpha$ . Sendo assim, o fluxo de energia radiativa é dado por:

$$F(\lambda) = F_0 e^{-\tau(\lambda)}, \quad (5.2)$$

onde  $F_0$  é uma constante igual ao fluxo imediatamente antes da absorção ocorrer. O nosso objetivo aqui é encontrar a Equação para  $\tau(\lambda)$ .

Este modelo foi proposto inicialmente por (MIRALDA-ESCUDE, 1998). A variação infinitesimal  $d\tau$  pode ser escrita como:

$$d\tau = \sigma(\omega) n(z) dl, \quad (5.3)$$

onde  $\sigma(\omega)$  é a seção de choque para absorção de fótons  $Ly\alpha$ ,  $n(z)$  é a densidade numérica de átomos de hidrogênio neutro no *redshift*  $z$  e  $dl$  é uma variação infinitesimal

na distância percorrida pelos fótons no meio material.

Neste ponto, precisamos reescrever a Equação 5.3 em termos do *redshift*. Para tanto, note que a distância percorrida  $dl$  é dada pelo produto entre a velocidade da luz e o tempo  $dt$  que os fótons levam para percorrer  $dl$ . Com isso posto, podemos reescrever a Equação 5.3 como:

$$d\tau = \sigma(\omega) n(z) c dt$$

$$d\tau = \sigma(\omega) n(z) c \frac{dz}{(1+z) H(z)}, \quad (5.4)$$

onde  $H(z) = H_0 \sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda}$  é o parâmetro de Hubble no *redshift*  $z$  para um Universo plano ( $k = 0$ ),  $\Omega_m = 0,3$  é a densidade de matéria do Universo e  $\Omega_\Lambda = 0,7$  representa a densidade de energia escura do Universo.

A seção de choque para absorção de fótons  $Ly\alpha$  pode ser escrita como:

$$\sigma(\omega) = \frac{3 \lambda_\alpha^2 A^2}{8\pi} \frac{(\omega/\omega_\alpha)^4}{(\omega - \omega_\alpha)^4 + (A^2/4)(\omega/\omega_\alpha)^6}, \quad (5.5)$$

onde  $A = \frac{8\pi^2 q_e^2 f}{3m_e c \lambda_\alpha^2} = 6,25 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$  é o coeficiente de Einstein associado à taxa de ocorrência da transição  $Ly\alpha$ ,  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  é a frequência angular de um fóton incidente e  $\omega_\alpha = \frac{2\pi c}{\lambda_\alpha}$  é a frequência angular dos fótons  $Ly\alpha$ .

Vamos agora definir o parâmetro  $\delta$ :

$$\delta = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_\alpha(1+z_s)} = \frac{\lambda - \lambda_\alpha(1+z_s)}{\lambda_\alpha(1+z_s)}$$

$$\delta = \frac{\lambda}{\lambda_\alpha(1+z_s)} - 1. \quad (5.6)$$

Podemos escrever a razão entre as frequências angulares  $\omega$  e  $\omega_\alpha$  como:

$$\frac{\omega}{\omega_\alpha} = \frac{(1+z)}{(1+z_s)(1+\delta)}. \quad (5.7)$$

A diferença entre tais frequências angulares é dada por:

$$\omega - \omega_\alpha = \left[ \frac{(1+z)}{(1+z_s)(1+\delta)} - 1 \right] \omega_\alpha. \quad (5.8)$$

Com essas expressões, podemos escrever a seção de choque para absorção de fótons Ly $\alpha$  em termos do *redshift* ( $z$ ), ou seja, em termos da variável de integração.

Portanto, para obtermos a profundidade óptica,  $\tau(\lambda)$ , devemos integrar a Equação 5.4 do *redshift* da fonte ( $z_s$ ) até  $z_n = 6$ , uma vez que o hidrogênio presente no ISM encontra-se totalmente ionizado a partir de  $z_n = 6$  (fim da EoR):

$$\tau(\lambda) = \int d\tau = \int_{z_s}^{z_n} \frac{\sigma(\omega) n(z) c}{(1+z) H(z)} dz. \quad (5.9)$$

Fazendo a mudança de variável

$$x = \frac{(1+z)}{(1+z_s)(1+\delta)}, \quad (5.10)$$

a Equação 5.9 pode ser reescrita como:

$$\tau(\lambda) = K_\alpha (1+\delta)^{3/2} \int_{x_1}^{x_2} dx \frac{x^{9/2}}{(1-x)^2}, \quad (5.11)$$

onde  $K_\alpha = \frac{3\lambda_\alpha^2 A^2 (1+z_s)^{3/2}}{32H_0 c \Omega_m^{1/2} \pi^3} n_0$ ,  $x_2 = \frac{(1+z_n)}{(1+z_s)(1+\delta)}$  e  $x_1 = (1+\delta)^{-1}$ .

Essa integral possui solução analítica dada por:

$$\int dx \frac{x^{9/2}}{(1-x)^2} = \frac{x^{9/2}}{1-x} + \frac{9}{7}x^{7/2} + \frac{9}{5}x^{5/2} + 3x^{3/2} + 9x^{1/2} - \frac{9}{2} \log \left( \frac{1+x^{1/2}}{1-x^{1/2}} \right). \quad (5.12)$$

Vale salientar que usamos a seguinte expressão para a densidade numérica de átomos

de hidrogênio neutro ( $n(z)$ ):

$$n(z) = n_0(1 + z)^3, \quad (5.13)$$

onde o parâmetro  $n_0$  é usado como parâmetro livre do ajuste da RDW no espectro com o fluxo normalizado ( $F(\lambda)/F_0$ ). Além disso, também usamos a seguinte aproximação para o parâmetro de Hubble (válida para altos *redshifts*):

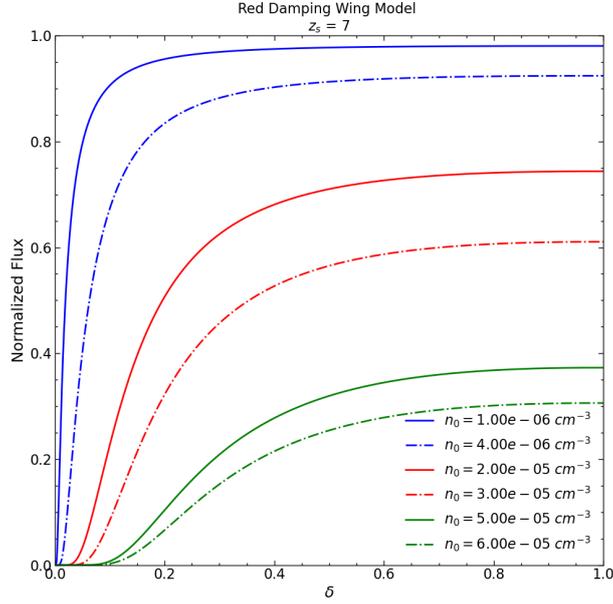
$$H(z) = H_0\Omega_m^{1/2}(1 + z)^{3/2}, \quad (5.14)$$

onde  $\Omega_m = 1$  e  $\Omega_\Lambda = 0$ .

Em (MIRALDA-ESCUDE, 1998), os pesquisadores apresentam o desenvolvimento desta modelagem para a linha de absorção Ly $\alpha$ , a qual também é chamada de *Red Damping Wing* (RDW).

A Figura 5.2 apresenta um diagrama do fluxo normalizado em termos do parâmetro  $\delta$ . Note que existe uma série de linhas de absorção Ly $\alpha$  para uma fonte em  $z_s = 7$ . Observe que cada linha está associada a um valor de  $n_0$  específico.

Figura 5.2 - Curvas obtidas para as linhas de absorção Ly $\alpha$ .



A fonte está em  $z_s = 7$  e cada uma das curvas do gráfico foi gerada para um determinado valor de  $n_0$ .

Fonte: Produção do autor.

Portanto, agora temos insumos para encontrar uma expressão que nos permite determinar a densidade de coluna de hidrogênio neutro ( $N_{HI}$ ). A próxima seção usa um formalismo semelhante para escrever tal quantidade em termos da densidade numérica ( $n_0$ ).

### 5.3 Densidade de coluna de hidrogênio neutro

A densidade de coluna pode ser definida a partir da densidade numérica do meio como:

$$dN = n(z) dl, \quad (5.15)$$

onde  $n(z)$  representa a densidade numérica de átomos de hidrogênio presentes no ISM e  $dl$  corresponde a uma variação infinitesimal na distância percorrida pelos fótons no meio material.

Fisicamente, estamos medindo a quantidade de átomos de hidrogênio neutro por unidade de área perpendicular à linha de visão.

Podemos modificar a Equação 5.15 usando o fato de que a distância percorrida é igual ao produto da velocidade da luz pelo tempo e que a densidade numérica de átomos de hidrogênio neutro varia de acordo com 5.13:

$$dN = n_0 (1 + z)^3 c dt. \quad (5.16)$$

Usando a relação entre o *redshift*,  $z$ , e o tempo, temos:

$$dN = -n_0 c (1 + z)^3 \frac{dz}{(1 + z) H(z)}. \quad (5.17)$$

Substituindo a expressão para o parâmetro de Hubble (universo plano),  $H(z)$ , temos:

$$dN = -\frac{c n_0}{H_0} \frac{(1 + z)^2}{[\Omega_m(1 + z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}} dz. \quad (5.18)$$

Portanto, a densidade de coluna é dada por:

$$N = \int dN$$

$$N = \frac{c n_0}{H_0} (3,086 \times 10^{24} \text{ cm}) \int_{z_n}^{z_s} dz \frac{(1 + z)^2}{[\Omega_m(1 + z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}}. \quad (5.19)$$

Essa integral pode ser resolvida numericamente usando o módulo *scipy.integrate* implementado em Python por meio da função *quad*. Sendo assim, após obtermos o valor de  $n_0$  por meio do ajuste espectral da RDW, podemos obter a densidade de coluna de hidrogênio neutro por meio da Equação 5.19<sup>1</sup>.

#### 5.4 Os espectros dos eventos GRB 130606A e GRB 210905A

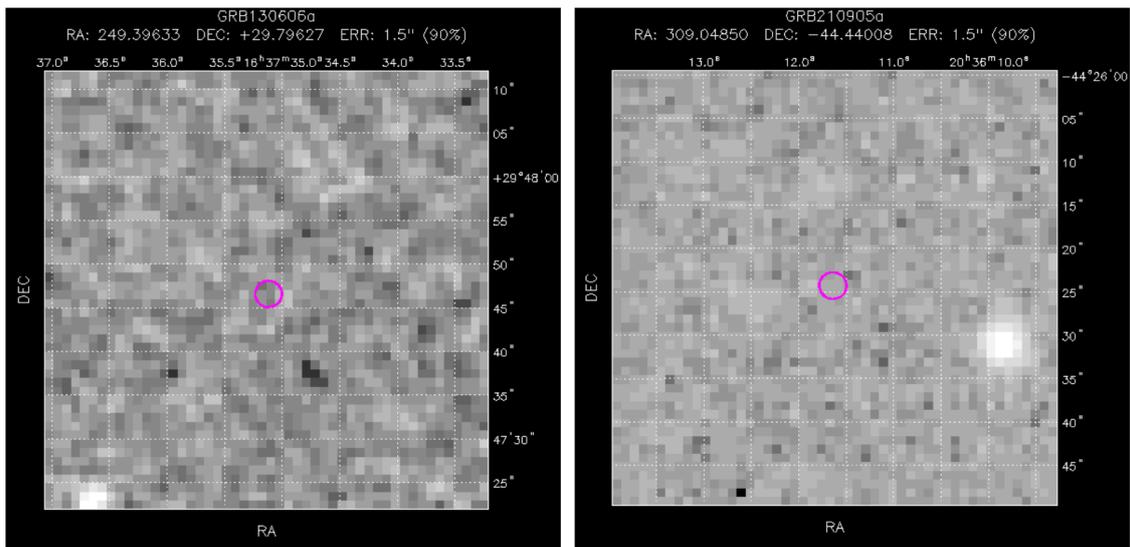
Os eventos GRB 130606A e GRB 210905A oferecem a oportunidade de uma aplicação direta dos modelos discutidos nas duas últimas seções. Os espectros de *afterglow*

<sup>1</sup> $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $c = 2,9979 \times 10^5 \text{ km s}^{-1}$ ,  $1 \text{ Mpc} = 3,086 \times 10^{24} \text{ cm}$ ,  $\Omega_m = 0,30$  e  $\Omega_\Lambda = 0,70$ .

destes GRBs foram medidos com o X-SHOOTER, um espectrógrafo de resolução média instalado no VLT em Cerro Paranal, na região de Antofagasta no Chile. O instrumento opera em três faixas espectrais: UV; OPT e NIR. Além disso, o X-SHOOTER é um espectrógrafo montado no foco UT3 Cassegrain. Ele possui três braços espectroscópicos, cada um com óptica otimizada, elementos dispersivos e detectores.

A Figura 5.3 mostra a posição no céu de cada um dos eventos usando um sistema de coordenadas equatoriais. Note que o círculo marca a posição do GRB na esfera celeste. As imagens abaixo mostram o campo do Swift/UVOT com a posição refinada do Swift/XRT corrigida astrometricamente. Ambas possuem 50 arcsec de lado, sendo que a imagem da esquerda contém 3000 s de dados no filtro V e a da direita apenas 196 s.

Figura 5.3 - Posição no céu dos eventos GRB 130606A (esquerda) e GRB 210905A (direita).



Note que a localização dos GRBs é dada por meio do sistema equatorial de coordenadas, RA e DEC.

Fonte: Swift/XRT images (2023).

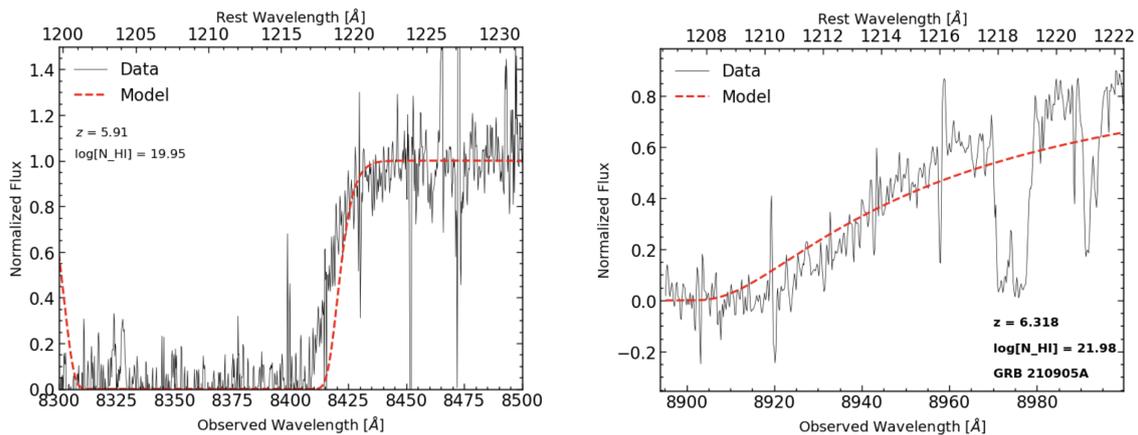
O *Swift Burst Alert Telescope* (BAT) detectou o GRB 130606A em 06 de Junho

de 2013 às 21:04:39 UT (UKWATTA et al., 2013). A alta emissão de energia foi estendida, com duração de  $T_{90} = 277 \pm 19$  s, estabelecendo firmemente o GRB 130606A como um membro da população de GRBs de longa duração. Por outro lado, o BAT detectou o GRB 210905A em 05 de Setembro de 2021 às 00:12:41 UT. A duração da rajada inicial de raios gama foi de  $T_{90} = 778 \pm 388$  s, o que também classifica o GRB 210905A como um membro da população de GRBs de longa duração.

As observações do *afterglow* do GRB 130606A com o espectrógrafo X-SHOOTER montado no ESO/VLT foram iniciadas às 03:57:41 UT do dia 07 de Junho de 2013. Em contrapartida, as observações do *afterglow* do GRB 210905A começaram  $\sim 2,53$  h (referencial do observador) após a detecção inicial da rajada de raios gama, ou seja, às 02:44:29 do dia 05 de Setembro de 2021.

A Figura 5.4 mostra os espectros medidos pelo X-SHOOTER para o GRB 130606A (esquerda) e para o GRB 210905A (direita). O diagrama também mostra o *redshift* de cada galáxia hospedeira e a densidade de coluna de hidrogênio neutro medida para cada GRB.

Figura 5.4 - Espectros dos eventos GRB 130606A (esquerda) e GRB 210905A (direita) com os ajustes da RDW.



O eixo superior mostra os comprimentos de onda vistos a partir do referencial da fonte, ao passo que o eixo inferior refere-se aos comprimentos de onda observados pelo instrumento X-SHOOTER aqui na Terra. Observe também que os diagramas fornecem tanto o *redshift* da galáxia hospedeira como a densidade de coluna de hidrogênio neutro de seu ISM.

Fonte: Produção do autor.

Os valores aqui obtidos para as densidades de coluna de hidrogênio neutro dos eventos GRB 130606A e 210905A são comparáveis aos medidos por (CHORNOCK et al., 2013) (GRB 130606A) e (SACCARDI et al., 2023) (GRB 210905A).

As galáxias hospedeiras dos eventos GRB 130606A e GRB 210905A estão situadas no final da EoR. Logo, esperamos obter um valor baixo para a fração de hidrogênio neutro daquelas galáxias. De fato, usando os valores da densidade de coluna de  $HII$  para os *redshifts* de tais galáxias, podemos obter a fração de hidrogênio neutro ( $f$ ) por meio da razão entre as densidades de coluna de H I e a densidade de coluna de H II:

$$f = \frac{N_{HI}}{N_{HI} + N_{HII}} = \frac{N_{HI}}{N_H}. \quad (5.20)$$

Os valores de  $N_H$  estão disponíveis no catálogo de GBRs do Swift-XRT (*The Swift-XRT GRB Catalogue*). Para os eventos GRB 130606A e GRB 210905A,  $N_H = 1,3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  e  $N_H = 2,87 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , respectivamente. As frações de hidrogênio neutro correspondentes estão dispostas na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Frações de hidrogênio neutro dos ISMs das galáxias hospedeiras dos eventos GRB 130606A e GRB 210905A.

GRB	f
130606A	$6,86 \times 10^{-3}$
210905A	$3,33 \times 10^{-1}$

Vale destacar que o resultado de  $f$  para o GRB 130606A está de acordo, em ordem de grandeza, com a fração de hidrogênio neutro estimada em (XU; WEI, 2009), onde o parâmetro  $f$  é obtido por meio da aproximação  $f(z) = 10^{az+b}$  com  $a \sim 1,9$ ,  $b \sim -13,5$  e  $6 \leq z \leq 6,8$ . Por outro lado, para o GRB 210905A, o valor de  $f$  é cerca de 10 vezes maior do que o daquele estudo ( $f = 3,19 \times 10^{-2}$ ). Esse modelo foi obtido a partir do ajuste de dados gerados por meio de uma simulação computacional.

Existem outras linhas de absorção muito evidentes em cada um dos espectros. Elas estão associadas à presença de íons metálicos presentes nos ISMs das galáxias hospedeiras. Sendo assim, selecionamos as espécies químicas cujas linhas espectrais estão na faixa de comprimentos de onda do instrumento para sondar a sua abundância química. Os íons metálicos são: C II; Fe II; N II; O III e Si III.

Nesse sentido, a seção a seguir apresenta as definições de parâmetro de abundância e metalicidade, as quais são usadas para descrever o enriquecimento químico do meio interestelar das galáxias hospedeiras dos eventos GRB 130606A e GRB 210905A.

### 5.5 Parâmetro de abundância e metalicidade

Definimos o parâmetro de abundância química (ou simplesmente parâmetro de abundância) como:

$$\varepsilon(X) = \log\left(\frac{n_X}{n_{HI}}\right) + 12, \quad (5.21)$$

onde  $n_X$  é a densidade numérica de átomos do elemento  $X$  e  $n_{HI}$  é a densidade numérica de átomos de hidrogênio neutro.

Sendo assim,  $\varepsilon(X)$  é uma espécie de parâmetro relativo, a partir do qual somos capazes de entender como a proporção de diferentes elementos químicos ocorre em relação ao hidrogênio. Ademais, note que se as densidades numéricas coincidirem, então o parâmetro de abundância vale 12. Isso ocorre porque o valor de  $\varepsilon(X)$  como definido em 5.21 está em termos da abundância química solar.

Entretanto, é conveniente escrevermos  $\varepsilon(X)$  em termos da densidade de coluna,  $N$ . Nesse sentido, seja  $L$  um comprimento característico do sistema astrofísico ao longo da linha de visão e seja  $A$  a área da seção transversal à mesma linha. Com isso, temos:

$$n = \frac{\textit{atomos}}{\textit{volume}} = \frac{\textit{atomos}}{A L} = \frac{N}{L}. \quad (5.22)$$

Sendo assim, fica claro que a razão entre  $n_X$  e  $n_{HI}$  é dada por:

$$\frac{n_X}{n_{HI}} = \frac{N_X}{L} \frac{L}{N_{HI}} = \frac{N_X}{N_{HI}}. \quad (5.23)$$

Consequentemente, o parâmetro de abundância em termos das densidades de coluna do elemento  $X$  e do hidrogênio neutro é:

$$\varepsilon(X) = \log\left(\frac{N_X}{N_{HI}}\right) + 12. \quad (5.24)$$

A metalicidade,  $[Fe/H]$  é definida com base em  $\varepsilon(X)$ :

$$[Fe/H] = \varepsilon(Fe) - \varepsilon(Fe)_{\odot}, \quad (5.25)$$

onde  $\varepsilon(Fe)_{\odot} = 7,5$  é o parâmetro de abundância solar para o Ferro.

Usando 5.23, podemos obter a metalicidade diretamente a partir das densidade de coluna do Ferro e do hidrogênio neutro:

$$[Fe/H] = \log \left( \frac{N_{Fe}}{N_{HI}} \right) + 4,5. \quad (5.26)$$

Desse modo, podemos realizar uma análise química das galáxias hospedeiras dos eventos GRB 130606A e GRB 210905A usando os espectros medidos com o X-SHOOTER. O primeiro passo é identificar as linhas de absorção dos íons metálicos de interesse. Em seguida, precisamos ajustar uma gaussiana para medir a largura equivalente da linha. Por fim, basta calcular a densidade de coluna do íon em questão usando a seguinte relação (CHORNOCK et al., 2013):

$$\log(N_X) = 1,23 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \frac{EW}{\lambda^2 f_{ij}}, \quad (5.27)$$

onde  $EW$  é a largura equivalente da linha em angstrom,  $\lambda$  é o comprimento de onda da transição no referencial de repouso também em angstrom e  $f_{ij}$  é a força de oscilador da transição. Os valores de  $f_{ij}$  assim como os comprimentos de onda de repouso das transições aqui estudadas foram retirados do site do NIST (*National Institute of Standards and Technology*)<sup>2</sup>.

A Tabela 5.2 mostra as transições dos íons C II, Fe II, N II, O III e Si III selecionadas para este trabalho. Além disso, também estão dispostos na Tabela 5.2 os valores do coeficiente de força de oscilador,  $f_{ij}$ . Observe que há mais de uma transição eletrônica associada a um determinado íon metálico. Isso faz com que haja mais de uma medida para a densidade de coluna associada. É fácil perceber que a densidade de coluna total da espécie química será dada pela soma das densidades de coluna estimadas em cada transição do elemento em questão.

Além disso, vale destacar que as transições da Tabela 5.2 foram escolhidas com base

---

<sup>2</sup><[https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html)>

no intervalo de comprimentos de onda de cada faixa espectral que o X-SHOOTER é capaz de medir, uma vez que transições cujo comprimento de onda esteja fora de tal intervalo são impossíveis de ser detectadas com aquele espectrógrafo, portanto não aparecem no espectro medido.

As Tabelas 5.3 e 5.4 apresentam os resultados dos parâmetros de abundância medidos para o GRB 130606A e para o GRB 210905A, respectivamente. Podemos usar os parâmetros de abundância do Fe II e a Equação 5.25 para calcular as metalicidades das galáxias hospedeiras dos eventos. Sendo assim, para as galáxias hospedeiras dos eventos GRB 130606A e GRB 130606A, respectivamente, temos:

$$[Fe/H] = -2,79 \tag{5.28}$$

e

$$[Fe/H] = -5,16. \tag{5.29}$$

Tabela 5.2 - Transições eletrônicas dos íons metálicos. Cada transição é rotulada com a espécie química seguida do grau de ionização e do comprimento de onda associado em angstrom.

<b>Transição</b>	$f_{ij}$
FeII $\lambda$ 1608.451Å	5.91e-02
FeII $\lambda$ 1621.685Å	3.90e-02
FeII $\lambda$ 1629.159Å	3.45e-02
FeII $\lambda$ 1631.129Å	1.84e-02
CII $\lambda$ 687.056Å	3.34e-01
CII $\lambda$ 687.352Å	2.99e-01
CII $\lambda$ 1009.863Å	1.73e-01
CII $\lambda$ 1037.020Å	1.18e-01
CII $\lambda$ 1066.135Å	1.23e-01
CII $\lambda$ 1323.908Å	8.68e-03
CII $\lambda$ 1335.708Å	1.15e-01
CII $\lambda$ 1760.395Å	1.14e-02
CII $\lambda$ 2325.430Å	4.86e-08
CII $\lambda$ 2328.860Å	2.76e-08
NII $\lambda$ 644.634Å	2.22e-01
NII $\lambda$ 645.178Å	2.22e-01
NII $\lambda$ 915.612Å	1.59e-01
NII $\lambda$ 916.701Å	1.20e-01
NII $\lambda$ 1083.990Å	1.11e-01
NII $\lambda$ 1084.580Å	8.30e-02
NII $\lambda$ 1085.546Å	1.61e-02
OIII $\lambda$ 508.182Å	1.87e-01
OIII $\lambda$ 597.818Å	2.39e-01
OIII $\lambda$ 702.822Å	4.52e-02
OIII $\lambda$ 702.899Å	3.45e-02
OIII $\lambda$ 833.742Å	7.96e-02
OIII $\lambda$ 835.292Å	8.77e-02
SiIII $\lambda$ 1113.230Å	7.12e-01
SiIII $\lambda$ 1206.510Å	1.67e+00
SiIII $\lambda$ 1298.960Å	4.01e-01

Tabela 5.3 - Densidade de coluna de íons metálicos e seus respectivos parâmetros de abundância para a galáxia hospedeira do GRB 130606A em  $z \sim 6$ .

Íon	$\log(N_X) [cm^{-2}]$	$\varepsilon$
Fe II	12,66	4,71
C II	12,81	4,86
N II	13,08	5,13
O III	16,09	8,14
Si III	13,39	5,44

Tabela 5.4 - Densidade de coluna de íons metálicos e seus respectivos parâmetros de abundância para a galáxia hospedeira do GRB 210905A em  $z \sim 6,32$ .

Íon	$\log(N_X) [cm^{-2}]$	$\varepsilon$
Fe II	12,32	2,34
C II	13,72	3,74
N II	13,28	3,30
O III	13,66	3,68
Si III	13,61	3,63

Por fim, podemos perceber que tanto o parâmetro de abundância como a metalicidade das galáxias tende a aumentar em  $z \sim 6$ , como previsto por (CORAZZA, 2022). Podemos afirmar também que a existência de elementos de maior massa atômica em relação ao hélio, aqui denominados como "elementos metálicos", exerce uma influência fundamental em uma diversidade de processos astrofísicos intrínsecos à formação de planetas, estrelas e galáxias. Essa presença manifesta igualmente um impacto substantivo na formação e evolução da estrutura cósmica em várias perspectivas.

Mesmo quantidades diminutas de elementos metálicos têm a capacidade de instaurar modificações profundas na composição química do gás, inaugurando, assim, uma trajetória propícia à geração de moléculas complexas. É válido ressaltar que tais metais podem amplificar a habilidade do gás em irradiar sua energia térmica, fomentando, desse modo, a emergência de entidades ligadas gravitacionalmente. Em um contexto adicional, esses elementos podem condensar-se na forma de partículas sólidas, denominadas grãos de poeira, os quais são capazes de obstruir parcial ou completamente a radiação oriunda de fontes luminosas.

Nesse panorama, os elementos metálicos representam marcadores pertinentes da emissão de energia por parte das estrelas, ao mesmo tempo que sinalizam as características físicas do meio circundante por meio das linhas de absorção ou emissão. Portanto, cabe enfatizar que a presença de, ao menos, alguns elementos de maior massa atômica está intrinsecamente relacionada com a possibilidade da existência de vida, tal como a conhecemos em nosso planeta Terra.



## 6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Este trabalho de mestrado abordou de maneira abrangente a detecção e análise de eventos cósmicos explosivos, com um foco particular em Gamma-Ray Bursts (GRBs). A abordagem envolveu tanto a vertente de simulação instrumental quanto a observacional, visando compreender e explorar os fenômenos explosivos cósmicos em várias frentes.

Na vertente de simulação, a utilização do pacote *GEANT4* permitiu a avaliação meticulosa do ruído de fundo do LECX, considerando uma gama diversificada de fontes de radiação e partículas presentes no ambiente espacial. Isso não apenas fundamentou a concepção do experimento, mas também contribuiu para otimizar sua sensibilidade e capacidade de detecção.

A implementação de um algoritmo inovador, baseado nos estados orbital e de atitude do nanoMIRAX, representou um avanço significativo na determinação precisa das coordenadas equatoriais das explosões cósmicas detectadas pelo LECX. Isso proporcionou uma valiosa ferramenta para a localização precisa desses eventos, contribuindo para uma compreensão mais detalhada de suas origens e características.

Na vertente teórico-observacional, a investigação da evolução química do meio interestelar nas galáxias hospedeiras de GRBs 130606A e GRB 210905A, juntamente com a determinação da taxa de formação estelar por meio da contagem de GRBs, revelou-se de grande relevância. Esses estudos permitiram uma exploração profunda dos aspectos do Universo em altos *redshifts*, estendendo nossos horizontes de compreensão até  $z \sim 9$ . As descobertas obtidas oferecem conhecimentos valiosos sobre a reionização do Universo e contribuem para uma imagem mais completa da história cósmica.

A partir das evidências fornecidas pela pesquisa, fica claro que o Universo atinge um estado completamente ionizado em torno de  $z \sim 6$  (WYITHE et al., 2005) (FAN, 2006). A compreensão desse processo não pode ser atribuída unicamente à atividade dos núcleos galácticos ativos (AGNs) (HOPKINS et al., 2008). Conforme delineado por (MADAU et al., 1999), a densidade de formação estelar necessária para gerar um fluxo suficiente de fótons ionizantes é caracterizada por dois parâmetros principais: a fração de fótons que escapam ( $f_{esc}$ ) e a distribuição do meio intergaláctico ( $\mathcal{C}$ ). Esses parâmetros são frequentemente expressos como a razão  $\mathcal{C}/f_{esc}$ , cujo valor exato permanece desconhecido.

Para valores de  $\mathcal{C}/f_{esc} \leq 30$ , a taxa de formação estelar em  $z = 6$  é estimada como  $\dot{\rho}_*(z = 6) \geq 0,03 M_{\odot} yr^{-1} Mpc^{-3}$ , resultados que corroboram as descobertas deste estudo. É notável ressaltar que, de maneira similar, (YÜKSEL et al., 2008) também chegou a uma correspondência semelhante quanto à taxa mínima de formação estelar requerida para a completa reionização do Universo em  $z = 6$ , proveniente de estrelas massivas ( $M \geq 20 M_{\odot}$ ). Portanto, essa conclusão é de particular interesse, visto que no mesmo contexto de investigação apresentado por (MADAU et al., 1999), os autores argumentaram que a radiação emitida apenas por quasares não seria suficiente para alcançar a completa ionização do meio intergaláctico a partir de  $z \sim 3,6$ .

Essas constatações conjuntas reforçam a compreensão da complexidade subjacente à evolução da ionização no Universo primordial, destacando a importância da contribuição das estrelas massivas em todo esse processo. Portanto, é evidente que a compreensão dos parâmetros  $\mathcal{C}$  e  $f_{esc}$  desempenha um papel fundamental na caracterização desse fenômeno crucial na história cósmica.

Torna-se evidente que tanto o parâmetro de abundância quanto a metalicidade das galáxias tendem a aumentar em  $z \sim 6$ , como previsto por (CORAZZA, 2022). Além disso, a presença de elementos com maior massa atômica em relação ao hélio, chamados de "elementos metálicos", exercem uma influência fundamental em uma variedade de processos astrofísicos inerentes à formação de planetas, estrelas e galáxias. Essa presença igualmente manifesta um impacto substantivo na formação e evolução da estrutura cósmica sob várias perspectivas.

Mesmo quantidades mínimas de elementos metálicos têm a capacidade de induzir modificações profundas na composição química do gás, iniciando assim uma trajetória propícia para a geração de moléculas complexas. É importante ressaltar que esses metais podem melhorar a capacidade do gás de irradiar sua energia térmica, promovendo assim o surgimento de entidades ligadas gravitacionalmente. Em um contexto adicional, esses elementos podem se condensar na forma de partículas sólidas, chamadas grãos de poeira, que são capazes de obstruir parcial ou totalmente a radiação proveniente de fontes luminosas.

Com base nos resultados e conclusões deste trabalho de mestrado, uma série de perspectivas instigantes para pesquisas futuras emerge. Inicialmente, aprimorar os algoritmos de localização de explosões cósmicas, incorporando considerações atmosféricas e geometria de detecção, poderia elevar a precisão e confiabilidade das localizações. Adicionalmente, explorar correlações multimensageiro, ao integrar dados

de diversos comprimentos de onda e mensageiros cósmicos, promete desvendar uma compreensão abrangente dos eventos explosivos.

No âmbito das observações de Gamma-Ray Bursts (GRBs), estender a busca a redshifts ainda mais elevados oferece a oportunidade de adquirir informações sobre a evolução cósmica primordial. Combinar avanços na modelagem teórica e colaborações interdisciplinares, aliados a esforços de divulgação científica, poderia fortalecer o alicerce de conhecimento e inspirar futuros pesquisadores a explorar os enigmas do Universo explosivo. Enquanto esta dissertação estabelece os fundamentos, essas perspectivas empolgantes delineiam um caminho emocionante para enriquecer nossa compreensão dos eventos cósmicos de altas energias.

Portanto, este trabalho demonstra claramente como a combinação de simulações detalhadas, técnicas inovadoras de detecção e análises teórico-observacionais podem proporcionar uma visão aprofundada dos eventos explosivos cósmicos. Além disso, a expectativa do lançamento do satélite nanoMIRAX e a operação do LECX em órbita em breve acrescentam uma dimensão prática e concreta a essas investigações. Os resultados e abordagens apresentados aqui não apenas enriquecem nosso entendimento dos fenômenos cósmicos, mas também oferecem um incentivo para futuras pesquisas e descobertas relacionadas ao Universo jovem.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABADIE et al. Search for gravitational waves associated with gamma-ray bursts during ligo science run 6 and virgo science runs 2 and 3. **The Astrophysical Journal**, v. 760, n. 1, p. 12, 2012. 4
- AGOSTINELLI, S. et al. Geant4—a simulation toolkit. **Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 506, n. 3, p. 250–303, 2003. 7
- AJELLO, M. et al. Cosmic x-ray background and earth albedo spectra with swift bat. **The Astrophysical Journal**, v. 689, n. 2, p. 666, 2008. 15
- ALLISON, J. et al. Geant4 developments and applications. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 53, n. 1, p. 270–278, 2006. 7
- \_\_\_\_\_. Recent developments in geant4. **Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 835, p. 186–225, 2016. 7
- ARMSTRONG, T.; CHANDLER, K.; BARISH, J. Calculations of neutron flux spectra induced in the earth’s atmosphere by galactic cosmic rays. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, n. 16, p. 2715–2726, 1973. 16
- BERGER, E. Short-duration gamma-ray bursts. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 52, p. 43–105, 2014. 4
- BLAIN, A. W.; NATARAJAN, P. Gamma-ray bursts and the history of star formation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 312, n. 3, p. L35–L38, 2000. 44
- BLOOM, J. S.; FRAIL, D.; KULKARNI, S. Gamma-ray burst energetics and the gamma-ray burst hubble diagram: promises and limitations. **The Astrophysical Journal**, v. 594, n. 2, p. 674, 2003. 46
- BOUWENS, R. et al. A census of star-forming galaxies in the  $z \sim 9$ –10 universe based on hst+ spitzer observations over 19 clash clusters: three candidate  $z \sim 9$ –10 galaxies and improved constraints on the star formation rate density at  $z \sim 9.2$ . **The Astrophysical Journal**, v. 795, n. 2, p. 126, 2014. 53
- BOUWENS, R. J.; ILLINGWORTH, G. D.; FRANX, M.; FORD, H.  $U_V$  luminosity functions at  $z \sim 4, 5, \text{ and } 6$  from the hubble ultra deep field and other deep hubble space telescope acs fields: evolution and star formation history. **The Astrophysical Journal**, v. 670, n. 2, p. 928, 2007. 54
- \_\_\_\_\_.  $z \sim 7$ –10 galaxies in the hudf and goods fields:  $U_V$  luminosity functions. **The Astrophysical Journal**, v. 686, n. 1, p. 230, 2008. 54
- BRAGA, J.; DURAO, O. S. C. Detecting cosmic explosions with the nanomirax satellite. **Cospar Scientific Assembly.**, v. 44, p. 1992, 2022. 9, 10, 11, 18, 20

BRAGA, J.; D'AMICO, F.; AVILA, M. A.; PENACCHIONI, A. V.; SACAHUI, J. R.; SANTIAGO, V. A. D.; MATTIELLO-FRANCISCO, F.; STRAUSS, C.; FIALHO, M. A. The protomirax hard x-ray imaging balloon experiment. **Astronomy & Astrophysics**, v. 580, p. A108, 2015. 1, 8, 10

BRAGA, J. et al. Lecx: a cubesat experiment to detect and localize cosmic explosions in hard x-rays. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 493, n. 4, p. 4852–4860, 2020. 2, 30

BROMM, V.; LOEB, A. The expected redshift distribution of gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 575, n. 1, p. 111, 2002. 44

CEN, R.; FANG, T. Gamma-ray bursts may be biased tracers of star formation. **arXiv preprint arXiv:0710.4370**, 2007. 47

CHARY, R.-R.; STERN, D.; EISENHARDT, P. Spitzer constraints on the  $z=6.56$  galaxy lensed by abell 370. **The Astrophysical Journal**, v. 635, n. 1, p. L5, 2005. 54

CHORNOCK, R.; BERGER, E.; FOX, D. B.; LUNNAN, R.; DROUT, M. R.; FONG, W.-f.; LASKAR, T.; ROTH, K. C. Grb 130606a as a probe of the intergalactic medium and the interstellar medium in a star-forming galaxy in the first gyr after the big bang. **The Astrophysical Journal**, v. 774, n. 1, p. 26, 2013. 69, 71

CIARDI, B.; LOEB, A. Expected number and flux distribution of gamma-ray burst afterglows with high redshifts. **The Astrophysical Journal**, v. 540, n. 2, p. 687, 2000. 5

CORAZZA, L. C. **Cosmic chemical evolution: modeling and comparing with observations**. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2022. 74, 78

CURTIS, H. D. Chapter 4 - orbits in three dimensions. In: CURTIS, H. D. (Ed.). **Orbital mechanics for engineering students**. 2. ed. Boston: Butterworth-Heinemann, 2010, (Aerospace Engineering). p. 199–254. ISBN 978-0-12-374778-5. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123747785000040>>>. 31

\_\_\_\_\_. **Orbital mechanics for engineering students**. [S.l.]: Butterworth-Heinemann, 2013. 35

DAIGNE, F.; ROSSI, E. M.; MOCHKOVITCH, R. The redshift distribution of swift gamma-ray bursts: evidence for evolution. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 372, n. 3, p. 1034–1042, 2006. 45

ELÍAS-CHÁVEZ, M.; MARTÍNEZ, O. Estimation of the star formation rate using long-gamma ray burst observed by swift. **arXiv preprint arXiv:2006.03367**, 2020. 6, 43, 44, 50, 54

FAN, X. Constraining the evolution of the cosmic star formation rate density and the quasar luminosity function. **The Astrophysical Journal**, v. 132, p. 117–126, 2006. 55, 77

FIRMANI, C.; AVILA-REESE, V.; GHISELLINI, G.; TUTUKOV, A. V. Formation rate, evolving luminosity function, jet structure, and progenitors for long gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 611, n. 2, p. 1033, 2004. 46

FISHMAN, G. J.; MEEGAN, C.; WILSON, R.; HORACK, J.; BROCK, M.; PACIESAS, W. S.; PENDLETON, G.; KOUVELIOTOU, C. Batse observations of gamma-ray bursts. **AIP Conference Proceedings**, v. 265, n. 1, p. 13–21, 1991. 3

FLOCH, E. L. et al. Are the hosts of gamma-ray bursts sub-luminous and blue galaxies? **Astronomy & Astrophysics**, v. 400, n. 2, p. 499–510, 2003. 55

FRUCHTER, A. et al. Long  $\gamma$ -ray bursts and core-collapse supernovae have different environments. **Nature**, v. 441, n. 7092, p. 463–468, 2006. 55

FYNBO, J. et al. On the  $\text{Ly}\alpha$  emission from gamma-ray burst host galaxies: evidence for low metallicities. **Astronomy & Astrophysics**, v. 406, n. 3, p. L63–L66, 2003. 55

GEHRELS, N.; MÉSZÁROS, P. Gamma-ray bursts. **Science**, v. 337, n. 6097, p. 932–936, 2012. 4

GEHRELS, N. et al. The swift gamma-ray burst mission. **The Astrophysical Journal**, v. 611, n. 2, p. 1005, 2004. 3, 43, 44, 47

GEHRELS, N.; RAMIREZ-RUIZ, E.; FOX, D. B. Gamma-ray bursts in the swift era. **arXiv preprint arXiv:0909.1531**, 2009. 4

GOMBOC, A. Unveiling the secrets of gamma ray bursts. **Contemporary Physics**, v. 53, n. 4, p. 339–355, 2012. 59

GOU, L.-J.; MESZAROS, P.; ABEL, T.; ZHANG, B. Detectability of long gamma-ray burst afterglows from very high redshifts. **The Astrophysical Journal**, v. 604, n. 2, p. 508, 2004. 5

GRUBER, D.; MATTESON, J.; PETERSON, L.; JUNG, G. The spectrum of diffuse cosmic hard x-rays measured with heao 1. **The Astrophysical Journal**, v. 520, n. 1, p. 124, 1999. 14

GUETTA, D.; PIRAN, T. Do long duration gamma ray bursts follow star formation? **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2007, n. 07, p. 003, 2007. 45

GUIRIEC, S. et al. Time-resolved spectroscopy of the three brightest and hardest short gamma-ray bursts observed with the fermi gamma-ray burst monitor. **The Astrophysical Journal**, v. 725, n. 1, p. 225, 2010. 5

HARTOOG, O. E. et al. Vlt/x-shooter spectroscopy of the afterglow of the swift grb 130606a-chemical abundances and reionisation at  $z \sim 6$ . **Astronomy & Astrophysics**, v. 580, p. A139, 2015. 57

HOPKINS, P. F.; HERNQUIST, L.; COX, T. J.; KERESŐ, D. A cosmological framework for the co-evolution of quasars, supermassive black holes, and elliptical galaxies. i. galaxy mergers and quasar activity. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 175, n. 2, p. 356, 2008. 55, 77

KAWAI, N. et al. Early results from HETE-2. **IAU Colloquium 183: Small Telescope Astronomy on Global Scales**, v. 246, p. 149, jan. 2001. 3

KISTLER, M. et al. An unexpectedly swift rise in the gamma-ray burst rate. **The Astrophysical Journal**, v. 673, n. 2, p. L119, 2008. 45, 46

KLEBESADEL, R. W.; STRONG, I. B.; OLSON, R. A. Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin. **The Astrophysical Journal**, v. 182, p. L85, 1973. 2

KNOLL, G. F. **Radiation detection and measurement**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2010. 8

KOCEVSKI, D.; BUTLER, N. Gamma-ray burst energetics in the swift era. **The Astrophysical Journal**, v. 680, n. 1, p. 531, 2008. 46

LAMB, D. Q.; REICHART, D. E. Gamma-ray bursts as a probe of the very high redshift universe. **The Astrophysical Journal**, v. 536, n. 1, p. 1, 2000. 44

LANGER, N.; NORMAN, C. On the collapsar model of long gamma-ray bursts: constraints from cosmic metallicity evolution. **The Astrophysical Journal**, v. 638, n. 2, p. L63, 2006. 46

LE, T.; DERMER, C. D. On the redshift distribution of gamma-ray bursts in the swift era. **The Astrophysical Journal**, v. 661, n. 1, p. 394, 2007. 45

LEE, W. H.; RAMIREZ-RUIZ, E.; LÓPEZ-CÁMARA, D. Phase transitions and he-synthesis-driven winds in neutrino cooled accretion disks: prospects for late flares in short gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 699, n. 2, p. L93, 2009. 4

LI, L.-X. Star formation history up to  $z = 7.4$ : implications for gamma-ray bursts and cosmic metallicity evolution. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 388, n. 4, p. 1487–1500, 2008. 47

LONGAIR, M. S. **High energy astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010. 1

MACFADYEN, A.; WOOSLEY, S. Collapsars: gamma-ray bursts and explosions in “failed supernovae”. **The Astrophysical Journal**, v. 524, n. 1, p. 262, 1999. 4

- MACIUK, K. Long and short-term changes of keplerian elements and correction coefficients of gps satellites. **Indian Journal of Geo-Marine Sciences**, p. 413–418, 03 2020. 34
- MADAU, P.; HAARDT, F.; REES, M. J. Radiative transfer in a clumpy universe. iii. the nature of cosmological ionizing sources. **The Astrophysical Journal**, v. 514, n. 2, p. 648, 1999. 55, 77, 78
- MIRALDA-ESCUDE, J. Reionization of the intergalactic medium and the damping wing of the gunn-peterson trough. **The Astrophysical Journal**, v. 501, n. 1, p. 15, 1998. 61, 64
- MIZUNO, T.; KAMAE, T.; GODFREY, G.; HANDA, T.; THOMPSON, D.; LAUBEN, D.; FUKAZAWA, Y.; OZAKI, M. Cosmic-ray background flux model based on a gamma-ray large area space telescope balloon flight engineering model. **The Astrophysical Journal**, v. 614, n. 2, p. 1113, 2004. 15, 16
- PE'ER, A. Physics of gamma-ray bursts prompt emission. **Advances in Astronomy**, v. 2015, 2015. 4
- PIRO, L. et al. First results from BeppoSAX. **The Transparent Universe**, v. 382, p. 179, jan. 1997. 3
- PORCIANI, C.; MADAU, P. On the association of gamma-ray bursts with massive stars: implications for number counts and lensing statistics. **The Astrophysical Journal**, v. 548, n. 2, p. 522, 2001. 44
- POSTMAN, M. et al. The cluster lensing and supernova survey with hubble: an overview. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 199, n. 2, p. 25, 2012. 53
- RICHARD, J. et al. A hubble and spitzer space telescope survey for gravitationally lensed galaxies: further evidence for a significant population of low-luminosity galaxies beyond  $z=7$ . **The Astrophysical Journal**, v. 685, n. 2, p. 705, 2008. 54
- ROSSWOG, S. Mergers of neutron star-black hole binaries with small mass ratios: nucleosynthesis, gamma-ray bursts, and electromagnetic transients. **The Astrophysical Journal**, v. 634, n. 2, p. 1202, 2005. 4
- RUDERMAN, M. Theories of gamma.-ray bursts. **Annals of the New York Academy of Sciences**, v. 262, 1975. 2
- RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1991. 12
- SACCARDI, A. et al. Dissecting the interstellar medium of  $az=6.3$  galaxy-x-shooter spectroscopy and hst imaging of the afterglow and environment of the swift grb 210905a. **Astronomy & Astrophysics**, v. 671, p. A84, 2023. 69

- SALVATERRA, R.; CHINCARINI, G. The gamma-ray burst luminosity function in the light of the swift 2 year data. **The Astrophysical Journal**, v. 656, n. 2, p. L49, 2007. 45
- SALVATERRA, R.; GUIDORZI, C.; CAMPANA, S.; CHINCARINI, G.; TAGLIAFERRI, G. Evidence for luminosity evolution of long gamma-ray bursts in swift data. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 396, n. 1, p. 299–303, 2009. 45
- SALVATERRA, R. et al. Grb 090423 at a redshift of  $z=8.1$ . **Nature**, v. 461, n. 7268, p. 1258–1260, 2009. 5
- SARKAR, R.; MANDAL, S.; DEBNATH, D.; KOTOCH, T. B.; NANDI, A.; RAO, A.; CHAKRABARTI, S. K. Instruments of rt-2 experiment onboard coronas-photon and their test and evaluation iv: background simulations using geant-4 toolkit. **Experimental Astronomy**, v. 29, p. 85–107, 2011. 15, 16
- STANEK, K. et al. Spectroscopic discovery of the supernova 2003dh associated with grb 030329. **The Astrophysical Journal**, v. 591, n. 1, p. L17, 2003. 46
- TOTANI, T. Cosmological gamma-ray bursts and evolution of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 486, n. 2, p. L71, 1997. 44
- UKWATTA, T.; BARTHELMEY, S.; GEHRELS, N.; KRIMM, H.; MALESANI, D.; MARSHALL, F.; MASELLI, A.; MELANDRI, A.; PALMER, D.; STAMATIKOS, M. Grb 130606a: Swift detection of a burst. **GRB Coordinates Network**, v. 14781, p. 1, 2013. 68
- WALLYN, P.; LING, J.; MAHONEY, W.; WHEATON, W.; DUROUCHOUX, P. Batse search for the  $\sim 540$  keV feature in the crab spectrum observed by granat-sigma. **The Astrophysical Journal**, v. 559, n. 1, p. 342, 2001. 22
- WANG, F.; DAI, Z. High-redshift star formation rate up to  $z = 8.3$  derived from gamma-ray bursts and influence of background cosmology. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters**, v. 400, n. 1, p. L10–L14, 2009. 51, 54
- WIJERS, R. A.; BLOOM, J. S.; BAGLA, J. S.; NATARAJAN, P. Gamma-ray bursts from stellar remnants: probing the universe at high redshift. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 294, n. 1, p. L13–L17, 1998. 44
- WYITHE, J. S. B.; LOEB, A.; CARILLI, C. Improved constraints on the neutral intergalactic hydrogen surrounding quasars at redshifts  $z > 6$ . **The Astrophysical Journal**, v. 628, n. 2, p. 575, 2005. 55, 77
- XU, Z.; WEI, D. The red damping wing of gunn-peterson trough in the high redshift grbs. **Science in China Series G: Physics, Mechanics and Astronomy**, v. 52, n. 9, p. 1428–1433, 2009. 69
- YAN, H.; WINDHORST, R. A. The major sources of the cosmic reionizing background at  $z = 6$ . **The Astrophysical Journal**, v. 600, n. 1, p. L1, 2003. 55

YÜKSEL, H.; KISTLER, M. D.; BEACOM, J. F.; HOPKINS, A. M. Revealing the high-redshift star formation rate with gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 683, n. 1, p. L5, 2008. 6, 43, 44, 50, 51, 54, 55, 78

ZHA, G.; WANG, T.; XU, Y.; JIE, W. The development of czt semiconductor x-ray and  $\gamma$ -ray detectors. **Wuli**, v. 42, n. 12, p. 862–869, 2013. 9



## APÊNDICE A

O programa a seguir foi feito pelo autor desta dissertação. Este código em Python implementa o algoritmo para o cálculo das coordenadas equatoriais, RA e DEC, apresentado no Capítulo 3. A ideia básica é fornecer os valores das sete coordenadas angulares medidas e suas respectivas incertezas para que o programa calcule os valores de RA e DEC e os erros associados às duas coordenadas equatoriais computadas.

```
1 from sympy import symbols, sin, cos, atan, diff, sqrt
2 import numpy as np
3
4     def error(F, values, uncertainties):
5         variables = F.free_symbols
6         partial_derivatives = [diff(F, var) for var in variables]
7         sigma_F = sqrt(sum((derivative * uncertainty)**2
8         for derivative, uncertainty
9         in zip(partial_derivatives, uncertainties)))
10        sigma_F_numeric = sigma_F.subs(values)
11        result_sigma_F = sigma_F_numeric_with_errors.evalf()
12
13        return result_sigma_F
14
15 z, A, Omega, omega, i, psi, chi
16     = symbols('z A Omega omega i psi chi')
17
18 sigma_z, sigma_A, sigma_Omega, sigma_omega, sigma_i, sigma_psi,
19 sigma_chi = symbols('sigma_z sigma_A sigma_Omega sigma_omega sigma_i
20 sigma_psi sigma_chi')
21
22 p_x = cos(Omega) * cos(omega) - sin(Omega) * cos(i) * sin(omega)
23 p_y = sin(Omega) * cos(omega) - cos(Omega) * cos(i) * sin(omega)
24 p_z = sin(i) * sin(omega)
25 q_x = -cos(Omega) * sin(omega) - sin(Omega) * cos(i) * cos(omega)
26 q_y = -sin(Omega) * sin(omega) + cos(Omega) * cos(i) * cos(omega)
27 q_z = sin(i) * cos(omega)
28 w_x = sin(i) * sin(Omega)
29 w_y = -sin(i) * cos(Omega)
30 w_z = cos(i)
```

```

31
32 A_11 = cos(psi) * cos(chi) * cos(z) * sin(A)
33 - sin(chi) * cos(z) * cos(A) + sin(psi) * cos(chi) * sin(z)
34
35 A_21 = cos(psi) * sin(chi) * cos(z) * sin(A)
36 + cos(chi) * cos(z) * cos(A) + sin(psi) * sin(chi) * sin(z)
37
38 A_31 = -sin(psi) * cos(z) * cos(A) + cos(psi) * sin(z)
39
40 n_x = p_x * A_11 + q_x * A_21 + w_x * A_31
41 n_y = p_y * A_11 + q_y * A_21 + w_y * A_31
42 n_z = p_z * A_11 + q_z * A_21 + w_z * A_31
43
44 F_alpha = atan(n_y/n_x)
45 F_delta = atan(n_z / sqrt((n_x**2) + (n_y**2)))
46
47 values = {z: 53 * (np.pi / 180), A: np.pi, Omega: 0, omega: 0,
48 i: np.pi / 2, psi: 0, chi: 0}
49
50 uncertainties = {sigma_z: 0.01, sigma_A: 0.02, sigma_Omega: 0.03,
51 sigma_omega: 0.01, sigma_i: 0.005, sigma_psi: 0.02, sigma_chi: 0.01}
52
53 resultado_sigma_F_alpha = error(F_alpha, values, uncertainties)
54 resultado_sigma_F_delta = error(F_delta, values, uncertainties)
55
56 RA = atan(n_y/n_x)
57 DEC = atan(n_z / sqrt((n_x**2) + (n_y**2)))
58
59 RA_numeric = RA.subs(values)
60 DEC_numeric = DEC.subs(values)
61
62 RA_results = RA_numeric.evalf()
63 DEC_results = DEC_numeric.evalf()
64
65 print(f"RA = {(180 / np.pi) * RA_results + 360} +/-
66 {(180 / np.pi) * (resultado_sigma_F_alpha)} deg.")
67

```

```
68 print(f"DEC = {(180 / np.pi) * DEC_numeric} +/-  
69 {(180 / np.pi) * (resultado_sigma_F_delta)} deg.")
```

