

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

PEDRO JERONIMO SANTOS DA SILVA

Uma Análise Detalhada do Evento GW170817 pela Ótica da
Astronomia Multimessageira

Guaratinguetá
2024

PEDRO JERONIMO SANTOS DA SILVA

**Uma Análise Detalhada do Evento GW170817 pela Ótica da
Astronomia Multimessageira**

Trabalho de Pós-Graduação apresentado ao Conselho de Curso de Pós-Graduação em Física da Faculdade de Engenharia e Ciências do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Márcio Eduardo da Silva Alves.

Co-orientadora: Profa. Dra. Iara Tosta e Melo.

Guaratinguetá

2024

S586a Silva, Pedro Jeronimo Santos da
Uma Análise detalhada do evento GW170817 pela ótica da astronomia multimensageira / Pedro Jeronimo Santos da Silva. - Guaratinguetá, 2024.
87 f : il.
Bibliografia: f. 74-80

Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia e Ciências de Guaratinguetá, 2024.

Orientador: Prof. Dr. Márcio Eduardo da Silva Alves.
Coorientadora: Prof^a. Dr^a. Iara Tosta e Melo

1. Ondas gravitacionais. 2. Astronomia. 3. Estrelas de nêutrons. I. Título.

CDU 52(043)

CDU 52(043)

PEDRO JERONIMO SANTOS DA SILVA

**ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
“MESTRE EM FÍSICA”**

**PROGRAMA: FÍSICA E ASTRONOMIA
CURSO: MESTRADO**

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO


Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:


Prof. Dr. MÁRCIO EDUARDO DA SILVA ALVES
Orientador - UNESP


Prof. Dr. ROGÉRIO TEIXEIRA CAVALCANTI
UNESP


Prof. Dr. ODYLIO DENYS DE AGUIAR
INPE

NOVEMBRO de 2024

DADOS CURRICULARES

PEDRO JERONIMO SANTOS DA SILVA

NASCIMENTO 21/01/1997 - São Paulo / SP

FILIAÇÃO Valdir Reis da Silva
Diana Santos dos Reis

2016/2021 Bacharelado em Física
Universidade Estadual de Feira de Santana

2022/2024 Mestrado em Física

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, agradeço à Deus, fonte de vida e da graça. Se não fosse por Tua vontade, eu não estaria aqui.

Expresso minha mais profunda gratidão ao meu orientador, Professor Dr. Márcio Alves, e à minha coorientadora, Dra. Iara Melo, por sua inestimável orientação, paciência e apoio incondicional ao longo deste processo. Agradeço pela confiança depositada em meu trabalho e pela oportunidade de explorar meu potencial em diferentes momentos desta jornada, o que foi fundamental para meu crescimento acadêmico e pessoal.

Aos meus pais, Valdir e Diana, dedico um agradecimento especial por sempre acreditarem no meu potencial e me incentivarem a seguir meus sonhos. Mesmo diante das dificuldades e dos inúmeros obstáculos encontrados, mostraram-me, com seu exemplo e apoio incondicional, como perseverar, fortalecendo-me para enfrentar qualquer desafio. Agradeço também às minhas irmãs, Mariana e Maria Rita, por serem companheiras indispensáveis nesta caminhada, sempre me apoiando e compartilhando comigo momentos de alegria.

Manifesto minha profunda gratidão à Ana Carla, minha companheira, por sua paciência e pelo encorajamento contínuo. Sua presença constante, independentemente das circunstâncias, foi essencial para transmitir-me a confiança necessária para enfrentar os desafios. Sou especialmente grato pelos inúmeros momentos que dedicou ao meu lado, sem hesitar diante de prazos ou dificuldades. Sua dedicação e apoio foram fundamentais para a concretização deste trabalho; sem eles, esta conquista não teria sido possível.

Agradeço a todos os meus amigos de longa data, especialmente Valdinei (Popo), Genildo, Gabriel (terça), Henrique, Filipe, Rodrigo (Dinho), Edigenes, Emily, Edmo, Sidney, Jukinaldo, Lucas Ferreira e Thamís, que me ofereceram apoio em todos os momentos, incentivando-me a enfrentar meus medos e a não temer o desconhecido. Vocês são uma parte fundamental das razões que me motivam e dos caminhos que escolho trilhar. Esses diversos caminhos foram possíveis porque, desde sempre, vocês estiveram ao meu lado. Deixo aqui meu sincero 'Obrigado!'.

Também agradeço aos novos amigos que tive a alegria de conhecer nesta etapa, especialmente Kelvin, Lucas Brito, Bruno (Cachoeira), Rafa do Plasma, Rafael Ribeiro, Odeilson, Vitor, Tiaguinho, Edwin Santiago, Juan, Raí e tantos outros que, graças a Deus, tornariam esta lista interminável. Cada um contribuiu de maneira única para tornar essa jornada mais leve e enriquecedora. Em particular, a monitoria e os ensinamentos de Kelvin foram fundamentais para transformar conteúdos que, a princípio, eram nebulosos em algo mais acessível. Sem ele, a Relatividade Geral e os Buracos Negros teriam se tornado menos 'calorosos', como sistemas com baixa entropia, privados da energia necessária para se desenvolverem.

Gostaria também de agradecer ao Luiz Gustavo Revolucionário Quântico, que, desde o primeiro dia na FEG/Unesp, compartilhou conhecimentos e discussões. Apesar de opiniões divergentes, esses momentos proporcionaram grandes aprendizados.

Agradeço aos membros da banca avaliadora, Prof. Dr. Odylio Aguiar (INPE) e Prof. Dr. Rogério Cavalcanti, cujas contribuições foram essenciais para a realização deste estudo. Os apontamentos e discussões ao longo deste processo enriqueceram significativamente este trabalho e minha formação. A colaboração de ambos foi indispensável para o aperfeiçoamento deste projeto, e sou profundamente grato por isso.

Por fim, expresso minha gratidão aos professores do programa de pós-graduação, aos funcionários e aos amigos que me acompanharam durante minha trajetória na UNESP. Cada um contribuiu de maneira única para que este trabalho se tornasse realidade. A todos vocês, o meu mais sincero obrigado.

Este trabalho contou com o apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoa de Nível Superior
- CAPES - 88887.798214/2022-00

"É preciso ter coragem para navegar em águas desconhecidas." Snoopy

Resumo

Neste trabalho, são analisadas as metodologias e ferramentas aplicadas na caracterização do evento GW170817, que marcou a primeira detecção de uma fusão de um sistema binário de estrelas de nêutrons (BNS) associada a emissões multimessageiras. Utilizando as bibliotecas *GWpy* e *PyCBC*, foram exploradas técnicas de tratamento e análise de dados gravitacionais, incluindo a seleção e verificação da qualidade dos dados e a aplicação da *Q-transform* para a inspeção visual de *glitches* no sinal. Além disso, foram realizadas análises sobre como as formas de onda variam em função de parâmetros como massas e distâncias, permitindo visualizar a influência de cada um na forma do sinal gravitacional e possibilitando a construção de uma base de comparação para futuras inferências de parâmetros físicos. Observou-se, no entanto, que o *GWpy* apresenta limitações na análise de eventos de longa duração, como o GW170817, restringindo o tratamento de frequências abaixo de 15 Hz. A abordagem multimessageira permitiu aprofundar o entendimento sobre a relação entre as emissões gravitacionais e eletromagnéticas associadas ao evento, servindo como base para a análise de futuras observações com características semelhantes.

Palavras Chaves: GWpy, PyCBC, Ondas Gravitacionais, Astronomia Multimessageira

ABSTRACT

This work explores methodologies and tools used in the characterization of event GW170817, which marked the first detection of a binary neutron star (BNS) merger associated with multimessenger emissions. Utilizing the *GWpy* and *PyCBC* libraries, we examined gravitational wave data processing and analysis techniques, including data selection, quality verification, and the application of Q-transform to visually inspect and address signal *glitches*. Additionally, we conducted analyses to observe how waveform structures vary with parameters such as mass and distance, allowing for visualization of each parameter's influence on the gravitational signal and providing a comparative basis for future parameter inference. It was observed, however, that *GWpy* has limitations when analyzing long-duration events like GW170817, restricting the treatment of frequencies below 15 Hz. The multimessenger approach deepened our understanding of the relationship between gravitational and electromagnetic emissions associated with the event, laying a foundation for the analysis of future observations with similar characteristics.

KEYWORDS: GWpy, PyCBC, Gravitational Waves, Multi-messenger Astronomy.

Lista de Figuras

2.1	A órbita de Mercúrio ao redor do Sol.	6
2.2	A ilustração representa o fenômeno da deflexão de um raio de luz proveniente de uma estrela distante devido ao campo gravitacional do Sol. A direção aparente da estrela vista da Terra é representada pela trajetória TSE' . É importante ressaltar que o desenho está fora de escala, com a deflexão θ exagerada para melhor visualização.	6
2.3	O efeito de uma onda gravitacional com modos de polarizações h_+ e $h_\times$ distorcendo um círculo de partículas teste no módulo de rotação de 45° no plano. $T = \frac{2\pi}{\omega}$ é o período da onda gravitacional.	10
2.4	Um sistema binário de duas estrelas com massa M , orbitando um centro de massa, com distância R , no plano $x^1 - x^2$	11
2.5	Decaimento orbital do sistema binário de estrelas de nêutrons PSR B1913+16. Os pontos de dados indicam a mudança observada na época do periastro com a data, enquanto a parábola ilustra a mudança teoricamente esperada na época para um sistema que emite radiação gravitacional, conforme a relatividade geral.	13
2.6	Configuração básica de um interferômetro de Michelson para a detecção de ondas gravitacionais.	14
2.7	Efeito de uma onda gravitacional em um anel de partículas livres para uma polarização específica. O círculo se alterna entre alongamentos verticais e compressões horizontais, e vice-versa, com a frequência da onda gravitacional.	15
2.8	O gráfico apresenta as fontes de ruído que afetam a Densidade Espectral de Amplitude do detector.	16
2.9	Canto superior esquerdo: <i>blips</i> são transientes de curta duração com grande largura de banda e podem imitar um sinal de onda gravitacional de binários compactos de alta massa. Canto superior direito: um exemplo de <i>loud trigger</i> , classificado como <i>Extremely_Loud</i> pelo <i>GravitySpy</i> . Esses <i>triggers</i> de SNR altos geralmente causam grandes quedas na faixa astrofísica e afetam negativamente a sensibilidade do detector. Inferior esquerdo: <i>slow scattering</i> causado pelo movimento do solo na banda de microssismo ($0,1 - 0,3$ Hz). Múltiplas reflexões entre a massa de teste e a superfície móvel podem gerar harmônicos de frequência mais alta, como visto aqui. Canto inferior direito: <i>fast scattering</i> causados pelo movimento do solo na banda de $1 - 6$ Hz. Trens, atividade humana e exploração madeireira perto do local são as causas mais comuns de ruído de dispersão rápida.	18
3.1	Linha do tempo da Astronomia Multimessageira.	19
3.2	Descoberta multimessageira simultânea do LIGO, Virgo e Fermi da fusão binária de estrelas de nêutrons GW/GRB 170817.	21
3.3	Uma amostra de telescópios operando em diferentes comprimentos de onda do espectro eletromagnético. Os observatórios são posicionados acima ou abaixo da porção do espectro eletromagnético que seus instrumentos principais observam.	24

4.1	Representações tempo-frequência dos dados processados, sem a presença do <i>glitch</i> , contendo o evento de ondas gravitacionais GW170817, observados pelos detectores LIGO-Hanford (cima), LIGO-Livingston (meio) e Virgo (baixo). Os tempos estão mostrados em relação a 17 de agosto de 2017, 12:41:04 UTC.	26
4.2	No painel superior, uma representação tempo-frequência dos dados brutos usados na identificação inicial do GW170817 mostra a trilha do evento, apesar do <i>glitch</i> , que ocorre 1,1 s antes do tempo de coalescência, marcado em 0,4 s. No painel inferior, os dados de <i>strain</i> brutos (curva laranja) exibem o <i>glitch</i> no domínio do tempo.	27
4.3	O contorno de 90% para o mapa final de localização no céu do LIGO-Virgo é mostrado em verde. A localização de busca direcionada de 90% do Fermi/GBM é sobreposta em roxo. O anel de 90% determinado com informações de sincronização do Fermi e INTEGRAL é sombreado em cinza. O recorte ampliado também mostra a posição do transiente óptico, marcado como uma estrela amarela.	28
4.4	Distribuição posterior bidimensional das massas m_1 e m_2 no referencial do sistema para cenários de baixa rotação ($ \chi < 0.05$, azul) e alta rotação ($ \chi < 0.89$, vermelho). Os contornos coloridos representam 90% da probabilidade da função densidade de probabilidade posterior conjunta.	29
4.5	Dados observados do <i>Fermi</i> -GBM.	30
4.6	Dados observados do <i>INTEGRAL</i>	31
4.7	Detecção conjunta e multimessageira de GW170817 e GRB 170817A: acima, curva de luz somada do GBM para os detectores de GRB 170817A entre 10 e 50 keV, com estimativa de fundo sobreposta em vermelho; segundo, mesma curva, mas na faixa de energia de 50-300 keV; terceiro, curva de luz do SPI-ACS com energia iniciando em cerca de 100 keV e limite de alta energia de pelo menos 80 MeV. Abaixo, mapa tempo-frequência de GW170817, combinando dados de LIGO-Hanford e LIGO-Livingston, referenciado ao tempo de gatilho de GW170817, T_0^{GW}	32
4.8	Representação das contrapartes eletromagnéticas de fusões entre BNS e entre BHNS, e sua dependência em relação ao ângulo de observação em relação ao eixo do jato do GRB. A kilonova, em contraste com o GRB e seu pós-brilho, é relativamente isotrópica, representando assim a contraparte mais promissora para a maioria das fusões detectadas por ondas gravitacionais.	34
4.9	A figura apresenta as informações para cada banda/mensagem. As linhas tracejadas sombreadas indicam os momentos relatados em um Circular GCN, com os nomes dos instrumentos ou equipes de observação no início da linha. Observações representativas em cada banda são mostradas como círculos sólidos, com áreas proporcionais à luminosidade, e as linhas sólidas indicam quando a fonte era detectável por pelo menos um telescópio. Ampliações fornecem as primeiras detecções nas bandas de ondas gravitacionais, raios gama, óptica, raios X e rádio.	36
4.10	Na figura à esquerda (A) é mostrada a imagem da região observada 4 meses antes do evento GW170817. Na figura à direita (B) é apresentada uma imagem do <i>Swope</i> de SSS17a. O transiente SSS17a é marcado com uma seta vermelha. Nenhum objeto está presente na imagem do <i>Hubble</i> na posição de SSS17a.	37

4.11	A imagem à esquerda mostra a última não detecção do objeto SSS17a/AT 2017gfo/-DLT17CK. A imagem do centro é a detecção do objeto. À direita, é observada a diferença entre as duas imagens, onde o DLT17ck é claramente visível.	37
4.12	Curvas de luz UVOIR de AT2017gfo a partir do conjunto de dados compilado.	38
4.13	Medição de H_0 para GW170817. Densidade posterior marginalizada para H_0 (curva azul). As restrições a 1 e 2σ dos dados do Planck e do SHoES são mostradas em verde e laranja, respectivamente.	40
5.1	Diagrama mostrando a diferença metodológica entre a inferência Frequentista e Bayesiana.	44
5.2	PSD obtida a partir dos dados do evento GW150914, com um segmento de 200 s simétrico em torno do <i>trigger</i>	49
5.3	ASD obtida a partir dos dados do evento GW150914, com um segmento de 200 s simétrico em torno do <i>trigger</i>	49
5.4	Gráfico da SNR obtida pela correlação do sinal registrado em LIGO- <i>Hanford</i> com uma <i>waveform</i> gerada a partir de parâmetros estimados para o evento GW150914. O pico da razão sinal-ruído ocorre em $T_0^{GW} = 1126259462.427$ s, destacando o momento em que a correspondência entre o modelo e o sinal observado é máxima.	54
5.5	Grafo de dependências mostrando como o pacote <i>GWpy</i> depende da <i>NumPy</i>	57
5.6	Segmento gerado a partir dos dados obtidos pelo LIGO-Livingston para o evento GW170817, abrangendo um intervalo de ± 512 segundos a partir do tempo GPS do evento.	58
5.7	Representação gráfica da FFT aplicada aos dados da observação GW170817.	60
5.8	Resultado do processamento do segmento observado pelo LIGO-Livingston da onda gravitacional GW170817, incluindo a aplicação de uma mudança de escala para melhor visualização do espaço desejado.	61
5.9	Análise comparativa da sensibilidade dos observatórios de ondas gravitacionais para o evento GW170817, destacando em amarelo as regiões onde os sensores são mais sensíveis.	62
5.10	Representações tempo-frequência dos dados contendo o evento de onda gravitacional GW170817, observado pelos detectores LIGO-Hanford (topo), LIGO-Livingston (meio) e Virgo (baixo).	63
5.11	Espectro obtido por meio da <i>Q-transform</i> da observação GW170817 utilizando os dados do LIGO-Hanford, enfatizando as propriedades de frequência em relação à energia e ao tempo.	64
5.12	Espectro obtido com uso da <i>Q-transform</i> nos dados do LIGO-Livingston.	65
5.13	Efeito <i>Window Planck Inverse</i> padrão sobre os dados observacionais, com remoção significativa ao redor do glitch.	66
5.14	Resultado da aplicação do <i>gate</i> com parâmetros $t_{zero}=0.1$ e $t_{pad}=0.2$, minimizando a perda de dados enquanto ainda elimina o glitch.	66
5.15	Variação da perturbação (Strain) em função do tempo, considerando diferentes valores de massa.	69
5.16	Variação da amplitude da perturbação em função da fase da onda gravitacional. Como na figura anterior, as cores indicam as massas dos buracos negros: azul para $5 M_\odot$, laranja para $10 M_\odot$ e verde para $30 M_\odot$	69
5.17	Evolução da onda gravitacional ao longo do tempo considerando diferentes valores de distância da fonte ao observador, medida em megaparsecs.	70

5.18	Representação da perturbação em relação ao tempo, gerada com base nos dados de massa, frequência e tempo da observação GW170817.	71
5.19	Amplitude observada em função da fase da onda gravitacional utilizando os parâmetros da observação GW170817, variando também os integradores.	71

Lista de Abreviaturas e Siglas

ASD	Amplitude Spectral Density
AT	Astronomical Transient
BBH	Binary Black Hole
BH	Black Hole
BNS	Binary Neutron Star
CBC	Compact Binary Coalescence
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CMB	Cosmic Microwave Background
CR	Cosmic Ray
DFT	Discrete Fourier Transform
EM	Electromagnetic
FFT	Fast Fourier Transform
GRB	Gamma-Ray Burst
GW	Gravitational Waves
GWOSC	Gravitational Wave Open Science Center
IAU	International Astronomical Union
IGWN	International Gravitational-Wave Network
IR	Infrared
LHO	LIGO Hanford Observatory
LIGO	Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory
LLO	LIGO Livingston Observatory
LVK	LIGO-Virgo-KAGRA Collaboration
MMA	Multi-Messenger Astronomy
NIR	Near Infrared
NS	Neutron Star
PSD	Power Spectral Density
RF	Radio Frequency
SNR	Signal-to-Noise Ratio
sGRB	Short Gamma-Ray Burst
SSS17a	Swope Supernovae Source 2017
UV	Ultraviolet

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Objetivos	1
1.1.1	Objetivos gerais	1
1.1.2	Objetivos específicos	2
2	Introdução para Astronomia de Ondas Gravitacionais	3
2.1	Teoria da Relatividade Geral	3
2.2	Ondas gravitacionais	7
2.2.1	Linearização da equação de Einstein	7
2.2.2	Efeitos físicos da onda gravitacional	8
2.2.3	Natureza Quadrupolar da onda gravitacional	10
2.2.4	Detectores de ondas gravitacionais	13
2.2.5	Interferômetros de Michelson	14
2.2.6	Ruído dos interferômetros	15
3	Astronomia Multimessageira	19
3.1	Astronomia tradicional	21
3.1.1	Princípio eletromagnético	21
3.1.2	Observações eletromagnéticas	22
4	O evento GW170817	25
4.1	Fonte gravitacional - GW170817	25
4.2	GRB170817a	29
4.3	Kilonovae e <i>r-process</i>	33
4.4	Contraparte eletromagnética	35
4.5	Medição da constante de <i>Hubble</i> utilizando o GW170917	40
5	Análise dos dados de ondas gravitacionais	42
5.1	Estatística Bayesiana	43
5.1.1	O teorema de Bayes	44
5.1.2	Marginalização de parâmetros	45
5.2	Processos Aleatórios	46
5.2.1	Densidade espectral de potência	47
5.3	Matched Filtering	50
5.4	Parâmetros da detecção	53
5.5	Acesso aos dados observacionais	55
5.6	Detecção de ondas gravitacionais	67
5.6.1	Modelos de <i>waveforms</i> gravitacionais	67
5.6.2	Gerando <i>waveforms</i> de ondas gravitacionais de sistemas binários de buracos negros	68
6	Conclusão	73
A	Transformações de Calibre	81

B	Acesso aos dados observacionais utilizando <i>GWpy</i> e calculo da ASD	82
C	Espectro de tempo-frequência com a utilização da <i>Q-transform</i> e remoção do <i>Glitch</i> usando a <i>Window Planck Inverse</i>	84
D	Forma de onda gerada com os parâmetros do GW170817 no <i>PyCBC</i>	86

1 Introdução

Em 17 de agosto de 2017, às 12h41min04s UTC, os detectores de ondas gravitacionais Advanced LIGO e Advanced Virgo fizeram uma descoberta histórica: a primeira observação de uma fusão de estrelas de nêutrons binárias (ABBOTT *et al.*, 2017b). O sinal detectado, conhecido como GW170817, foi seguido por um *short gamma-ray burst* (sGRB) — GRB170817A — e um transiente óptico brilhante (SSS17a/AT 2017gfo) (ABBOTT *et al.*, 2017e). Esta observação foi um marco na Astronomia, sendo a primeira detecção de um mensageiro gravitacional e eletromagnético provenientes do mesmo objeto. O evento GW170817 fornece não apenas *insights* sobre o sistema binário de estrelas de nêutrons, mas também uma nova perspectiva multimessageira na Astronomia (ABBOTT *et al.*, 2017e).

A detecção de ondas gravitacionais é um desafio significativo, enfrentado por meio de soluções computacionais específicas (MACLEOD *et al.*, 2021). Para entender a origem, evolução e física das fontes de ondas gravitacionais, ferramentas de software como *GWpy* e *PyCBC* foram empregadas. O evento GW170817, com particularidades como a presença de um *glitch*, tempo prolongado para fusão e baixas massas, foi selecionado para demonstrar a aplicação dessas ferramentas computacionais e explorar suas capacidades. Este trabalho, portanto, visa investigar em detalhe o evento GW170817 e suas implicações, por meio da análise dos dados observacionais e teóricos disponíveis.

A estrutura deste trabalho é organizada em seis capítulos. O Capítulo 1 delinea os objetivos da pesquisa, incluindo objetivos gerais e específicos, proporcionando uma visão do que se espera alcançar com esta investigação. O Capítulo 2 é dedicado à introdução à Astronomia de Ondas Gravitacionais, onde se discutem os fundamentos da Teoria da Relatividade Geral de Einstein, as propriedades das ondas gravitacionais e os conceitos fundamentais que sustentam a detecção dessas ondas, incluindo a linearização da equação de Einstein, os efeitos físicos das ondas gravitacionais e a natureza quadrupolar que caracteriza essas ondas. Serão apresentados também os detectores de ondas gravitacionais e os interferômetros de Michelson, abordando os desafios relacionados aos ruídos associados.

O Capítulo 3 aborda a Astronomia Multimessageira, discutindo a evolução da astronomia tradicional e as características de cada comprimento de onda no espectro eletromagnético no contexto das observações astronômicas. O Capítulo 4 apresenta uma análise detalhada do evento GW170817, incluindo a fonte de ondas gravitacionais, a conexão com o GRB170817A, as kilonovas e o *r-process*, além da contraparte eletromagnética observada, culminando na discussão sobre a kilonova associada e suas implicações para a medição da constante de Hubble. O Capítulo 5 foca na análise dos dados de ondas gravitacionais, com ênfase em métodos estatísticos Bayesianos, processos aleatórios, *matched filtering* e parâmetros de detecção, além da discussão sobre as ferramentas disponíveis no *GWpy* e *PyCBC*, que viabilizam essas análises. Por fim, o Capítulo 6 apresenta as conclusões da pesquisa e suas perspectivas futuras.

1.1 Objetivos

1.1.1 Objetivos gerais

Este trabalho visa compreender em detalhes o evento GW170817, bem como suas implicações, por meio da análise dos dados observacionais e teóricos disponíveis. Para isso, rotinas computacionais em linguagem *Python* foram estudadas e os dados provenientes da colaboração LIGO-Virgo-KAGRA (LVK) foram utilizados. Dentre as ferramentas, far-se-á utilização dos pacotes de *software GWpy*,

para obtenção e tratamento dos dados observados, e o *PyCBC*, para detecção de ondas gravitacionais utilizando métodos provenientes da estatística Bayesiana.

1.1.2 Objetivos específicos

- Desenvolver uma metodologia que permita compreender e utilizar ferramentas computacionais de forma acessível, criando uma base que possa futuramente ser aplicada por outros pesquisadores;
- Realizar um levantamento teórico sobre ondas gravitacionais e os principais métodos de detecção;
- Revisar a bibliografia sobre eventos multimessageiros;
- Conduzir uma revisão bibliográfica sobre o evento GW170817, incluindo as contrapartes eletromagnéticas provenientes do *gamma-ray burst* e da kilonova oriundos a esse evento;
- Estudar métodos computacionais para a obtenção e o tratamento de dados brutos, utilizando ferramentas que permitam visualizar, processar e caracterizar o sinal observado;
- Investigar métodos computacionais para a detecção de ondas gravitacionais a partir de dados de transientes, utilizando *waveforms* e *matched filtering*;

2 Introdução para Astronomia de Ondas Gravitacionais

2.1 Teoria da Relatividade Geral

No ano de 1687, Isaac Newton formulou os princípios fundamentais matemáticos e físicos que descrevem as leis do movimento da mecânica clássica (NEWTON, 1687). São eles (LEMOS, 2013):

1. Existem sistemas de referência, chamados *inerciais*, em relação aos quais toda partícula isolada descreve um movimento retilíneo uniforme.
2. Em qualquer referencial inercial, o movimento de uma partícula é regido pela equação:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}, \quad (2.1)$$

onde $\mathbf{a}$ é a aceleração da partícula, m é a massa e $\mathbf{F}$ é a força total à qual ela está sujeita.

3. A cada ação corresponde uma reação igual e oposta, ou seja, se F_{ij} é a força sobre a partícula i exercida pela partícula j , então:

$$\mathbf{F}_{ij} = -\mathbf{F}_{ji}. \quad (2.2)$$

Newton também descreveu a gravidade como a força resultante entre partículas; a força entre dois objetos $\mathbf{F}$ de massas m e M , separados por um vetor $\mathbf{r} = r\mathbf{e}_{(r)}$, juntamente com a lei do inverso do quadrado. A formulação matemática da lei da gravitação universal é expressa pela seguinte equação (NEWTON, 1687; CARROLL, 2019):

$$\mathbf{F} = -\frac{G_N m M}{r^2} \mathbf{e}_{(r)}, \quad (2.3)$$

onde G_N é a constante gravitacional universal.

Dentre as investigações sobre a constante G_N , Henry Cavendish, em seu trabalho *Experiments to determine the density of the Earth* de 1798, determinou o valor para essa constante (CAVENDISH, 1798; LALLY, 1999). Utilizando uma balança de torção com duas esferas pequenas fixadas em uma barra leve suspensa, ele observou a movimentação das esferas menores ao aproximar esferas maiores de cerca de 160 kg cada. Com base nessas observações e nas formulações newtonianas, Cavendish pôde determinar a densidade média da Terra e um valor para a constante G_N (CAVENDISH, 1798; LALLY, 1999). Atualmente, o valor aproximado para essa constante é de aproximadamente $6.674 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ (LI *et al.*, 2018), que representa a constante de gravitação universal de Newton.

Utilizando as expressões (2.1) e (2.3), é possível denotar o vetor de campo gravitacional ($\mathbf{g}$):

$$\mathbf{g} = \frac{\mathbf{F}}{m}. \quad (2.4)$$

O vetor do campo gravitacional $\mathbf{g}$ é o que representa a força por unidade de massa exercida em uma partícula no campo de um corpo da massa M . Como $\mathbf{g}$ varia proporcionalmente com o inverso de r^2 , a condição que $\nabla \times \mathbf{g} = 0$ é satisfeita, permitindo que $\mathbf{g}$ seja descrito como o gradiente de uma função escalar (THORNTON; MARION, 2019) de modo que:

$$\mathbf{g} \equiv -\nabla\phi. \quad (2.5)$$

Portanto, a lei da gravitação pode ser escrita em termos do potencial escalar (ϕ):

$$\mathbf{F} = -m\nabla\phi. \quad (2.6)$$

Alternativamente, é possível expressar essa lei como:

$$\nabla^2\phi = 4\pi G_N\rho, \quad (2.7)$$

onde o potencial está relacionado com a densidade de massa (ρ). A equação (2.7) é conhecida como *equação de Poisson*, sendo formulada por Poisson & Garnier (1838).

Dentre as vantagens da utilização da equação de Poisson, estão: eliminar a complexidade de trabalhar com componentes vetoriais, além da possibilidade do uso de vários sistemas de coordenadas (THORNTON; MARION, 2019)

A utilização das equações (2.1) e (2.3), ou (2.5) e (2.7), permite definir a gravidade Newtoniana (CARROLL, 2019). Durante muitos anos, a formulação da gravidade Newtoniana foi a mais aceita como descrição da força gravitacional. Entretanto, nesse cenário, a gravidade age instantaneamente, independentemente da distância, uma vez que as equações não dependem explicitamente do tempo. Baseando-se nas formulações do eletromagnetismo de Maxwell e no princípio da covariância de Lorentz (LORENTZ, 1897), Einstein, em 1905, publicou o trabalho *To the Electrodynamics of Moving Bodies* onde formulou os princípios da relatividade restrita, estabelecendo que a velocidade da luz é a mesma para todos os observadores, independentemente do movimento da fonte ou do observador (EINSTEIN, 1905).

Após desenvolver a Relatividade Restrita, que se aplica a referenciais inerciais, Einstein começou a se questionar se seria possível estender esses princípios para referenciais acelerados, de forma a criar uma teoria mais abrangente que também considerasse a gravitação (PAIS, 1982). Foi então que, em 1915, publicou a atual teoria da gravidade, conhecida como a Teoria da Relatividade Geral. Esta nova teoria, apresentada em seus trabalhos (EINSTEIN, 1915a; EINSTEIN, 1915c), descreve que a curvatura do espaço-tempo, apresentada no tensor de Einstein $G_{\mu\nu}$, está relacionada com o tensor energia-momento da matéria presente $T_{\mu\nu}$, através das equações:

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G_N}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (2.8)$$

O tensor de Einstein é definido em termos de outros dois tensores essenciais: o tensor de Ricci e o escalar de Ricci.

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

O tensor de Ricci ($R_{\mu\nu}$), é denotado na expressão a seguir:

$$R_{\mu\nu} \equiv R^\sigma{}_{\mu\sigma\nu} = \partial_\sigma \Gamma^\sigma_{\mu\nu} - \partial_\nu \Gamma^\sigma_{\mu\sigma} + \Gamma^\sigma_{\sigma\lambda} \Gamma^\lambda_{\mu\nu} - \Gamma^\sigma_{\mu\lambda} \Gamma^\lambda_{\sigma\nu}. \quad (2.10)$$

Este tensor expressa a curvatura do espaço-tempo em relação à distribuição de massa e energia. O escalar de Ricci, representado por R , é definido como:

$$R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} (\partial_\lambda \Gamma^\lambda_{\nu\mu} - \partial_\nu \Gamma^\sigma_{\mu\sigma} + \Gamma^\lambda_{\lambda\mu} \Gamma^\sigma_{\nu\sigma} - \Gamma^\lambda_{\lambda\nu} \Gamma^\sigma_{\mu\sigma}), \quad (2.11)$$

também conhecido como escalar de curvatura. Ambos são definidos em termos dos símbolos de Christoffel, representado na equação a seguir, que descrevem as conexões métricas do espaço-temporal:

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2}g^{\lambda\sigma} (\partial_{\mu}g_{\nu\sigma} + \partial_{\nu}g_{\mu\sigma} - \partial_{\sigma}g_{\mu\nu}) . \quad (2.12)$$

Conforme a Relatividade Geral de Einstein, os efeitos gravitacionais são incorporados aos sistemas físicos por meio da métrica $g_{\mu\nu}$. Uma vez conhecida a distribuição de matéria e energia, a equação fundamental que possibilita determinar essa métrica é denominada equação de Einstein (2.8) (RAMOS; MALUF, 2018). Uma abordagem interessante para deduzir a equação de Einstein fundamenta-se no princípio da ação mínima. A ação total (S) é definida como a soma da ação devida à gravitação (S_g) com a ação devida à matéria (S_m) (BAMBI, 2018):

$$S = S_g + S_m . \quad (2.13)$$

A ação devida à parte gravitacional pode ser obtida através da ação de Einstein-Hilbert, apresentada na expressão a seguir:

$$S_{EH} = \frac{c^3}{16\pi G_N} \int R \sqrt{-g} d^4x . \quad (2.14)$$

Ao realizar a variação da ação, obtém-se:

$$\delta S = \frac{c^3}{16\pi G_N} \int \left(\frac{1}{2}g^{\mu\nu} R - R^{\mu\nu} \right) \sqrt{-g} (\delta g_{\mu\nu}) d^4x + \delta S_m . \quad (2.15)$$

A variação da ação relacionada a matéria é apresentada como:

$$\delta S_m = \frac{1}{2c} \int T^{\mu\nu} \sqrt{-g} (\delta g_{\mu\nu}) d^4x . \quad (2.16)$$

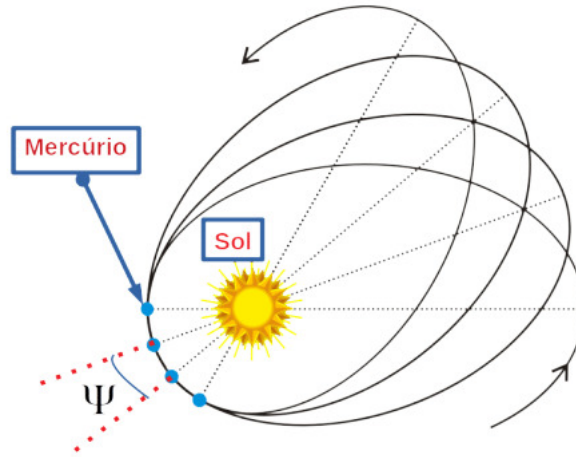
Eventualmente, a variação da ação total é apresentada como:

$$\delta S = \frac{c^3}{16\pi G_N} \int \left(\frac{1}{2}g^{\mu\nu} R - R^{\mu\nu} + \frac{8\pi G}{c^4} T^{\mu\nu} \right) \sqrt{-g} (\delta g_{\mu\nu}) d^4x , \quad (2.17)$$

com $\delta S = 0$ independente da escolha do $\delta g_{\mu\nu}$. Resultando na equação de Einstein, expressa em (2.8).

No limite de campo fraco, as equações de Einstein convergem para as equações da gravitação newtoniana, evidenciando que ambas descrevem o mesmo comportamento gravitacional nesse regime. Dessa forma, as diferenças entre as teorias tornam-se irrelevantes, mostrando-se equivalentes para sistemas de baixa intensidade gravitacional. Entretanto, ao considerar campos gravitacionais mais fortes, como a região próxima ao Sol, as previsões apresentam distinção. Dentre alguns exemplos, pode ser mencionado um problema que já era conhecido na época envolvendo a precessão do periélio de Mercúrio (EINSTEIN, 1915b).

Figura 2.1: A órbita de Mercúrio ao redor do Sol.

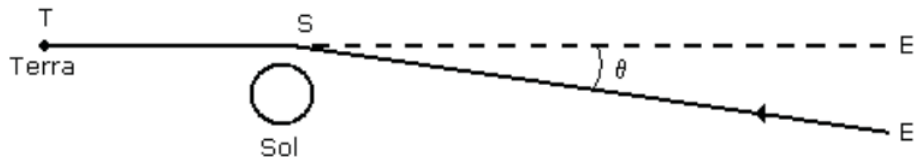


Fonte: Miranda (2019).

Este fenômeno é principalmente resultado das interações gravitacionais dos outros planetas, que causam uma leve perturbação na órbita de Mercúrio. No entanto, quando essas interações são calculadas usando as leis de Newton, elas explicam apenas uma parte da mudança no periélio de Mercúrio, representando 574 segundos de arco dos 617 segundos de arco observados (MIRANDA, 2019). Na descrição de sua teoria gravitacional, Einstein demonstra que essa discrepância, conhecida como ‘anomalia’, de 43 segundos de arco por século na precessão do periélio de Mercúrio, pode ser completamente explicada com base em sua teoria (EINSTEIN, 1915b; MIRANDA, 2019).

Posteriormente, outra previsão assertivamente realizada pela nova Teoria da Gravitação refere-se ao seu efeito sobre os raios de luz, ilustrado na Figura (2.2). Quando um raio de luz passa próximo a um corpo massivo, sua trajetória sofre uma distorção. Einstein calculou e previu um efeito muito pequeno, de apenas alguns segundos de arco, para a passagem de um raio de luz próximo à superfície do Sol, indicando que este desviaria a luz gravitacionalmente em dobro do previsto pelos argumentos newtonianos.

Figura 2.2: A ilustração representa o fenômeno da deflexão de um raio de luz proveniente de uma estrela distante devido ao campo gravitacional do Sol. A direção aparente da estrela vista da Terra é representada pela trajetória TSE’. É importante ressaltar que o desenho está fora de escala, com a deflexão θ exagerada para melhor visualização.



Fonte: Zylbersztajn (1989).

Um experimento foi realizado por Arthur Eddington e colaboradores para medir a quantidade de desvio gravitacional da luz causado pelo Sol (DYSON; EDDINGTON; DAVIDSON, 1920; DORRINGTON, 2019). Para isso, eles mediram as posições das estrelas cuja luz passava perto do Sol durante o eclipse solar de 1919. A quantidade de desvio medida durante o experimento correspondeu à previsão da teoria da relatividade geral.

Na Astronomia moderna, com o avanço dos instrumentos observacionais dotados de maior precisão ao mensurar as trajetórias, possibilitou-se a observação de outro fenômeno decorrente da Relatividade Geral. Esse fenômeno, conhecido como lente gravitacional, refere-se à curvatura dos raios de luz provenientes de fontes situadas atrás de um objeto massivo. Ao longo das últimas décadas, essa técnica se estabeleceu como uma das ferramentas mais poderosas da Astronomia, com aplicações abrangentes em diversas escalas: desde a detecção de exoplanetas (TSAPRAS, 2018) até a investigação da matéria escura e da energia escura (HOEKSTRA; JAIN, 2008; ELLIS, 2010), entre outros exemplos. Os resultados destes experimentos, juntamente com outros, contribuíram para a rápida aceitação da teoria da relatividade geral pela comunidade científica (DORRINGTON, 2019).

2.2 Ondas gravitacionais

Com todos os avanços e comprovações da teoria da Relatividade, uma última e importante previsão ainda tardaria: a comprovação experimental da existência de Ondas Gravitacionais. Partindo das equações da Relatividade Geral, Einstein demonstrou que os campos gravitacionais variáveis no tempo emanam da aceleração de massas e se propagam para longe de suas fontes como uma distorção do espaço-tempo, viajando à velocidade da luz (EINSTEIN, 1918).

2.2.1 Linearização da equação de Einstein

A teoria linearizada da gravitação presume que em regiões do espaço-tempo suficientemente distantes de quaisquer fontes gravitacionais, o campo é fraco e a métrica se afasta levemente da métrica de Minkowski. Esta suposição é válida quando se observa que em regiões de distribuição de matéria cercadas por vácuo, com corpos mais próximos estando suficientemente distantes, o que permite que o campo gravitacional seja fraco. Este domínio é conhecido como zona de campo distante (ou *far field*), e, geralmente, o estudo das soluções ondulatórias das equações de campo restringe-se às soluções que exibem tal região (RAMOS; MALUF, 2018).

Para tal demonstração, considera-se a métrica como a soma de uma pequena perturbação $h_{\mu\nu}$ à métrica de fundo ou, nesse caso, à métrica de Minkowski ($\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$) (RAMOS; MALUF, 2018; DORRINGTON, 2019). Na gravidade linearizada, negligenciamos termos de segunda ordem ou superiores em $h_{\mu\nu}$. Os índices dos tensores de ordem $h_{\mu\nu}$ são elevados e abaixados usando a métrica de Minkowski $\eta_{\mu\nu}$ (BAMBI, 2018). A métrica e sua inversa $g^{\mu\nu}$ são apresentadas a seguir:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (2.18)$$

$$g^{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu} - h^{\mu\nu}. \quad (2.19)$$

A partir da substituição de (2.18) e (2.19) em (2.12) e desprezando termos de segunda ordem, os símbolos de Christoffel perturbados são dados pela expressão:

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\rho} = \frac{1}{2}\eta^{\rho\sigma}(\partial_{\mu}h_{\nu\sigma} + \partial_{\nu}h_{\sigma\mu} - \partial_{\sigma}h_{\mu\nu}). \quad (2.20)$$

Utilizando a métrica perturbada e a expressão (2.20) na equação (2.10), obtém-se a expressão do tensor de Ricci perturbado:

$$R^{\sigma}{}_{\mu\sigma\nu} = R_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\partial_{\sigma}\partial_{\mu}h_{\nu}^{\sigma} - \partial_{\nu}\partial_{\mu}h - \square h_{\mu\nu} + \partial_{\sigma}\partial_{\nu}h_{\mu}^{\sigma}). \quad (2.21)$$

O traço de h é expresso como $h = \eta^{\mu\nu} h_{\mu\nu} = h^\mu_\mu$. O D'Alembertiano $\partial_\mu \partial^\mu$ é representado por $\square_\eta$. Recorrendo às expressões (2.19) e (2.21), encontra-se a expressão que descreve o escalar de Ricci perturbado:

$$R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} = \partial_\mu \partial_\nu h^{\mu\nu} - \square h. \quad (2.22)$$

Vis-à-vis as equações dos tensores que descrevem a equação de Einstein, Tensor de Ricci e Escalar de Ricci em suas formulações perturbadas, a expressão da equação de Einstein perturbada será obtida substituindo-se na equação (2.8):

$$G_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\partial_\sigma \partial_\mu h^\sigma_\nu + \partial_\sigma \partial_\nu h^\sigma_\mu - \partial_\nu \partial_\mu h - \square_\eta h_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu} \partial_\rho \partial_\lambda h^{\rho\lambda} + \eta_{\mu\nu} \square h) \quad (2.23)$$

Para simplificar a equação (2.23), defini-se perturbação de traço-reverso ($\tilde{h}_{\mu\nu}$) como expresso em:

$$\tilde{h}_{\mu\nu} \equiv h_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu} \frac{h}{2} \quad (2.24)$$

Sendo esse nome justificado pelo fato de $\tilde{h} = -h$ (RAMOS; MALUF, 2018). Aplicando o traço-reverso à equação (2.23), obtém-se:

$$\partial^\sigma \partial_\nu \tilde{h}_{\sigma\mu} + \partial^\sigma \partial_\mu \tilde{h}_{\sigma\nu} - \square_\eta \tilde{h}_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu} \partial_\rho \partial_\lambda \tilde{h}^{\rho\lambda} = \frac{16\pi G_N}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (2.25)$$

A métrica apresentada na equação (2.18) não determina de forma única um sistema de coordenadas, pois há diversas coordenadas nas quais a métrica é expressa pela métrica de Minkowski mais alguma pequena perturbação. Isso nos dá a liberdade de escolher coordenadas que tornem as equações lineares de Einstein mais simples (RAMOS; MALUF, 2018).

Portanto, opta-se pelo sistema de coordenadas x^μ de modo a garantir a satisfação da condição de fixação do calibre harmônico ($\partial_\mu \tilde{h}^{\mu\nu} = 0$) (conferir anexo A). Assim, a equação (2.25) adquire a forma simplificada:

$$\square_\eta \tilde{h}_{\mu\nu} = \frac{16\pi G_N}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (2.26)$$

onde cada componente da perturbação corresponde a uma equação do tipo onda. Nesse contexto, considera-se um tensor de energia-momento efetivo, uma vez que, devido à natureza das ondas gravitacionais, a energia não está concentrada em um único ponto, mas sim distribuída ao longo de toda a forma de onda, considerada uma região *macroscópica* (uma região com várias vezes o tamanho de um comprimento de onda), como descrito por Thorne, Misner & Wheeler (2000).

2.2.2 Efeitos físicos da onda gravitacional

Como $\tilde{h}_{\mu\nu}$ é simétrico, possui dez graus de liberdade. A condição de calibre harmônico, apresentado no anexo A, provê quatro condições e reduz o número de componentes independentes para seis (BAMBI, 2018). No entanto, ainda há liberdade de escolher quatro funções arbitrárias ξ^μ que satisfaçam a equação $\square_\eta \xi^\mu = 0$.

Escolhe-se ξ^0 de modo que o traço de $\tilde{h}_{\mu\nu}$ se anule, ou seja, $\tilde{h} = 0$. Tal escolha implica que a perturbação de traço-reverso $\tilde{h}_{\mu\nu}$ e a perturbação da métrica $h_{\mu\nu}$ tornam-se iguais (BAMBI, 2018). Posteriormente, é possível escolher as três funções ξ^i de modo que $h^{0i} = 0$. Fixando a condição de

$h^{0i} = 0$, a componente temporal calibre harmônico torna-se:

$$\partial^0 h_{00} = 0. \quad (2.27)$$

Portanto, as condições expressas nas equações (2.28), (2.29) e da (2.30) definem o calibre *transverse-traceless* (TT).

$$h_{0\mu} = 0, \quad (2.28)$$

$$h = 0, \quad (2.29)$$

$$\partial_i h^{ij} = 0. \quad (2.30)$$

A condição do calibre transversal sem traço só é possível no vácuo, ou seja, quando $T_{\mu\nu} = 0$ (BAMBI, 2018). A equação do vácuo $\square_\eta h_{\mu\nu}^{TT} = 0$ possui soluções de ondas planas (DORRINGTON, 2019):

$$h_{ij}^{TT} = \varepsilon_{ij} e^{ik_\mu x^\mu} \quad (2.31)$$

onde o tensor de polarização para a onda gravitacional ε_{ij} é simétrico e constante, $k_\mu = (\omega/c, \mathbf{k})$, $\omega = |\mathbf{k}|c$ é a frequência angular da onda gravitacional e $\mathbf{k}$ é o vetor de onda (BAMBI, 2018; DORRINGTON, 2019). Para uma onda gravitacional se propagando ao longo da direção z obtém-se:

$$h_{\mu\nu}^{TT} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} e^{i\omega(t-z/c)}, \quad (2.32)$$

onde h_+ e $h_\times$ são as amplitudes da onda gravitacional nas duas polarizações. Para ilustração do efeito da passagem de uma onda gravitacional, considera-se duas partículas pontuais livres em repouso, respectivamente, com coordenadas espaciais $(x_0, 0, 0)$ e $(-x_0, 0, 0)$. A distância dada pelo referencial próprio das partículas, conhecida como distância própria, entre as duas partículas é:

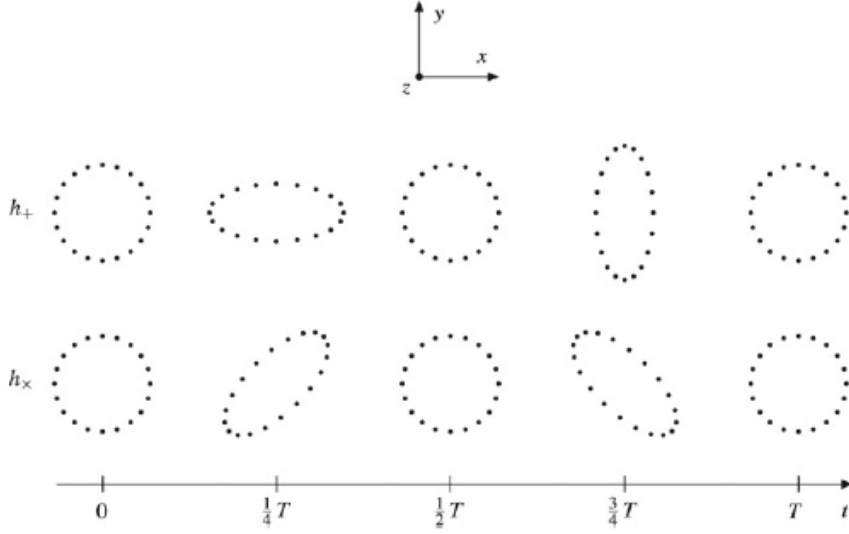
$$L(t) = \int_{-x_0}^{x_0} \sqrt{g_{xx}} dx = \int_{-x_0}^{x_0} \sqrt{1 + h_{xx}} dx \approx L_0 \left(1 + \frac{1}{2} h_+ \cos(\omega t) \right), \quad (2.33)$$

onde $L_0 = 2x_0$ é a distância própria entre elas na ausência de ondas gravitacionais (BAMBI, 2018). Se as duas partículas tiverem, em vez disso, respectivamente, coordenadas $(0, x_0, 0)$ e $(0, -x_0, 0)$, adquire-se:

$$L(t) \approx L_0 \left(1 - \frac{1}{2} h_+ \cos(\omega t) \right). \quad (2.34)$$

Portanto, a distância própria entre as duas partículas muda periodicamente com o tempo e a variação é proporcional à amplitude da onda gravitacional. Considerando uma rotação de 45° no plano xy , obtêm-se as expressões (2.33) e (2.34) com h_+ substituído por $h_\times$ (BAMBI, 2018). Logo, observa-se que a passagem de uma onda gravitacional propagando-se ao longo da direção z em um anel de partículas no plano xy é como ilustrado na Figura (2.3) (BAMBI, 2018).

Figura 2.3: O efeito de uma onda gravitacional com modos de polarizações h_+ e $h_\times$ distorcendo um círculo de partículas teste no módulo de rotação de 45° no plano. $T = \frac{2\pi}{\omega}$ é o período da onda gravitacional.



Fonte: Bambi (2018).

2.2.3 Natureza Quadrupolar da onda gravitacional

No tópico anterior foi apresentada uma versão de frente de onda para compreensão do efeito da passagem de uma onda gravitacional sobre um corpo. Partindo da equação (2.26) a solução formal para as equações de ondas gravitacionais é dada por:

$$\tilde{h}_{\mu\nu}(t, \mathbf{x}) = \frac{4G_N}{c^4} \int \frac{T_{\mu\nu}(t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|/c, \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3\mathbf{x}', \quad (2.35)$$

onde $t = x^0$ (BAMBI, 2018). O termo ‘tempo retardo’ é usado para referir-se à quantidade $t_r = t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$. Restringindo o caso onde a radiação gravitacional é emitida por uma fonte isolada, suficientemente distante e sendo composta apenas por matéria não relativística (CARROLL, 2019) permite realizar aproximações suficientes para um estudo sobre a radiação emitida por um sistema binário em órbita circular. Além dessas considerações, colocando a origem do sistema de coordenadas próximo à fonte, possibilita a troca de $|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ por $|\mathbf{x} - \mathbf{x}'| \simeq r$. Com essas configurações (FERRARI; GUALTIERI; PANI, 2020), é possível definir o tensor momento de quadrupolo (I^{ij}), referente ao espaço de Minkowski, expresso por:

$$I^{ij}(t) = \frac{1}{c^2} \int T^{00}(t, \mathbf{x}) x^i x^j d^3x. \quad (2.36)$$

Vale ressaltar que o tensor de energia-momento satisfaz a lei de conservação da Relatividade Restrita, ou seja, $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$ (FERRARI; GUALTIERI; PANI, 2020). Aplicando as considerações na solução do tensor de Einstein perturbado, apresentado na equação (2.35), obtêm-se as seguintes equações:

$$\tilde{h}_{\mu 0} = 0, \quad (2.37)$$

$$\tilde{h}_{ij} = \frac{2G_N}{c^4 r} \ddot{I}_{ij}(t_r). \quad (2.38)$$

A equação (2.38) é denominada como equação de quadrupolo (FERRARI; GUALTIERI; PANI, 2020)

que descreve a onda gravitacional produzida por um sistema gravitacional isolado e não relativístico evoluindo no tempo (CARROLL, 2019). Com base nessas considerações, é observado que quaisquer sistemas cuja derivada segunda em relação ao tempo do momento quadrupolo do sistema difira de zero, podem ser uma fonte de ondas gravitacionais (FERRARI; GUALTIERI; PANI, 2020).

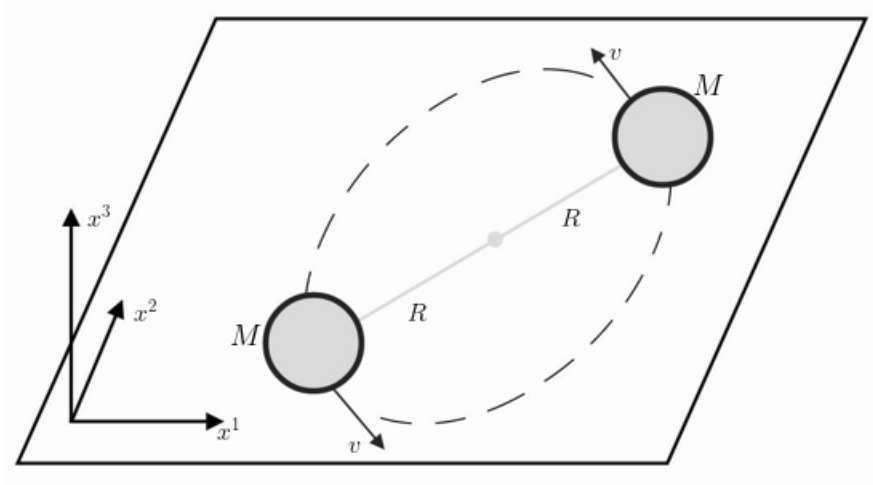
Observe que o fator $\frac{2G_N}{c^4 r}$ afeta diretamente a intensidade da fonte, como mostrado na equação (2.38), de tal forma que:

$$\frac{G_N}{c^4} \sim 10^{-55} \frac{\text{s}}{\text{kg m}},$$

demonstrando o porquê das ondas gravitacionais serem extremamente fracas (FERRARI; GUALTIERI; PANI, 2020).

Um caso particular de interesse é a emissão de ondas gravitacionais emitidos por um sistema binário de objetos compactos. Assumindo que ambas as estrelas possuem massa M e orbitam o plano $x^1 - x^2$, com distância R das massas até o centro de massa, como mostrado na Figura 2.4, possibilita caracterizar as órbitas circulares utilizando aproximações newtonianas para descrever o movimento.

Figura 2.4: Um sistema binário de duas estrelas com massa M , orbitando um centro de massa, com distância R , no plano $x^1 - x^2$.



Fonte: Próprio autor.

A força gravitacional entre duas massas M separadas por $2R$ igualada à força centrípeta necessária para mantê-las em órbita resulta em:

$$\frac{GM^2}{(2R)^2} = \frac{Mv^2}{R}. \quad (2.39)$$

Utilizando a expressão (2.39), na qual é possível determinar o termo de velocidade por:

$$v = \left(\frac{GM}{4R} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.40)$$

O período e a frequência angular do sistema são dadas pelas expressões:

$$T = \frac{2\pi R}{v}, \quad (2.41)$$

$$\Omega = \frac{2\pi}{T} = \left(\frac{GM}{4R^3} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.42)$$

Em termos de Ω , o trajeto das estrelas, designadas como a e b , pode ser expresso como (CARROLL,

2019):

$$x_a^1 = -x_b^1 = R \cos \Omega t, \quad (2.43)$$

$$x_a^2 = -x_b^2 = R \sin \Omega t. \quad (2.44)$$

A densidade de energia correspondente ao sistema é dada por:

$$T^{00}(t, \mathbf{x}) = Mc^2 \delta(x^3) [\delta(x^1 - R \cos \Omega t) \delta(x^2 - R \sin \Omega t) + \delta(x^1 - R \cos \Omega t) \delta(x^2 - R \sin \Omega t)] \quad (2.45)$$

Calculando as componentes do tensor de momento quadrupolo, apresentado na equação 2.36, adquirem-se as seguintes expressões:

$$I_{11} = 2M R^2 \cos^2 \Omega t = M R^2 (1 + \cos 2\Omega t), \quad (2.46)$$

$$I_{22} = 2M R^2 \sin^2 \Omega t = M R^2 (1 - \cos 2\Omega t) \quad (2.47)$$

$$I_{12} = I_{21} = 2M R^2 (\cos \Omega t) (\sin \Omega t) = M R^2 (\sin 2\Omega t) \quad (2.48)$$

$$I_{i3} = 0. \quad (2.49)$$

Portanto, as componentes da perturbação da métrica, dada pela equação (2.38), tomam a forma (BAMBI, 2018; CARROLL, 2019):

$$\tilde{h}_{ij} = \frac{8GM}{c^4 r} \Omega^2 R^2 \begin{pmatrix} -\cos 2\Omega t_r & -\sin 2\Omega t_r & 0 \\ -\sin 2\Omega t_r & \cos 2\Omega t_r & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.50)$$

Para um sistema com uma inclinação arbitrária relacionada ao eixo axial x^3 , representado por ι , a onda gravitacional é representada por:

$$\tilde{h}_{ij} = \frac{8GM}{c^4 r} \Omega^2 R^2 \begin{pmatrix} -\left(\frac{1+\cos^2 \iota}{2}\right) \cos 2\Omega t_r & -\cos \iota \sin 2\Omega t_r & 0 \\ -\cos \iota \sin 2\Omega t_r & \left(\frac{1+\cos^2 \iota}{2}\right) \cos 2\Omega t_r & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.51)$$

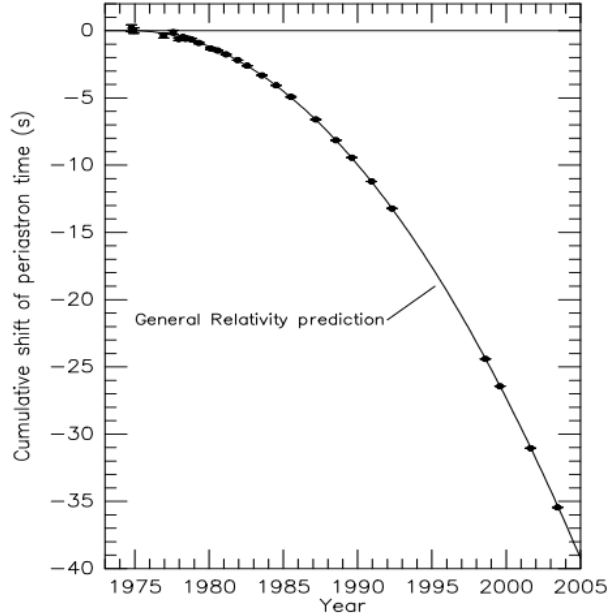
A luminosidade ($-dE/dt$) radiada por um sistema binário também pode ser determinada a partir do momento de quadrupolo. Entretanto, para essa determinação, faz-se necessária a derivada temporal de terceira ordem e a utilização do momento quadrupolo reduzido. A dedução para a relação da luminosidade pode ser encontrada na literatura (MAGGIORE, 2007; BAMBI, 2018; CARROLL, 2019; FERRARI; GUALTIERI; PANI, 2020), todavia, para o presente trabalho, será utilizada apenas a expressão final, dado que o interesse é compreender a fonte física relacionada à emissão das ondas gravitacionais, nesse caso, em um sistema binário.

$$L = -\frac{dE}{dt} = -\frac{2}{5} \frac{G^4 M^5}{R^5} \quad (2.52)$$

Em 1974, Hulse & Taylor (1975) registraram pela primeira vez um sistema binário composto por um pulsar e uma estrela de nêutrons. Nos anos seguintes, Russell Hulse e Joseph Taylor detectaram a perda de energia nesse sistema devido à emissão de radiação gravitacional, conforme descrevem em *Measurements of General Relativistic Effects in the Binary Pulsar PSR1913+16* (Taylor; Fowler; McCulloch, 1979). Os resíduos temporais medidos para o PSR1913+16, de 1974 até 2004, representados

por pontos na Figura 2.5, corroboram a previsão da Relatividade Geral (WEISBERG; TAYLOR, 2004).

Figura 2.5: Decaimento orbital do sistema binário de estrelas de nêutrons PSR B1913+16. Os pontos de dados indicam a mudança observada na época do periastro com a data, enquanto a parábola ilustra a mudança teoricamente esperada na época para um sistema que emite radiação gravitacional, conforme a relatividade geral.



Fonte: Weisberg & Taylor (2004).

Além das mudanças seculares no período orbital induzidas pela emissão de ondas gravitacionais, a variação observada em L no PSR1913+16 também é afetada por efeitos cinemáticos devido à aceleração do centro de massa ao longo da linha de visão e à variação da inclinação orbital. (WEISBERG; TAYLOR, 2004)

Esse resultado representou a primeira evidência indireta da existência de ondas gravitacionais (Taylor; Fowler; McCulloch, 1979). Pela descoberta do pulsar binário, Hulse e Taylor foram agraciados com o Prêmio Nobel de Física em 1993 (HULSE; TAYLOR, 1975; WEISBERG; TAYLOR, 2004; FERRARI; GUALTIERI; PANI, 2020).

2.2.4 Detectores de ondas gravitacionais

Nas subseções anteriores foram abordadas as fundamentações teóricas necessárias para análises de ondas gravitacionais. Como fora discutido, devido à natureza gravitacional do evento, as perturbações são extremamente pequenas e de difícil detecção. sistemas binários com estrelas massivas e altas frequências orbitais emitem ondas gravitacionais detectáveis. Em sistemas binários de estrelas massivas, como estrelas de nêutrons (NS) e buracos negros (BH), os campos gravitacionais intensos resultam em altas acelerações orbitais. Essas altas acelerações, por sua vez, geram variações significativas no campo gravitacional, produzindo transientes gravitacionais suficientemente fortes para serem detectados. Esses sistemas são conhecidos como sistemas de coalescência de sistemas binários compactos (MAGGIORE, 2007).

Espera-se que nessas condições as ondas gravitacionais sejam medidas com amplitudes de aproximadamente 10^{-22} na Terra. Com a passagem das ondas gravitacionais, a variação observada nas massas testes separadas a uma distância L , terão suas distâncias afetadas no fator de escala da perturbação, de forma que:

$$\frac{\delta L}{L} \sim h. \quad (2.53)$$

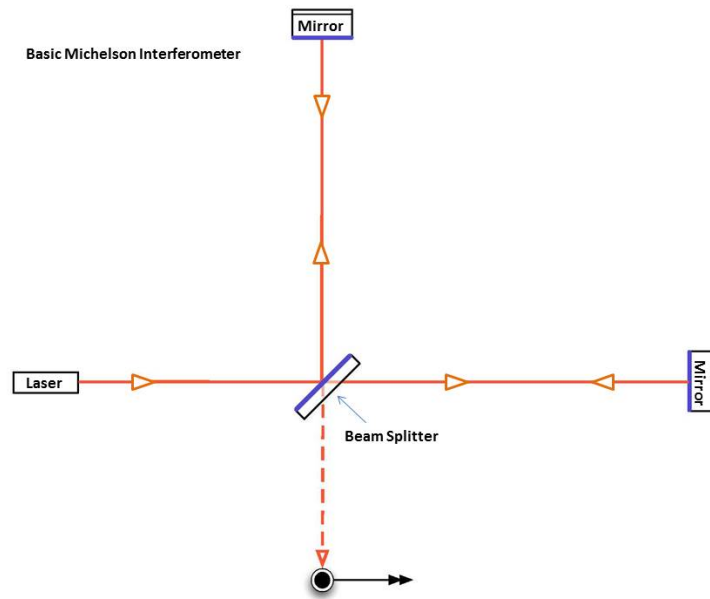
Considerando um observatório com as massas de teste separadas por uma distância da ordem de quilômetros. Então, uma onda com uma amplitude da ordem de $h \sim 10^{-22}$ requer uma sensibilidade de mudanças, conforme a expressão adaptada de Carroll (2019):

$$\delta L \sim 10^{-17} \left(\frac{h}{10^{-22}} \right) \left(\frac{L}{\text{km}} \right) \text{ cm}. \quad (2.54)$$

2.2.5 Interferômetros de Michelson

Proposto inicialmente por Albert Michelson e seu colaborador Edward Morley em 1887, o interferômetro de Michelson foi utilizado pela primeira vez com o intuito de investigar a influência do éter sobre a velocidade da luz, por ser altamente preciso para a medição de comprimentos de onda (MICHELSON; MORLEY, 1887). O experimento de Michelson-Morley, como ficou conhecido, foi de suma importância para a conclusão de que a luz não necessita de um meio para propagar-se, o que rendeu o Prêmio Nobel de 1907. Devido à versatilidade desses interferômetros na natureza ondulatória, o mesmo, operando com configurações de massas suspensas, mostrou-se ideal para detectar as distorções induzidas pelas ondas gravitacionais, como ilustrado na Figura 2.6 (BARISH, 2001). Considerando um sistema interferométrico baseado no interferômetro de Michelson, utiliza-se luz monocromática e braços de mesmo comprimento e tempo de armazenamento de luz (BARISH, 2001).

Figura 2.6: Configuração básica de um interferômetro de Michelson para a detecção de ondas gravitacionais.



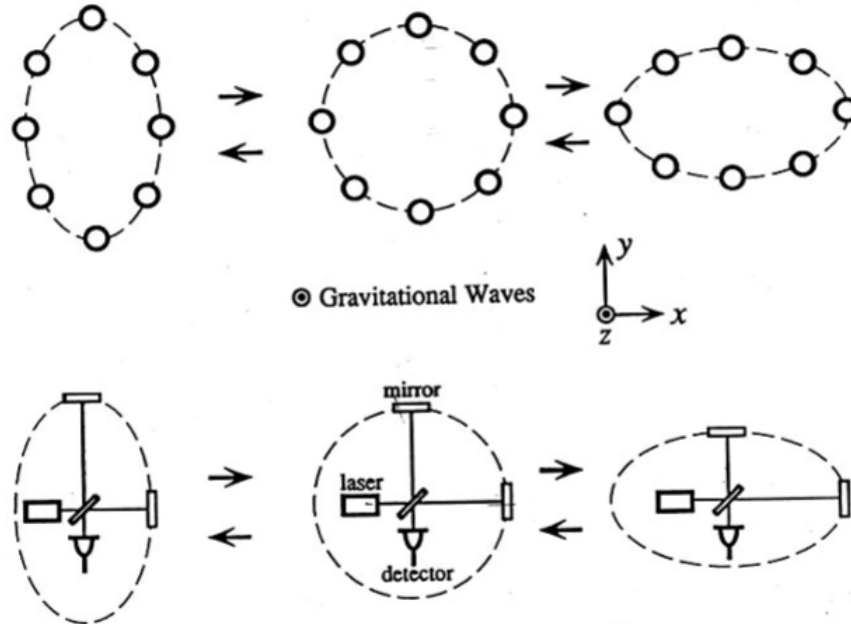
Fonte: <https://www.ligo.caltech.edu/page/what-is-interferometer>.

Como mostra a Figura 2.6, um laser emite um feixe de luz em direção a um espelho parcialmente reflexivo, que o divide igualmente e direciona as partes para os braços perpendiculares do interferômetro. Cada feixe percorre um braço distinto e é refletido por um espelho ao final de cada trajeto (BARISH, 2001). Esses espelhos, que atuam como massas de teste, podem se mover levemente quando uma onda gravitacional passa, gerando uma alteração no comprimento efetivo dos braços (ABBOTT *et al.*, 2016a). Após a reflexão, os feixes retornam ao divisor de feixe, onde se combinam e geram uma interferência.

Em condições normais de operação, a interferência entre os feixes refletidos é ajustada para ser completamente destrutiva na saída, de forma que nenhuma luz seja detectada pelo fotodetector (parte inferior da Figura 2.6, representada em preto). Quando uma onda gravitacional incide perpendicularmente ao plano do interferômetro, ela provoca uma dilatação em um dos braços e uma contração no outro, criando uma variação diferencial nos comprimentos dos braços. Isso altera a condição de interferência na saída e permite que uma pequena quantidade de luz escape e seja detectada pelo fotodetector, indicando a presença de uma onda gravitacional.

A deformação causada pela onda gravitacional pode ser expressa como uma diferença de comprimento entre os braços ortogonais (ABBOTT *et al.*, 2016a). Com ambos os braços possuindo comprimento L (onde $L = L_X = L_Y$), a variação diferencial é dada por $\Delta L = \delta L_X - \delta L_Y = h(t)L$, onde $h(t)$ é a amplitude da deformação da onda projetada no detector. Esse efeito é ilustrado na Figura 2.7.

Figura 2.7: Efeito de uma onda gravitacional em um anel de partículas livres para uma polarização específica. O círculo se alterna entre alongamentos verticais e compressões horizontais, e vice-versa, com a frequência da onda gravitacional.



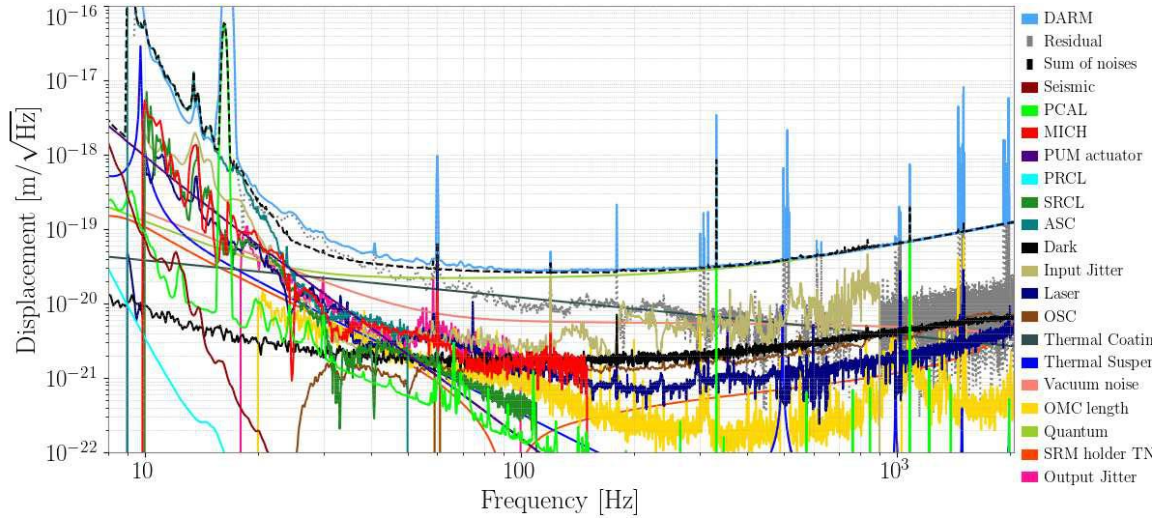
Fonte: Barish & Weiss (1999).

2.2.6 Ruído dos interferômetros

Uma onda gravitacional deve causar um sinal no detector, manifestando-se como uma diferença de comprimento entre os braços do detector, medida como flutuações na intensidade do laser na saída do detector. Esse sinal é digitalizado em um canal chamado *differential arm length* (DARM) (EFFLER *et al.*, 2015). Diversos tipos de ruído podem afetar os detectores, como ilustrado na Figura 2.8, diminuindo

a sensibilidade a sinais de ondas gravitacionais astrofísicas e gerando transientes de deformação (DAVIS *et al.*, 2021).

Figura 2.8: O gráfico apresenta as fontes de ruído que afetam a Densidade Espectral de Amplitude do detector.



Fonte: Dorrington (2019).

Os detectores são projetados para serem isolados de influências externas não relacionadas à astrofísica. No entanto, perturbações ambientais, chamadas de ruídos, podem temporariamente, ou permanentemente, distorcer o sinal de leitura e, conseqüentemente, reduzir a sensibilidade do detector (EFFLER *et al.*, 2015). Dentre esses ruídos, pode-se destacar ruídos ambientais (EFFLER *et al.*, 2015) e os ruídos instrumentais (DAVIS *et al.*, 2021).

Os ruídos ambientais podem ser divididos em perturbações eletromagnéticas, sísmicas, acústicas, magnéticas ou de radiofrequência (RF). Para contornar essa situação, sensores ambientais são usados para validar eventos astrofísicos, vetando sinais GW falsos positivos, ou seja, sinais que tenham sido produzidos por alguma perturbação ambiental. Exemplos de sensores utilizados são: acelerômetros, sismômetros, microfones, magnetômetros, receptores de rádio para rastrear campos de RF e sensores de temperatura para rastrear mudanças de temperatura (EFFLER *et al.*, 2015).

As fontes de ruído sísmico incluem eventos como terremotos, ventos fortes, tráfego terrestre e aéreo. Os sistemas de isolamento sísmico LIGO são eficazes na redução do ruído acima de 10 Hz, porém eles amplificam o ruído em ressonâncias específicas. Os sistemas de controle mantêm as cavidades do interferômetro na ressonância, com o movimento sísmico de baixa frequência sendo o principal contribuinte para os sinais de controle. Terremotos distantes e tempestades nos oceanos geram ruídos sísmicos em frequências baixas, afetando diretamente o detector. Um sistema *feedforward* é usado para reduzir o acoplamento do ruído sísmico ao sinal de ondas gravitacionais, ou seja, o *feedforward* atua antecipando e tentando neutralizar as perturbações antes que elas aconteçam. As marés terrestres causam mudanças na distância entre as ópticas do detector, assim, os detectores são corrigidos antecipadamente, garantindo que ele permaneça operando mesmo diante das influências gravitacionais da Lua e do Sol (EFFLER *et al.*, 2015).

Os ruídos acústicos são ondas sonoras que se propagam pelo ar e podem afetar os componentes vibratórios do detector. As fontes comuns desses ruídos são ventiladores eletrônicos (acima de 50 Hz), movimentação de veículos próximos (50–150 Hz), vibrações causadas pelo vento (banda larga)

ou mesmo aeronaves movidas a hélice que podem causar vibrações na faixa de 50-100 Hz, se voarem perto do detector. Para amenizar esses ruídos, dentro do interferômetro, os fotodiodos que leem o sinal de ondas gravitacionais são isolados em vários graus da propagação do som no vácuo. No entanto, o ruído acústico pode fazer vibrar os pontos de suspensão externos do sistema no vácuo, acoplados às ressonâncias de alta frequência do isolamento sísmico (EFFLER *et al.*, 2015).

As fontes de ruído magnético relevantes para os detectores LIGO são principalmente de origem elétrica, como aquecedores, motores grandes e linhas de energia de alta tensão próximas, até 4 km de distância. Esses picos de ruído não são fixos em frequência ou amplitude, gerando ruído em uma faixa de frequência mais ampla. Os harmônicos de 60 Hz das linhas de energia em corrente alternada podem modular o sinal de ondas gravitacionais, gerando bandas laterais em torno desses picos. Os principais mecanismos de acoplamento para o ruído magnético e eletromagnético envolvem módulos eletrônicos, cabos e ímãs na óptica do interferômetro. Os ímãs na óptica, acionados por bobinas, alternam a polaridade para evitar deslocamentos diretos na óptica, mas gradientes de campo magnético podem introduzir ruído na medição do comprimento (EFFLER *et al.*, 2015).

Durante as observações, também existe uma preocupação de que o ruído de radiofrequência do ambiente interfira nas frequências de modulação do interferômetro, resultando em ruído no sinal de saída na faixa de frequência relevante para as ondas gravitacionais. Para atenuar esse problema, o LIGO utiliza um método de modulação-desmodulação para criar sinais de erro que controlam o comprimento e os graus angulares de liberdade do interferômetro (EFFLER *et al.*, 2015).

Além dos ruídos ambientais, os ruídos instrumentais também podem interferir nos dados observacionais. Alguns dos ruídos transitórios que ocorrem com mais frequência são os *blips*, *light scattering* e *loud triggers*. Essas falhas (*glitches*) são normalmente categorizadas com base em sua evolução de frequência ao longo do tempo, e são mostradas na Figura 2.9 (DAVIS *et al.*, 2021).

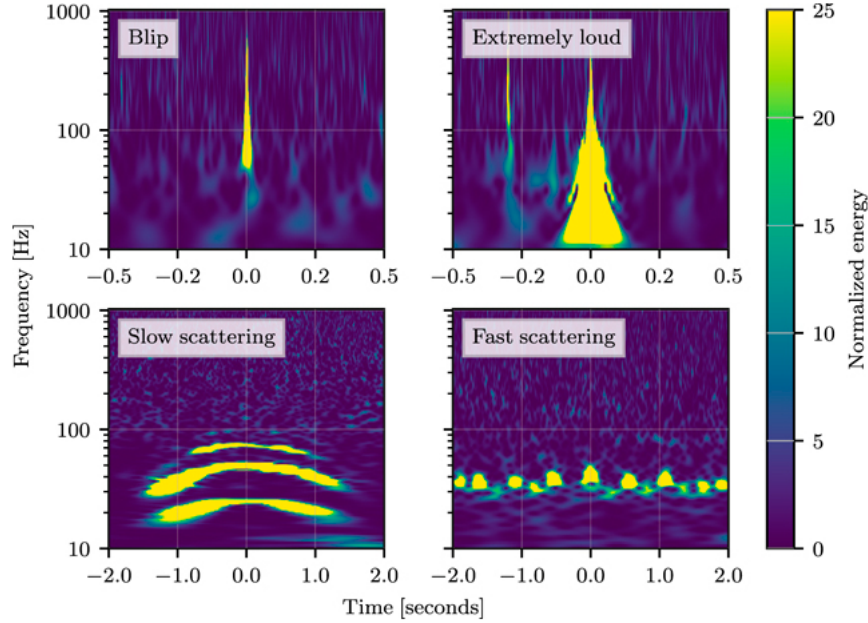
Os *glitches* de *blip* são falhas muito rápidas e de alta frequência que não têm uma causa conhecida. No plano tempo-frequência, como mostrado na figura (2.9), elas podem parecer sinais de ondas gravitacionais de fusões de objetos massivos. Durante a segunda fase de observação, esses *blips* ocorreram cerca de 2 vezes por hora nos observatórios LIGO Hanford (LHO) e LIGO Livingston (LLO). Os *blips* têm várias subcategorias, possivelmente causadas por diferentes fatores físicos, mas é difícil diferenciá-los devido à sua curta duração e simplicidade (DAVIS *et al.*, 2021).

Os *Loud triggers* no LIGO são transientes de curta duração com SNR muito alto (acima de 100), que causam grandes quedas na sensibilidade do detector. Eles geralmente saturam o espectrograma na faixa de 10–500 Hz e são frequentemente registrados por alguns canais de detecção e controle de comprimento, apresentado na figura (2.9). A ferramenta HVeto (sistema usado pelo LIGO para identificar e vetar transientes de ruído alto que podem ser confundidos com sinais reais de ondas gravitacionais) encontra correlações consistentes entre esses canais e os *loud triggers* (DAVIS *et al.*, 2021).

No LIGO, uma classe comum de ruído acontece quando parte da luz laser é desviada pela massa de teste, atingindo uma superfície móvel (espalhador) e retornando ao feixe principal. Esse trajeto cria ruído no canal da onda gravitacional, visível como arcos nos espectrogramas. A intensidade do ruído depende da quantidade de luz desviada, enquanto a frequência máxima é determinada pelo movimento relativo entre as superfícies. Durante a terceira fase de observação (O3), foram observados dois tipos de ruído de dispersão: lenta e rápida, figura (2.9) (DAVIS *et al.*, 2021).

A *slow scattering* aparece como arcos de longa duração nos espectrogramas durante o movimento

Figura 2.9: Canto superior esquerdo: *blips* são transientes de curta duração com grande largura de banda e podem imitar um sinal de onda gravitacional de binários compactos de alta massa. Canto superior direito: um exemplo de *loud trigger*, classificado como *Extremely_Loud* pelo *GravitySpy*. Esses *triggers* de SNR altos geralmente causam grandes quedas na faixa astrofísica e afetam negativamente a sensibilidade do detector. Inferior esquerdo: *slow scattering* causado pelo movimento do solo na banda de microssismo (0,1 – 0,3 Hz). Múltiplas reflexões entre a massa de teste e a superfície móvel podem gerar harmônicos de frequência mais alta, como visto aqui. Canto inferior direito: *fast scattering* causados pelo movimento do solo na banda de 1 – 6 Hz. Trens, atividade humana e exploração madeireira perto do local são as causas mais comuns de ruído de dispersão rápida.



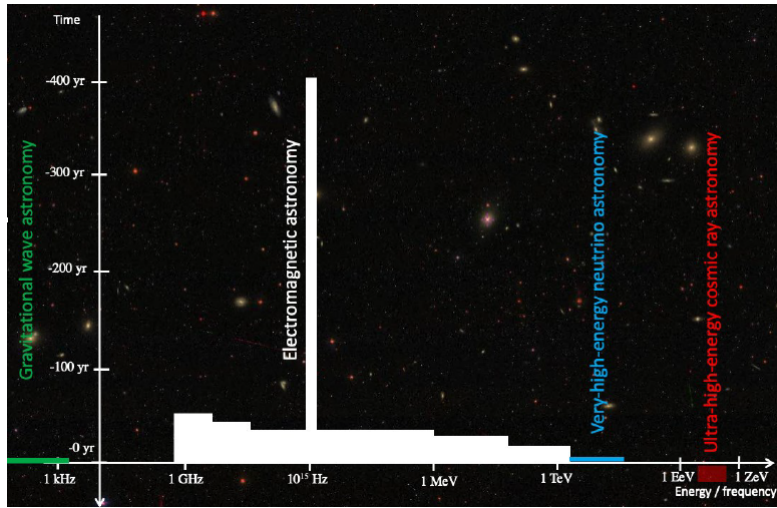
Fonte: Davis *et al.* (2021).

do solo na faixa de microssismo (0,1–0,3 Hz), afetando a sensibilidade a ondas gravitacionais na faixa de 20–120 Hz. Harmônicas de maior frequência podem surgir durante alta atividade microssísmica. A *fast scattering*, relacionada à atividade do solo na faixa de 1 a 6 Hz, é influenciada por fatores como atividade humana, trens e tempestades. Este tipo de ruído tem frequências de pico mais altas, menor SNR e duração mais curta, sendo mais comum no LLO do que no LHO (DAVIS *et al.*, 2021).

3 Astronomia Multimessageira

Até meados do século XX, o conhecimento astronômico foi fundamentado em observações de sinais eletromagnéticos, especificamente na forma de fótons ópticos. Posteriormente, com os avanços tecnológicos, outros comprimentos de ondas foram adicionados às observações: rádio, infravermelho (IR), ultravioleta (UV), raios X e raios gama (MÉSZÁROS *et al.*, 2019). Nas últimas décadas, houve avanços no campo da observação astronômica, com a detecção de outros mensageiros astronômicos, associados às outras três forças fundamentais: a força forte, força fraca e a gravitação. Além dos já bem estabelecidos fótons da observação eletromagnética, foram realizadas novas observações por meio de raios cósmicos (CRs), neutrinos e ondas gravitacionais. A Figura 3.1 apresenta a linha temporal das descobertas dos novos mensageiros no eixo y, enquanto no eixo x são exibidas suas frequências e energias associadas.

Figura 3.1: Linha do tempo da Astronomia Multimessageira.



Fonte: Neronov (2019).

Esses mensageiros não fotônicos são mais difíceis de detectar, estando muitas vezes associados a configurações de massa extremamente altas, como sistemas binários de estrelas compactas (ABBOTT *et al.*, 2017b), ou alta densidade de energia, como explosões estelares que ocorrem em decorrência do fim das reações de fusão nuclear que ocorrem no núcleo das estrelas massivas (KOSHIBA, 2003; MÉSZÁROS *et al.*, 2019).

A descoberta de novos mensageiros astronômicos deu origem a um novo campo na astronomia (NERONOV, 2019). Essa abordagem multidisciplinar envolve a detecção simultânea de diversos sinais provenientes do mesmo evento, é denominada *Astronomia Multimessageira* (MMA) (ANDO *et al.*, 2013).

A observação simultânea de diferentes mensageiros astronômicos, como ondas gravitacionais e neutrinos, oferece percepções mais profundas sobre fenômenos cósmicos, como supernovas e fusões de estrelas de nêutrons (GUIDRY, 2019). Por exemplo, a detecção combinada de ondas gravitacionais e neutrinos de uma supernova, ou a observação simultânea de ondas gravitacionais e explosões de raios gama de curta duração (sGRB) de uma fusão de estrelas de nêutrons, amplia nossa compreensão desses eventos celestes (GUIDRY, 2019).

A Astronomia Multimessageira não é apenas vantajosa, mas pode ser essencial para resolver problemas ainda não resolvidos na astronomia de altas energias, como a identificação das fontes dos raios

cósmicos, os mecanismos por trás das explosões de raios gama e a natureza da matéria escura (PAREDES; REIMER; TORRES, 2007; HALZEN, 2007)

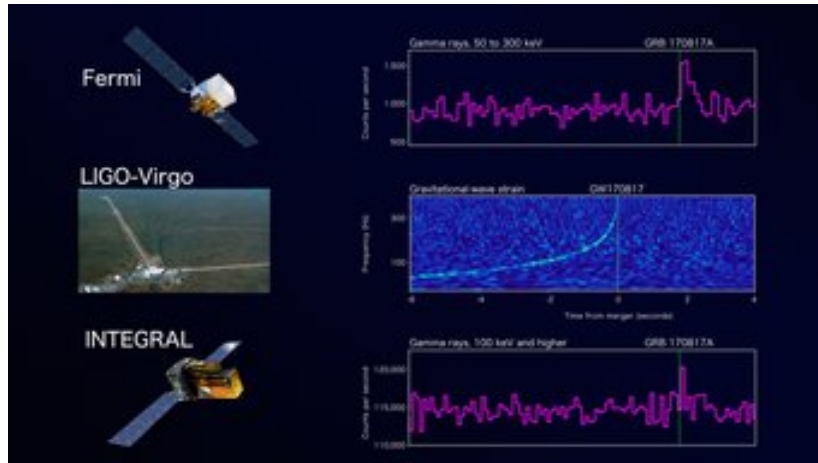
A primeira observação utilizando múltiplos mensageiros envolveu neutrinos solares na faixa de MeV e fótons. Em meados de 1960, Davis e colaboradores detectaram os neutrinos produzidos pelas reações nucleares. Davis (2003) descreve em seu trabalho: “O Sol obtém sua energia a partir de reações de fusão no qual o hidrogênio é transformado em hélio. Cada vez que quatro prótons são convertidos em um núcleo de hélio, dois neutrinos são produzidos”. A detecção desses neutrinos foi realizada utilizando um tanque de 600 toneladas de *percloroetileno*, localizado subterrâneo da mina de Homestake, em Dakota do Sul, EUA (DAVIS, 2003; MÉSZÁROS *et al.*, 2019). Esse fluxo de neutrinos foi confirmado por vários outros experimentos, incluindo um na mina de Kamioka, no Japão, realizado por Koshiba e colaboradores (KOSHIBA, 2003).

Prosseguindo, após a observação óptica da supernova SN1987A (SCHWARZ *et al.*, 1987), foi feita uma busca de neutrinos associados a esse colapso nuclear resultante de um decaimento beta inverso, no qual os prótons são convertidos em nêutrons (HIRATA *et al.*, 1987). Esses foram detectados por três diferentes detectores subterrâneos: Kamiokande no Japão, Baksan na União Soviética e Irvine-Michigan-Brookhaven nos EUA (MÉSZÁROS *et al.*, 2019). Tais observações renderam o Prêmio Nobel de Física de 2002 para Davis e Koshiba (DAVIS, 2003; KOSHIBA, 2003; MÉSZÁROS *et al.*, 2019).

Como descrito por Mészáros *et al.* (2019), as medições do espectro de energia espalhada de raios cósmicos de ultra alta energia pelo observatório Pierre Auger, iniciadas em 2008, estabeleceram de forma sólida a detecção de um corte espectral acima de $10^{19.5}$ eV, compatível com as perdas de energia de GZK (Greisen, Zatsepin, Kuz'min) devido aos fótons da radiação cósmica de fundo em microondas (UNGER, 2017). A partir de 2012-2013, o IceCube descobriu, com detalhes crescentes, um fundo difuso de neutrinos de alta energia de origem astrofísica em energias multi-TeV até PeV (MÉSZÁROS *et al.*, 2019). Esses neutrinos possuem energias que são quinze ordens de magnitude mais altas, superando as energias de partículas aceleradas no Grande Colisor de Hádrons do CERN (NERONOV, 2019). Até o momento, não há identificação firme das fontes dos fundos difusos de raios cósmicos de ultra alta energia, neutrinos de alta energia ou raios gama (MÉSZÁROS *et al.*, 2019). O fato de a energia desses três mensageiros ser comparável levou à ideia de uma unificação de partículas cósmicas de alta energia.

Em 17 de agosto de 2017, a detecção conjunta de ondas gravitacionais e eletromagnéticas, respectivamente transientes GW/GRB 170817, veja Figura 3.2, foi a primeira prova de alta significância da eficácia da técnica conjunta de multimensageiros no âmbito das ondas gravitacionais (MÉSZÁROS *et al.*, 2019). As ondas gravitacionais demonstraram que se tratava da fusão de estrelas de nêutrons (BNS), fornecendo uma medição de suas massas, a distância e fornecendo limites para a equação de estado das estrelas de nêutrons (ABBOTT *et al.*, 2018), enquanto as medições de raios gama e raios X por Fermi e Swift mostraram que era um GRB curto fora do eixo (MÉSZÁROS *et al.*, 2019; TROJA *et al.*, 2017).

Figura 3.2: Descoberta multimessageira simultânea do LIGO, Virgo e Fermi da fusão binária de estrelas de nêutrons GW/GRB 170817.



Fonte: Mészáros *et al.* (2019).

As observações ópticas com vários telescópios detectaram também a presença da kilonova (SSS17a, agora com a identificação da IAU como AT2017gfo) descoberta na NGC4993, a cerca de 40 Mpc, pela equipe 1M2H menos de 11 horas após a fusão (ABBOTT *et al.*, 2017e). Todos os detalhes referentes a observação do transiente gravitacional GW170817 e as contrapartes eletromagnéticas relacionadas a esse evento serão abordados em um capítulo a parte. Todavia, para uma compreensão mais abrangente do evento, a seguir, será discutida a importância das observações astronômicas realizadas no eletromagnetismo.

3.1 Astronomia tradicional

3.1.1 Princípio eletromagnético

Até meados do século XIX, pesquisas importantes envolvendo eletricidade e magnetismo já tinham sido realizadas, no entanto, com a perspectiva de que eram teorias distintas. Foi então que em 1820, Hans Christian Oersted demonstrou que a corrente elétrica de um fio podia afetar a agulha magnética de uma bússola (GRIFFITHS, 2023). Ele notou que toda vez que a corrente era ligada, a bússola se movia. Após isso, André-Marie Ampère mostrou que a interação entre a corrente em dois fios paralelos é magnética, postulando que todos os fenômenos magnéticos são decorrentes do movimento de cargas elétricas (VUKOVIC, 2014). Então, em 1831, Michael Faraday descobriu que um *magneto* em movimento gera uma corrente elétrica (GRIFFITHS, 2023). Faraday também realizou vários experimentos, determinou o comportamento de fenômenos elétricos e magnéticos, corrente elétrica e estabeleceu a ideia de campo eletromagnético e linhas de força (VUKOVIC, 2014; BYRNE, 2012).

Por volta de 1800, William Herschel usou um prisma e um termômetro para medir a temperatura da luz colorida. Ele descobriu que a luz vermelha era mais quente do que a luz violeta no outro extremo do espectro visível. Ele também observou haver calor mensurável além da luz vermelha, mesmo que nenhuma luz visível estivesse presente. Ele havia descoberto a parte infravermelha do espectro eletromagnético (BYRNE, 2012). Por volta da mesma época, J. W. Ritter descobriu que o cloreto de prata reagia quando exposto à luz violeta, assim como ao que estava presente além da luz violeta visível; ele havia descoberto a luz ultravioleta (BYRNE, 2012). Em 1819, David Brewster descobriu que, ao colocar uma tensão em alguns tipos de vidro, era possível polarizar a luz.

Faraday, acreditando que tudo estava conectado de alguma forma, se perguntou se a luz também poderia ser afetada pela eletricidade. Seus experimentos com eletricidade falharam, então ele se voltou para o magnetismo. Em 1845, ele descobriu o efeito Faraday, ou o efeito magneto-óptico, de que o plano de polarização da luz poderia ser modificado por um campo magnético próximo (BYRNE, 2012). Faraday lançou as bases para o surgimento da teoria do eletromagnetismo de Maxwell (VUKOVIC, 2014).

Maxwell raciocinou que, uma vez que uma corrente elétrica estabelece um campo magnético ($\vec{B}$) e um campo magnético em mudança cria um campo elétrico ($\vec{E}$), deveriam existir o que agora chamamos de ondas eletromagnéticas, à medida que esses dois tipos de campos avançam pelo espaço. Essas ondas obedeceriam a equações diferenciais parciais, chamadas de equações de Maxwell, expressas em por(VUKOVIC, 2014; BYRNE, 2012):

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (3.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}, \quad (3.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}, \quad (3.4)$$

onde ϵ_0 é a constante de permissividade elétrica, μ_0 é a permeabilidade magnética e $\vec{J}$ é a densidade de corrente.

Encorajado por essas descobertas, Maxwell analisou as propriedades matemáticas das ondas eletromagnéticas e descobriu que a velocidade de propagação dessas ondas era a mesma que a da luz, levando à conclusão de que a luz visível em si é um fenômeno eletromagnético, distinto de outras radiações eletromagnéticas apenas por sua frequência(BYRNE, 2012).

A confirmação final da teoria do eletromagnetismo foi principalmente atribuída a Heinrich Hertz, um físico alemão, que aplicou as teorias de Maxwell à produção e recepção de ondas de rádio em 1888.

3.1.2 Observações eletromagnéticas

As observações do fenômeno eletromagnético eram realizadas por meio de observação direta, sem instrumentos. Foi então que Galileu Galilei, em 1609, utilizou dispositivos ópticos conhecidos como telescópios, o que melhorou significativamente a capacidade de observação astronômica (CARROLL; OSTLIE, 2017).

Posteriormente, houve evoluções nessas observações, como a utilização de espelhos ao invés de lentes, a utilização do designer de Ritchey-Chrétien (que utiliza um espelho primário hiperbólico ao invés de um parabólico), além de outras mudanças significativas na construção dos telescópios (CARROLL; OSTLIE, 2017). Com os avanços no design de telescópios, e auxiliados pelo desenvolvimento de computadores de alta velocidade, permitiu-se construir telescópios de grande abertura. Além dos longos tempos de integração, os grandes tamanhos de abertura desempenham um papel importante na obtenção de um número suficiente de fótons para estudar uma fonte fraca (CARROLL; OSTLIE, 2017).

Tradicionalmente, o olho humano e as placas fotográficas eram ferramentas utilizadas pelos astrônomos para registro de imagens e espectros. Com o avanço tecnológico, o detector semicondutor conhecido como *charge coupled device* (CCD) revolucionou a maneira de como os fótons são contados.

Enquanto o olho humano tem uma eficiência quântica muito baixa de aproximadamente 1% (um fóton em cem é detectado), e as placas fotográficas têm desempenho apenas ligeiramente melhor, os CCDs são capazes de detectar quase 100% dos fótons incidentes. Além disso, os CCDs são capazes de detectar uma ampla gama de comprimentos de onda.(CARROLL; OSTLIE, 2017)

Visando contornar os problemas observacionais devido à interferência imposta pela atmosfera da Terra, a astronomia observacional também passou a ser realizada do espaço com uso de telescópios espaciais como o telescópio espacial Hubble e James Webb.

Como mencionado anteriormente, a luz infravermelha foi descoberta em 1800, mas a primeira observação astronômica no espectro infravermelho foi realizada em 1856 por Charles Piazzi Smyth que detectou a lua cheia no infravermelho utilizando um termopar. Thomas Alva Edison também investigou o infravermelho, utilizando um instrumento chamado de Tasímetro, no qual tentou medir a temperatura da coroa solar (WALKER, 2000).

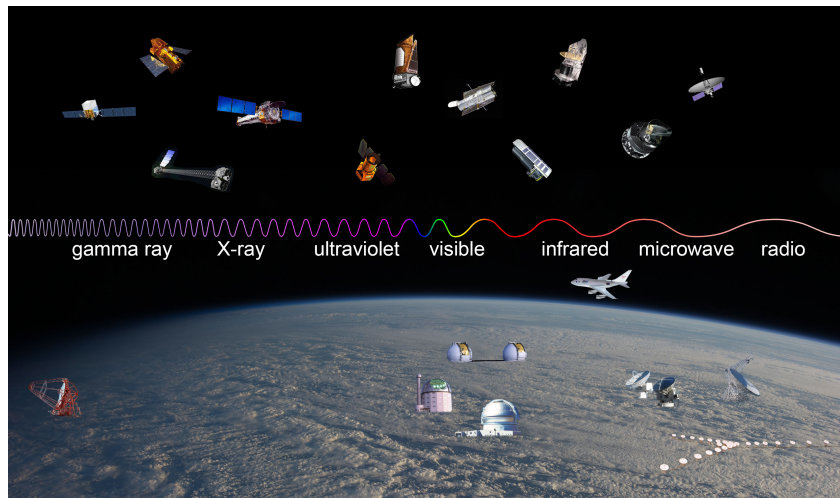
As ondas infravermelhas possuem comprimentos de onda mais longos que a luz visível, podendo passar por regiões com altas densidades de gás e poeira no espaço com menos perdas de informações, revelando objetos no universo que não podem ser vistos na luz visível por meio de telescópios ópticos. Entretanto, apenas uma parte da região do infravermelho pode ser observada a partir solo (WALKER, 2000). O Telescópio Espacial James Webb possui três instrumentos infravermelhos: *Near-IR Camera*, a *Near-IR Spectrograph* e a *near-IR Tunable Filter Imager* e visa estudar o fim da era das trevas, identificar as primeiras fontes luminosas a se formarem e determinar a história de ionização do universo primitivo (GARDNER *et al.*, 2006).

Em 1931, Karl Jansky estava conduzindo experimentos relacionados à produção de estática em comprimentos de onda de rádio provenientes de tempestade. Durante o experimento, Jansky percebeu que parte da estática em seu receptor era proveniente de fontes externas e em 1935 concluiu que grande parte do sinal que estava medindo tinha origem no plano da Via Láctea. O trabalho de Jansky representou o nascimento da radioastronomia (CARROLL; OSTLIE, 2017). Uma das descobertas mais famosas da radioastronomia ocorreu em 1967, quando Jocelyn Bell realizou a primeira observação de um pulsar com a utilização de um radiotelescópio (BURNELL, 2017).

Em comprimentos de onda cada vez menores, as astronomias de raios-X e gama fornecem informações sobre fenômenos muito energéticos, como processos de reações nucleares e os ambientes ao redor de buracos negros (CARROLL; OSTLIE, 2017). A primeira indicação de que os raios-X cósmicos existem surgiu em 1949, quando detectores de radiação a bordo de foguetes foram brevemente levados acima da atmosfera, onde detectaram raios-X provenientes do Sol. Levou mais uma década até que um detector aprimorado descobrisse raios-X vindos de origem extra-solar, provenientes de estrelas de nêutrons e buracos negros (GIACCONI, 1974). O primeiro telescópio imageador de raios-X foi construído por uma equipe de cientistas sob a direção de Riccardo Giacconi na *American Science and Engineering*. Como descrito por Giacconi (1974), ele foi lançado em um pequeno foguete de sondagem em 1963 e fez imagens rudimentares de pontos quentes na atmosfera superior do Sol.

Por fim, os raios gama têm os comprimentos de onda mais curtos e a maior energia de qualquer onda no espectro eletromagnético. Eles são produzidos pelos objetos mais quentes e energéticos do universo, como estrelas de nêutrons e pulsares, explosões de supernovas e regiões ao redor de buracos negros. Dentre as fontes da radiação gama está o *Gamma-Ray Burst* (GRB). Os GRBs são os eventos

Figura 3.3: Uma amostra de telescópios operando em diferentes comprimentos de onda do espectro eletromagnético. Os observatórios são posicionados acima ou abaixo da porção do espectro eletromagnético que seus instrumentos principais observam.



Fonte: https://imagine.gsfc.nasa.gov/science/toolbox/emspectrum_observatories1.html.

eletromagnéticos mais energéticos e luminosos do universo. Esses eventos podem perdurar alguns segundos, apresentam curvas de luminosidade altamente variáveis e, enquanto ativos, ofuscam todas as outras fontes de raios gama no céu, inclusive o Sol (MESZAROS, 2006). O evento GRB 170817A foi fundamental na observação do evento GW170817 pela ótica astronomia multimessageira. Sua detecção simultânea com as ondas gravitacionais forneceu a oportunidade de estudar um único evento astronômico por meio de diferentes mensageiros.

Os instrumentos que examinam todas as partes do espectro eletromagnético estiveram disponíveis apenas no século XX, pois a era da exploração se faz necessária para obter instrumentos sensíveis aos comprimentos de onda do infravermelho, ultravioleta, raios X e raios gama acima da Terra (CARROLL; OSTLIE, 2017). Na Figura 3.3, é apresentado cada observatório com seu respectivo comprimento de onda. Os observatórios representados são: HESS, Fermi e Swift para raios gama; NuSTAR e Chandra para raios X; GALEX para ultravioleta; Kepler, Hubble, Keck (I e II), SALT e Gemini (Sul) para visível; Spitzer, Herschel e Sofia para infravermelho; Planck e CARMA para micro-ondas; Spektr-R, Greenbank e VLA para rádio.

4 O evento GW170817

Em 17 de agosto de 2017, às 12h41min04s UTC, os detectores de ondas gravitacionais *Advanced LIGO* e *Advanced Virgo* fizeram sua primeira observação de uma fusão de estrelas de nêutrons (ABBOTT *et al.*, 2017b). O sinal detectado de ondas gravitacionais (GW170817), com uma duração de aproximadamente 100 segundos, foi seguido por um *short Gamma-Ray Burst* (sGRB) (GRB170817A) e um transiente óptico brilhante (SSS17a/AT 2017gfo) (ABBOTT *et al.*, 2017e). A associação do GW170817 com o GRB170817A, detectado de forma independente pelo *Fermi-GBM* e *INTEGRAL* em aproximadamente 1,7 s após a coalescência, forneceu a primeira evidência direta de uma ligação entre essas fusões e os *short GRBs* (ABBOTT *et al.*, 2017b; MESZAROS, 2006). A identificação subsequente de outras contrapartes eletromagnéticas em várias faixas espectrais corroborou com essa interpretação. A fonte foi detectada em todo o espectro eletromagnético - nas bandas de raios-X, ultravioleta, óptica, infravermelho e rádio - provenientes da galáxia NGC4993, localizada dentro de uma região do céu de 28 deg^2 (90% de probabilidade) e com uma distância de luminosidade de 40^{+8}_{-14} Mpc (ABBOTT *et al.*, 2017b). Essas observações apoiam a hipótese de que o GW170817 foi produzido pela fusão de duas estrelas de nêutrons em NGC4993, seguido por um *short Gamma-ray burst* (GRB 170817A) e uma kilonova/macronova (ABBOTT *et al.*, 2017e).

4.1 Fonte gravitacional - GW170817

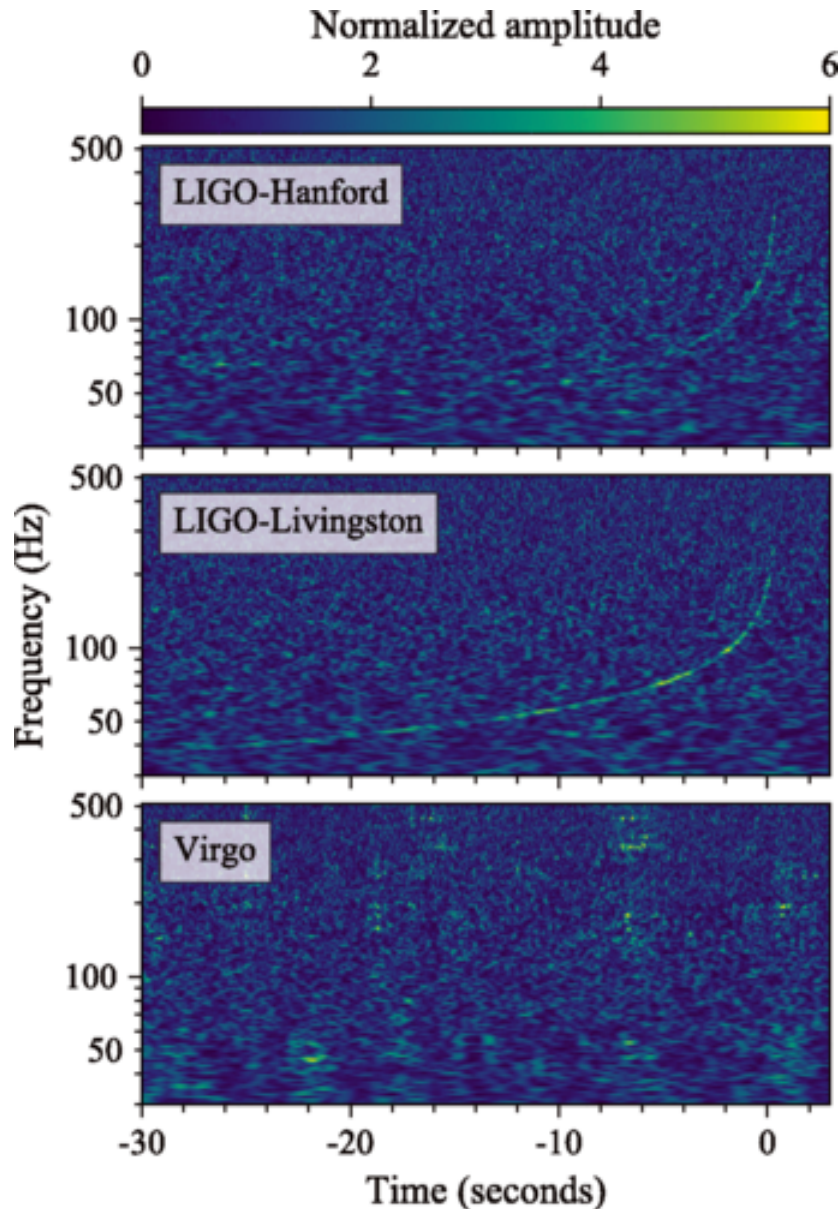
Em 1º de agosto de 2017, o interferômetro *Advanced Virgo* se uniu aos dois detectores *Advanced LIGO* perto do final da janela de observação O2, permitindo a primeira observação de uma coalescência de buracos negros (BBH) com três detectores, realizada em 14 de agosto (ABBOTT *et al.*, 2017d). Nessa ocasião, os detectores operantes eram os dois detectores LIGO com 4 km de braço, localizados nos EUA – um em Livingston, Louisiana, e outro em Hanford, Washington – enquanto o Virgo, um detector com braços de 3 km localizado próximo a Pisa, na Itália (ABBOTT *et al.*, 2017d). Poucos dias depois, em 17 de agosto, outro marco importante na história da pesquisa de ondas gravitacionais ocorreu: três interferômetros detectaram um sinal de ondas gravitacionais proveniente de dois objetos compactos de baixa massa, sendo a primeira observação direta de ondas gravitacionais consistente com a coalescência de estrelas de nêutrons (ABBOTT *et al.*, 2017b).

O sinal gravitacional foi inicialmente identificado no detector LIGO-Hanford, por meio de uma busca de baixa latência utilizando o *matched-filtering*, método que será discutido na seção 5.3, com formas de onda pós-newtonianas (ABBOTT *et al.*, 2017b). O evento não gerou um *trigger online* no detector LIGO-Livingston, devido à proximidade temporal de um *glitch*, que pôde ser removido utilizando técnicas de filtragem na análise *offline*. Será discutido como removê-lo na seção 5.5.

Em Abbott *et al.* (2017b), foi afirmado que a distância máxima de detecção em 2017 era de 218 Mpc para o LIGO-Livingston, 107 Mpc para o LIGO-Hanford e 58 Mpc para o Virgo, considerando um SNR = 8. Os resultados obtidos por Abbott *et al.* (2017b) mostram que o evento GW170817 foi localizado a aproximadamente 40 Mpc, estando, portanto, dentro do horizonte de detecção dos três interferômetros. Os valores de SNR nos detectores LIGO-Livingston, LIGO-Hanford e Virgo foram, respectivamente, 26,4, 18,8 e 2,0 (ABBOTT *et al.*, 2017b; ABBOTT *et al.*, 2017c). Como descrito em Abbott *et al.* (2017b), o SNR combinado entre os três detectores foi de 32,4, tornando-o o sinal mais forte observado até então. O detector GEO600 estava operando na época, mas apresentava sensibilidade insuficiente para contribuir com a análise da inspiral (ABBOTT *et al.*, 2017b).

É possível realizar uma inspeção visual utilizando uma representação tempo-frequência dos dados já processados dos três detectores próximos ao momento do *trigger*, conforme mostrado na Figura 4.1. O tempo GPS da coalescência (T_0^{GW}), correspondente ao *trigger* do evento GW170817, foi estimado em $1187008882.430^{+0.002}_{-0.002}$ s (ABBOTT *et al.*, 2017b).

Figura 4.1: Representações tempo-frequência dos dados processados, sem a presença do *glitch*, contendo o evento de ondas gravitacionais GW170817, observados pelos detectores LIGO-Hanford (cima), LIGO-Livingston (meio) e Virgo (baixo). Os tempos estão mostrados em relação a 17 de agosto de 2017, 12:41:04 UTC.



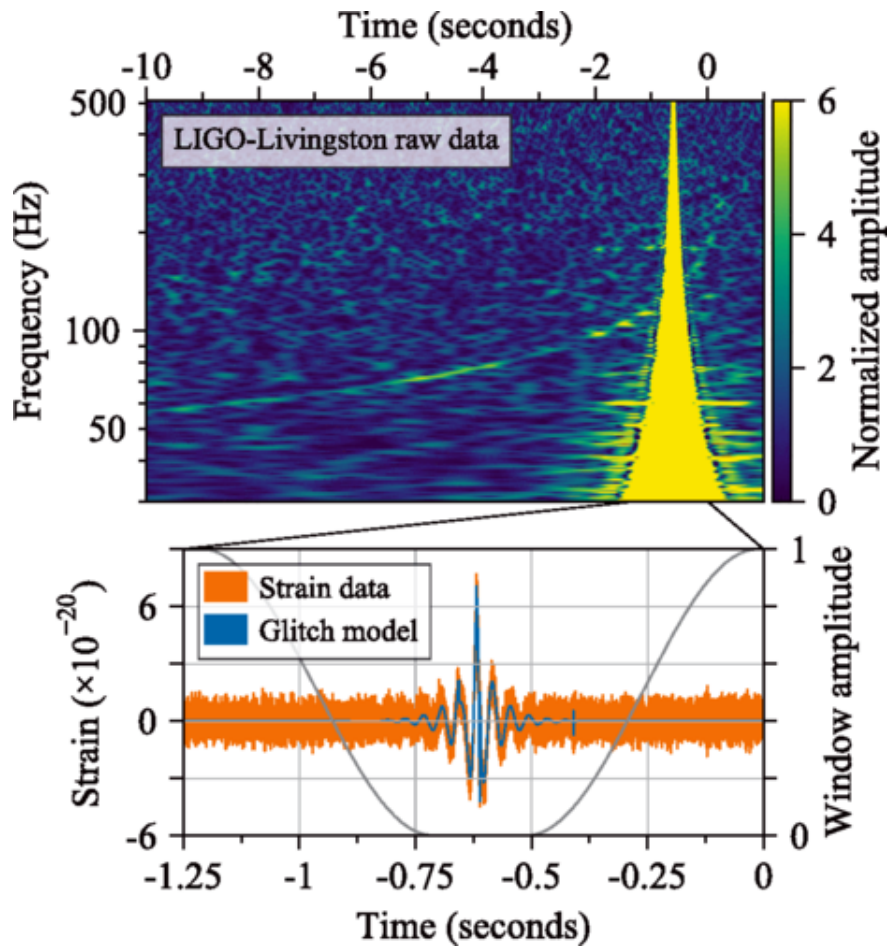
Fonte: Abbott *et al.* (2017b).

Note que, pela Figura 4.1, o sinal é visível nos dados do LIGO-Hanford e do LIGO-Livingston. O sinal varreu a largura de banda dos interferômetros por cerca de 100 s, entrando na faixa de detecção dos detectores a uma frequência de cerca de 24 Hz, e é visível até cerca de 400 Hz (vide Figura 4.1) (ABBOTT *et al.*, 2017b). Entretanto, o sinal não é visível nos dados do Virgo porque o sinal chegou próximo a uma direção cega do detector. Como descrito por Abbott *et al.* (2017b): “O sinal não é visível nos dados do Virgo devido ao horizonte BNS menor e à direção da fonte em relação ao padrão da antena

(resposta angular) do detector”. O baixo valor do SNR no Virgo, em comparação com sua distância de horizonte para um sinal desse tipo, forneceram informações que melhoraram significativamente a localização do evento (ABBOTT *et al.*, 2017b; MAGGIORE, 2018).

Um breve transiente de ruído instrumental foi observado no detector LIGO-Livingston 1,1 segundos antes do tempo de coalescência do evento GW170817, como mostrado na Figura 4.2. Esse transiente, conhecido como *glitch*, causou uma saturação muito breve (menos de 5 ms) no conversor digital-analógico do sinal de *feedback* que controla a posição das massas de teste, e sua causa permanece desconhecida (ABBOTT *et al.*, 2017b).

Figura 4.2: No painel superior, uma representação tempo-frequência dos dados brutos usados na identificação inicial do GW170817 mostra a trilha do evento, apesar do *glitch*, que ocorre 1,1 s antes do tempo de coalescência, marcado em 0,4 s. No painel inferior, os dados de *strain* brutos (curva laranja) exibem o *glitch* no domínio do tempo.



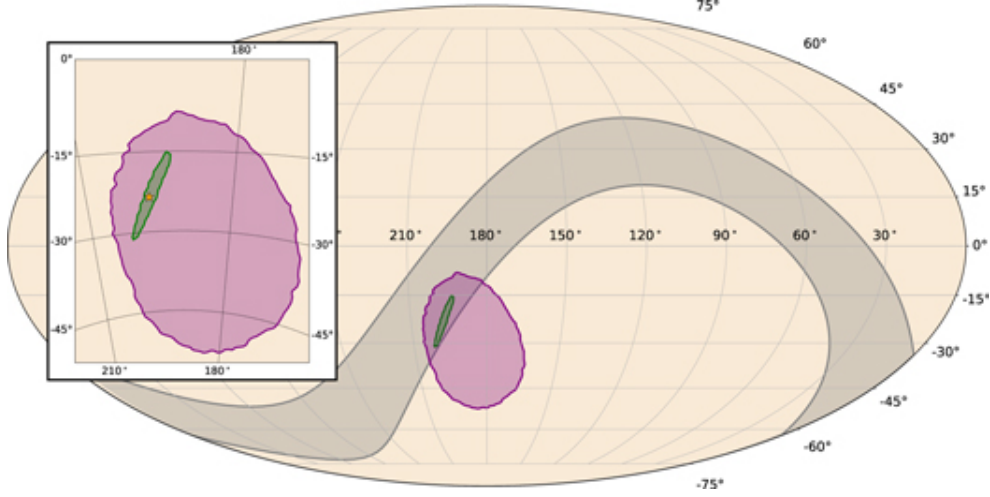
Fonte: Abbott *et al.* (2017b).

Para mitigar os efeitos desse *glitch* nos resultados, os dados foram corrigidos multiplicando-os por uma janela inversa de *Tukey*, que zerou as informações ao redor do *glitch* (USMAN *et al.*, 2016). Em seguida, uma filtragem adicional removeu contribuições terrestres, como os harmônicos de 60 Hz da rede elétrica e ruídos de calibração. Para determinar com precisão as propriedades do GW170817, o *glitch* foi modelado e subtraído dos dados por meio de uma reconstrução por *wavelet*, mostrado na Figura 4.2 em azul, no domínio tempo-frequência (ABBOTT *et al.*, 2017b).

A combinação dos dados do LIGO e Virgo permitiu uma localização precisa da fonte, dentro de uma região de 28 deg^2 (região de credibilidade de 90%), mostrada em verde na Figura 4.3, enquanto

uma primeira localização rápida, utilizando apenas os dois detectores LIGO, resultou em uma área de 190 deg^2 .

Figura 4.3: O contorno de 90% para o mapa final de localização no céu do LIGO-Virgo é mostrado em verde. A localização de busca direcionada de 90% do Fermi/GBM é sobreposta em roxo. O anel de 90% determinado com informações de sincronização do Fermi e INTEGRAL é sombreado em cinza. O recorte ampliado também mostra a posição do transiente óptico, marcado como uma estrela amarela.



Fonte: Abbott *et al.* (2017c).

O grande número de ciclos de inspiral permitiu a determinação precisa da massa *chirp* ($\mathcal{M}$). A massa *chirp* determina a forma de onda gravitacional durante a fase de inspiral da coalescência da binária (FINN; CHERNOFF, 1993; ABBOTT *et al.*, 2017b), expressa como

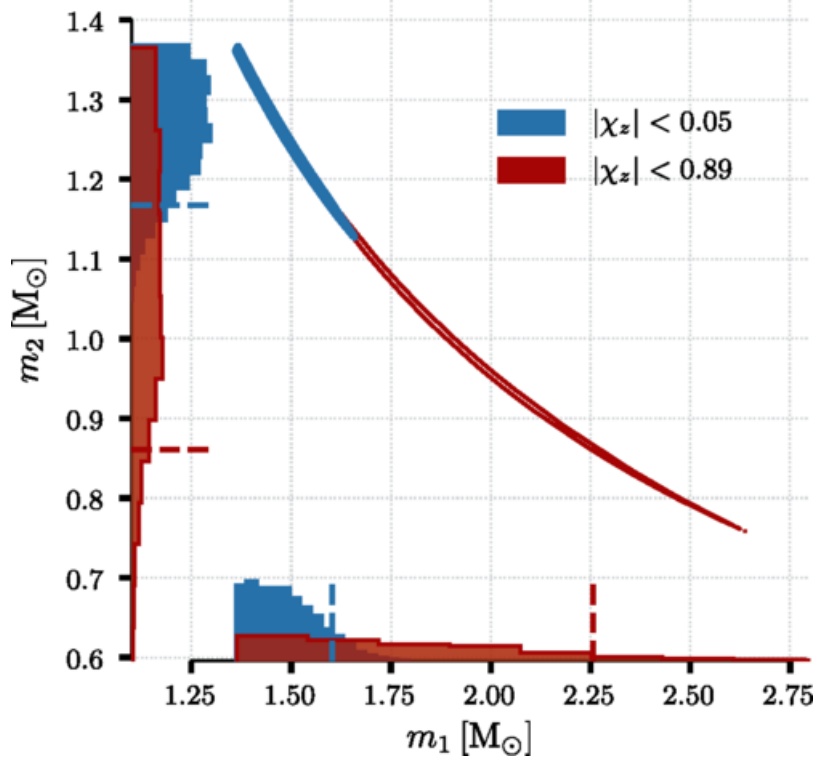
$$\mathcal{M} = \frac{(m_1 \cdot m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}}. \quad (4.1)$$

onde m_1 e m_2 são as respectivas massas de cada corpo no sistema. A partir do sinal do GW170817, a massa *chirp* do sistema foi medida no referencial do detector como $\mathcal{M} = 1.1977^{+0.0003}_{-0.0008} M_\odot$ (ABBOTT *et al.*, 2017c). Além disso, a energia irradiada em ondas gravitacionais durante o inspiral foi estimada em $0.025 M_\odot c^2$ (ABBOTT *et al.*, 2017b).

Com os dados observados, foi possível inferir, com um intervalo de credibilidade de 90%, as massas dos componentes. Considerando $m_1 \geq m_2$ (por convenção) e o parâmetro adimensional de rotação (χ) com magnitudes de até 0.89 (priori de alta rotação) (ABBOTT *et al.*, 2017e), adquiriu-se: $m_1 \in (1.36, 2.26) M_\odot$ e $m_2 \in (0.86, 1.36) M_\odot$, com uma massa total $2.82^{+0.09}_{-0.47} M_\odot$.

Quando a priori de rotação adimensional é restrita a $\chi \leq 0.05$ (priori de baixa rotação), as massas dos componentes medidas são $m_1 \in (1.36, 1.60) M_\odot$ e $m_2 \in (1.17, 1.36) M_\odot$, e a massa total é $2.74^{+0.01}_{-0.04} M_\odot$. A partir das inferências de M e χ , a medida das massas dos componentes é mostrada na Figura 4.4. Este resultado é consistente com as massas de NS conhecidas.

Figura 4.4: Distribuição posterior bidimensional das massas m_1 e m_2 no referencial do sistema para cenários de baixa rotação ($|\chi| < 0.05$, azul) e alta rotação ($|\chi| < 0.89$, vermelho). Os contornos coloridos representam 90% da probabilidade da função densidade de probabilidade posterior conjunta.



Fonte: Abbott *et al.* (2017b).

A distância até a galáxia onde ocorreu o evento GW170817 é obtida através da lei de *Hubble*, que relaciona a velocidade de recuo da galáxia à sua distância. A equação de Hubble pode ser expressa como:

$$v = H_0 \cdot d \quad (4.2)$$

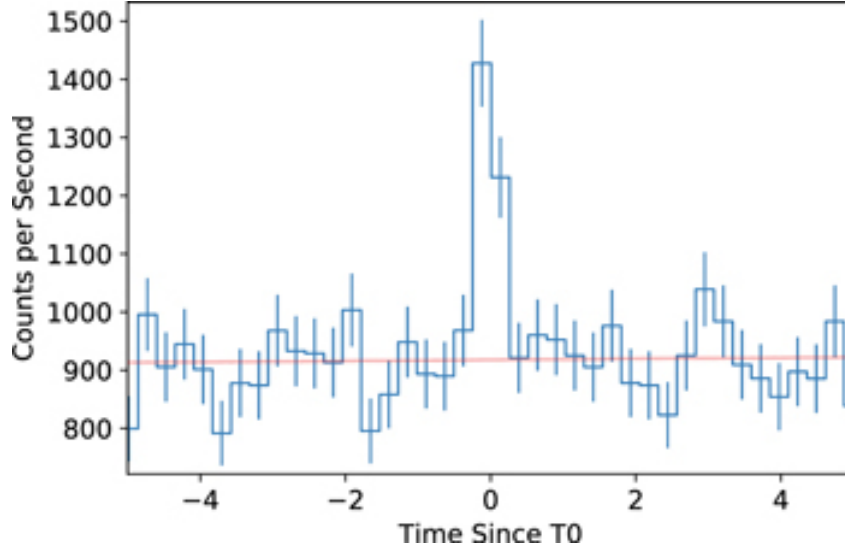
onde v é a velocidade do fluxo de Hubble da galáxia hospedeira ($3017 \pm 166 \text{ km s}^{-1}$), H_0 é a constante de Hubble e d é a distância até a galáxia. Utilizando as duas medições atuais da constante de Hubble, $H_0 = 67.4 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (inferida a partir das observações de anisotropias da radiação cósmica de fundo em microondas pelo Planck, assumindo o modelo Λ CDM) e $H_0 = 73.5 \pm 1.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (medição pelo projeto SH0ES, que estendeu a escada de distância local usando supernovas tipo Ia) (RAMEEZ; SARKAR, 2021; HU; WANG, 2023), obtemos uma faixa combinada de $(42.9 \pm 3.2) \text{ Mpc}$ para a distância até a galáxia hospedeira. Essa faixa é consistente com a distância de $40_{-8}^{+14} \text{ Mpc}$ determinada apenas com dados de GW, o que torna o GW170817 o evento GW mais próximo já observado (ABBOTT *et al.*, 2017b; ABBOTT *et al.*, 2017c; ABBOTT *et al.*, 2017e; ABBOTT *et al.*, 2019).

4.2 GRB170817a

Às 12:41:06 UTC, *Fermi Gamma-ray Burst Monitor* (GBM) detectou o GRB170817A, observado na Figura 4.5 (GOLDSTEIN *et al.*, 2017). Em seguida, os resultados foram transmitidos para as colaborações em questão de segundos, por meio da *General Coordinates Network* (GCN), seguindo o procedimento padrão para as outras observações de GRB (GOLDSTEIN *et al.*, 2017). Entretanto, esta observação, em particular, foi diferente em um aspecto importante: a observação de um transiente de GW coincidente detectada pelo *Advanced LIGO* e *Advanced Virgo* ocorrendo aproximadamente 1.7s

antes do disparo do Fermi GBM (ABBOTT *et al.*, 2017b), marcando a primeira observação conjunta de mensageiros eletromagnéticos e gravitacionais (EM-GW) na história (ABBOTT *et al.*, 2017e).

Figura 4.5: Dados observados do *Fermi*-GBM.

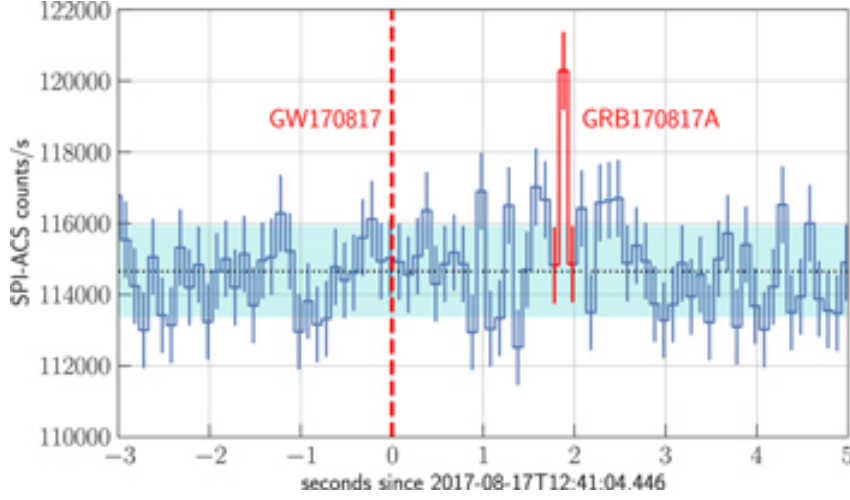


Fonte: Goldstein *et al.* (2017).

Para detecção, o *Fermi* GBM capta fótons por meio de tubos fotomultiplicadores, convertendo os sinais de luz em sinais eletrônicos, conhecidos como contagens, que podem corresponder tanto a raios gama quanto a partículas carregadas, sendo fundamentais para a análise desses eventos astrofísicos (GOLDSTEIN *et al.*, 2017). Na Figura 4.5, é apresentada a curva de luz do GRB 170817A, com intervalos de 256 ms, na faixa de energia de 50 a 300 keV, observada pelo *Fermi* GBM. A linha azul ilustra a taxa de contagem de fótons (raios gama) ao longo do tempo durante o evento, enquanto a faixa vermelha representa a estimativa de máxima verossimilhança de *Poisson* para o nível de fundo do detector, sem binagem (GOLDSTEIN *et al.*, 2017). Como é possível visualizar na Figura 4.5, a detecção de um pico acentuado nas contagens por segundo, seguido por uma rápida queda, o que é característico da presença de um GRB, confirmando sua ocorrência (GOLDSTEIN *et al.*, 2017)

Outro instrumento de detecção de raios gama, o *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (INTEGRAL/SPI-ACS), também detectou o GRB170817, pesquisando a curva de luz do SPI-ACS usando cinco escalas de tempo de 0.1 a 10 segundos, dentro de uma janela de 30 segundos antes e depois do tempo de GW170817. Em uma escala de tempo de 100 milissegundos, foi detectado apenas um excesso significativo com uma razão sinal-ruído de 4.6. Esse excesso começou a ser registrado em $T_0^{GW} + 1.9$ s, onde T_0^{GW} representa o momento exato da fusão do sistema binário, indicando que o sinal foi detectado 1,9 segundos após o evento de GW170817, conforme apresentado na Figura 4.6 (SAVCHENKO *et al.*, 2017; MÉSZÁROS *et al.*, 2019). A correção para o sistema geocêntrico assume a localização do transitório óptico, resultando em um atraso na chegada do sinal ao INTEGRAL de 148.96 ms (SAVCHENKO *et al.*, 2017).

Figura 4.6: Dados observados do *INTEGRAL*.



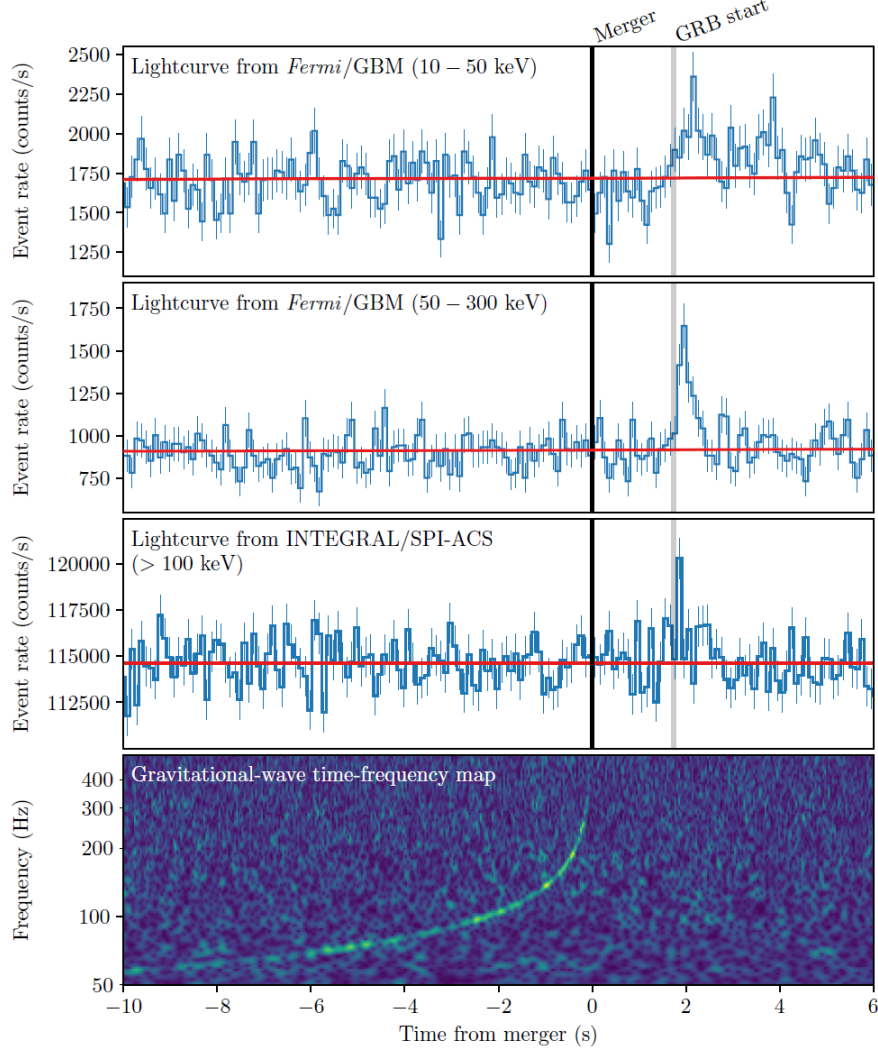
Fonte: Savchenko *et al.* (2017).

As análises do gatilho do *Fermi*-GBM determinaram que a duração do GRB 170817A foi de $T_{90} = 2.0 \pm 0.5$ segundos, definido como o intervalo em que 90% da fluência total é detectada, entre 5% e 95%, na faixa de 50 – 300 keV. O T_{90} é uma métrica usada para descrever a duração de um GRB, definida como o intervalo de tempo durante o qual 90% da energia total emitida é detectada, sendo utilizada para classificar GRBs como curtos(sGRB) ou longos(*long* GRB) (GOLDSTEIN *et al.*, 2017). Esse valor, calculado a partir de 0,192 segundos antes do tempo do T_0^{GW} , classificou o GRB 170817A como um sGRB (ABBOTT *et al.*, 2017e; GOLDSTEIN *et al.*, 2017).

O GRB teve um pico de fluxo de fótons medido em uma escala de tempo de 64 ms de 3.7 ± 0.9 fótons $s^{-1}cm^{-2}$ e uma fluência durante o intervalo T_{90} de $(2.8 \pm 0.2) \times 10^{-7}$ erg cm^{-2} (10-1000 keV). Usando os parâmetros espectrais do pico principal do *Fermi*-GBM e o intervalo T_{90} , a fluência integrada medida pelo *INTEGRAL* SPI-ACS é $(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-7}$ erg cm^{-2} (75-2000 keV), compatível com o espectro *Fermi*-GBM. Como o SPI-ACS é mais sensível acima de 100 keV, ele detecta apenas a parte de maior energia do pico principal perto do início do sinal *Fermi*-GBM mais longo (ABBOTT *et al.*, 2017c).

A detecção do *Fermi* GBM mostrou dois componentes aparentemente distintos. O pulso de disparo, que durou cerca de meio segundo e está dentro das distribuições usuais de observadores para sGRBs do *Fermi* GBM, é mais curto e espectralmente mais rígido do que a subsequente emissão mais suave e mais fraca, que dura alguns segundos (GOLDSTEIN *et al.*, 2017). As curvas de luz somadas do *Fermi* GBM dos detectores relevantes em dois intervalos de energia, selecionados para mostrar os dois componentes distintos, são mostradas na Figura 4.7, assim como a representação tempo-frequência dos dados do LIGO contendo GW170817 (ABBOTT *et al.*, 2017e). A detecção de GRB170817A desencadeou uma campanha de observações de contrapartes EM que levaram à identificação de NGC4993 como a galáxia hospedeira de GW170817/GRB 170817A (ABBOTT *et al.*, 2017e).

Figura 4.7: Detecção conjunta e multimessageira de GW170817 e GRB 170817A: acima, curva de luz somada do GBM para os detectores de GRB 170817A entre 10 e 50 keV, com estimativa de fundo sobreposta em vermelho; segundo, mesma curva, mas na faixa de energia de 50-300 keV; terceiro, curva de luz do SPI-ACS com energia iniciando em cerca de 100 keV e limite de alta energia de pelo menos 80 MeV. Abaixo, mapa tempo-frequência de GW170817, combinando dados de LIGO-Hanford e LIGO-Livingston, referenciado ao tempo de gatilho de GW170817, T_0^{GW} .



Fonte: Abbott *et al.* (2017c).

Análises físicas subsequentes às observações permitiram restringir a diferença entre as velocidades das ondas gravitacionais (v_{GW}) e das ondas eletromagnéticas (v_{EM}). Considerando a distância percorrida pelo sinal, estimada em 26 Mpc, que corresponde ao limite inferior do intervalo de credibilidade de 90% para a distância de luminosidade derivada do sinal de ondas gravitacionais, segundo ??), e assumindo que o pico do sinal de ondas gravitacionais e os primeiros fótons foram emitidos simultaneamente, a diferença de tempo observada de $+1.74 \pm 0.05$ s foi utilizada para determinar um limite superior para Δv . Por outro lado, admitindo que o sinal eletromagnético foi emitido até 10 segundos após o sinal de ondas gravitacionais, um limite inferior para Δv foi estabelecido. Assim, a diferença fracional de velocidade foi restringida ao intervalo:

$$-3 \times 10^{-15} \leq \frac{\Delta v}{v_{EM}} \leq +7 \times 10^{-16}, \quad (4.3)$$

onde $\Delta v = v_{GW} - v_{EM}$ (ABBOTT *et al.*, 2017c). Conforme descrito por Abbott *et al.* (2017c), esse

resultado demonstra a consistência entre as velocidades da gravidade e da luz em uma precisão extremamente alta (ABBOTT *et al.*, 2017c). Além disso, o impacto da dispersão no meio intergaláctico sobre a velocidade dos fótons de raios gama foi considerado insignificante, com atrasos de propagação muitas ordens de magnitude menores do que os erros associados a v_{GW} (ABBOTT *et al.*, 2017c).

4.3 Kilonovae e *r-process*

A fusão de binárias de estrelas de nêutrons (BNS) e buraco negro-estrela de nêutrons (BHNS) também podem ser acompanhadas por um contraponto mais isotrópico, comumente conhecido como kilonova (ou, menos comumente, macronova) (METZGER, 2020). Kilonovas são transientes térmicos semelhantes a supernovas, com duração de dias a semanas, alimentados pela decomposição radioativa de elementos pesados ricos em nêutrons sintetizados na expansão da matéria ejetada pela fusão (ejecta) (METZGER, 2020).

A primeira constatação refere-se à forma como os elementos ainda mais pesados são sintetizados. Esse processo ocorre por meio de uma sequência de capturas de nêutrons, seguido por decaimento beta (β). Os primeiros trabalhos que evidenciaram a necessidade de um evento que proporcionasse esse tipo de ambiente rico em nêutrons foram realizados por Burbidge *et al.* (1956) e Cameron (1957). Ambos notaram que aproximadamente metade dos elementos mais pesados que o ferro são formados pela captura de nêutrons por núcleos de elementos mais leves, como o próprio ferro, em um ambiente denso onde esses nêutrons são abundantes e a taxa de captura supera o tempo de decaimento β . Esse processo é conhecido como *r-process* (METZGER, 2020). Como descrito por Metzger & Berger (2012), embora o *r-process* em si dure apenas alguns segundos, esses novos elementos sintetizados sofrem fissão nuclear e decaimentos β em escalas de tempo muito mais longas. A liberação de energia resultante alimenta uma emissão brilhante assim que o material ejetado se expande o suficiente para que os fótons possam escapar.

Entre as quantidades mais críticas que caracterizam a viabilidade de um evento potencial do *r-process* está a fração de elétrons da matéria ejetada,

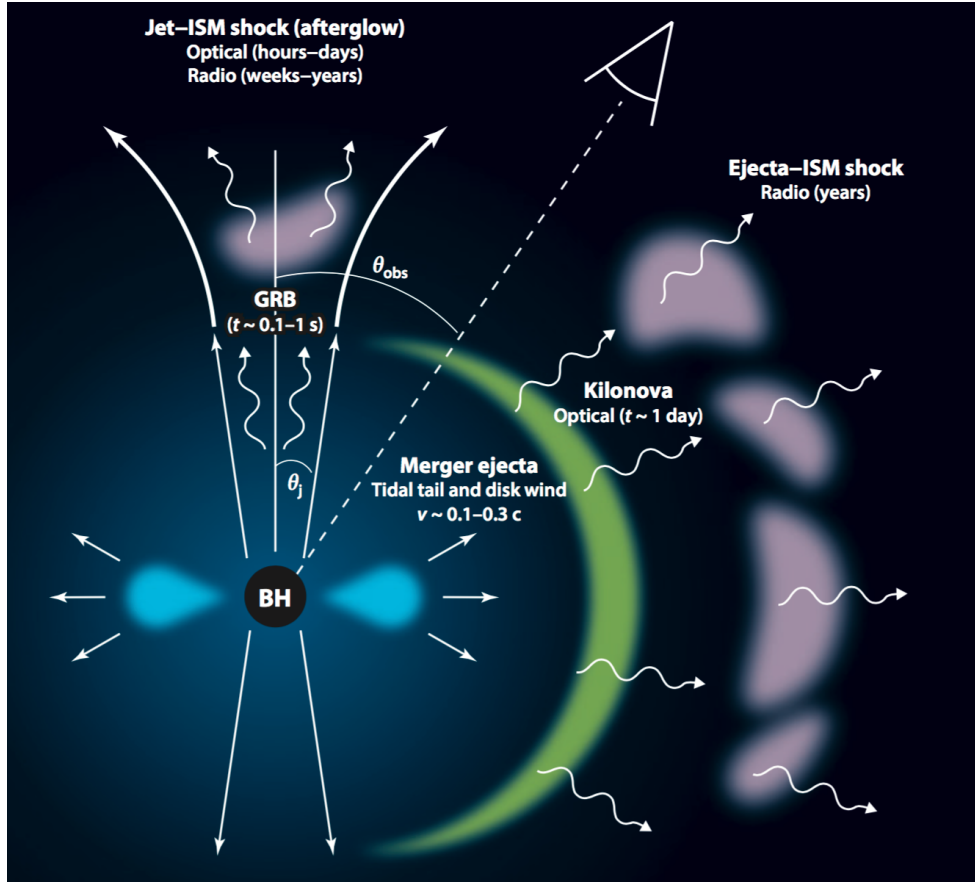
$$Y_e \equiv \frac{n_p}{n_n + n_p}, \quad (4.4)$$

onde n_p e n_n são as densidades de prótons e nêutrons, respectivamente. O material estelar comum geralmente tem mais prótons do que nêutrons ($Y_e \geq 0.5$), enquanto a matéria com um excesso de nêutrons ($Y_e < 0.5$) é tipicamente necessária para o *r-process* (METZGER, 2020).

Utilizando uma analogia com supernovas, Li & Paczyński (1998) argumentaram inicialmente que a matéria radioativa ejetada de uma fusão de BNS ou de BHNS poderia alimentar a emissão térmica transitória. Devido à baixa massa e alta velocidade da matéria ejetada dessas fusões, concluíram que ela se tornaria rapidamente transparente à própria radiação, produzindo uma emissão que atinge o pico em aproximadamente um dia (LI; PACZYŃSKI, 1998; METZGER, 2020).

Metzger *et al.* (2010) determinaram a verdadeira escala de luminosidade dos transientes alimentados radioativamente a partir de fusões de BNS/BHNS, calculando modelos de curvas de luz usando taxas de aquecimento radioativo derivadas de maneira auto-consistente de um cálculo de rede de reações nucleares do *r-process*. Baseando-se na luminosidade de pico, sendo aproximadamente mil vezes mais brilhantes do que uma nova, foi introduzido o termo kilonova para descrever as contrapartes eletromagnéticas de fusões de estrelas de nêutrons alimentadas pelo decaimento de núcleos do *r-process*

Figura 4.8: Representação das contrapartes eletromagnéticas de fusões entre BNS e entre BHNS, e sua dependência em relação ao ângulo de observação em relação ao eixo do jato do GRB. A kilonova, em contraste com o GRB e seu pós-brilho, é relativamente isotrópica, representando assim a contraparte mais promissora para a maioria das fusões detectadas por ondas gravitacionais.



Fonte: Metzger (2020).

(METZGER *et al.*, 2010). Este trabalho também destacou a conexão entre kilonovas, GRBs, GW de fusões BNS/BHNS e a origem astrofísica do *r-process*, esquematizada na Figura 4.8 (METZGER *et al.*, 2010; METZGER, 2020).

A Figura 4.8 representa um modelo das contrapartes eletromagnéticas de fusões BNS. No centro da figura, encontra-se um buraco negro, resultante dessa fusão de estrelas de nêutrons. A partir do buraco negro, dois jatos relativísticos de matéria altamente energética são emitidos quase à velocidade da luz. Esses jatos estreitos, ricos em partículas e radiação gama, são a fonte principal da emissão de GRBs. À medida que os jatos se expandem, eles colidem com o material circundante, gerando choques que aceleram partículas e produzem radiação em múltiplos comprimentos de onda, desde raios X até o rádio, caracterizando a emissão pós-explosão (*afterglow*). A kilonova também é representada na imagem e é responsável pela emissão de radiação resultante da desintegração de elementos pesados, formados nesse processo. A orientação do sistema em relação ao observador: a abertura angular dos jatos, representada por θ_j , e o ângulo de observação θ_{obs} determinam se a explosão será detectada como um GRB; caso o observador esteja fora desse ângulo, o evento pode não ser detectado.

Em *Opacities and Spectra of the r-Process Ejecta from Neutron Star Mergers*, Daniel Kasen descreve que a opacidade dos elementos do *r-process* pode ser significativamente maior do que a do ferro, devido à alta densidade de transições de linha associadas às complexas estruturas atômicas de alguns elementos

lantanídeos¹ e actinídeos². Também é descrito que, devido à enorme opacidade em comprimentos de onda ópticos causada pelo *line blanketing*³, o pico espectral de frequências ópticas/UV foi movido para o NIR (KASEN; BADNELL; BARNES, 2013).

Nem toda a matéria ejetada pela fusão necessariamente conterá elementos lantanídeos com uma opacidade óptica tão alta. Como descrito em *Kilonovae* por Metzger (2020), a matéria ejetada com uma fração de elétrons relativamente alta, $0.25 \leq Y_e \leq 0.4$, contém nêutrons suficientes para sintetizar núcleos radioativos do *r-process*. No entanto, a razão entre nêutrons e núcleos de elementos mais leves é insuficiente para alcançar os lantanídeos relativamente pesados, com número de massa atômica $A \gtrsim 140$, o que resulta em uma emissão de evolução mais rápida e cores mais azuis, a menos que materiais de baixo Y_e com alta opacidade mais distante bloqueiem essa radiação (METZGER *et al.*, 2010).

Ejectas pobres em lantanídeos podem se formar através do aquecimento por choque do material no ponto de contato na colisão de BNS, ou posteriormente via um disco de vento de acreção. No entanto, apenas o primeiro mecanismo pode produzir velocidades de fluxo maiores que $0.1c$, mostrado na Figura 4.8. Assim, espera-se que o componente azul seja devido ao material ejetado na interface de contato na colisão final das duas NS, implicando que a existência de uma superfície sólida onde a colisão entre as duas estrelas compactas ocorreu, apontando para uma BNS, em vez de uma binária BHNS. O material de tal colisão é em sua maioria ejetado dentro de um ângulo $\theta \lesssim 45^\circ$ a partir da normal ao plano orbital da binária (Metzger; Berger, 2012).

4.4 Contraparte eletromagnética

Os anúncios das detecções do *Fermi*-GBM e do LIGO-Virgo, e especialmente a localização tridimensional bem restrita do LIGO-Virgo, desencadearam uma campanha de observação em busca de contrapartes eletromagnéticas. Um grande número de equipes ao redor do mundo foi mobilizado usando telescópios terrestres e espaciais que pudessem observar a região identificada pelas detecções de GW e do *Fermi* GBM, na direção da galáxia NGC4993 (ABBOTT *et al.*, 2017e).

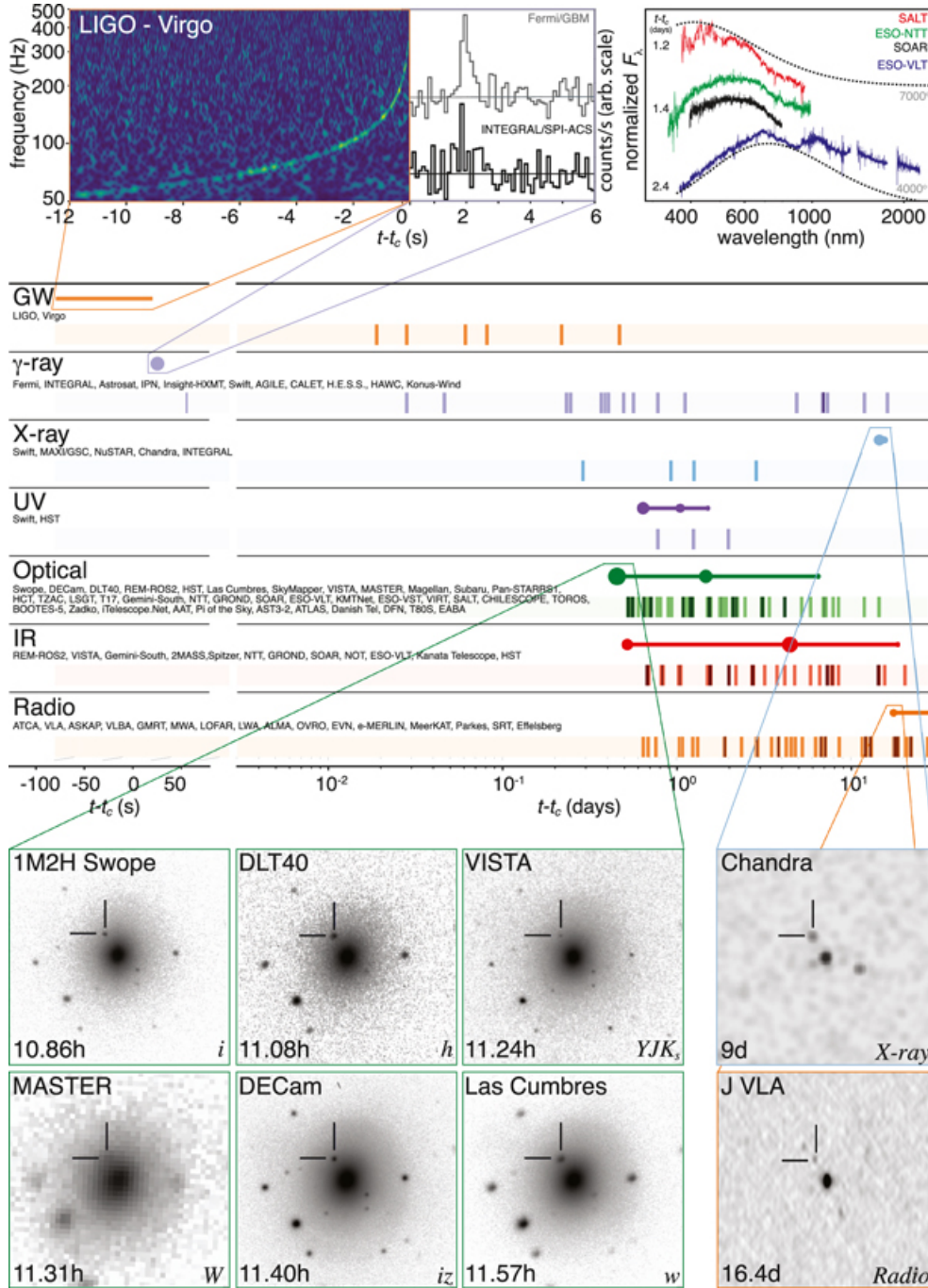
A primeira circular do GCN do LIGO/Virgo, às 13:21:42 UTC, forneceu uma localização ampla dentro de uma área de $\pi(17,45 \text{ graus})^2 \approx 950 \text{ graus}^2$. Até 17:54:51 UTC, o primeiro mapa do céu com três detectores estava disponível, o que reduziu a região para cerca de 31 graus^2 (com 90% de credibilidade), enquanto a distância de luminosidade foi estimada em $40 \pm 8 \text{ Mpc}$ (MAGGIORE, 2018; MÉSZÁROS *et al.*, 2019). A linha do tempo das observações do GW170817, GRB170817A, do *Swope Supernova Survey* 2017a (SSS17a) – posteriormente designado pela *International Astronomical Union* (IAU) como o *Astronomical Transient* AT2017gfo – e das observações de acompanhamento são mostradas por mensageiro e comprimento de onda, relativas ao tempo de T_0^{GW} (expresso na figura como t_c), sendo apresentadas na Figura 4.9, e descritas no decorrer deste capítulo.

¹Elementos químicos situados na série dos lantanídeos, que vai do lantânio ($Z = 57$) ao lutécio ($Z = 71$), caracterizados pela ocupação progressiva de orbitais 4f (COTTON, 1991).

²Elementos químicos da série dos actinídeos, que se estende do actínio ($Z = 89$) ao lawrêncio ($Z = 103$), notáveis pela ocupação de orbitais 5f (COTTON, 1991).

³O efeito de *line blanketing* refere-se à absorção e redistribuição de energia no espectro de uma estrela, causada pela presença de muitas linhas espectrais de elementos pesados que obscurecem o contínuo (ATHAY, 1972).

Figura 4.9: A figura apresenta as informações para cada banda/mensageiro. As linhas tracejadas sombreadas indicam os momentos relatados em um Circular GCN, com os nomes dos instrumentos ou equipes de observação no início da linha. Observações representativas em cada banda são mostradas como círculos sólidos, com áreas proporcionais à luminosidade, e as linhas sólidas indicam quando a fonte era detectável por pelo menos um telescópio. Ampliações fornecem as primeiras detecções nas bandas de ondas gravitacionais, raios gama, óptica, raios X e rádio.

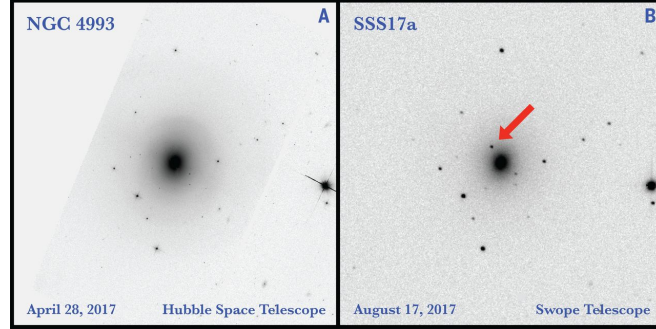


Fonte: Abbott *et al.* (2017e).

A região de localização do LIGO-Virgo tornou-se visível para os telescópios no Chile cerca de 10 horas após a fusão. A equipe *One-Meter, Two-Hemisphere* (1M2H) foi a primeira a descobrir e anunciar um transiente óptico brilhante em uma imagem adquirida com o telescópio *Swope* no Observatório de *Las Campanas*, no Chile, vd. Figura 4.9. O transiente óptico AT 2017gfo estava localizado a uma distância projetada de aproximadamente $10''$ do centro, apresentada na Figura 4.10 de NGC 4993,

a uma distância de cerca de 40 Mpc (COULTER *et al.*, 2017), sendo consistente com a distância de luminosidade detectada pelas ondas gravitacionais (ABBOTT *et al.*, 2017b).

Figura 4.10: Na figura à esquerda (A) é mostrada a imagem da região observada 4 meses antes do evento GW170817. Na figura à direita (B) é apresentada uma imagem do *Swope* de SSS17a. O transiente SSS17a é marcado com uma seta vermelha. Nenhum objeto está presente na imagem do *Hubble* na posição de SSS17a.

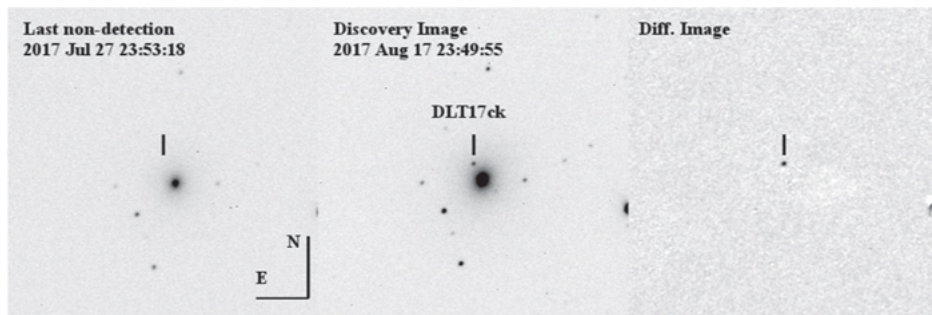


Fonte: Coulter *et al.* (2017).

Cinco outras equipes registraram imagens do AT 2017gfo no intervalo de uma hora da imagem do 1M2H: a *Dark Energy Camera*, o *Distance Less Than 40 Mpc survey* (DLT40), *Las Cumbres Observatory* (LCO), o *Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy* (VISTA) e *MASTER*, mostrados na Figura 4.9. Buscas independentes também foram realizadas pelo *Rapid Eye Mount* (REM-GRAWITA) no óptico, *Swift* UVOT/XRT no ultravioleta e Gemini-Sul no infravermelho (ABBOTT *et al.*, 2017e).

O grupo DLT40 detectou independentemente o AT 2017gfo, nomeado-o automaticamente como DLT17ck, em uma imagem tirada em 17 de agosto às 23:50 UTC enquanto realizava observações de alta prioridade de 51 galáxias, apresentado na Figura 4.11 (VALENTI *et al.*, 2017). As magnitudes atualizadas para esses dois momentos são $r = 17,18 \pm 0,03$ e $17,28 \pm 0,04$ mag, respectivamente (VALENTI *et al.*, 2017).

Figura 4.11: A imagem à esquerda mostra a última não detecção do objeto SSS17a/AT 2017gfo/-DLT17CK. A imagem do centro é a detecção do objeto. À direita, é observada a diferença entre as duas imagens, onde o DLT17ck é claramente visível.

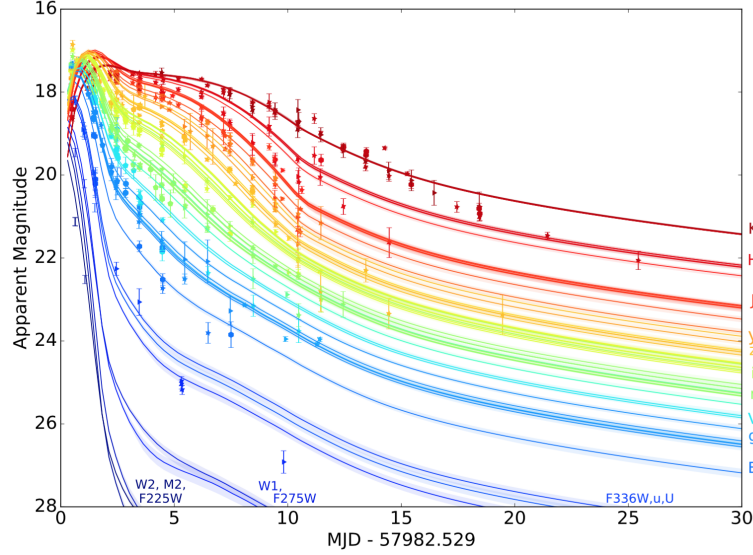


Fonte: Valenti *et al.* (2017).

As curvas de luz em UV, óptico e IR mostraram um rápido declínio na luminosidade, particularmente nas bandas mais azuis, onde o declínio foi de cerca de 2 mag/dia. As bandas mais vermelhas tiveram um comportamento mais complexo, com um declínio de cerca de 0.3 mag/dia nos primeiros 1.5 dias, um aumento em cerca de 4 dias e um subsequente declínio em cerca de 8 dias. Correspondentemente, o pico da emissão moveu-se da emissão inicial UV-azul em direção às bandas vermelha e IR. Essa evolução é diferente de qualquer fonte transiente observada anteriormente. A Figura 4.12 mostra

uma compilação de dados fotométricos da literatura sobre AT2017gfo feita por Villar *et al.* (2017). A escala de tempo $MJD - 57982.529$ (*Modified Julian Date*) expressa a variação em dias a partir da data de 17 de agosto de 2017 no calendário gregoriano.

Figura 4.12: Curvas de luz UVOIR de AT2017gfo a partir do conjunto de dados compilado.



Fonte: Villar *et al.* (2017).

A emissão azul inicial sugere que as camadas mais externas dos ejecta da fusão são compostas por material leve formado pelo *r-process*, com uma baixa opacidade, indicando uma possibilidade de *blue* kilonova, sintetizado a partir de ejecta com uma fração de elétrons relativamente alta, $Y_e \approx 0,25$ (METZGER, 2020). Por outro lado, a emissão NIR mais duradoura e tardia requer matéria com maior opacidade, o que é consistente com as camadas internas dos ejectas contendo uma quantidade moderada de elementos lantanídeos ou actinídeos, indicando a possibilidade de uma *red* kilonova (METZGER, 2020). A presença de lantanídeos, portanto, tem o efeito de deslocar a emissão de decaimentos radioativos produzidos no *r-process*, que teria seu pico na banda azul, em direção ao vermelho ou ao infravermelho (MAGGIORE, 2018).

Como é possível visualizar na Figura 4.12, nas primeiras horas após a fusão, a kilonova AT2017gfo apareceu como uma fonte extremamente azul. O contínuo azul durante as primeiras horas implicavam em um transiente incomum, mas não sem precedentes, já que tais características são comuns em estrelas variáveis cataclísmicas e supernovas (ABBOTT *et al.*, 2017e). A emissão foi detectada até 2 dias depois da fusão, após o qual a luminosidade diminuiu rapidamente no óptico, com o pico do espectro movendo-se para comprimentos de onda mais longos à medida que o componente vermelho dominou nos dias subsequentes, como mostrado na Figura 4.12. Observações feitas a cada 8 horas pelo LCO mostraram um aumento inicial na banda w, seguido de um rápido enfraquecimento em todas as bandas ópticas e avermelhamento com o tempo (ARCAVI *et al.*, 2017). Essa evolução foi reconhecida pela comunidade como sem precedentes para transientes no universo próximo (dentro de 100 Mpc) (ABBOTT *et al.*, 2017e).

As próximas 24 horas de observação foram críticas para diminuir a probabilidade de uma coincidência casual entre AT2017gfo, GW170817 e GRB170817A. O espectrógrafo SALTRSS, o ePESSTO, o espectrógrafo X-shooter no *Very Large Telescope* (VLT) do ESO em Paranal e o espectrógrafo *Goodman* no telescópio SOAR de 4 m obtiveram espectros adicionais (ABBOTT *et al.*, 2017e). Esses grupos

relatarem um rápido declínio no espectro azul sem quaisquer características individuais identificáveis com absorção de linha comum em transientes semelhantes a supernovas. Isso eliminou uma supernova jovem de qualquer tipo em NGC 4993, mostrando uma evolução espectral excepcionalmente rápida (ABBOTT *et al.*, 2017e).

A evolução da distribuição espectral de energia, o rápido desvanecimento e o surgimento de características espectrais amplas indicaram que a fonte tinha propriedades físicas similares aos modelos de kilonovas (METZGER, 2020). Estes mostram uma mudança muito rápida da distribuição espectral de energia do óptico para o infravermelho próximo. O espectrógrafo FLAMINGOS-2 no infravermelho próximo no Gemini-Sul mostra o surgimento de características muito amplas em acordo qualitativo com os modelos de kilonova. Os espectros ESO-VLT/*X-shooter* foram obtidos ao longo de 2 semanas com uma amostragem quase diária e revelaram assinaturas do decaimento radioativo dos elementos de nucleossíntese do *r-process* (PIAN *et al.*, 2017). Análises do HST identificaram características consistentes com a produção de lantanídeos dentro da ejecta. Finalmente, nove dias após a fusão, um sinal de raios-X da contrapartida foi detectado com Chandra, mostrada na Figura 4.9, correspondendo a uma luminosidade isotrópica $L_X \sim 9 \times 10^{38}$ erg/s (TROJA *et al.*, 2017).

As primeiras observações em rádio da localização do transiente óptico SSS17a/AT2017gfo foram relatadas em 18 de agosto de 2017, às 02:09:00 UTC ($T_0^{GW} + 13,5$ horas), utilizando o *Karl G. Jansky Very Large Array* (VLA), conforme descrito por Alexander *et al.* (2017). Inicialmente, a emissão de rádio foi atribuída ao transiente óptico, mas posteriormente foi identificada como originária de um Núcleo Galáctico Ativo (AGN) no centro da galáxia hospedeira, NGC 4993 (ABBOTT *et al.*, 2017e). A primeira detecção de rádio consistente com a posição de SSS17a/AT2017gfo foi obtida pelo VLA nos dias 2 e 3 de setembro de 2017, em duas frequências (3 GHz e 6 GHz), observado na Figura 4.9, por meio de observações independentes: o mapeamento *Jansky* VLA de pós-brilhos de ondas gravitacionais em rádio e a observação VLA/16A-206 (HALLINAN *et al.*, 2017).

O rápido escurecimento da luminosidade, o deslocamento dos espectros do UV para o IR e a assinatura dos *r-process* estão em ampla concordância com o cenário de kilonova (MAGGIORE, 2018; MÉSZÁROS *et al.*, 2019). A busca por uma contraparte de neutrinos foi realizada com *IceCube*, *ANTARES* e o Observatório *Pierre Auger*, mas nenhuma direção candidata coincidente com a localização final de GW170817 foi encontrada, nem em um intervalo de tempo $T_0^{GW} \pm 500$ s, nem no período de 14 dias após a fusão (MAGGIORE, 2007).

Após a detecção do GW170817 e GRB170817A, alguns grupos visaram cobrir a área de incerteza dessas observações, incluindo o uso de direcionamento de galáxias. Enquanto isso, outros grupos concentraram-se na investigação do transiente óptico (AT2017gfo), relatado por Coulter *et al.* (2017), para definir sua natureza e descartar a possibilidade de ser uma coincidência casual de um transiente não relacionado (ABBOTT *et al.*, 2017e). Essas investigações proporcionaram uma oportunidade única para testar a ideia de que a nucleossíntese do *r-process* ocorre em fusões de NS binárias. Em consequência, as observações da contraparte eletromagnética do GW170817 se mostraram consistentes com as previsões do modelo de kilonova (METZGER, 2020).

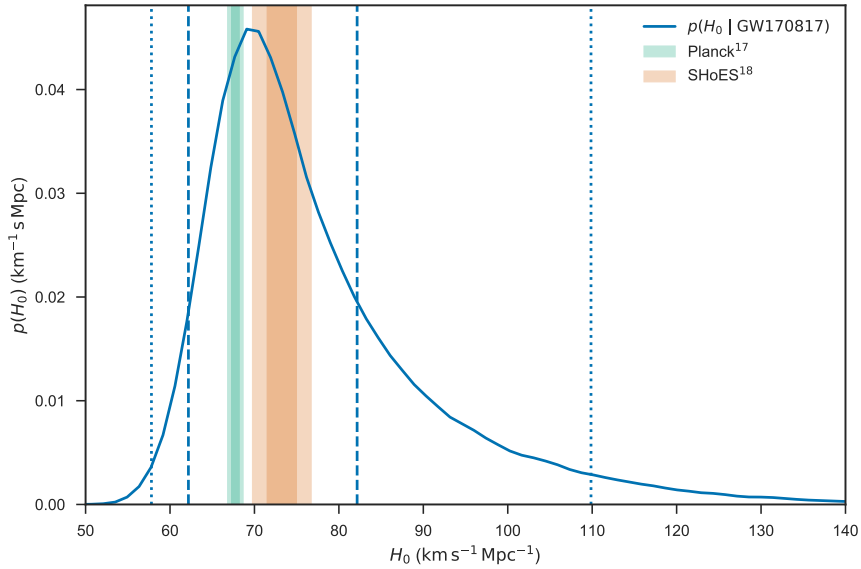
Quanto às observações fotométricas, o transiente descoberto pelo Levantamento de Supernovas *Swope* foi detectada opticamente, e o instrumento FLAMINGOS-2 do Gemini-Sul detectou emissão no NIR, restringindo a cor inicial ao infravermelho. O satélite *Swift* detectou emissão ultravioleta brilhante, restringindo ainda mais a temperatura efetiva. A evolução do UV foi monitorada pelo *Swift* e pelo HST. Nos dois dias seguintes, uma extensa campanha fotométrica mostrou um rápido

enfraquecimento da emissão UV-azul inicial e um brilho incomum no NIR. Após aproximadamente uma semana, as bandas ópticas e infravermelhas também começaram a desaparecer (ABBOTT *et al.*, 2017e; METZGER, 2020).

4.5 Medição da constante de *Hubble* utilizando o GW170917

O sinal de ondas gravitacionais fornece uma medição direta da distância de luminosidade da fonte, que, juntamente com uma medição de *redshift*, pode ser usada para inferir parâmetros cosmológicos independentemente da escala de distância cósmica (ABBOTT *et al.*, 2017b). Utilizando a associação com a galáxia NGC4993 e a distância de luminosidade medida diretamente do sinal de ondas gravitacionais, a constante de *Hubble* é inferida como $H_0 = 70^{+12}_{-8} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (ABBOTT *et al.*, 2017b) (valor mais provável e intervalo de probabilidade mínima de 68,3%, que pode ser comparado ao valor obtido pelo Planck $H_0 = 67,90 \pm 0,55 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (ABBOTT *et al.*, 2017b; ABBOTT *et al.*, 2017b)).

Figura 4.13: Medição de H_0 para GW170817. Densidade posterior marginalizada para H_0 (curva azul). As restrições a 1 e 2σ dos dados do Planck e do SHoES são mostradas em verde e laranja, respectivamente.



Fonte: Abbott *et al.* (2017b).

Para realizar essa análise, foi utilizada a estatística Bayesiana, que será apresentada na seção 5.1, para inferir a distribuição posterior de H_0 e da inclinação, marginalizada sobre as incertezas nas velocidades de recessão e peculiar. A Figura 4.13 apresenta o posterior marginal para H_0 (ABBOTT *et al.*, 2017b). Como descrito em *A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant*, essa estimativa é consistente com as principais medições da constante de *Hubble*. Entre elas, destacam-se as medições da CMB pelo Planck ($67.74 \pm 0.46 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) e as de supernovas do Tipo Ia pelo SHOES ($73.24 \pm 1.74 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Também há concordância com resultados de oscilações acústicas de bárions pelo SDSS, lentes gravitacionais pelo H0LiCOW, medições de alta- ℓ da CMB pelo SPT e de Cefeidas pelo projeto HSTkey (ABBOTT *et al.*, 2017b). Essa medição representa uma determinação nova e independente dessas quantidades.

A concordância entre as estimativas sugere que, apesar das diferentes incertezas sistemáticas, não há evidências de discrepâncias entre medições baseadas em ondas gravitacionais e métodos tradicionais

de observação eletromagnética (EM). No entanto, observa-se uma divergência de 3σ entre os valores do Planck e do SHOES. Esta medição é consistente com as estimativas anteriores, mas independente delas (ABBOTT *et al.*, 2017b).

5 Análise dos dados de ondas gravitacionais

As primeiras detecções de ondas gravitacionais foram feitas pelos observatórios *Advanced LIGO*, assim como a primeira observação direta de uma fusão de buracos negros binários (ABBOTT *et al.*, 2016b). Durante a segunda campanha observacional (O2), em colaboração com o Virgo, foi registrada pela primeira vez uma observação conjunta de ondas gravitacionais e eletromagnéticas, originada de uma fusão de estrelas de nêutrons binárias (ABBOTT *et al.*, 2017b).

Para assegurar a precisão das observações, a colaboração LIGO-Virgo (LVC) monitora continuamente características dos dados que podem se desviar da resposta ideal de um interferômetro (DAVIS *et al.*, 2021). Esse processo de monitoramento e mitigação de ruídos, conhecido como *caracterização do detector*, é necessário para garantir a qualidade dos dados. A caracterização dos detectores possibilitou e aprimorou as descobertas relatadas pelo LVC em sua segunda e terceira campanhas de observação (DAVIS *et al.*, 2021; ABBOTT *et al.*, 2021; ABBOTT *et al.*, 2023).

A caracterização do ruído nos interferômetros envolve a análise de uma variedade de dados ambientais registrados em diferentes locais: movimento do solo, variações de temperatura e flutuações da potência do laser, entre outros, monitorados em tempo real (DAVIS *et al.*, 2021). Problemas em qualquer um desses canais podem levar ao descarte dos dados do detector (DAVIS *et al.*, 2021). Além disso, os dados do interferômetro contêm uma alta taxa de artefatos de ruído transitório, ou *glitches*, que aumentam o ruído de fundo nas buscas por ondas gravitacionais e podem imitar sinais astrofísicos reais (DAVIS *et al.*, 2021).

Diversos *softwares* de código aberto são desenvolvidos e disponibilizados para permitir a análise de dados do detector. Essas ferramentas são publicadas na Rede Internacional do Observatório de Ondas Gravitacionais (IGWN, do inglês, *International Gravitational-Wave Observatory Network*), que objetiva oferecer serviços de computação para contribuir com a colaboração LIGO-Virgo-Kagra (LVK). As diferentes ferramentas de processamento de sinais foram criadas para lidar tanto com séries temporais brutas quanto com dados pré-processados nos observatórios. Essas ferramentas procuram por excessos de potência nos dados e podem utilizar *wavelets* (funções matemáticas que decompõem sinais em diferentes escalas de tempo e frequência) ou técnicas de *matched filtering* — que comparam os dados com formas de onda teóricas da relatividade geral — para identificar triggers, ou gatilhos, em resposta a eventos específicos de ondas gravitacionais, relacionados a fontes astrofísicas conhecidas (DAVIS *et al.*, 2021).

Na astronomia de onda gravitacional, os métodos da estatística Bayesiana são utilizados para inferir as propriedades da fonte astrofísica, em outras palavras, a inferência Bayesiana fundamenta a ciência de ondas gravitacionais (ASHTON *et al.*, 2019). Após uma detecção de onda gravitacional, a estimativa de parâmetros Bayesianos possibilitam estimar propriedades da fonte, como as massas e rotações dos corpos envolvidos no sistema (ABBOTT *et al.*, 2017e). Se houver a detecção de um sistema binário de estrelas de nêutrons, a estimativa Bayesiana de parâmetros é utilizada para estudar as propriedades da matéria em densidades nucleares por intermédio da assinatura da física de marés impressa na forma de onda gravitacional (ASHTON *et al.*, 2019; ABBOTT *et al.*, 2019). As distribuições de probabilidade a posteriori dos parâmetros da fonte, podem ser utilizadas para inferências sobre fenômenos eletromagnéticos, como os GRBs (ABBOTT *et al.*, 2017c). A metodologia de inferência Bayesiana também possibilita medir parâmetros cosmológicos, como a constante de *Hubble* (ABBOTT *et al.*, 2017a).

Contudo, a detecção de ondas gravitacionais torna-se desafiadora devido à presença significativa de ruído. Para lidar com esse desafio, foram desenvolvidas soluções computacionais para os sinais poderem ser extraídos, as detecções dependiam de uma profunda análise de dados. A alta demanda para a análise desses dados, contribuiu para a busca de uma linguagem de programação capaz de simplificar diversas tarefas como controle de detectores, análise de dados, visualização, calibração e, nesse sentido, o *Python* representa um papel importante na ciência computacional de ondas gravitacionais (MACLEOD *et al.*, 2021).

A ferramenta primária atualmente usada pelas colaborações LIGO e Virgo para a estimativa de parâmetros de sinais de ondas gravitacionais é o *LALInference* (VEITCH *et al.*, 2015; ASHTON *et al.*, 2019). Esta ferramenta computacional possibilitou as principais descobertas de ondas gravitacionais alcançadas durante as duas primeiras rodadas de observações do LIGO (ABBOTT *et al.*, 2021). Todavia, outras ferramentas foram desenvolvidas nos últimos anos, visando simplificar e aprimorar as observações, como a *PyCBC* (USMAN *et al.*, 2016; BIWER *et al.*, 2019) e o *GWpy* (MACLEOD *et al.*, 2021), as quais foram utilizadas para este trabalho.

5.1 Estatística Bayesiana

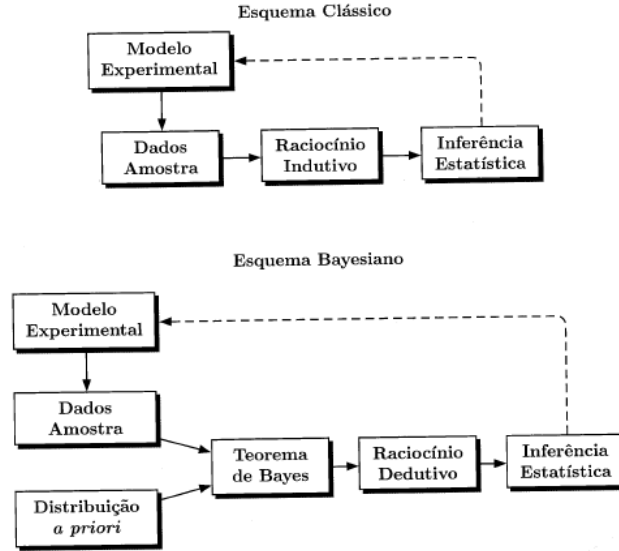
A estatística Bayesiana iniciou-se em 1763, quando o trabalho *An Essay towards Solving a Problem in the Doctrine of Chances* de Thomas Bayes foi publicado, dois anos após sua morte, por Richard Price (BAYES; PRICE, 1763), o qual estabeleceu o formalismo matemático fundamental para a inferência bayesiana através do teorema de *Bayes*. Posteriormente, essa metodologia foi redescoberta por Pierre Simon Laplace em 1774 (LAPLACE, 1986), o qual realizou a primeira inferência estatística na astrofísica para determinar a massa de planetas (LAPLACE, 1825). No entanto, Laplace não utilizou explicitamente a estatística Bayesiana em sua obra, mas emprega um método de inferência que é similar ao Teorema de Bayes, conhecido como *Méthode de l'approximation successive*. Este método combina as medidas observadas com uma função de probabilidade *a priori* para estimar os parâmetros de um modelo (LAPLACE, 1825).

No livro *Formal Logic* de 1847, De Morgan afirmou que a probabilidade era "o grau de crença que um evento irá acontecer" (MORGAN, 1847), discutindo como esses graus de crença poderiam ser medidos por meio da probabilidade.

Diante da predominante posição frequentista no início do século XX, Sir Harold Jeffreys ressuscitou o Bayesianismo (JEFFREYS, 1939), dando-lhe o *status* de lógico e avançando com soluções de problemas estatísticos que, até então, permaneciam sem solução. Esta propensão foi posteriormente analisada por Edwin Thompson Jaynes no ano de 2003. (JAYNES, 2003). Em particular, Jaynes ofereceu uma abordagem lógica para estabelecer a distribuição de probabilidade *a priori*, fundamentando-se no princípio da máxima entropia (JAYNES, 2003; JASO, 2020).

A estatística Bayesiana oferece uma abordagem matemática única, utilizando conceitos de probabilidade para lidar com problemas relacionados à análise de dados e à estimativa de parâmetros (BAYES; PRICE, 1763). Essa abordagem se destaca por atualizações contínuas de crenças à medida que novas evidências são coletadas, resultando em crenças *a posteriori*, essenciais para inferências Bayesianas. O esquema representando a diferença metodológica entre a abordagem frequentista e a Bayesiana está apresentado na figura 5.1. Em essência, o teorema de Bayes estabelece uma relação entre a quantidade de interesse, a probabilidade de uma hipótese ser verdadeira baseada nos dados, e a probabilidade de observar os dados medidos, dada a hipótese verdadeira (GELMAN *et al.*, 1995; SIVIA; SKILLING, 2006).

Figura 5.1: Diagrama mostrando a diferença metodológica entre a inferência Frequentista e Bayesiana.



Fonte: Paulino *et al.* (2018).

Enquanto a probabilidade frequentista é baseada na frequência de longo prazo que ocorre quando o mesmo experimento é repetido várias vezes, a abordagem Bayesiana fundamenta-se na medida da crença para inferir um resultado específico. Essa estatística é baseada no conhecimento *a priori* relacionado ao evento em questão e, então, é ajustada a probabilidade mediante novas evidências, resultando em probabilidades *a posteriori* mais acuradas (PAULINO *et al.*, 2018).

As diferentes metodologias estatísticas impactam diretamente a inferência da probabilidade dos eventos. Ambas as metodologias são adequadas para diferentes tipos de problemas. Munidos desses conhecimentos, é notável que a estatística Bayesiana se adequa melhor no campo da Astronomia (SAVAGE; OLIVER, 2007), dado que não é possível repetir o mesmo evento quantas vezes forem necessárias, como evidenciados nos estudos e pesquisas envolvendo ondas gravitacionais (THRANE; TALBOT, 2019; ABBOTT *et al.*, 2019).

A aplicação dos teoremas da estatística de Bayes resulta na inferência Bayesiana, cuja interpretação das probabilidades, baseando-se na *priori*, altera diretamente a *posteriori*, com base nas evidências do evento em questão. Tal processo dinâmico resulta em flexibilidade e adaptabilidade para esse tipo de metodologia (SIVIA; SKILLING, 2006; GELMAN *et al.*, 1995).

5.1.1 O teorema de Bayes

O Teorema de *Bayes* tem sua origem em dois axiomas fundamentais relacionados à probabilidade condicional (SIVIA; SKILLING, 2006):

$$\text{Prob}(X|I) + \text{Prob}(\bar{X}|I) = 1 \quad (5.1)$$

e

$$\text{Prob}(X, Y|I) = \text{Prob}(X|Y, I) \times \text{Prob}(Y|I) \quad (5.2)$$

A Equação (5.1) é chamada de regra da soma e afirma que a probabilidade de X ser verdadeiro mais a probabilidade de X ser falso é igual a um. A Equação (5.2) é chamada de regra do produto, a

qual afirma que a probabilidade de que X e Y sejam verdadeiros é igual à probabilidade de que X é verdadeiro dado que Y é verdadeiro, multiplicada pela probabilidade de Y ser verdadeiro, independente de X . A informação (I) define o que se sabe a respeito do sistema (SIVIA; SKILLING, 2006).

As regras da soma e produto das equações (5.1) e (5.2) apresentam a base da álgebra da teoria de probabilidade. O teorema de Bayes é deduzido a partir da equação (5.2), com X e Y transpostos:

$$\text{Prob}(Y, X|I) = \text{Prob}(Y|X, I) \times \text{Prob}(X|I). \quad (5.3)$$

Dado que a afirmação " X e Y são verdadeiros" é equivalente a " Y e X são verdadeiros", ao utilizar as expressões (5.2) e (5.3), obtemos a seguinte relação:

$$\text{Prob}(X, Y|I) = \text{Prob}(Y, X|I). \quad (5.4)$$

Logo, substituindo as expressões, obtém-se a expressão a seguir, conhecida como teorema de *Bayes* (BAYES; PRICE, 1763; SIVIA; SKILLING, 2006):

$$\text{Prob}(X|Y, I) = \frac{\text{Prob}(Y|X, I) \times \text{Prob}(X|I)}{\text{Prob}(Y|I)}. \quad (5.5)$$

Ao modificar a notação, considerando X como a hipótese (denotada por H) e Y como os dados (denotados por D), obtemos a seguinte expressão:

$$\text{Prob}(H|D, I) = \frac{\text{Prob}(D|H, I) \times \text{Prob}(H|I)}{\text{Prob}(D|I)}. \quad (5.6)$$

Na equação (5.6), $\text{Prob}(H|I)$ representa a distribuição *a priori*, $\text{Prob}(D|H, I)$ é a *função de verossimilhança*, e $\text{Prob}(H|D, I)$ corresponde à distribuição *posteriori*. A probabilidade *a priori* representa nosso estado de conhecimento sobre a hipótese antes da análise dos dados. Essa probabilidade é ajustada pelas medidas experimentais por meio da *função de verossimilhança*, ou $\text{Prob}(D|H, I)$, resultando na probabilidade *a posteriori*, que reflete nosso estado de conhecimento atual sobre a hipótese à luz dos dados (SIVIA; SKILLING, 2006; PAULINO *et al.*, 2018). Especificamente, o termo $\text{Prob}(D|I)$ frequentemente é um fator de normalização e pode ser desprezado na comparação de modelos. Esses termos desempenham papéis essenciais no Teorema de *Bayes* e na inferência estatística.

5.1.2 Marginalização de parâmetros

Uma característica peculiar da inferência bayesiana é a exclusão dos parâmetros irrelevantes. Esse resultado é obtido utilizando a equação de marginalização. Primeiramente, far-se-á a demonstração dessa equação e, em seguida, é discutida sua funcionalidade.

Partindo da equação de marginalização para as proposições padrão X e Y , ela teria a seguinte forma (SIVIA; SKILLING, 2006):

$$\text{Prob}(X|I) = \text{Prob}(X, Y|I) + \text{Prob}(X, \bar{Y}|I) \quad (5.7)$$

Note que, utilizando as expressões (5.3) e (5.4), reescreve-se os termos de $\text{Prob}(X, Y|I) + \text{Prob}(X, \bar{Y}|I)$, obtendo-se a seguinte relação:

$$\text{Prob}(X, Y|I) + \text{Prob}(X, \bar{Y}|I) = [\text{Prob}(Y|X, I) + \text{Prob}(\bar{Y}|X, I)] \times \text{Prob}(X, I). \quad (5.8)$$

Recorrendo à equação (5.1), o termo entre colchetes no lado direito é identicamente igual a um. Assim, retorna-se à equação (5.7). Supondo que, ao invés de utilizar Y e sua contraparte $\bar{Y}$, seja utilizada uma quantidade M de possibilidades para a proposição Y : $Y_1, Y_2, \dots, Y_M = Y_k$. Então, generalizando a expressão (5.7) para M possibilidades de Y , obtém-se (SIVIA; SKILLING, 2006):

$$\text{Prob}(X|I) = \sum_{k=1}^M \text{Prob}(X, Y_k|I). \quad (5.9)$$

Comparando as equações (5.8) e (5.9), pode-se observar uma generalização associada ao somatório dos termos $\text{Prob}(Y_k|X, I)$, que pode ser escrita da seguinte forma:

$$\sum_{k=1}^M \text{Prob}(Y_k|X, I) = 1. \quad (5.10)$$

A forma real da equação de marginalização se aplica quando é tratado no limite do contínuo. Portanto, utiliza-se a equação (5.9) com $M \rightarrow \infty$, onde se faz uso do cálculo de maneira convencional. Nesse contexto, Y representa o valor numérico de um parâmetro de interesse e o integrando $\text{Prob}(X, Y|I)$ é, tecnicamente, uma função densidade de probabilidade (pdf) ao invés de uma probabilidade, onde, toma a seguinte forma:

$$\text{pdf}(X, Y = y|I) = \lim_{\delta y \rightarrow 0} \frac{\text{Prob}(X, y \leq Y < y + \delta y|I)}{\delta y}, \quad (5.11)$$

e a probabilidade de que o valor de Y esteja em um intervalo finito entre y_1 e y_2 , com X também sendo verdade, é dado por:

$$\text{Prob}(X, y_1 \leq Y < y_2|I) = \int_{y_1}^{y_2} \text{pdf}(X, Y|I) dY. \quad (5.12)$$

Como pdf também é uma abreviatura comum para função de distribuição de probabilidades, que pode pertencer a um conjunto discreto de possibilidades, então, é comumente utilizado o termo Prob para qualquer coisa relacionado a probabilidade. Assim, no limite contínuo, a condição de normalização da equação (5.11) assume a forma (SIVIA; SKILLING, 2006):

$$\text{Prob}(X|I) = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Prob}(X, Y|I) dY. \quad (5.13)$$

A marginalização é um recurso muito poderoso na análise de dados, pois permite lidar com parâmetros irrelevantes; ou seja, quantidades que entram necessariamente na análise, mas que não têm interesse intrínseco. O sinal de fundo indesejado presente em muitas medições experimentais e os parâmetros instrumentais difíceis de calibrar são exemplos de parâmetros irrelevantes (SIVIA; SKILLING, 2006; GELMAN *et al.*, 1995; PAULINO *et al.*, 2018).

5.2 Processos Aleatórios

Um processo aleatório é uma coleção de variáveis aleatórias ao longo do tempo (REIF, 2009), sendo o ruído instrumental um exemplo típico, frequentemente representado como uma série temporal $x(t)$. Embora a realização exata de uma série temporal não possa ser prevista, suas propriedades estatísticas podem frequentemente ser determinadas com precisão (CREIGHTON; ANDERSON, 2012). Suponha

que p_x seja a função de densidade de probabilidade para o valor de x em algum instante arbitrário t . Então, o valor esperado de x naquele instante é definido como uma média de conjunto:

$$\langle x \rangle = \int x p_x(x) dx. \quad (5.14)$$

Se as propriedades estatísticas de um processo aleatório não mudam com o tempo, denota-se como um processo aleatório estacionário. Neste caso, a média de conjunto é equivalente a uma média ao longo do tempo, então o valor esperado também pode ser escrito como:

$$\langle x \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) dt. \quad (5.15)$$

Para a maioria dos casos, considera-se uma classe especial de processos aleatórios conhecida como processos Gaussianos, que também são estacionários. Tais processos são (estatisticamente) caracterizados pelo seu valor esperado e seu espectro de potência.

5.2.1 Densidade espectral de potência

Considerando um sinal $x(t)$ e assumindo que o valor esperado de x é igual a zero, Define-se a potência do sinal integrando x^2 sobre a duração de tempo (T) e, em seguida, divide-se por T . Se $x(t)$ é estacionário, escolhendo T suficientemente grande, a média temporal de $x^2(t)$ é a mesma que o valor esperado de $\langle x \rangle$, ou seja:

$$\langle x^2 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x^2(t) dt. \quad (5.16)$$

Usando o $x_T(t)$ para definir um sinal janelado:

$$x_T(t) = \begin{cases} x(t), & \text{se } -T/2 < t < T/2 \\ 0, & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (5.17)$$

e aplicando as transformadas de Fourier nas funções separadamente, obtém-se:

$$\begin{aligned} \langle x_T^2 \rangle &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} x_T^2(t) dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} x_T(t) \left(\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{x}_T(f) e^{2\pi i f t} df \right) dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x_T(t) \tilde{x}_T(f) e^{2\pi i f t} df dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{x}_T(f) \left(\int_{-\infty}^{\infty} x_T(t) e^{2\pi i f t} dt \right) df = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{x}_T^*(f) \tilde{x}_T(f) df \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} \int_0^{\infty} |\tilde{x}_T(f)|^2 df = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} \int_0^{\infty} \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i f t} x_T(t) dt \right|^2 df \\ &= \int_0^{\infty} S_x(f) df, \end{aligned} \quad (5.18)$$

donde $S_x(f)$ representa a densidade espectral de potência (PSD) associada ao processo $x(t)$ (CREIGHTON; ANDERSON, 2012). Assim, a PSD de um processo aleatório estacionário $x(t)$ é definida por:

$$S_x(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i f t} x_T(t) dt \right|^2. \quad (5.19)$$

Outra forma usual da expressão da PSD é obtida considerando o valor esperado nos componentes de frequência (MAGGIORE, 2007):

$$\langle \tilde{x}^*(f) \tilde{x}(f') \rangle = \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} x(t') e^{2\pi i f' t'} dt' \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-2\pi i f t} dt \right\rangle. \quad (5.20)$$

Performando a mudança de variável $t = t' + k$, obtém-se:

$$\begin{aligned} \langle \tilde{x}^*(f) \tilde{x}(f') \rangle &= \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} x(t') e^{2\pi i f' t'} dt' \int_{-\infty}^{\infty} x(t' + k) e^{-2\pi i f(t' + k)} dk \right\rangle \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{2\pi i(f' - f)t'} dt' \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i f k} \langle x(t' + k) x(t') \rangle dk. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Note que a primeira integral é a função delta de Dirac $\delta(f - f')$ e a segunda integral está relacionada com a $S_x(f)$, juntamente com a função autocorrelação, dadas por:

$$R_x(k) \equiv \langle x(t' + k) x(t') \rangle = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{2\pi i f k} S_x(f) df, \quad (5.22)$$

$$S_x(f) \equiv 2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i f k} R(k) dk. \quad (5.23)$$

Em particular, $R(0) = \langle x(t')^2 \rangle$. Aplicando a expressão (5.23) em (5.21), resulta em:

$$\langle \tilde{x}^*(f) \tilde{x}(f') \rangle = \frac{1}{2} S_x(f) \delta(f - f'), \quad (5.24)$$

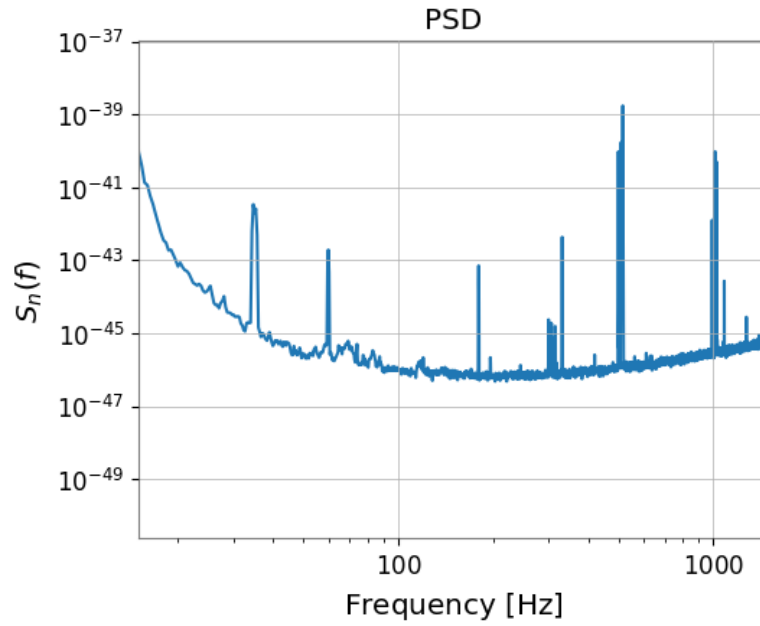
onde o fator $\frac{1}{2}$ é convencionalmente inserido na definição de $S_x(f)$ para que $\langle x^2(t) \rangle$ seja obtido ao integrar $S_x(f)$ sobre o intervalo físico $0 < f < \infty$. Além disso, a equação (5.24) também é conhecida como a relação de Wiener-Khintchin (MAGGIORE, 2007).

A PSD do *strain noise* é uma caracterização completa da sensibilidade de um detector durante determinado tempo observado (LIGO Scientific Collaboration; Virgo Collaboration, 2012). A densidade espectral é uma medida das flutuações médias quadráticas do ruído em uma determinada frequência. A PSD é medida em unidades de Hz^{-1} , o que pode ser interpretado como a quantidade de variação em cada intervalo de frequência. A Figura 5.2 apresenta um exemplo dessa caracterização.

O ruído nos detectores LIGO e Virgo não são estacionários. No entanto, ao medir a densidade espectral ao longo de um intervalo de tempo curto o suficiente, é possível aproximar o ruído como estacionário. O intervalo de tempo escolhido também deve ser longo o suficiente para formar uma estimativa precisa da densidade espectral (LIGO Scientific Collaboration; Virgo Collaboration, 2012).

A definição mais precisa da PSD é obtida considerando a função de autocorrelação do ruído, expressa em (5.23) (MAGGIORE, 2007), dado que um processo estocástico gaussiano $n(t)$ é caracterizado por seu valor médio $\langle n(t) \rangle$, que para um ruído estacionário é constante e pode ser ajustado para zero com um deslocamento constante de $n(t)$, e por sua função de autocorrelação. Como $R(k)$ é real, implica que $S_n(f) = S_n^*(f)$, enquanto a invariância sob translações temporais dá $R(-k) = \langle n(t + k) n(t) \rangle = R(k)$,

Figura 5.2: PSD obtida a partir dos dados do evento GW150914, com um segmento de 200 s simétrico em torno do *trigger*.

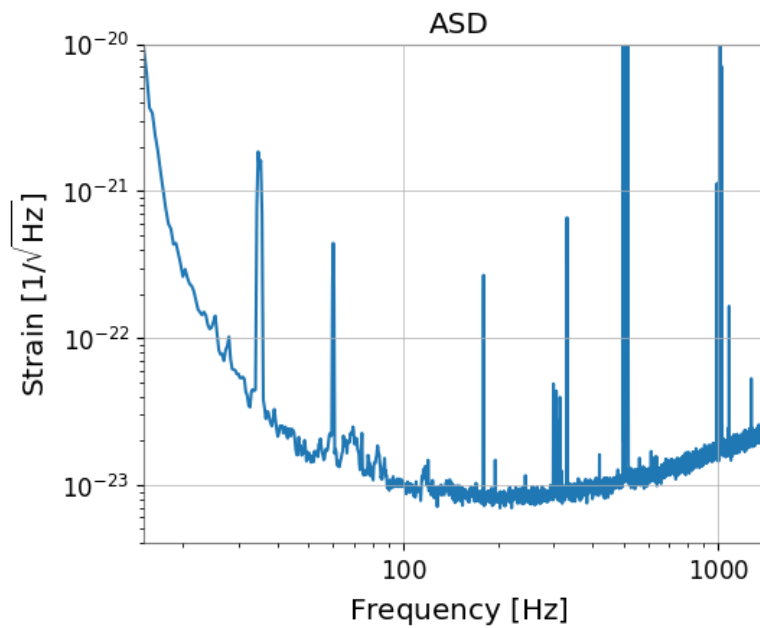


Fonte: Próprio autor.

o que implica $S_n(f) = S_n(-f)$ (MAGGIORE, 2007).

Tomando a raiz quadrada da PSD encontra-se a densidade espectral de amplitude (ASD). Da mesma forma, as unidades da ASD são $\text{Hz}^{-1/2}$ (DORRINGTON, 2019). A Figura 5.3 ilustra a ASD derivada dos dados do evento GW150914, utilizando um segmento simétrico de 200 s em torno do *trigger*, como exemplo.

Figura 5.3: ASD obtida a partir dos dados do evento GW150914, com um segmento de 200 s simétrico em torno do *trigger*.



Fonte: Próprio autor.

A ASD, ou $\sqrt{S_n(f)}$, indica a sensibilidade do detector: valores menores de $\sqrt{S_n(f)}$ correspondem a uma maior sensibilidade, enquanto valores maiores indicam a presença de mais ruído (DORRINGTON, 2019; MOORE; COLE; BERRY, 2014). Se o ruído aumentar por um fator A , a PSD cresce proporcionalmente a A^2 , enquanto a ASD, escala linearmente com A . Dessa forma, regiões de baixa ASD indicam alta sensibilidade do detector, enquanto regiões de alta ASD refletem maior ruído e menor sensibilidade.

5.3 Matched Filtering

De forma geral, a saída do detector terá a forma

$$s(t) = h(t) + n(t), \quad (5.25)$$

onde $h(t)$ é o sinal de onda gravitacional e $n(t)$ é o ruído associado ao sinal no tempo observado. Pode-se inicialmente supor que a detecção de um sinal de onda gravitacional seria possível apenas quando $|h(t)|$ fosse maior que $|n(t)|$. No entanto, essa suposição é inadequada, pois, com base em estimativas plausíveis dos sinais esperados de ondas gravitacionais que atingem a Terra e considerando a sensibilidade dos detectores da geração atual (CARROLL, 2019), a situação predominante será aquela em que:

$$|h(t)| \ll |n(t)|. \quad (5.26)$$

Todavia, esse problema pode ser contornado caso a forma de $h(t)$ seja conhecida com um certo grau de precisão e tendo uma ideia das escalas típicas de variação do ruído (MAGGIORE, 2007; CARROLL, 2019). Para compreender esse procedimento de *filtragem*, será inicialmente introduzida a ideia básica, seguida da abordagem da filtragem ótima (MAGGIORE, 2007). Supondo que a forma do sinal de onda gravitacional da equação (5.26) seja conhecida, é possível multiplicar a saída $s(t)$ por $h(t)$, integrar sobre o tempo de observação T , e dividir por T :

$$\frac{1}{T} \int_0^T s(t)h(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T h^2(t) dt + \frac{1}{T} \int_0^T n(t)h(t) dt. \quad (5.27)$$

Por meio de uma análise de ordem de grandeza, observa-se que, enquanto o primeiro termo no lado direito, devido ao comportamento oscilante de $h(t)$, é positivo e cresce proporcionalmente a T , o segundo termo, associado a $n(t)$, sendo um processo aleatório não correlacionado com $h(t)$, cresce em média com a $\sqrt{T}$. Assim, para $T \rightarrow \infty$, o termo de ruído tende a zero (MAGGIORE, 2007):

$$\frac{1}{T} \int_0^T n(t)h(t) dt \sim \sqrt{\frac{\tau_0}{T}} n_0 h_0, \quad (5.28)$$

onde h_0 e n_0 são as amplitudes características de $h(t)$ e $n(t)$, respectivamente, e τ_0 está relacionado ao período da função oscilante $h(t)$. Mesmo que T seja limitado, $h_0 > \left(\frac{\tau_0}{T}\right)^{1/2} n_0$ é suficiente para detectar o sinal (MAGGIORE, 2007).

Tendo em vista a ideia de como extrair o sinal de onda gravitacional, o procedimento anterior pode se tornar mais preciso matematicamente e otimizado para obter o maior valor possível da razão sinal-ruído (SNR). A SNR é uma medida de quão forte um evento é comparado ao ruído de fundo do

detector (NITZ *et al.*, 2017). Definindo

$$s' = \int_{-\infty}^{\infty} s(t)K(t) dt \quad (5.29)$$

onde $K(t)$ é chamada de função de filtro e Assumindo que a forma do sinal de ondas gravitacionais a ser detectado é conhecida, o objetivo passa a ser determinar a função de filtro que maximize a SNR para tal sinal. Como a função de filtro é escolhida para *combinar* com o sinal desejado, essa técnica é denominada *matched filtering* (MAGGIORE, 2007; ABBOTT *et al.*, 2020).

A SNR (em amplitude) é definida como S/N (MAGGIORE, 2007), onde S é o valor esperado de s' quando o sinal está presente, e N é o valor médio de s' quando o sinal está ausente. Uma vez que $\langle n(t) \rangle = 0$, obtém-se:

$$\begin{aligned} S &= \int_{-\infty}^{\infty} \langle s' \rangle dt = \int_{-\infty}^{\infty} \langle s \rangle K(t) dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \langle h(t) \rangle K(t) dt + \int_{-\infty}^{\infty} \langle n(t) \rangle K(t) dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} h(t)K(t) dt. \end{aligned} \quad (5.30)$$

Utilizando as propriedades da transformada de Fourier para mudar o domínio de $h(t)$ para o domínio das frequências na expressão (5.30), obtém-se:

$$\begin{aligned} S &= \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{h}(f)e^{2\pi ft} K(t) df \right) dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{h}(f)K^*(f) df. \end{aligned} \quad (5.31)$$

Enquanto para N^2 :

$$N^2 = [\langle s'^2(t) \rangle - \langle s'(t) \rangle^2] \Big|_{h=0}. \quad (5.32)$$

Como $\langle h(t) \rangle$ e $\langle n(t) \rangle$ são identicamente nulos, então a única dependência é em torno do valor esperado do quadrado do ruído, ou seja:

$$\langle s'^2(t) \rangle = \langle n^2(t) \rangle = \int K(t)K(t') \langle n(t)n(t') \rangle dt dt'. \quad (5.33)$$

Assim como no anterior, alterando para o domínio das frequências, obtém-se:

$$N^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{K}^*(f)\tilde{K}(f') \langle \tilde{n}^*(f)\tilde{n}(f') \rangle df df'.$$

Utilizando a relação de Wiener-Khintchin, expressa em (5.24), adquire-se:

$$\begin{aligned}
N^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{K}^*(f) df \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{K}(f') S_n(f') \delta(f - f') df' \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{K}^2(f)| S_n(f) df.
\end{aligned} \tag{5.34}$$

Portanto, utilizando as equações (5.31) e (5.34), a expressão para a razão sinal-ruído torna-se:

$$\left(\frac{S}{N} \right)^2 = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{K}^*(f) \tilde{h}(f) df \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{K}^2(f)| S_n(f) df}. \tag{5.35}$$

A expressão (5.35) pode ser simplificada multiplicando e dividindo o termo do numerador, dentro do integrando, por $\sqrt{S_n(f)}$, utilizando a desigualdade de Cauchy-Schwarz (KEPPEL, 2009), dada por:

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} A(f) B(f) df \right|^2 \leq \int_{-\infty}^{\infty} |A(f)|^2 df \int_{-\infty}^{\infty} |B(f)|^2 df, \tag{5.36}$$

e adicionando uma constante para a igualdade, adquire-se a seguinte expressão para a SNR:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{S}{N} \right)^2 &= \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{K}^*(f) \tilde{h} \frac{\sqrt{S_n(f)}}{\sqrt{S_n(f)}} df \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{K}^2(f)| S_n(f) df} \\
&= C \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{K}(f)|^2 S_n(f) df \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\tilde{h}(f')|^2}{S_n(f')} df'}{\int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{K}(f)|^2 S_n(f) df} \\
&= C \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{h}^*(f) \tilde{h}(f)}{S_n(f)} df,
\end{aligned} \tag{5.37}$$

onde $K^*(f) = C \frac{\tilde{h}(f)}{S_n(f)}$ é a definição de um filtro ideal para $h(t)$ incorporado a um ruído gaussiano estacionário. Esse filtro ótimo maximiza a função de verossimilhança de um sinal de onda gravitacional imerso no conjunto de dados, aumentando assim a probabilidade de detecção da presença desse sinal nos dados (MAGGIORE, 2007; KEPPEL, 2009; CREIGHTON; ANDERSON, 2012).

Utilizando o filtro ótimo para definir um produto interno dos dados s com um *template*⁴ de forma de onda h :

$$(h|s) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{h}^*(f) \tilde{s}(f)}{S_n(f)} df. \tag{5.38}$$

Uma possível interpretação da equação (5.38) é reescrever a PSD $S_n(f)$ em dois termos de ASD, $\sqrt{S_n(f)}$, que podem ser associados aos dados e ao *template* separadamente:

$$(h|s) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{h}^*(f)}{\sqrt{S_n(f)}} \frac{\tilde{s}(f)}{\sqrt{S_n(f)}} df. \tag{5.39}$$

Isso resulta em pesos tanto do *template* quanto os dados pelo inverso da ASD, o que pode ser

⁴Formas de onda previamente modeladas para representar sinais esperados.

interpretado como um *branqueamento* tanto do *template* quanto dos dados. A razão pela qual isso é conhecido como branqueamento é que, para ruído branco estacionário e gaussiano, a PSD é independente da frequência, resultando em um filtro ótimo, na forma (KEPPEL, 2009):

$$(h|s) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{h}^*(f) \tilde{s}(f) df. \quad (5.40)$$

Para entender a utilização da sobreposição de uma forma de onda por meio do filtro ideal, como expresso na equação (5.38), para extrair um sinal em dados com ruído, pode-se definir a sobreposição M entre dois vetores a e b da seguinte maneira (KEPPEL, 2009):

$$M = (a'|b'), \quad (5.41)$$

onde o símbolo “ ’ ” denota a normalização dos vetores, definida como:

$$a' = \frac{a}{\sigma_a}, \quad (5.42)$$

$$\sigma_a^2 = (a|a), \quad (5.43)$$

de forma idêntica para b . A definição de sobreposição assumirá o valor de 1 quando a' e b' forem a mesma função, ou seja,

$$(a'|a') = \left(\frac{a}{\sigma_a} \middle| \frac{a}{\sigma_a} \right) = \frac{(a|a)}{\sigma_a^2} = 1 \quad (5.44)$$

Como o interesse está na força do sinal que corresponde ao template h nos dados s , a SNR é calculada normalizando a sobreposição em relação ao template, mas não em relação aos dados, ou seja:

$$SNR = \frac{(s|h)}{\sigma_h}. \quad (5.45)$$

O valor da SNR será, então, proporcional à amplitude do sinal de onda gravitacional presente no ruído (KEPPEL, 2009). Entretanto, tal definição presume que s e h tenham o mesmo comprimento. Na prática, o que se aplica é o *matched filter* de s utilizando h , onde os dados $s(t)$ constituem uma série temporal estendida, com comprimento maior do que a série temporal do template $h(t)$. A saída do *matched filter* como uma série temporal é dada por (KEPPEL, 2009):

$$(s(t)|h) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{s}(f) \tilde{h}^*(f) e^{-2\pi i f t} df. \quad (5.46)$$

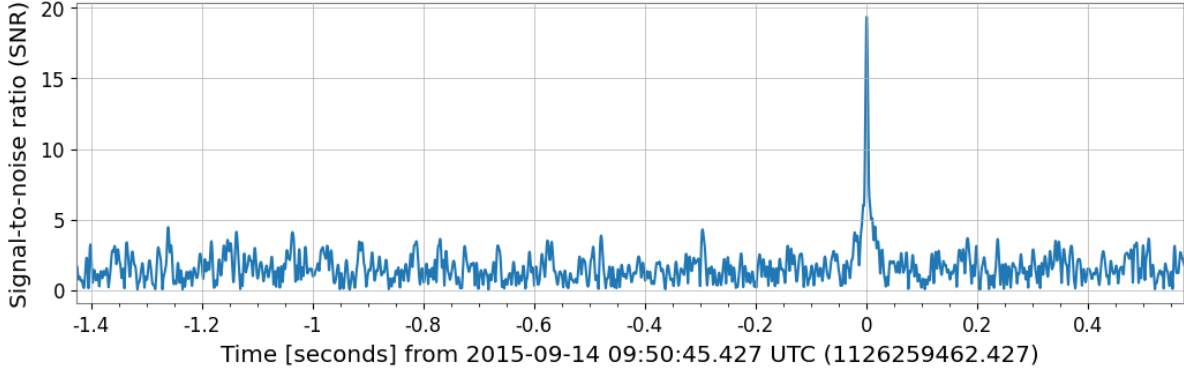
Para séries temporais s e h com valores reais, esse filtro resulta em uma série temporal de valores reais. A aplicação do *matched filter* permite maximizar a SNR, melhorando assim a detecção de sinais ocultos em um fundo de ruído.

5.4 Parâmetros da detecção

Supondo que um sinal de GW tenha sido detectado, isso implica que, para algum $h(t; \theta)$, o valor da SNR, determinado pelo filtro ótimo, excedeu um limite predeterminado, e que o sinal atendeu a

outros critérios definidos para reivindicar a detecção, como coincidências entre diferentes detectores. Como exemplo, a Figura 5.4 apresenta a SNR calculada para o GW150914.

Figura 5.4: Gráfico da SNR obtida pela correlação do sinal registrado em LIGO-*Hanford* com uma *waveform* gerada a partir de parâmetros estimados para o evento GW150914. O pico da razão sinal-ruído ocorre em $T_0^{GW} = 1126259462.427$ s, destacando o momento em que a correspondência entre o modelo e o sinal observado é máxima.



Fonte: Próprio autor.

Para essa análise, utilizou-se uma *waveform* aproximada pelo modelo *IMRPhenomD*, com massas de 40 e 32 vezes a massa solar, respectivamente. A próxima etapa consiste em reconstruir os valores prováveis dos parâmetros da fonte e calcular o erro associado a esses parâmetros (MAGGIORE, 2007; ABBOTT *et al.*, 2020).

Esta questão é inerentemente Bayesiana, portanto, sua resposta está contida na probabilidade posterior. Para calcular a função de verossimilhança e, conseqüentemente, a probabilidade posterior, assume-se, para simplificação, que o ruído $n(t)$ é estacionário e gaussiano. Da equação (5.24), observa-se que a variância do modo de Fourier do ruído na frequência f é proporcional a $(1/2)S_n(f)$, e, portanto, a distribuição de probabilidade gaussiana correspondente ao ruído é (MAGGIORE, 2007):

$$Prob(n_0) = \mathcal{N} \exp \left(-\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\tilde{n}_0(f)|^2}{(1/2)S_n(f)} df \right), \quad (5.47)$$

onde $\mathcal{N}$ é uma constante de normalização. Esta é a probabilidade de que o ruído $n(t)$, uma variável aleatória com média zero, tenha uma dada realização $n_0(t)$. O resultado acima pode ser reescrito de maneira mais simples em termos do produto escalar:

$$Prob(n_0) = \mathcal{N} \exp \left(-\frac{(n_0|n_0)}{2} \right), \quad (5.48)$$

Assume-se que a saída do detector satisfaz a condição para reivindicar a detecção, ou seja, a forma $s(t) = h(t; \theta) + n_0(t)$, onde $n_0(t)$ é a realização específica do ruído naquele momento, e θ são os verdadeiros (desconhecidos) parâmetros. A função de probabilidade para a saída observada $s(t)$, dada a hipótese de que há um sinal GW com parâmetros θ , é obtida substituindo $n_0 = s - h(\theta)$ na equação (5.48):

$$\Lambda(s|\theta) = \mathcal{N} \exp \left(-\frac{1}{2} (s - h(\theta)|s - h(\theta)) \right), \quad (5.49)$$

Na abordagem Bayesiana, de acordo com a equação (5.6), também se introduz a probabilidade a

priori $p^{(0)}(\theta)$. Assim, a distribuição de probabilidade posterior para os verdadeiros parâmetros θ , dada a saída observada s , é:

$$p(\theta|s) = \mathcal{N}p^{(0)}(\theta) \exp \left((h(\theta)|s) - \frac{1}{2}(h(\theta)|h(\theta)) \right), \quad (5.50)$$

Considerando $p(\theta|s)$ como uma distribuição em θ para uma saída fixa s , o fator de normalização $\mathcal{N}$ absorve o termo $(s|s)/2$ que aparece ao expandir os termos da exponencial na equação (5.49). Dada a distribuição a priori, a equação (5.50) fornece a pdf no espaço de parâmetros, contendo todas as informações necessárias (MAGGIORE, 2007).

Ao realizar uma busca por sinais de ondas gravitacionais, os parâmetros do sinal θ são desconhecidos a priori. A estatística de detecção ideal é obtida pela marginalização da razão de verossimilhança $\Lambda(s|\theta)$ sobre todos os parâmetros desconhecidos, o que implica na integração da razão de verossimilhança em relação aos parâmetros θ .

Como o logaritmo da razão de verossimilhança é linear em relação ao modelo do sinal, a exponencial (ou seja, a razão de verossimilhança) estará fortemente concentrada em torno de seu valor máximo. Dessa forma, o valor máximo de $\Lambda(s|\theta)$ em relação aos parâmetros desconhecidos θ oferece uma boa aproximação para a razão de verossimilhança marginalizada. Esse processo de maximização corresponde a minimizar os resíduos $s(t) - h(\theta)$, conforme mostrado na seguinte expressão (MAGGIORE, 2007; KEPPEL, 2009; ABBOTT *et al.*, 2020):

$$\log \Lambda(s|\theta) = -\frac{1}{2}(s - h(\theta)|s - h(\theta)), \quad (5.51)$$

onde os parâmetros θ , que maximizam o logaritmo da razão de verossimilhança, são aqueles que minimizam os resíduos $s(t) - h(\theta)$, considerando o produto interno ponderado pelo ruído.

Os parâmetros θ que descrevem o sinal detectado incluem a amplitude A (inversamente proporcional à distância da fonte), a fase ϕ , o tempo de chegada t (geralmente definido como o instante de máxima amplitude do sinal), além de outros parâmetros μ , que caracterizam a fonte, como massas e spins dos componentes. O sinal $h(\theta)$ pode então ser expresso como (MAGGIORE, 2007; ABBOTT *et al.*, 2020):

$$h(\theta) = Ap(t, \mu) \cos \phi + Aq(t, \mu) \sin \phi, \quad (5.52)$$

onde $p(t, \mu)$ e $q(t, \mu)$ são as formas de onda em fase (cosseno) e em quadratura de fase (seno), normalizadas de modo que $(p|p) = (q|q) = 1$ e $(p|q) = 0$ (ABBOTT *et al.*, 2020).

5.5 Acesso aos dados observacionais

Os dados da rede de observatórios de ondas gravitacionais, que incluem os detectores do LIGO, Virgo, KAGRA e GEO600, consistem em séries temporais que registram medidas de *strain*, contendo tanto o sinal das ondas gravitacionais quanto os ruídos associados (ABBOTT *et al.*, 2021; ABBOTT *et al.*, 2023). Esses dados, disponibilizados pelo LVK, são divulgados de duas formas: por meio da publicação individual de eventos de ondas gravitacionais descobertos, ou através de um catálogo. É relevante mencionar que esses dados são derivados de deformações calibradas, obtidas a partir de variações da potência óptica medidas na saída dos detectores. O processo de calibração, que envolve correções sistemáticas e estatísticas, garante a qualidade dos dados (ABBOTT *et al.*, 2023). O LVK libera pequenos segmentos de dados próximos ao momento dos eventos de GW, enquanto a liberação

completa dos dados ocorre após um período de uso exclusivo, durante o qual os dados são validados e calibrados (ABBOTT *et al.*, 2021). A publicação desses dados permite a reprodutividade das análises realizadas pela LVK em outros grupos, possibilitando um abrangente uso desses dados (ABBOTT *et al.*, 2021; ABBOTT *et al.*, 2023).

O acesso público a esses dados, sob a Licença Pública Internacional *Creative Commons Attribution*, bem como a documentação e as instruções de uso, são fornecidos pelo *Gravitational Wave Open Science Center* (GWOSC) em sua página que, além de oferecer acesso aos dados, disponibiliza ferramentas *online* para localizar e visualizar as informações (ABBOTT *et al.*, 2021). É importante salientar que esses dados são originários dos arquivos da LVK e são disponibilizadas publicamente após passarem por todas as verificações e serem aprovados pelas colaborações LIGO, Virgo e KAGRA (ABBOTT *et al.*, 2023).

Os arquivos do GWOSC são disponibilizados nos formatos hdf ou gwf. O formato hdf refere-se a dados hierárquicos e pode ser utilizado em várias linguagens de programação, enquanto o formato gwf é específico para os detectores de ondas gravitacionais LIGO/Virgo e é utilizado internamente pela comunidade de ondas gravitacionais. Os dados associados aos eventos de GW também podem ser fornecidos em formato de texto, contendo informações de dados relacionadas ao tempo GPS (ABBOTT *et al.*, 2021). O tempo GPS de um evento específico refere-se a um sistema de tempo que conta os segundos desde a meia-noite (00:00) de 6 de janeiro de 1980 (ABBOTT *et al.*, 2021; ABBOTT *et al.*, 2023).

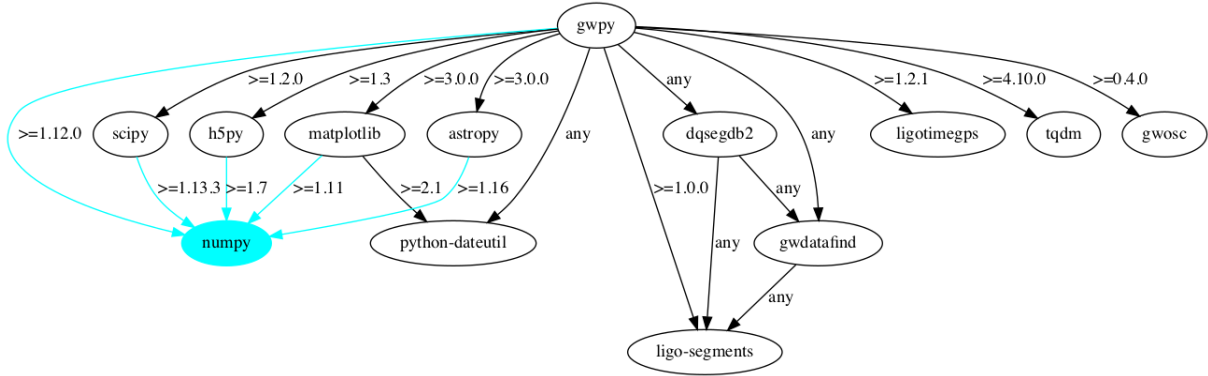
A biblioteca `gwosc` pode ser empregada para realizar consultas sobre quais dados estão disponíveis no *GWOSC* (MACLEOD *et al.*, 2021; ABBOTT *et al.*, 2023). Através da função `event_gps()` dessa biblioteca, é possível recuperar o tempo GPS de um evento específico. Por exemplo:

```
from gwosc.datasets import event_gps
gps = event_gps('GW170817')
print(gps)
```

Nesse código, é feita uma consulta à base de dados do *GWOSC* (`gwosc.datasets`) para encontrar o tempo GPS associado ao evento GW170817. Uma vez que o tempo GPS é obtido, é possível utilizar as ferramentas disponíveis no *GWpy* para acessar, baixar e visualizar os segmentos observados. Além disso, com o pacote *GWpy*, também é possível obter informações sobre os dados, como a densidade espectral de potência, a ASD e a curva de sensibilidade, para melhor caracterização dos dados observados (MACLEOD *et al.*, 2021).

O *GWpy* é um pacote implementado em *Python* que depende de outros pacotes de programação científica como *numpy*, *gwosc*, *matplotlib*, *astropy*, além de bibliotecas personalizadas para análise de dados de ondas gravitacionais (Figura 5.5)(HARRIS *et al.*, 2020; MACLEOD *et al.*, 2021). Destinado à análise de dados, ele simplifica a entrada/saída (I/O), o processamento de sinais e a visualização, oferecendo uma interface intuitiva e unificada. Seu sistema de I/O facilita o acesso e processamento de dados brutos e processados, permitindo comparações entre algoritmos que anteriormente eram limitadas por formatos de dados incompatíveis (MACLEOD *et al.*, 2021).

Figura 5.5: Grafo de dependências mostrando como o pacote *GWpy* depende da *NumPy*.



Fonte: Harris *et al.* (2020).

O *GWpy* fornece uma interface orientada a objetos para acessar, processar e visualizar dados de detectores de ondas gravitacionais. Com suas classes e utilitários, possibilita o estudo detalhado desses dados, fornecendo ferramentas essenciais para análise e interpretação das observações (MACLEOD *et al.*, 2021). Ele apresenta uma interface de usuário para diversas ferramentas existentes e uma ampla documentação, resultando na sua adoção como base para o desenvolvimento de *software Python* na comunidade internacional de ondas gravitacionais. O *GWpy* é fundamental em áreas como monitoramento do desempenho do detector, processamento de eventos em tempo real e estimativa de parâmetros. As detecções realizadas até o momento exigiram extensa análise de dados computacionais não apenas para extrair sinais e parâmetros, mas também para estudar e caracterizar o comportamento dos detectores (MACLEOD *et al.*, 2021).

Grande parte da metodologia adotada pelo *GWpy* é baseada e aprimorada pelo *LVK Algorithm Library Suite (LALSuite)*, especialmente para análise e tratamento dos dados dos detectores. Além disso, o *GWpy* é influenciado pelo pacote *Astropy*, um conjunto de ferramentas usadas em análises astrofísicas (MACLEOD *et al.*, 2021; LIGO Scientific Collaboration, 2020).

O (*LALSuite*) é uma coleção abrangente de bibliotecas de análise de ondas gravitacionais, predominantemente escritas em C, que incluem uma variedade de pacotes para manipulação matemática e análise de sinais (LIGO Scientific Collaboration, 2020). Dentro da *LALSuite*, encontram-se ferramentas essenciais para a manipulação de vetores, cálculos de FFT, estatísticas, filtragem no domínio do tempo, entre outras funcionalidades para a análise de dados gravitacionais (LIGO Scientific Collaboration, 2020). Portanto, o uso do *GWpy* permite aos pesquisadores aproveitarem diretamente o conjunto abrangente de ferramentas fornecido pela *LALSuite*, otimizando as análises e interpretações dos dados gravitacionais (MACLEOD *et al.*, 2021).

Com o auxílio da biblioteca *GWpy*, é possível acessar diretamente os dados hospedados em <https://www.gw-openscience.org> utilizando o método `TimeSeries.fetch_open_data`. No entanto, para realizar esse *download*, é imprescindível fornecer o tempo GPS da observação, o qual pode ser obtido por meio das ferramentas disponíveis no *GWOSC*. No exemplo a seguir, os dados do interferômetro LIGO-Livingston foram recuperados utilizando o identificador L1, mas os dados poderiam ser adquiridos de outros interferômetros, como:

- G1 - GEO600
- H1 - LIGO-Hanford

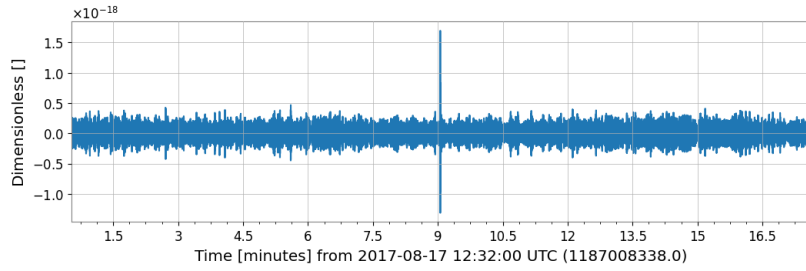
- V1 - Virgo
- K1 - KAGRA

A inserção dos dados do observatório de interesse diretamente no código, possibilita o acesso e a utilização dessas informações para as análises e processamentos subsequentes. Por exemplo, para recuperar os dados do LIGO-Livingston com uma variação de ± 512 segundos.

```
from gwpy.timeseries import TimeSeries
ldata = TimeSeries.fetch_open_data('L1',int(gps)-512,int(gps)+512, verbose
    =True)
print(ldata)
```

A partir dos dados da observação adquiridos, procede-se à elaboração de um gráfico, vide Figura 5.6, que apresenta o segmento do evento GW170817. Nessa etapa visual, são apresentadas informações sobre o sinal geral e os ruídos, considerando uma janela de tempo em torno de um tempo GPS específico.

Figura 5.6: Segmento gerado a partir dos dados obtidos pelo LIGO-Livingston para o evento GW170817, abrangendo um intervalo de ± 512 segundos a partir do tempo GPS do evento.



Fonte: Próprio autor.

A transformada de Fourier é uma ferramenta matemática empregada para revelar as frequências presentes em um sinal ao longo do tempo. Essa abordagem auxilia na identificação das frequências com maior e menor energia. A análise de Fourier é, fundamentalmente, um método para expressar uma função como uma soma de componentes periódicos e para recuperar a função a partir desses componentes. Na situação onde tanto a função quanto sua transformada de Fourier são substituídas por contrapartes discretizadas, tem-se a chamada transformada de Fourier discreta (DFT) (PRESS *et al.*, 1988).

Como a DFT separa sua entrada em componentes que contribuem em frequências discretas, ela tem muitas aplicações no processamento de sinais digitais como, por exemplo, para filtragem. Nesse contexto, a entrada discretizada para a transformada é comumente referida como um sinal, que existe no domínio do tempo. A saída é chamada de espectro ou transformada e existe no domínio da frequência (PRESS *et al.*, 1988).

Nesta implementação, a DFT é definida como

$$A_k = \sum_{m=0}^{n-1} a_m e^{\{-2\pi i \frac{mk}{n}\}} \quad \text{para } k = 0, \dots, n-1. \quad (5.53)$$

A DFT é geralmente definida para entradas e saídas complexas, e um componente de frequência única na frequência linear f é representado por um exponencial complexo $a_m = e^{2\pi i f m \Delta t}$, onde Δt é o

intervalo de amostragem (HARRIS *et al.*, 2020). Quando a entrada a é um sinal no domínio do tempo e a DFT é aplicada a a , resultando na transformada A , o módulo ou valor absoluto da transformada ($|A|$) representa o espectro de amplitude, e o módulo ao quadrado ($|A|^2$) representa o espectro de potência do sinal (PRESS *et al.*, 1988; HARRIS *et al.*, 2020).

A DFT tornou-se um pilar da computação numérica devido a um algoritmo muito rápido para calculá-la, chamado *Fast Fourier Transform* (FFT), desenvolvido por Cooley & Tukey (1965). O algoritmo FFT divide o cálculo da DFT em etapas menores e mais rápidas, reduzindo significativamente o tempo de computação necessário em comparação com a abordagem direta da DFT (COOLEY; TUKEY, 1965).

A função `numpy.fft.rfft()` contida na biblioteca *NumPy* calcula a DFT unidimensional de um arranjo de valores reais utilizando FFT. Esta função é especialmente útil em processamento de sinais e outras aplicações que requerem transformadas de *Fourier*. Quando a DFT é computada para uma entrada puramente real, utilizando a função `numpy.fft.rfft()` a saída é Hermitiana-simétrica. Isso significa que os termos de frequência negativa são apenas os conjugados complexos dos termos de frequência positiva correspondentes e, portanto, são redundantes (HARRIS *et al.*, 2020).

A função `fft()`, presente no *GWpy*, utiliza ferramentas presentes no *NumPy* para o cálculo da DFT unidimensional de um objeto do tipo série temporal *TimeSeries*. Inicialmente, ela verifica se o parâmetro `nfft` (que define o comprimento desejado para a transformada) foi fornecido, caso contrário, utiliza o comprimento da *TimeSeries*. Em seguida, a função utiliza `numpy.fft.rfft()` para calcular a FFT dos valores da série temporal, normalizando o resultado pelo comprimento `nfft` (HARRIS *et al.*, 2020; MACLEOD *et al.*, 2021). Posteriormente, a função cria um novo objeto *FrequencySeries* com os dados da FFT calculada e copia propriedades relevantes do *TimeSeries* original, como *epoch*, *unit*, *name* e *channel*. Finalmente, a função calcula as frequências associadas aos componentes da FFT. Quando possível, utiliza `numpy.fft.rfftfreq` para isso; caso contrário, o cálculo é realizado manualmente usando `numpy.arange`. O novo objeto *FrequencySeries*, contendo a FFT normalizada e suas frequências, é então retornado (MACLEOD *et al.*, 2021).

O método `fft()` foi empregado para calcular a transformada de *Fourier* da série temporal em questão. Assim como no *NumPy*, pode-se utilizar a função `abs()` para extrair a amplitude, seguida pela geração do gráfico apresentado na Figura 5.7 em escala log-log, proporcionando uma melhor visualização.

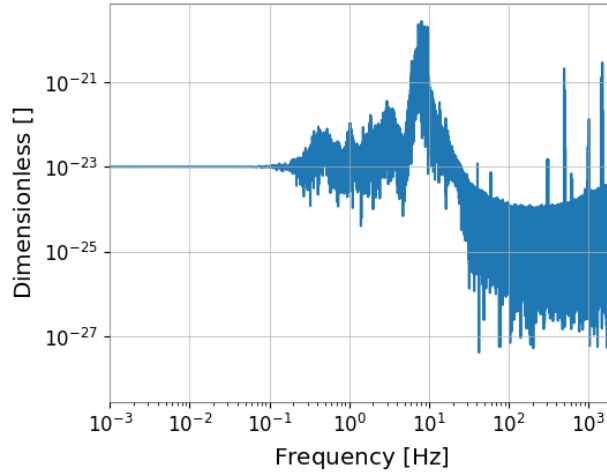
```
fft = ldata.fft()  
plot = fft.abs().plot(xscale="log", yscale="log")
```

Embora realizar uma FFT em um sinal possa fornecer grandes percepções da natureza do sinal observado, é importante conhecer suas limitações e como melhorar a visualização do sinal utilizando a *windowing* (PRESS *et al.*, 1988).

Ao utilizar a FFT para medir o componente de frequência de um sinal, a análise é baseada em um conjunto finito de dados. Assim, a transformada FFT assume que é um conjunto de dados finitos, representando um segmento no domínio do tempo de um sinal periódico. Para essa transformada, tanto o domínio do tempo quanto o de frequência são tratados como topologias circulares, então os dois pontos finais da forma de onda no tempo são interpretados como se estivessem conectados. Quando o sinal medido é periódico e um número inteiro de períodos preenche o intervalo de tempo de aquisição, a FFT funciona bem, por corresponder a essa suposição (PRESS *et al.*, 1988).

No entanto, na prática, os dados geralmente não são perfeitamente periódicos, resultando em

Figura 5.7: Representação gráfica da FFT aplicada aos dados da observação GW170817.



Fonte: Próprio autor.

descontinuidades ou saltos abruptos nas bordas (início e fim) do conjunto de dados. Portanto, a finitude do sinal medido pode resultar em uma forma de onda truncada com características diferentes do sinal original em tempo contínuo, e essa finitude pode introduzir mudanças bruscas de transição no sinal medido. Essas transições bruscas são descontinuidades (SHENOI, 2005).

O espectro obtido usando uma FFT, portanto, não é o espectro real do sinal original, mas uma versão borrada, como se a energia de uma frequência vazasse para outras frequências. Esse fenômeno é conhecido como vazamento espectral, que faz com que as linhas espectrais finas se espalhem em sinais mais amplos (SHENOI, 2005).

É possível minimizar os efeitos de realizar uma FFT sobre um número não inteiro de ciclos usando uma técnica chamada janela (*windowing*). A janela consiste em multiplicar o registro temporal por uma janela de comprimento finito com uma amplitude que varia suavemente e gradualmente em direção a zero nas bordas. Existem vários tipos de funções janela que são possíveis de aplicar, variando conforme o sinal observado (PRESS *et al.*, 1988; SHENOI, 2005). Em muitos casos, a janela de *Hann* se destaca devido à sua resolução de frequência e capacidade de reduzir a dispersão espectral. Esta função de janela toca zero em ambas as extremidades, eliminando assim qualquer descontinuidade, sendo definida pela equação (VIRTANEN *et al.*, 2020):

$$w(n) = 0.5 - 0.5 \cos\left(\frac{2\pi n}{M-1}\right), \quad \text{onde } 0 \leq n \leq M-1. \quad (5.54)$$

Por essas características, a janela de *Hann*, também conhecida como *Cosine Bell*, é comumente usada para suavizar valores (VIRTANEN *et al.*, 2020). Para aplicar uma janela de *Hann* em um conjunto de dados, é possível usar a função `get_window` do módulo `scipy.signal`, como mostrado a seguir:

```
from scipy.signal import get_window
window = get_window('hann', ldata.size)
lwin = ldata * window
```

Note que o `ldata.size` é utilizado para criar uma janela de *Hann* com a mesma quantidade de pontos do sinal em `ldata`, garantindo que a janela e o sinal tenham o mesmo comprimento e permitindo a multiplicação ponto a ponto. A multiplicação da janela só pode ser realizada se ambos tiverem o

mesmo comprimento. Após suavizar as discontinuidades dos dados por meio desse processo, é possível aplicar a FFT, resultando na obtenção da estimativa da FFT e no cálculo do seu módulo. Esse procedimento retorna o espectro de amplitude para um único sinal.

Como discutido anteriormente, assim como o *gwosc* e o *numpy*, o *Scipy* também faz parte do pacote de software *GWpy*, podendo utilizar suas ferramentas, criar funções e mesclar funcionalidades (MACLEOD *et al.*, 2021). Dentre várias funcionalidades disponíveis nessa ferramenta computacional, é possível calcular a ASD com o *GWpy*.

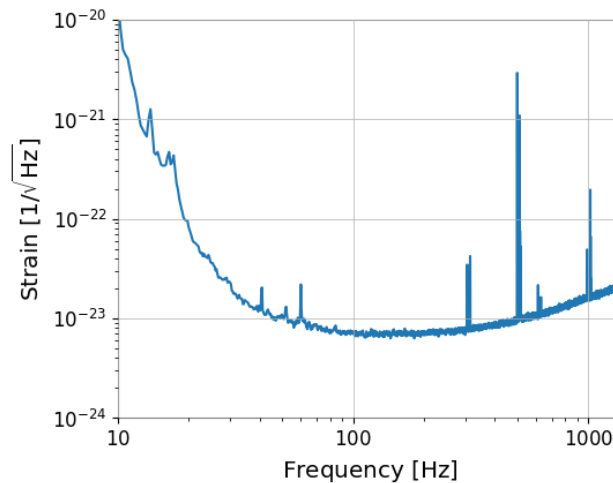
O cálculo da ASD é realizado por meio da combinação de estimativas de FFT em segmentos de dados sobrepostos. Ou seja, o conjunto de dados é dividido em vários segmentos menores, com intervalos que se sobrepõem ao início ou ao final do segmento subsequente. Após a divisão, é realizada a atenuação das discontinuidades por meio da janela de *Hann*. Após calcular as FFTs para esses segmentos, elas são combinadas conforme o método de *Welch* (WELCH, 1967), que aplica uma média ponderada, dando mais importância aos segmentos centrais. Uma alternativa ao método de *Welch* é o cálculo por meio das medianas, denominado *median* (MACLEOD *et al.*, 2021). Em outras palavras, o método *median* adota a mediana das estimativas de FFT para mitigar flutuações e valores discrepantes. Finalmente, calcula-se a raiz quadrada do resultado, obtendo-se a ASD.

Com o *GWpy*, é possível calcular a ASD usando o comando `asd()`. Como mencionado anteriormente, a ASD pode ser calculada de duas maneiras, utilizando os métodos *Welch* ou *Median*. O comando `asd()` aceita ambos como parâmetros. No exemplo a seguir, optou-se pelo método *Median*, no entanto, ambos os métodos produzem resultados adequados para a análise de sinais de ondas gravitacionais.

```
asd = ldata.asd(fftlength=4, method="median")
```

O parâmetro `fftlength` é utilizado para alterar o tamanho das janelas individuais usadas para calcular a análise de frequência do sinal. O processo completo de tratamento dos dados observados é apresentado no anexo B. O resultado, após a realização do tratamento dos dados, é apresentado na Figura 5.8.

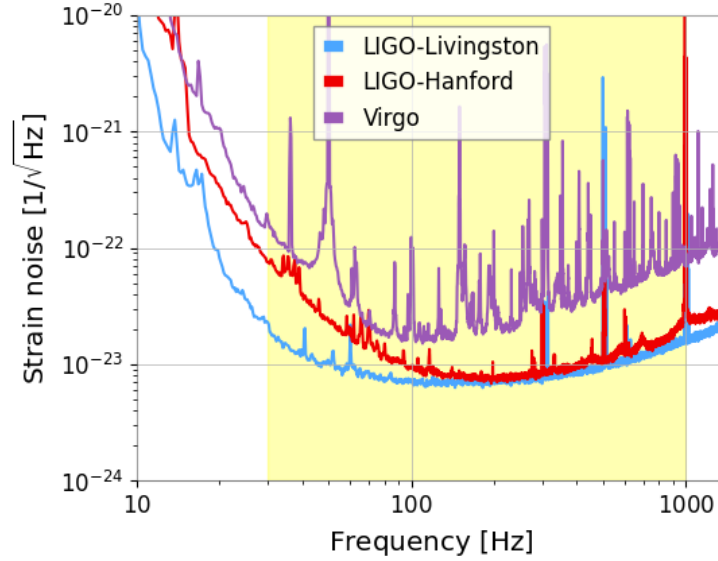
Figura 5.8: Resultado do processamento do segmento observado pelo LIGO-Livingston da onda gravitacional GW170817, incluindo a aplicação de uma mudança de escala para melhor visualização do espaço desejado.



Fonte: Próprio autor.

A Figura 5.8 mostra a aplicação do método ASD aos dados do transiente gravitacional GW170817 observado pelo observatório LIGO-Livingston. Como discutido anteriormente, a região de maior sensibilidade do detector, nesse caso, aproximadamente entre 30 Hz e 1000 HZ. Para uma análise comparativa abrangente, pode-se utilizar os dados obtidos do LIGO-Hanford e do Virgo (ABBOTT *et al.*, 2017b), utilizando uma representação visual, vd. Figura 5.9, que permite uma avaliação das características espectrais presentes nos sinais capturados por esses observatórios. Por intermédio dessa comparação visual, é possível identificar semelhanças e diferenças nos padrões de perturbação e frequência.

Figura 5.9: Análise comparativa da sensibilidade dos observatórios de ondas gravitacionais para o evento GW170817, destacando em amarelo as regiões onde os sensores são mais sensíveis.

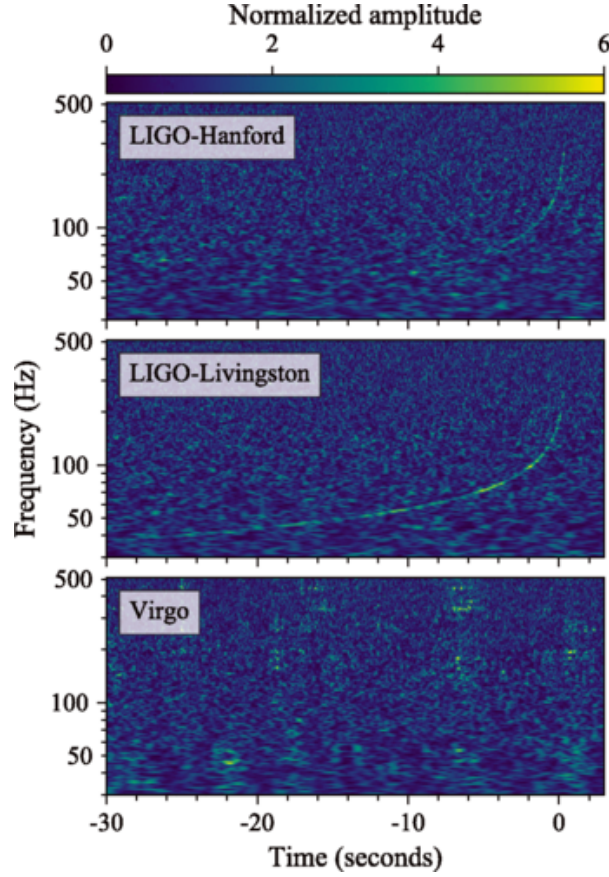


Fonte: Próprio autor.

Neste ponto, torna-se evidente a visualização da sensibilidade relativa presente em cada um dos detectores do LIGO e do Virgo. As frequências onde a ASD é menor revelam áreas onde o detector é mais sensível, enquanto valores maiores indicam maior presença de ruído e, portanto, uma sensibilidade reduzida. A região onde o sensor é mais sensível é delimitada em amarelo na Figura 5.9. Além disso, é possível notar as características compartilhadas entre esses observatórios, como a tendência geral tanto em frequências baixas quanto altas. É notável que o observatório Virgo possui menor sensibilidade quando comparado com os LIGO.

A frequência máxima atingida pelo evento GW170817 foi na faixa de 450 Hz (ABBOTT *et al.*, 2017b) e a amplitude de deformação de onda gravitacional do evento GW170817 é da ordem de 10^{-22} . A análise da ASD indica que, durante o intervalo de detecção, os interferômetros apresentaram sensibilidade suficiente para captar o sinal. No entanto, o sinal não é visível nos dados do Virgo devido ao horizonte BNS mais baixo e à orientação da fonte, resultando em uma sensibilidade significativamente reduzida nessa direção (ABBOTT *et al.*, 2017b), evidenciando o motivo da possibilidade de visualizar a perturbação nos observatórios do LIGO e não no Virgo deste evento, conforme mostrado na Figura 5.10. Os dados de Livingston foram apresentados com o *glitch* removido. Paralelamente, observa-se o surgimento de particularidades em cada um dos observatórios devido aos ruídos específicos de cada um. A análise ASD deste evento contribui para uma compreensão mais aprofundada da diversidade dos sinais capturados por esses sistemas.

Figura 5.10: Representações tempo-frequência dos dados contendo o evento de onda gravitacional GW170817, observado pelos detectores LIGO-Hanford (topo), LIGO-Livingston (meio) e Virgo (baixo).



Fonte: (ABBOTT *et al.*, 2017b).

A FFT e o cálculo da ASD proporcionam uma representação imediata do conteúdo no domínio de frequência do sinal, em um intervalo de tempo delimitado. É frequentemente útil demonstrar a evolução desse conteúdo ao longo do tempo no domínio das frequências. A média das FFTs calculadas a cada passo dos dados reduz a variância da estimativa resultante da ASD. No entanto, essas médias também diminuem a resolução temporal do espectrograma correspondente, devido ao intervalo de duração dos passos. Isso é conhecido como o método de estimação de densidade espectral de *Welch* (WELCH, 1967).

Uma das ferramentas mais úteis para filtrar e visualizar recursos de curta duração na *TimeSeries* é a *Q-transform*. Essa ferramenta é regularmente utilizada pelos grupos de trabalho de caracterização de detectores da colaboração LVK para produzir mapas de tempo-frequência de alta resolução de ruído transitório (*glitches*) e potenciais sinais de ondas gravitacionais (MACLEOD *et al.*, 2021). A *Q-transform* discreta é definida da seguinte forma:

$$x[m, k] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] w[n - m, k] e^{-i2\pi nk/N}, \quad (5.55)$$

onde $x[m, k]$ representa o resultado da *Q-transform* discreta para o instante de tempo m e a frequência k , apresentando a amplitude do sinal na frequência k naquele instante específico. O termo $x[n]$ é o valor do sinal de entrada no ponto n , sendo o dado original que será analisado. A função janela $w[n - m, k]$ é deslocada por m unidades e ajustada para a frequência k , sendo utilizada para isolar uma parte específica do sinal ao redor do ponto m , reduzindo descontinuidades e minimizando efeitos

de borda na análise de *Fourier*. Por fim, N representa o número total de pontos de dados no sinal, definindo o tamanho do sinal que está sendo analisado (CHATTERJI *et al.*, 2004).

A *Q-transform* é utilizada para criar uma representação tempo-frequência dos dados, permitindo a identificação de características em várias frequências e sua evolução temporal em intervalos muito curtos, sem depender de um conhecimento prévio sobre a forma do sinal (CHATTERJI *et al.*, 2004). A *Q-transform* oferece uma análise visual das mudanças temporais nas características de frequência do sinal, tornando-se uma ferramenta valiosa para a investigação de eventos astrofísicos e para a detecção de padrões complexos. Isso é particularmente útil em cenários onde a natureza exata do sinal é desconhecida ou pode variar ao longo do tempo (CHATTERJI *et al.*, 2004).

O pacote de software *GWpy* possibilita o cálculo da *Q-transform* através do comando `q_transform`, aplicando-o da seguinte forma:

```
lq = ldata.q_transform(frange=(30, 500), qrange=(100, 110))
```

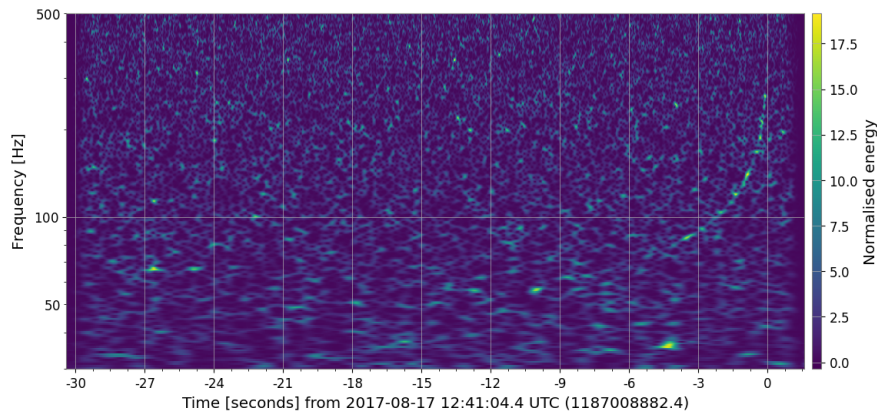
A entrada `frange` especifica o intervalo de frequências que será analisado com a *Q-Transform* e a `qfrange` especifica o intervalo de fatores Q que serão utilizados durante a aplicação da *Q-Transform*. A *Q-Transform* trata-se de uma modificação da transformada de Fourier de curta duração que cobre o plano tempo-frequência com pixels de Q constante (*Quality factor*), utilizando janelas de análise com durações que variam inversamente proporcional à frequência (SONI *et al.*, 2023).

Para aplicar a *Q-transform*, é necessário adquirir os dados dos observatórios. No caso do gráfico gerado a partir dos dados do LIGO-Hanford (ABBOTT *et al.*, 2017b), esses podem ser baixados diretamente do *GWOSC*. Esse processo utiliza o tempo GPS e o identificador H1, específicos para o evento registrado no LIGO-Hanford, para realizar o *download* dos dados. Esse procedimento ocorre da seguinte maneira:

```
segment = (int(gps) - 30, int(gps) + 2)
hdata = TimeSeries.fetch_open_data(
    'H1', _*segment, _verbose=True)
```

A partir dos dados disponíveis, é possível gerar o espectrograma empregando um comprimento de FFT específico e utilizando a *Q-transform*, o código completo e comentado encontra-se no anexo C. Esse procedimento permite uma análise visual do conteúdo frequencial presente nos dados.

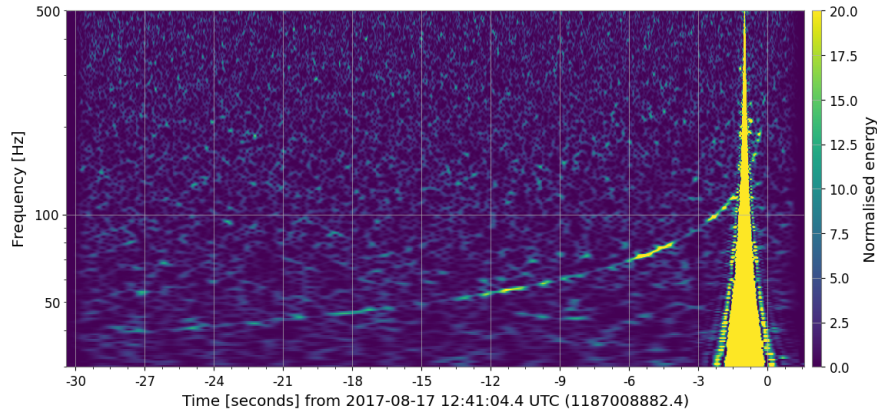
Figura 5.11: Espectro obtido por meio da *Q-transform* da observação GW170817 utilizando os dados do LIGO-Hanford, enfatizando as propriedades de frequência em relação à energia e ao tempo.



Fonte: Próprio autor.

Ao aplicar a Q -transform aos dados de ondas gravitacionais, é possível identificar como as frequências se modificam ao longo do tempo e como diferentes componentes de frequência podem estar presentes em momentos distintos, em outras palavras, essa metodologia é utilizada para realizar uma inspeção visual sobre os dados. Isso é crucial para distinguir variações naturais do sinal de possíveis eventos astrofísicos, como fusões de objetos compactos. Como observado na Figura 5.11, é possível observar uma trilha clara em cerca de -4 segundos, aumentando até alcançar o pico em $t = 0$, onde também é encontrado o pico de maior energia. Como já é conhecido, o sinal se trata de um sistema BNS, onde o pico apresentado na Figura 5.11 expressa o momento da fusão dos objetos, portanto o segmento se trata da fase de coalescência (ABBOTT *et al.*, 2017b). Utilizando a mesma metodologia para os dados LIGO-Livingston para gerar o espectro, obtém-se a Figura 5.12.

Figura 5.12: Espectro obtido com uso da Q -transform nos dados do LIGO-Livingston.



Fonte: Próprio autor.

Como é possível visualizar na Figura 5.12, os dados da trilha se iniciam em aproximadamente -28 segundos com uma frequência de aproximadamente 30 Hz, o que corrobora com a análise de sensibilidade mostrada na Figura 5.9, indicando uma maior sensibilidade do LIGO-Livingston nessa observação. No espectrograma, não somente o sinal gravitacional é observado, mas também os ruídos. O *glitch* observado, como discutido na seção anterior, é de origem desconhecida, mas é possível removê-lo com métodos que reduzem a significância do ruído a zero, podendo aproveitar os dados sem perda de informação.

Este tipo de *glitch* alto é particularmente problemático para qualquer análise que deseje utilizar esses dados. Para lidar com esse tipo de ruído forte, uma técnica chamada *gating* é frequentemente utilizada. Utiliza-se o método `gwpy.TimeSeries.gate()` para aplicar essa técnica aos dados (MACLEOD *et al.*, 2021).

Para aplicar o *gate*, os dados são multiplicados por uma função de janela. O método que o *GWpy* emprega é uma *Window Planck Inverse* (Janela de Planck Inversa) (MCKECHAN; ROBINSON; SATHYAPRAKASH, 2010), mas outras janelas, como a janela de Tukey (ABBOTT *et al.*, 2017b), também são comumente usadas (ABBOTT *et al.*, 2021; ABBOTT *et al.*, 2023).

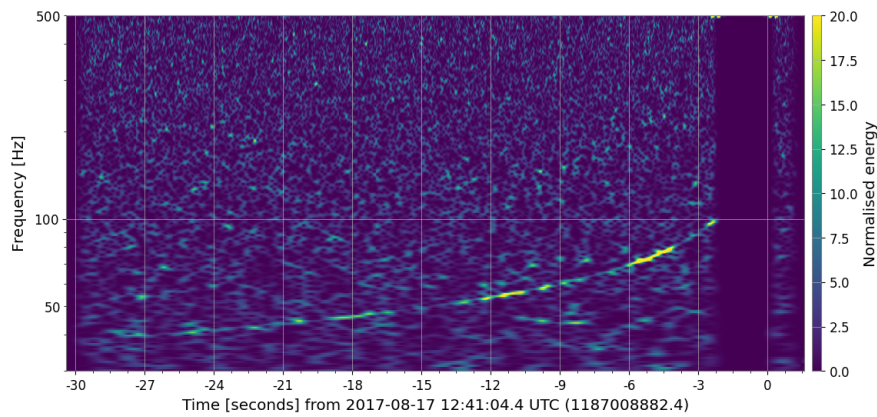
Devido à alta amplitude do *glitch*, uma janela que não decai rapidamente pode afetar os dados a serem utilizados no *matched filter* (MCKECHAN; ROBINSON; SATHYAPRAKASH, 2010). Devido à sua versatilidade e adaptabilidade, a janela *Planck Inverse* é empregada para eliminar a influência do *glitch* sem comprometer os dados. No *GWpy*, essa janela atua levando a potência dos dados a zero dentro da região afetada pelo *glitch*, eliminando sua influência e preservando as demais informações

(MACLEOD *et al.*, 2021). Outra funcionalidade do `gwpy.TimeSeries.gate()` é que os momentos a serem *gated* são identificados automaticamente (MACLEOD *et al.*, 2021). É fundamental que a função de janela apresente uma transição suave de 0 para 1, a fim de evitar a introdução de descontinuidades. Dessa forma, para se aplicar essa ferramenta, é utilizado `gate()`, aplicando-o da seguinte forma:

```
gated_ldata = ldata.gate()
```

Os parâmetros incluem `tzero`, que é opcional e representa a duração do tempo em meio (em segundos) em que a série temporal é zerada. Outro parâmetro é `tpad`, também opcional, que indica a duração do tempo em meio (em segundos) em que a janela de Planck é suavizada. Por padrão, o valor dos parâmetros informados para remoção é de 0.5 para ambos os parâmetros, apresentado na Figura 5.13.

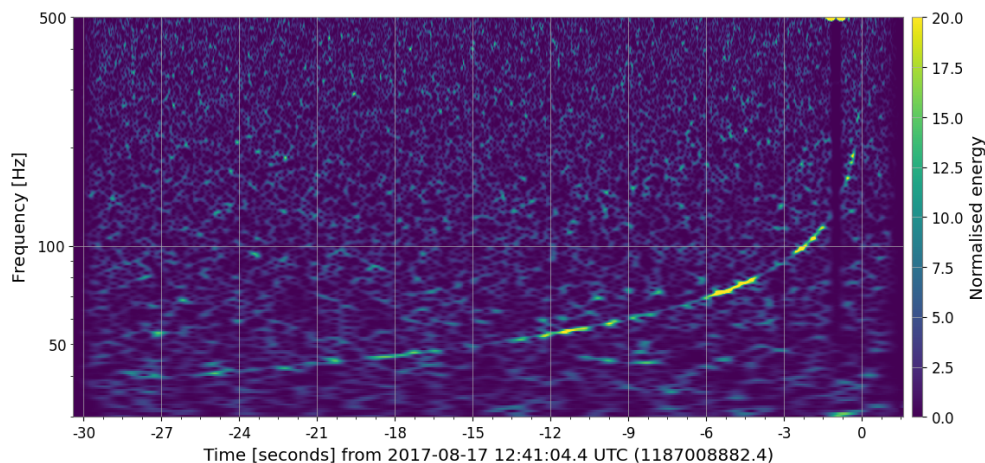
Figura 5.13: Efeito *Window Planck Inverse* padrão sobre os dados observacionais, com remoção significativa ao redor do glitch.



Fonte: Próprio autor.

No entanto, essa configuração resulta na remoção de dados observacionais que poderiam ser utilizados no *matched filter*, reduzindo significativamente a SNR. Ao utilizar os parâmetros `tzero=0.1` e `tpad=0.2`, obtém-se o resultado apresentado na Figura 5.14:

Figura 5.14: Resultado da aplicação do *gate* com parâmetros `tzero=0.1` e `tpad=0.2`, minimizando a perda de dados enquanto ainda elimina o glitch.



Fonte: Próprio autor

Posteriormente a aplicação, o sinal está mais visível, porém parte dos dados foi removida. Portanto, o *gating* pode ser uma maneira eficaz de lidar com *glitches* intensos, mas deve ser aplicado com cuidado e moderação para evitar a perda de muitas informações (MACLEOD *et al.*, 2021). A aplicação da *Window Planck Inverse* é apresentada no Anexo C.

Após o processamento descrito, os dados estão prontos para a aplicação de técnicas de detecção de ondas gravitacionais. Os procedimentos discutidos até aqui são os mesmos empregados na descoberta do evento GW170817, detalhados no artigo *Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral* (ABBOTT *et al.*, 2017a). No entanto, foram apresentados de maneira mais simplificada para facilitar o trabalho com os dados. O *GWpy* oferece essa praticidade ao permitir o processamento dos dados observacionais de forma acessível e gratuita, sem a necessidade de conhecimentos avançados em programação.

5.6 Detecção de ondas gravitacionais

Para compreender a origem, evolução e física das fontes de ondas gravitacionais, é essencial obter informações precisas sobre os eventos detectados. A inferência Bayesiana permite uma medição rigorosa dessas propriedades, impulsionando o desenvolvimento de ferramentas avançadas de análise de dados. Um exemplo relevante é o *PyCBC*, um pacote de *software* baseado em *Python*, que utiliza inferência Bayesiana para estimar parâmetros de coalescências de binárias compactas (CBC) (USMAN *et al.*, 2016; BIWER *et al.*, 2019). Desenvolvido em colaboração entre LIGO, Virgo e cientistas independentes, o *PyCBC* é gratuito e possui código aberto (NITZ *et al.*, 2017).

O *PyCBC* foi crucial na primeira detecção direta de ondas gravitacionais pelo LIGO e continua sendo utilizado na análise dos dados do LIGO e Virgo (NITZ *et al.*, 2017). Uma técnica fundamental empregada pelo *PyCBC* é o *matched filtering*, que verifica se os dados contêm sinais semelhantes aos membros de um banco de *templates* (ABBOTT *et al.*, 2016). Este método compara os dados observacionais com formas de onda gravitacionais simuladas para diferentes sistemas em fusão.

O *PyCBC* realiza o *matched filtering* utilizando *waveforms* gravitacionais como função da frequência e calcula uma SNR para cada detector e cada *template*. A SNR é uma medida de quão forte um evento é comparado ao ruído de fundo do detector (USMAN *et al.*, 2016; BIWER *et al.*, 2019).

5.6.1 Modelos de *waveforms* gravitacionais

Considerando o referencial do observador, as ondas gravitacionais emitidas do sistema binário de estrelas compactas são caracterizadas pelas massas individuais, pelos vetores de spin dos objetos compactos e pela excentricidade do sistema (BIWER *et al.*, 2019).

Entretanto, a inferência Bayesiana para fusões de binárias compactas torna-se um grande desafio devido à dimensão do espaço de parâmetros do sinal e à correlação entre tais parâmetros. A obtenção de probabilidades *a posteriori* e evidências de tais eventos pode exigir um cálculo considerável, da ordem de 10^9 , de modelos de formas de onda. As simulações numéricas completas necessitam de altos custos computacionais, o que, atualmente, torna-se inviável. Tais circunstâncias, levaram ao desenvolvimento de modelos substitutos para incorporar as características das formas de onda com custo computacional reduzido. A escolha do modelo de forma de onda varia conforme a física a ser investigada, as limitações computacionais e o nível de precisão necessário para o modelo (BIWER *et al.*, 2019).

Uma variedade de modelos de forma de onda está disponível para uso no *PyCBC Inference*, seja

diretamente implementado no *PyCBC* ou por meio de chamadas à biblioteca *LALInference*. O modelo de forma de onda *IMRPhenomPv2* captura a física de *inspiral-merger-ringdown* de binárias que giram, precessionam e parametrizam os efeitos de rotação usando uma magnitude de spin a_j , um ângulo azimutal ϕ_j , e um ângulo polar θ_j para cada um dos dois objetos compactos. A forma de onda *TaylorF2* é um modelo pós-Newtoniano que descreve a evolução da fase orbital de um sistema binário de forma aproximada. Ele inclui correções devido aos efeitos de maré, causados pela interação gravitacional entre os objetos compactos durante a inspiral (UNGER, 2017; BIWER *et al.*, 2019). Outro modelo utilizado neste trabalho foi o SEOBNRv4, baseado no formalismo *effective one-body* (EOB). Essa abordagem integra os avanços analíticos e numéricos da relatividade geral de dois corpos, unindo métodos analíticos e resultados da relatividade numérica (NR) (BOHÉ *et al.*, 2017). Ressalta-se que esses modelos de forma de onda não são os únicos disponíveis, são apenas alguns exemplos.

5.6.2 Gerando *waveforms* de ondas gravitacionais de sistemas binários de buracos negros

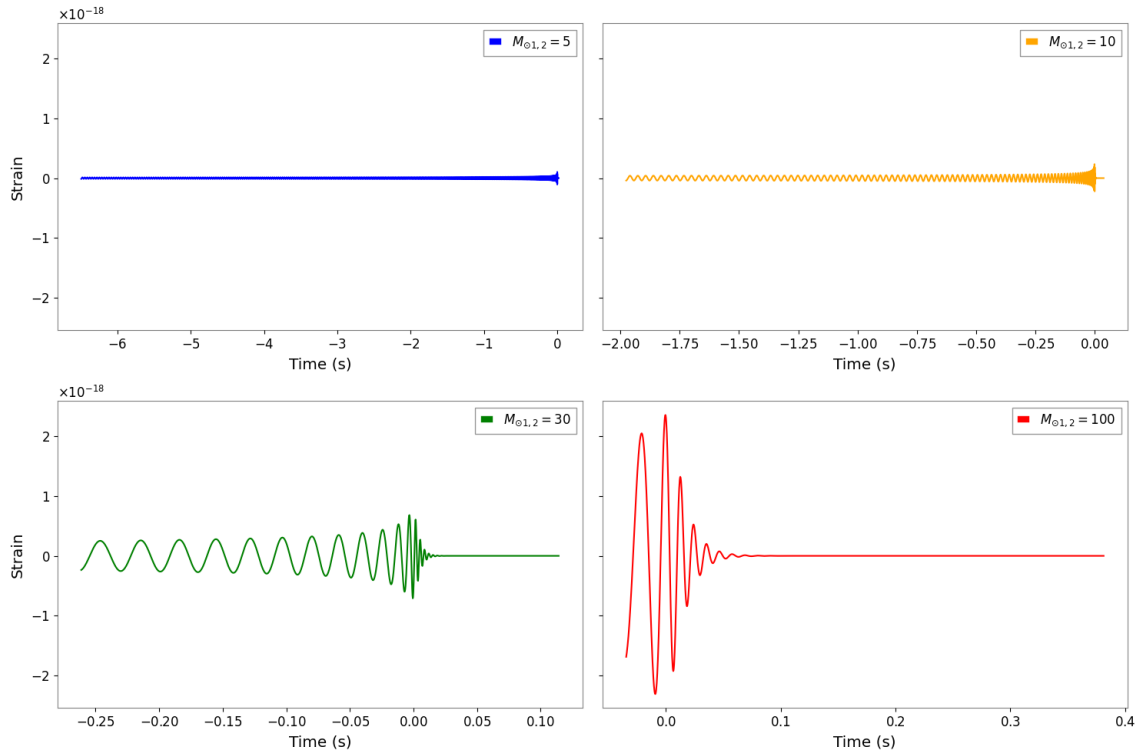
Utilizando a biblioteca *PyCBC* (BIWER *et al.*, 2019), a representação da onda pode ser gerada como uma série temporal a partir da função `get_td_waveform()`. Os principais parâmetros para a geração incluem as massas do sistema binário dada em massa solares ($M_\odot$), o intervalo de tempo em segundos (s), a frequência inicial da onda gravitacional em Hertz (Hz) e a escolha da *waveform* a ser utilizada. Como abordado na seção 5.6.1, o *PyCBC Inference* possui diversas formas de onda disponíveis, abrangendo diferentes fenômenos físicos.

Como exemplo, optou-se por utilizar a aproximação `SEOBNRv4_opt` (BOHÉ *et al.*, 2017). O modelo descreve a forma de onda das ondas gravitacionais provenientes da inspiral de fusão de buracos negros, considerando a possibilidade de que cada buraco negro esteja girando na mesma direção que a órbita. Os parâmetros para a geração da *waveform* podem ser inseridos da seguinte forma:

```
hp, hc = get_td_waveform(approximant="SEOBNRv4_opt",
                          mass1=m,
                          mass2=m,
                          delta_t=1.0/4096,
                          f_lower=30)
```

Com o propósito de demonstrar o funcionamento desta biblioteca, foi realizado um estudo com diferentes valores de massa solar (5, 10, 30, 100). É importante destacar que essa análise foi conduzida considerando que ambos os corpos possuem a mesma massa. Além disso, foi empregada uma variação temporal de 1/4096 entre os corpos, devido à taxa de amostragem ser 4096 Hz, sendo compatível com os dados reais dos observatórios de GW (ABBOTT *et al.*, 2023), juntamente com uma frequência mínima de 30 Hz. Os resultados obtidos para essa configuração específica estão ilustrados na Figura 5.15.

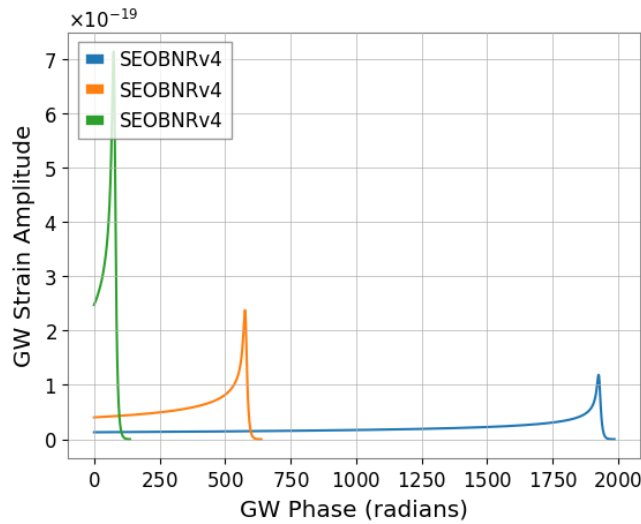
Figura 5.15: Variação da perturbação (Strain) em função do tempo, considerando diferentes valores de massa.



Fonte: Próprio autor.

Note que quanto maior a massa, menos tempo o sinal fica na banda do interferômetro. Para uma melhor observação dessa variação de amplitude, é mantido os parâmetros anteriores constantes, entretanto, retirando a simulação para $100 M_{\odot}$ devido à discrepância dentre os resultados de amplitude, é posteriormente gerado um gráfico contendo amplitudes das perturbações geradas por cada transiente, conforme ilustrado na Figura 5.16.

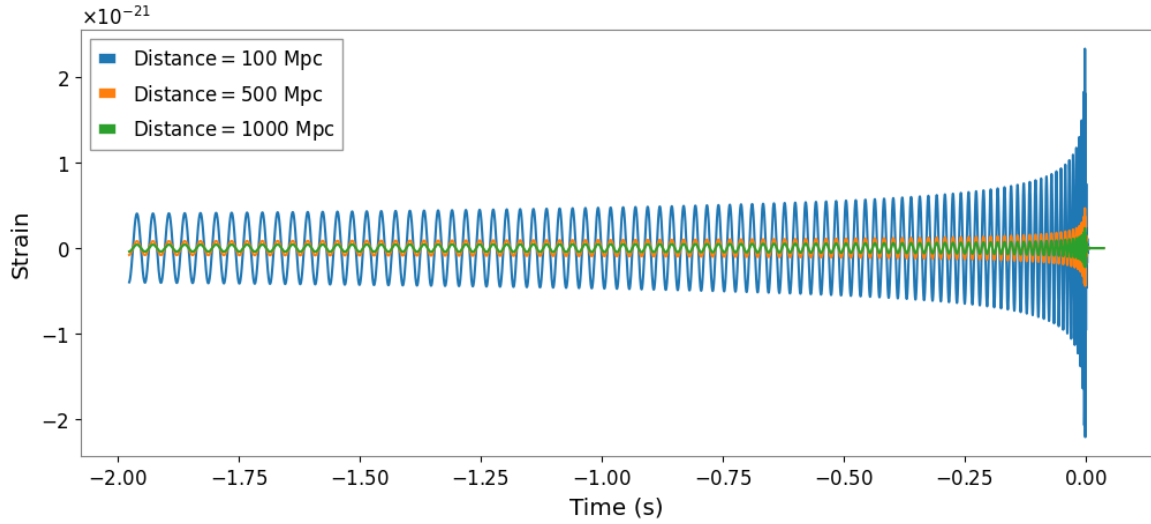
Figura 5.16: Variação da amplitude da perturbação em função da fase da onda gravitacional. Como na figura anterior, as cores indicam as massas dos buracos negros: azul para $5 M_{\odot}$, laranja para $10 M_{\odot}$ e verde para $30 M_{\odot}$.



Fonte: Próprio autor.

Sendo consistente com a Figura 5.15, as amplitudes são maiores para sistemas com maiores massas. A distância de luminosidade da fonte configura-se como um parâmetro relevante ao gerar uma forma de onda. As unidades empregadas são Megaparsecs (Mpc). Neste exemplo, foram adotados os valores de 100, 500 e 1000 Mpc, mantendo constante a massa de ambas as fontes em $10 M_{\odot}$. Os resultados desta simulação estão apresentados na Figura 5.17.

Figura 5.17: Evolução da onda gravitacional ao longo do tempo considerando diferentes valores de distância da fonte ao observador, medida em megaparsecs.



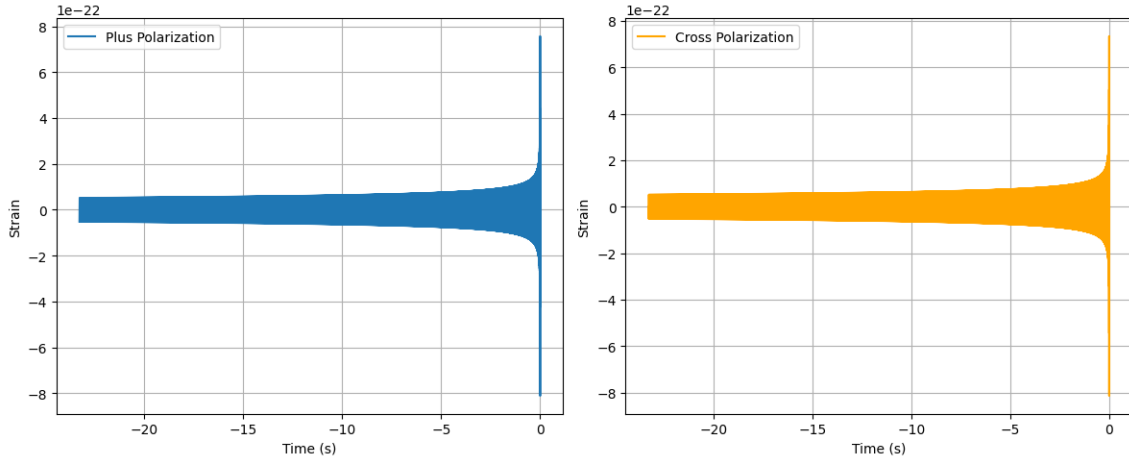
Fonte: Próprio autor.

Ao empregar os valores de massa e frequência do artigo sobre a observação GW170817 (ABBOTT *et al.*, 2017b), utilizando o aproximante `SEOBNRv4_opt`, torna-se viável simular a perturbação gerada por essas configurações do evento, por meio do pacote de *software* `PyCBC` no ambiente *Python*. A seguir, são apresentados os valores de massa, frequência mínima e distância utilizados. No entanto, diferentemente dos outros exemplos, a taxa de amostragem de 4096 Hz é insuficiente para a simulação, dada as baixas massas e a distância observada. Uma amostragem maior é por conta que o sinal é maior devido a uma binária de baixa massa. Como solução, é necessário aumentar a taxa de amostragem para quatro vezes mais (16384 Hz), conforme apresentado no código abaixo:

```
hp, hc = get_td_waveform(approximant="SEOBNRv4_opt",
                          mass1=1.60,
                          mass2=1.36,
                          delta_t=1.0/16384.0,
                          f_lower=30,
                          distance=40)
```

Com essa taxa de amostragem aprimorada, obtém-se uma representação mais precisa e visual da perturbação gravitacional gerada pelo evento GW17081. Os resultados para esta simulação são apresentados na Figura 5.18. O código utilizado para essa simulação está disponível no Anexo D.

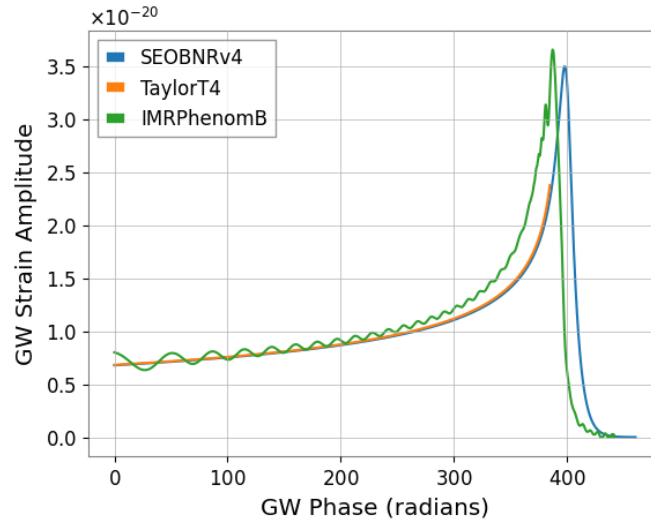
Figura 5.18: Representação da perturbação em relação ao tempo, gerada com base nos dados de massa, frequência e tempo da observação GW170817.



Fonte: Próprio autor.

Com os parâmetros definidos e a simulação da perturbação calculada, é possível adquirir a variação da amplitude em relação à fase, expressa em radianos. Com o propósito de demonstrar exclusivamente a distinção entre as *waveforms*, a Figura 5.19 exibe não apenas a variação da amplitude, mas também como cada amplitude se comporta em relação a cada integrador.

Figura 5.19: Amplitude observada em função da fase da onda gravitacional utilizando os parâmetros da observação GW170817, variando também os integradores.



Fonte: Próprio autor.

As *waveforms* obtidas através das simulações, apresentadas nas figuras 5.18 e 5.19, com os parâmetros de massa e frequência do evento GW170817 serão utilizadas para uma análise dos dados observados. Isso inclui a aplicação de técnicas como a *matched filtering* para detectar sinais de ondas gravitacionais em meio ao ruído, e inferência Bayesiana para estimar os parâmetros do evento GW170817. Esses métodos permitirão a caracterização das ondas gravitacionais. O pacote de *software* *PyCBC* possui ferramentas para inferência Bayesiana, possibilitando a inferência da massa do sistema, assim como a localização, entre outros parâmetros (USMAN *et al.*, 2016).

A combinação das bibliotecas *GWpy* e *PyCBC* possibilita uma análise abrangente, desde a detecção inicial até a caracterização detalhada das ondas gravitacionais. Foi observado através desse trabalho que, devido à duração do evento, algumas ferramentas para a integração desses pacotes de software ainda não estão completamente finalizadas. Por exemplo, ambas as bibliotecas possuem a ferramenta **crop**, indicada de maneira semelhante, mas com aplicações diferentes. Enquanto no *GWpy* a ferramenta **crop** é utilizada para delimitar um segmento, no *PyCBC* essa ferramenta remove uma quantidade de tempo do dado selecionado. Outra diferença reside em como ambos interpretam os dados: o *GWpy* interpreta uma série temporal, enquanto o *PyCBC* interpreta um segmento de dados sem unidades predefinidas, que precisam ser definidas para a aplicação de ferramentas, como a transformada de Fourier e o cálculo da PSD.

Para outros eventos, como o GW150914, essas bibliotecas fornecem juntas todas as ferramentas necessárias para a detecção do evento. No entanto, para o evento GW170817, essas ferramentas do *GWpy* ainda estão sendo aprimoradas. Alguns fatores, como a duração prolongada do sinal, inviabilizam o uso eficaz de uma ferramenta de calibração conhecida como **highpass()** no contexto do *GWpy*. Esse filtro é mais adequado para eventos de curta duração, e no caso do GW170817, que teve um sinal significativamente mais longo, sua aplicação introduziu artefatos nas extremidades dos dados. Esses artefatos não puderam ser removidos adequadamente com as ferramentas disponíveis, evidenciando a necessidade de ajustes adicionais nas técnicas de filtragem para tratar sinais mais longos.

Ao utilizar os dados calibrados sem um tratamento específico adequado para eventos mais longos e aplicar o cálculo da SNR, os valores obtidos podem ultrapassar 80. Esse valor anormalmente elevado é consequência da propagação de efeitos indesejados devido à aplicação do filtro **highpass** em intervalos de tempo longos. Portanto, ajustes na técnica de filtragem são necessários para eventos longos como o GW170817, garantindo que as propriedades do sinal original sejam preservadas durante a calibração e análise.

6 Conclusão

Neste trabalho, foram exploradas diversas etapas fundamentais para a análise de dados e caracterização do evento GW170817. As ferramentas matemáticas, físicas e computacionais utilizadas permitiram um aprofundamento no entendimento sobre a detecção de ondas gravitacionais e nos princípios físicos envolvidos na aquisição, tratamento e extração de parâmetros relevantes do evento. A riqueza do evento GW170817, que consiste em um BNS, com particularidades como a presença de um *glitch*, massa reduzida e uma duração mais longa em comparação com fusões de buracos negros, permitiu a aplicação de ferramentas computacionais disponíveis no *GWpy* e *PyCBC*.

Com o uso da biblioteca *GWpy*, foi possível compreender as etapas do processo, desde a seleção dos intervalos de análise até a verificação da qualidade dos dados coletados pelo interferômetro no momento da detecção, utilizando técnicas como ASD e PSD. Entre as funcionalidades exploradas, destaca-se a aplicação da Q-transform para a inspeção visual dos dados, o que permitiu identificar e, posteriormente, remover o *glitch* com impacto mínimo na integridade dos dados.

Com o *PyCBC*, foram analisadas formas de onda (*waveforms*) visando compreender como elas se alteram com a variação de parâmetros como massa e distância. Outros parâmetros, como *spin*, inclinação e *tidal effects*, podem ser explorados em estudos futuros. Enquanto o *GWpy* foi empregado na obtenção e no tratamento dos dados observacionais, o *PyCBC* permite a inferência de valores como massas, distâncias e outros parâmetros físicos por meio da inferência Bayesiana.

A combinação das bibliotecas *GWpy* e *PyCBC* fornece uma base sólida para a análise de eventos gravitacionais envolvendo sistemas binários de buracos negros. No entanto, foi observado que o *GWpy* apresenta limitações ao lidar com eventos de longa duração, como o GW170817, uma vez que algumas de suas ferramentas ainda não estão plenamente otimizadas para tais eventos. Por exemplo, ao contrário dos casos de BBH, não foi possível realizar tratamentos específicos, como a remoção de frequências abaixo de 15 Hz, etapa que precede o cálculo da SNR.

Além disso, o trabalho discutiu aspectos da astronomia multimessageira associados à detecção do GW170817, ao GRB170817 e ao AT2017gfo, bem como suas aplicações, destacando sua importância para fenômenos como a kilonova e a determinação da constante de Hubble. Essa abordagem multimessageira ampliou o entendimento sobre as emissões gravitacionais e eletromagnéticas relacionadas ao evento GW170817, fornecendo uma base que pode ser estendida para eventos semelhantes, explorando esses mesmos mensageiros.

Referências

- ABBOTT, B. P. *et al.* Gw150914: First results from the search for binary black hole coalescence with advanced ligo. **Physical Review D**, APS, v. 93, n. 12, p. 122003, 2016.
- _____. Gw170814: a three-detector observation of gravitational waves from a binary black hole coalescence. **Physical review letters**, APS, v. 119, n. 14, p. 141101, 2017.
- _____. Gw170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. **Physical review letters**, APS, v. 119, n. 16, p. 161101, 2017.
- _____. Properties of the binary neutron star merger gw170817. **Physical Review X**, APS, v. 9, n. 1, p. 011001, 2019.
- _____. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 116, p. 061102, Feb 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102>>.
- _____. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 116, p. 061102, Feb 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102>>.
- _____. A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant. , v. 551, n. 7678, p. 85–88, nov. 2017.
- _____. A gravitational-wave standard siren measurement of the hubble constant. **Nature**, Springer Science and Business Media LLC, v. 551, n. 7678, p. 85–88, out. 2017. ISSN 1476-4687. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature24471>>.
- _____. Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A. , v. 848, n. 2, p. L13, out. 2017.
- _____. Gw170814: A three-detector observation of gravitational waves from a binary black hole coalescence. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 119, p. 141101, Oct 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.141101>>.
- _____. Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger. , v. 848, n. 2, p. L12, out. 2017.
- _____. Gw170817: Measurements of neutron star radii and equation of state. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 121, p. 161101, Oct 2018. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.161101>>.
- _____. A guide to ligo–virgo detector noise and extraction of transient gravitational-wave signals. **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 37, n. 5, p. 055002, fev. 2020. ISSN 1361-6382. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/ab685e>>.
- ABBOTT, R. *et al.* Open data from the first and second observing runs of Advanced LIGO and Advanced Virgo. **SoftwareX**, v. 13, p. 100658, jan. 2021.
- _____. Open Data from the Third Observing Run of LIGO, Virgo, KAGRA, and GEO. , v. 267, n. 2, p. 29, ago. 2023.
- ALEXANDER, K. *et al.* The electromagnetic counterpart of the binary neutron star merger ligo/virgo gw170817. vi. radio constraints on a relativistic jet and predictions for late-time emission from the kilonova ejecta. **The Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 848, n. 2, p. L21, 2017.
- ANDO, S. *et al.* Colloquium: Multimessenger astronomy with gravitational waves and high-energy neutrinos. **Rev. Mod. Phys.**, American Physical Society, v. 85, p. 1401–1420, Oct 2013. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.85.1401>>.

ARCAVI, I. *et al.* Optical emission from a kilonova following a gravitational-wave-detected neutron-star merger. **Nature**, v. 551, n. 7678, p. 64–66, 2017. ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nature24291>>.

ASHTON, G. *et al.* Bilby: A user-friendly bayesian inference library for gravitational-wave astronomy. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, The American Astronomical Society, v. 241, n. 2, p. 27, apr 2019. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/1538-4365/ab06fc>>.

ATHAY, R. G. The line blanketing effect. In: _____. **Radiation Transport in Spectral Lines**. Dordrecht: Springer Netherlands, 1972. p. 202–236. ISBN 978-94-010-2888-2. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-94-010-2888-2_7>.

BAMBI, C. **Introduction to general relativity: a course for undergraduate students of physics**. [S.l.]: Springer, 2018.

BARISH, B. C. The Science and Detection of Gravitational Waves. In: **From Particles to the Universe**. [S.l.: s.n.], 2001. p. 1–24.

BARISH, B. C.; WEISS, R. LIGO and the detection of gravitational waves. **Physics Today**, v. 52, n. 10, p. 44–50, out. 1999.

BAYES, T.; PRICE, R. An Essay towards Solving a Problem in the Doctrine of Chances. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I**, v. 53, p. 370–418, jan. 1763.

BIWER, C. M. *et al.* Pycbc inference: A python-based parameter estimation toolkit for compact binary coalescence signals. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, IOP Publishing, v. 131, n. 996, p. 024503, jan. 2019. ISSN 1538-3873. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/1538-3873/aaef0b>>.

BOHÉ, A. *et al.* Improved effective-one-body model of spinning, nonprecessing binary black holes for the era of gravitational-wave astrophysics with advanced detectors. **Physical Review D**, APS, v. 95, n. 4, p. 044028, 2017.

BURBIDGE, G. R. *et al.* Californium-254 and supernovae. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 103, p. 1145–1149, Sep 1956. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.103.1145>>.

BURNELL, J. B. The past, present and future of pulsars. **Nature Astronomy**, Nature Publishing Group UK London, v. 1, n. 12, p. 831–834, 2017.

BYRNE, C. A brief history of electromagnetism. 01 2012.

CAMERON, A. G. W. Nuclear reactions in stars and nucleogenesis. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, The Astronomical Society of the Pacific, v. 69, n. 408, p. 201, jun 1957. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1086/127051>>.

CARROLL, B. W.; OSTLIE, D. A. **An introduction to modern astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2017.

CARROLL, S. M. **Spacetime and geometry**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2019.

CAVENDISH, H. Xxi. experiments to determine the density of the earth. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, The Royal Society London, n. 88, p. 469–526, 1798.

CHATTERJI, S. *et al.* Multiresolution techniques for the detection of gravitational-wave bursts. **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 21, n. 20, p. S1809, 2004.

COOLEY, J. W.; TUKEY, J. W. An algorithm for the machine calculation of complex fourier series. **Mathematics of computation**, v. 19, n. 90, p. 297–301, 1965.

COTTON, S. **Lanthanides and actinides**. 1991.

COULTER, D. A. *et al.* Swope supernova survey 2017a (sss17a), the optical counterpart to a gravitational wave source. **Science**, v. 358, n. 6370, p. 1556–1558, 2017. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.aap9811>>.

CREIGHTON, J. D.; ANDERSON, W. G. **Gravitational-wave physics and astronomy: An introduction to theory, experiment and data analysis**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2012.

DAVIS, D. *et al.* Ligo detector characterization in the second and third observing runs. **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 38, n. 13, p. 135014, 2021.

DAVIS, R. Nobel Lecture: A half-century with solar neutrinos. **Reviews of Modern Physics**, v. 75, n. 3, p. 985–994, ago. 2003.

DORRINGTON, I. **Improved methods for the detection of gravitational waves associated with gamma-ray bursts**. Tese (Doutorado) — Cardiff University, 2019.

DYSON, F. W.; EDDINGTON, A. S.; DAVIDSON, C. A Determination of the Deflection of Light by the Sun's Gravitational Field, from Observations Made at the Total Eclipse of May 29, 1919. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A**, v. 220, p. 291–333, jan. 1920.

EFFLER, A. *et al.* Environmental influences on the ligo gravitational wave detectors during the 6th science run. **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 32, n. 3, p. 035017, 2015.

EINSTEIN, A. Zur Elektrodynamik bewegter Körper. **Annalen der Physik**, v. 322, n. 10, p. 891–921, jan. 1905.

_____. Die feldgleichungen der gravitation. **Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften**, p. 844–847, 1915.

_____. Erklärung der perihelbewegung des merkur aus der allgemeinen relativitätstheorie. **Sitzungsberichte der königlich preussischen Akademie der Wissenschaften**, p. 831–839, 1915.

_____. Grundgedanken der allgemeinen relativitätstheorie und anwendung dieser theorie in der astronomie. **Preussische Akademie der Wissenschaften, Sitzungsberichte**, v. 315, p. 778–786, 1915.

_____. Über Gravitationswellen. **Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften**, p. 154–167, jan. 1918.

ELLIS, R. S. Gravitational lensing: a unique probe of dark matter and dark energy. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A**, v. 368, n. 1914, p. 967–987, fev. 2010.

FERRARI, V.; GUALTIERI, L.; PANI, P. **General relativity and its applications: black holes, compact stars and gravitational waves**. [S.l.]: CRC press, 2020.

FINN, L. S.; CHERNOFF, D. F. Observing binary inspiral in gravitational radiation: One interferometer. **Physical Review D**, APS, v. 47, n. 6, p. 2198, 1993.

GARDNER, J. P. *et al.* The james webb space telescope. **Space Science Reviews**, Springer, v. 123, p. 485–606, 2006.

GELMAN, A. *et al.* **Bayesian data analysis**. [S.l.]: Chapman and Hall/CRC, 1995.

GIACCONI, R. X-ray astronomy. In: **X-Ray Astronomy: Proceedings of the NATO Advanced Study Institute held at Erice, Sicily, July 1–14, 1979**. [S.l.]: Springer, 1974. p. 1–13.

GOLDSTEIN, A. *et al.* An ordinary short gamma-ray burst with extraordinary implications: Fermi-gbm detection of grb 170817a. **The Astrophysical Journal Letters**, The American Astronomical Society, v. 848, n. 2, p. L14, oct 2017. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/aa8f41>>.

GRIFFITHS, D. J. **Introduction to electrodynamics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2023.

GUIDRY, M. **Modern general relativity: black holes, gravitational waves, and cosmology**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2019.

HALLINAN, G. *et al.* A radio counterpart to a neutron star merger. **Science**, v. 358, n. 6370, p. 1579–1583, dez. 2017.

HALZEN, F. Cosmic neutrinos from the sources of galactic and extragalactic cosmic rays. , v. 309, n. 1-4, p. 407–414, jun. 2007.

HARRIS, C. R. *et al.* Array programming with NumPy. **Nature**, Springer Science and Business Media LLC, v. 585, n. 7825, p. 357–362, set. 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41586-020-2649-2>>.

HIRATA, K. *et al.* Observation of a neutrino burst from the supernova sn1987a. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 58, p. 1490–1493, Apr 1987. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1490>>.

HOEKSTRA, H.; JAIN, B. Weak Gravitational Lensing and Its Cosmological Applications. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 58, n. 1, p. 99–123, nov. 2008.

HU, J.-P.; WANG, F.-Y. Hubble tension: The evidence of new physics. **Universe**, MDPI, v. 9, n. 2, p. 94, 2023.

HULSE, R. A.; TAYLOR, J. H. Discovery of a pulsar in a binary system. **Astrophysical Journal**, vol. 195, Jan. 15, 1975, pt. 2, p. L51–L53., v. 195, p. L51–L53, 1975.

JASO, A. C. Mejorando los resultados de la estimación de parámetros para los primeros tres períodos de observación de ligo-virgo mediante la adición de armónicos más altos. Universitat de les Illes Balears, 2020.

JAYNES, E. T. **Probability theory: The logic of science**. [S.l.]: Cambridge university press, 2003.

JEFFREYS, H. **Theory of Probability**. [S.l.: s.n.], 1939.

KASEN, D.; BADNELL, N. R.; BARNES, J. Opacities and spectra of the r-process ejecta from neutron star mergers. **The Astrophysical Journal**, The American Astronomical Society, v. 774, n. 1, p. 25, aug 2013. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/774/1/25>>.

KEPPEL, D. G. **Signatures and Dynamics of Compact Binary Coalescences and a Search in LIGO's S5 Data**. Tese (Doutorado) — Caltech, 2009.

KOSHIBA, M. Nobel lecture: Birth of neutrino astrophysics. **Reviews of Modern Physics**, APS, v. 75, n. 3, p. 1011, 2003.

LALLY, S. P. Henry Cavendish and the density of the earth. **The Physics Teacher**, v. 37, n. 1, p. 34–37, jan. 1999.

LAPLACE, P. S. Memoir on the probability of the causes of events. **Statistical science**, JSTOR, v. 1, n. 3, p. 364–378, 1986.

- LAPLACE, P. S. marquis de. **Traité de mécanique céleste**. [S.l.]: Chez JBM Duprat, libraire pour les mathématiques, quai des Augustins, 1825. v. 1-5.
- LEMOS, N. A. **Mecânica analítica**. [S.l.]: Editora Livraria da Física, 2013.
- LI, L.-X.; PACZYŃSKI, B. Transient events from neutron star mergers. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 507, n. 1, p. L59–L62, nov. 1998. ISSN 0004-637X. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1086/311680>>.
- LI, Q. *et al.* Measurements of the gravitational constant using two independent methods. , v. 560, n. 7720, p. 582–588, ago. 2018.
- LIGO Scientific Collaboration. **LALSuite: LIGO Scientific Collaboration Algorithm Library Suite**. 2020. Astrophysics Source Code Library, record ascl:2012.021.
- LIGO Scientific Collaboration; Virgo Collaboration. **Sensitivity Achieved by the LIGO and Virgo Gravitational Wave Detectors during LIGO's Sixth and Virgo's Second and Third Science Runs**. 2012.
- LORENTZ, H. A. Ueber den einfluss magnetischer kräfte auf die emission des lichtes. **Annalen der Physik**, Wiley Online Library, v. 299, n. 13, p. 278–284, 1897.
- MACLEOD, D. M. *et al.* GWpy: A Python package for gravitational-wave astrophysics. **SoftwareX**, v. 13, p. 100657, jan. 2021.
- MAGGIORE, M. **Gravitational waves: Volume 1: Theory and experiments**. [S.l.]: OUP Oxford, 2007.
- _____. **Gravitational Waves: Volume 2: Astrophysics and Cosmology**. [S.l.]: Oxford University Press, 2018.
- MCKECHAN, D. J. A.; ROBINSON, C.; SATHYAPRAKASH, B. S. A tapering window for time-domain templates and simulated signals in the detection of gravitational waves from coalescing compact binaries. **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 27, n. 8, p. 084020, abr. 2010. ISSN 1361-6382. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/27/8/084020>>.
- MESZAROS, P. Gamma-ray bursts. **Reports on Progress in Physics**, IOP Publishing, v. 69, n. 8, p. 2259, 2006.
- MÉSZÁROS, P. *et al.* Multi-messenger astrophysics. **Nature Reviews Physics**, v. 1, n. 10, p. 585–599, out. 2019.
- METZGER, B. D. Kilonovae. **Living Reviews in Relativity**, Springer, v. 23, n. 1, p. 1, 2020.
- Metzger, B. D.; Berger, E. What is the Most Promising Electromagnetic Counterpart of a Neutron Star Binary Merger? , v. 746, n. 1, p. 48, fev. 2012.
- METZGER, B. D. *et al.* Electromagnetic counterparts of compact object mergers powered by the radioactive decay of r-process nuclei. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 406, n. 4, p. 2650–2662, 08 2010. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16864.x>>.
- MICHELSON, A. A.; MORLEY, E. W. On the Relative Motion of the Earth and of the Luminiferous Ether. **Sidereal Messenger**, v. 6, p. 306–310, nov. 1887.
- MIRANDA, O. Avanço do periélio de mercúrio – o primeiro sucesso da teoria da relatividade geral de einstein. **Conexões - Ciência e Tecnologia**, v. 13, p. 7, 05 2019.
- MOORE, C. J.; COLE, R. H.; BERRY, C. P. L. Gravitational-wave sensitivity curves. **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 32, n. 1, p. 015014, dez. 2014. ISSN 1361-6382. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/32/1/015014>>.

- MORGAN, A. D. **Formal logic: or, the calculus of inference, necessary and probable.** [S.l.]: Taylor and Walton, 1847. 172-174 p.
- NERONOV, A. Introduction to multi-messenger astronomy. **Journal of Physics: Conference Series**, IOP Publishing, v. 1263, n. 1, p. 012001, jun 2019. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1263/1/012001>>.
- NEWTON, I. **Philosophiae Naturalis Principia Mathematica.** [S.l.: s.n.], 1687.
- NITZ, A. H. *et al.* Detecting binary compact-object mergers with gravitational waves: Understanding and improving the sensitivity of the pycbc search. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 849, n. 2, p. 118, 2017.
- PAIS, A. **Subtle is the Lord: The Science and the Life of Albert Einstein: The Science and the Life of Albert Einstein.** [S.l.]: Oxford University Press, USA, 1982.
- PEREDES, J. M.; REIMER, O.; TORRES, D. F. **The Multi-Messenger Approach to High-Energy Gamma-Ray Sources.** [S.l.]: Springer, 2007.
- PAULINO, C. D. *et al.* **Estatística Bayesiana.** 2a. ed. Lisboa: Fundação Calouste Gulbenkian, 2018.
- PIAN, E. *et al.* Spectroscopic identification of r-process nucleosynthesis in a double neutron-star merger. **Nature**, v. 551, n. 7678, p. 67–70, 2017. ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nature24298>>.
- POISSON, S.-D.; GARNIER, J.-G. **Traité de mécanique.** [S.l.]: Société belge de librairie, 1838. v. 1.
- PRESS, W. H. *et al.* **Numerical recipes.** [S.l.]: Citeseer, 1988.
- RAMEEZ, M.; SARKAR, S. Is there really a hubble tension? **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 38, n. 15, p. 154005, jul 2021. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/ac0f39>>.
- RAMOS, M. P.; MALUF, R. V. Sobre a teoria de einstein para ondas gravitacionais e sua aplicação no estudo da radiação emitida por um pulsar binário. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, Sociedade Brasileira de Física, v. 40, n. 2, 2018. ISSN 1806-1117. Disponível em: <<https://doi.org/10.1590/1806-9126-RBEF-2017-0177>>.
- REIF, F. **Fundamentals of statistical and thermal physics.** [S.l.]: Waveland Press, 2009.
- SAVAGE, R. S.; OLIVER, S. Bayesian methods of astronomical source extraction. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 661, n. 2, p. 1339, 2007.
- SAVCHENKO, V. *et al.* Integral detection of the first prompt gamma-ray signal coincident with the gravitational-wave event gw170817. **The Astrophysical Journal Letters**, The American Astronomical Society, v. 848, n. 2, p. L15, oct 2017. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/aa8f94>>.
- SCHWARZ, H. E. *et al.* Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud. , v. 4339, p. 1, mar. 1987.
- SHENOI, B. A. **Introduction to digital signal processing and filter design.** [S.l.]: John Wiley & Sons, 2005. v. 169.
- SIVIA, D.; SKILLING, J. **Data analysis: a Bayesian tutorial.** [S.l.]: OUP Oxford, 2006.
- SONI, S. *et al.* Qoq: a q-transform based test for gravitational wave transient events. **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 41, n. 1, p. 015012, 2023.

- Taylor, J. H.; Fowler, L. A.; McCulloch, P. M. Measurements of general relativistic effects in the binary pulsar PSR1913 + 16. , v. 277, n. 5696, p. 437–440, fev. 1979.
- THORNE, K. S.; MISNER, C. W.; WHEELER, J. A. **Gravitation**. [S.l.]: Freeman San Francisco, 2000.
- THORNTON, S. T.; MARION, J. **Classical dynamics of particles and systems**. [S.l.]: MTM, 2019.
- THRANE, E.; TALBOT, C. An introduction to bayesian inference in gravitational-wave astronomy: parameter estimation, model selection, and hierarchical models. **Publications of the Astronomical Society of Australia**, Cambridge University Press, v. 36, p. e010, 2019.
- TROJA, E. *et al.* The x-ray counterpart to the gravitational-wave event gw170817. **Nature**, Springer Science and Business Media LLC, v. 551, n. 7678, p. 71–74, out. 2017. ISSN 1476-4687. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature24290>>.
- TSAPRAS, Y. Microlensing Searches for Exoplanets. **Geosciences**, v. 8, n. 10, p. 365, set. 2018.
- UNGER, M. **Highlights from the Pierre Auger Observatory (ICRC17)**. 2017.
- USMAN, S. A. *et al.* The pycbc search for gravitational waves from compact binary coalescence. **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 33, n. 21, p. 215004, 2016.
- VALENTI, S. *et al.* The discovery of the electromagnetic counterpart of gw170817: Kilonova at 2017gfo/dlt17ck. **The Astrophysical Journal Letters**, The American Astronomical Society, v. 848, n. 2, p. L24, oct 2017. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/aa8edf>>.
- VEITCH, J. *et al.* Parameter estimation for compact binaries with ground-based gravitational-wave observations using the LALInference software library. , v. 91, n. 4, p. 042003, fev. 2015.
- Villar, V. A. *et al.* The Combined Ultraviolet, Optical, and Near-infrared Light Curves of the Kilonova Associated with the Binary Neutron Star Merger GW170817: Unified Data Set, Analytic Models, and Physical Implications. , v. 851, n. 1, p. L21, dez. 2017.
- VIRTANEN, P. *et al.* SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python. **Nature Methods**, v. 17, p. 261–272, 2020.
- VUKOVIC, R. Electromagnetism. 2014.
- WALKER, H. J. A brief history of infrared astronomy. **Astronomy & Geophysics**, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 41, n. 5, p. 5–10, 2000.
- WEISBERG, J. M.; TAYLOR, J. H. Relativistic binary pulsar b1913+ 16: Thirty years of observations and analysis. **arXiv preprint astro-ph/0407149**, 2004.
- WELCH, P. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms. **IEEE Transactions on audio and electroacoustics**, IEEE, v. 15, n. 2, p. 70–73, 1967.
- ZYLBERSZTAJN, A. A deflexão da luz pela gravidade e o eclipse de 1919. **Caderno Brasileiro de Ensino de Física**, v. 6, n. 3, p. 224–233, 1989.

A Transformações de Calibre

Considerando uma transformação de coordenadas:

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu = x^\mu + \xi^\mu \quad (\text{A.1})$$

Onde os termos de ξ^μ são quatro funções de x^μ de mesma ordem que $h_{\mu\nu}$. A métrica do espaço-tempo nos dois sistemas de coordenadas está relacionada por (BAMBI, 2018):

$$\begin{aligned} g_{\mu\nu} \rightarrow g'_{\mu\nu} &= \frac{\partial x^\alpha}{\partial x'^\mu} \frac{\partial x^\beta}{\partial x'^\nu} g_{\alpha\beta} \\ &= (\delta_\mu^\alpha - \partial_\mu \xi_\nu)(\delta_\nu^\beta - \partial_\nu \xi_\beta)(\eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}) \\ &= \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} - \partial_\mu \xi_\nu - \partial_\nu \xi_\mu \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Note que para a equação A.2, os termos de segunda ordem são desprezados. Como $g'_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h'_{\mu\nu}$, subtraindo a métrica de Minkowski de cada lado da equação, adquire-se a relação entre as duas métricas perturbadas A.3 (BAMBI, 2018).

$$h'_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \partial_\mu \xi_\nu - \partial_\nu \xi_\mu \quad (\text{A.3})$$

Definindo o traço-reverso perturbado como (CARROLL, 2019):

$$\tilde{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h \quad (\text{A.4})$$

Onde o traço de $\tilde{h} = -h$. A relação entre dois traços-reversos perturbados é obtida utilizando as expressões A.3 e A.4.

$$\begin{aligned} \tilde{h}'_{\mu\nu} &= h_{\mu\nu} - \partial_\mu \xi_\nu - \partial_\nu \xi_\mu - \frac{1}{2}(\eta^{\alpha\beta} h'_{\alpha\beta}) \\ &= h_{\mu\nu} - \partial_\mu \xi_\nu - \partial_\nu \xi_\mu - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}(h - 2\partial_\alpha \xi^\alpha) \\ &= h_{\mu\nu} - \partial_\mu \xi_\nu - \partial_\nu \xi_\mu - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h - \eta_{\mu\nu}\partial_\alpha \xi^\alpha \\ &= \tilde{h}_{\mu\nu} - \partial_\mu \xi_\nu - \partial_\nu \xi_\mu + \eta_{\mu\nu}\partial_\alpha \xi^\alpha \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Na impossibilidade de introduzir o calibre harmônico devido à configuração do sistema, será realizada a transformação de coordenadas apresentada em A.1 para assegurar o vínculo $\partial^\mu \tilde{h}'_{\mu\nu} = 0$ (BAMBI, 2018).

$$\begin{aligned} \partial^\mu \tilde{h}'_{\mu\nu} &= \partial^\mu (\tilde{h}_{\mu\nu} - \partial_\mu \xi_\nu - \partial_\nu \xi_\mu + \eta_{\mu\nu}\partial_\alpha \xi^\alpha) \\ &= \partial^\mu \tilde{h}_{\mu\nu} - \square \xi_\nu = 0 \\ \therefore \partial^\mu \tilde{h}_{\mu\nu} &= \square \xi_\nu \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

B Acesso aos dados observacionais utilizando *GWpy* e cálculo da ASD

```
!pip install --upgrade astropy
!pip install --upgrade gwpy
!pip install --upgrade scipy

import gwpy
import astropy
from gwosc.datasets import event_gps
from gwpy.timeseries import TimeSeries
from scipy.signal import get_window
import matplotlib.pyplot as plt

# Obter o tempo GPS do evento GW170817
gps = event_gps('GW170817')
print("GPS_time_of_GW170817_event:", gps)

# Definir com um intervalo antes e depois do evento
segment = (int(gps) - 512, int(gps) + 512)
print("Segment:", segment)

# Baixar os dados do detector LIGO-Livingston
ldata = TimeSeries.fetch_open_data('L1', *segment, verbose=True)
print("LIGO-Livingston_data:", ldata)

# Plotar os dados
plot = ldata.plot()
plt.show()

# Calcular a Transformada de Fourier dos dados
fft = ldata.fft()
print("FFT:", fft)

# Plotar a amplitude da FFT em escala log-log
plot = fft.abs().plot(xscale="log", yscale="log")
plt.show()

# Aplicar uma janela de Hann aos dados
window = get_window('hann', ldata.size)
lwin = ldata * window

# Calcular a FFT dos dados janelados
```

```

fftamp = lwin.fft().abs()

# Calcular a densidade espectral de amplitude (ASD) usando o metodo de
  Welch
asd = ldata.asd(fftlength=4, method="welch")

# Plotar a ASD
plot = asd.plot()
plot.show(warn=False)

# Definir os limites do eixo x e y para a plotagem ASD
ax = plot.gca()
ax.set(xlim=(10, 1400), ylim=(1e-24, 1e-20))

# Baixar os dados dos detectores Hanford e Virgo
hdata2 = TimeSeries.fetch_open_data('H1', int(gps) - 512, int(gps) + 512,
    cache=True)
hasd2 = hdata2.asd(fftlength=4, method="median")
vdata2 = TimeSeries.fetch_open_data('V1', int(gps) - 512, int(gps) + 512,
    cache=True)
vasd2 = vdata2.asd(fftlength=4, method="median")

# Plotar as ASD dos detectores Hanford e Virgo junto com a ASD de
  Livingston
ax.plot(hasd2, label='LIGO-Hanford', color='gwpy:ligo-hanford')
ax.plot(vasd2, label='Virgo', color='gwpy:virgo')

lline = ax.lines[0]
lline.set_color('gwpy:ligo-livingston')
lline.set_label('LIGO-Livingston')

ax.set_ylabel(r'Strain_noise_[$1/\sqrt{\mathrm{Hz}}$]')
ax.legend()

# Plotar a ASD com escala log-log
plot = fftamp.plot(xscale="log", yscale="log")
plt.show()

```

C Espectro de tempo-frequência com a utilização da *Q-transform* e remoção do *Glitch* usando a *Window Planck Inverse*

```
!pip install --upgrade astropy
!pip install --upgrade gwpy

%matplotlib inline
from gwosc.datasets import event_gps
from gwpy.timeseries import TimeSeries
import gwpy
import astropy

# Tempo GPS para o evento GW170817
gps = event_gps('GW170817')
print("GPS_do_GW170817:", gps)

# Define um segmento de tempo em torno do evento (30 segundos antes, 2
  segundos depois)
segment = (int(gps) - 30, int(gps) + 2)

# baixar os dados do detector LIGO-Hanford (H1)
hdata = TimeSeries.fetch_open_data('H1', *segment, verbose=True, cache=
  True)

# Realiza a analise de Q-transformada nos dados de Hanford
hq = hdata.q_transform(frange=(30, 500), qrange=(100, 110))

# Plota os dados da Q-transformada para Hanford
plot = hq.plot()
ax = plot.gca()
ax.set_epoch(gps)
ax.set_yscale('log')
ax.colorbar(label="Normalised_energy")

# Busca os dados da serie temporal para o detector Livingston (L1)
ldata = TimeSeries.fetch_open_data('L1', *segment, verbose=True)

# Realiza a analise de Q-transformada nos dados de Livingston
lq = ldata.q_transform(frange=(30, 500), qrange=(100, 110))

# Plota os dados da Q-transformada para Livingston
```

```

plot = lq.plot()
ax = plot.gca()
ax.set_epoch(gps)
ax.set_yscale('log')
ax.colorbar(label="Normalised_energy")

# Ajusta a escala de cores para melhor visualizacao
plot.colorbar[0].mappable.set_clim(0,20)
plot.refresh()

# Remocao do Glitch usando a Window Planck Inverse
# Ajustar os parametros para construir uma janela ao redor do Glitch
gated_ldata = ldata.gate(tzero=0.1, tpad=0.2)

gated_lq = gated_ldata.q_transform(frange=(30, 500), qrange=(100, 110))

# Realizar o plot dos dados com o glitch removido
plot = gated_lq.plot()
ax = plot.gca()
ax.set_epoch(gps)
ax.set_yscale('log')
ax.colorbar(label="Energia_Normalizada")
plot.colorbar[0].mappable.set_clim(0, 20)

```

D Forma de onda gerada com os parâmetros do GW170817 no *PyCBC*

```
# Instalacao das bibliotecas necessarias para utilizacao do PyCBC
!pip install —upgrade astropy
!pip install —upgrade scipy
!pip install —upgrade pycbc

# Para exibir graficos inline
%matplotlib inline

# Importa bibliotecas para manipulacao de dados e plotagem
import pylab
import pycbc
import matplotlib.pyplot as plt

# Importa a funcao para obter as waveforms gravitacionais utilizando o
PyCBC
from pycbc.waveform import get_td_waveform

# Obtem as formas de onda da fusao de dois buracos negros
hp, hc = get_td_waveform(approximant="SEOBNRv4_opt",
                        mass1=1.60,
                        mass2=1.36,
                        delta_t=1.0/16384.0,
                        f_lower=40,
                        distance=40)

# Cria uma figura para plotar a forma de onda da polarizacao Plus
pylab.figure(figsize=pylab.figaspect(0.4))
pylab.plot(hp.sample_times, hp, label='Plus_Polarization')
pylab.xlabel('Time_(s)')
pylab.ylabel('Strain')
pylab.legend()
pylab.grid()
pylab.show()

# Cria uma nova figura para plotar as formas de onda ampliadas pylab.
figure(figsize=pylab.figaspect(0.4))
pylab.plot(hp.sample_times, hp, label='Plus_Polarization')
pylab.plot(hp.sample_times, hc, label='Cross_Polarization')
pylab.xlabel('Time_(s)')
pylab.ylabel('Strain')
```

```
pylab.xlim(-.005, .005)  
pylab.legend()  
pylab.grid()  
pylab.show()
```