

CADERNOS DE ASTRONOMIA

NÚCLEO DE ASTROFÍSICA E COSMOLOGIA DA UFES
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTROFÍSICA, COSMOLOGIA E GRAVITAÇÃO

ONDAS GRAVITACIONAIS

A cosmologia de
Gödel

Espectroscopia
solar

Astroquímica

A descoberta
das cefeidas

Cosmo-ufes

UFES

PPGCosmo

Cadernos de Astronomia

ISSN 2675-4754

EDITORES RESPONSÁVEIS

Prof. Dr. Alan M. Velásquez-Toribio (UFES)
alan.toribio@ufes.br

Prof. Dr. Hermano Velten (UFOP)
hermano.velten@ufop.edu.br

Prof. Dr. Julio C. Fabris (UFES)
julio.fabris@cosmo-ufes.org

Prof. Dr. Júnior Diniz Toniato (UFOP)
junior.toniato@ufop.edu.br

EDITOR CONVIDADO (Seção Temática)

Prof. Dr. Riccardo Sturani (IIF/UFRN)
riccardo@iif.ufrn.br

CONSELHO CIENTÍFICO

Prof. Dr. Adriano Mesquita Oliveira (UFES)
adriano.ufes@gmail.com

Prof. Dr. Davi Rodrigues (UFES)
davi.rodrigues@cosmo-ufes.org

Prof. Dr. José Alexandre Nogueira (UFES)
nogueira.ufes@gmail.com

Prof. Dr. José A. de Freitas Pacheco
(OCA, França) pacheco@oca.eu

Prof. Dr. Martín Richarte (UFES)
martin@dfuba.ar

Prof. Dr. Oliver F. Piattella (UFES)
oliver.piattella@cosmo-ufes.org

Prof. Ms. Renato Las Casas (UFMG)
renato@fisica.ufmg.br

Prof. Dr. Sergio Mascarello Bisch (UFES)
sergiobisch@gmail.com

Prof. Dr. Valério Marra (UFES)
valerio.marra@cosmo-ufes.org

Prof. Dr. William Ricaldi (UFES)
whipolito@gmail.com

Prof. Dr. Winfried Zimdahl
(UFES, Brasil/UD, Alemanha)
winfried.zimdahl@kabelbw.de

RESPONSÁVEIS GRÁFICOS

Amanda S. Fassarella (UFES)
fassarellaamanda@gmail.com

Matheus Bregonci Pires (UFES)
matheus.bregonci@hotmail.com

ENDEREÇO

Núcleo de Astrofísica e Cosmologia, CCE,
Universidade Federal do Espírito Santo,
Av. Fernando Ferrari, 514,
Golebeiras, Vitória - ES - CEP 29075-910
www.periodicos.ufes.br/astrofisica

Cosmo-ufes

PPGCosmo

Sobre a revista

Cadernos de Astronomia é uma publicação do Núcleo de Astrofísica e Cosmologia da UFES, Cosmo-ufes, e do Programa de Pós-Graduação em Astrofísica, Cosmologia e Gravitação, PPGCosmo, que visa veicular textos científicos, de ensino, de divulgação científica e resenhas sobre assuntos de relevância e atualidade, focados em Astronomia, Astrofísica, Cosmologia e áreas correlatas. Os artigos publicados nos Cadernos de Astronomia são destinados a um amplo público, e podem ser submetidos à revista não apenas por profissionais trabalhando na área de ensino e/ou pesquisa mas também por qualquer interessado nos assuntos listados anteriormente.

Submissões

A revista Cadernos de Astronomia aceita, para publicação, artigos e resenhas inéditos versando sobre temas de divulgação científica, história da ciência, ensino e pesquisa nas áreas de astronomia, cosmologia e disciplinas afins. Os autores que desejarem publicar textos originais nesta revista deverão submetê-los exclusivamente usando a seção submissões no portal da revista, com especial atenção às Normas de Formatação.

Núcleo Cosmo-ufes

O Núcleo de Astrofísica e Cosmologia da UFES, Núcleo Cosmo-ufes, foi criado em 2017, reunindo pesquisadores, pós-doutorandos e estudantes atuando nas áreas de Astrofísica, Cosmologia e Gravitação. O Núcleo Cosmo-ufes desenvolve atividades de pesquisa científica, ensino e extensão, sendo responsável pela organização de diversas conferências de abrangência estadual, nacional e internacional. Ele possui também cooperações com outras instituições acadêmicas e científicas do Brasil e do Exterior.

As atividades do Núcleo Cosmo-ufes estão descritas na página: www.cosmo-ufes.org.

PPGCosmo

O Programa de Pós-Graduação em Astrofísica, Cosmologia e Gravitação - PPGCosmo envolve pesquisadores de instituições do Brasil e exterior, formando doutores em um ambiente de pesquisa internacional. O PPGCOSMO atua também em projetos de incentivo a práticas científicas em escolas de ensino básico e atividades de divulgação científica.

Maiores informações:

ppgcosmo.cosmo-ufes.org e www.cosmologia.ufes.br

Capa:

Imagem: LIGO/T. Pyle

Fundo desta página:

Imagem: GW190521/ Demorah Ferguson | Karan Jani | Deirdre Shoemaker | Pabla Laguna

Carta ao Leitor

A astronomia e a cosmologia vivem um momento tão excepcional quanto singular. Entre os últimos prêmios Nobel de Física, foram contemplados a descoberta da expansão acelerada do Universo, a detecção da radiação cósmica de fundo, a investigação sobre estruturas cósmicas, a detecção das ondas gravitacionais e os estudos observacionais e teóricos sobre buracos negros. Esta sequência de atribuições da maior premiação científica do mundo àquelas áreas do conhecimento revela o dinamismo que elas gozam atualmente, e o notável grau de inovação e rigor que alcançaram. A cosmologia, em particular, deixou de ser um ramo essencialmente especulativo da atividade científica para, nos últimos 60 anos, ser alçada à condição de uma das fronteiras do conhecimento. O curioso é que muitos dos resultados obtidos pela astronomia e pela cosmologia ocorreram quando havia grande ceticismo sobre se um dia esses resultados sequer poderiam ser obtidos. Este é o caso da primeira detecção das ondas gravitacionais, ocorrida em 2015, cem anos após ter surgido a teoria que as predizia, a relatividade geral.

Nesta edição dos Cadernos de Astronomia o tema “ondas gravitacionais” é abordado com destaque. A existência destas flutuações no tecido espaço-temporal é uma das previsões mais importantes da teoria da relatividade geral, a moderna teoria da gravitação. Dessa forma, a recente comprovação da existência das ondas gravitacionais corrobora com um dos aspectos teóricos mais relevantes da relatividade geral: a gravidade é um fenômeno geométrico, uma consequência da curvatura do espaço-tempo em que vivemos. A estrutura geométrica é determinada pela distribuição de matéria nela presente, tendo um caráter dinâmico. Isto contrasta de forma essencial com a gravitação newtoniana, que supõe uma estrutura geométrica fixa, definida a priori: o espaço euclidiano, sendo o tempo um parâmetro externo. Se a geometria em que vivemos é dinâmica, mudanças na distribuição de matéria geram flutuações do espaço-tempo que se propagam com a velocidade da luz: as ondas gravitacionais. Estas ondas são muito débeis, reflexo do fato que a gravitação é a interação fundamental mais fraca que existe. Devido a isso, os esforços científicos e tecnológicos que possibilitaram a construção de um aparato capaz de detectar a passagem de uma onda gravitacional pela Terra constituem hoje um dos maiores feitos da ciência mundial. Conquista de extrema importância que justifica o prêmio Nobel de Física de 2017.

A organização da Seção Temática contou com o Editor Convidado Dr. Riccardo Sturani, pesquisador do Instituto Internacional de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Norte e membro da colaboração científica LIGO (a primeira a detectar uma onda gravitacional), que também assina um dos artigos integrantes da seção. Mais seis cientistas, do Brasil e do exterior, colaboram com artigos sobre ondas gravitacionais, suas relações com a cosmologia, física de buracos negros, estrelas de nêutrons, e as diferentes formas de detecção. O tema é abordado sob variados enfoques, sendo os textos complementares entre si. Eles dão ao leitor interessado no assunto a ampla perspectiva que reveste a confirmação de que, sim, as ondas

gravitacionais existem. A astronomia e a física têm agora uma nova janela para perscrutar o universo, e a observação direta de ondas gravitacionais começa já a dar seus frutos, corroborando com a existência dos buracos negros, por exemplo, outra notável predição da teoria da relatividade geral.

Encontraremos também, neste número dos Cadernos de Astronomia, artigos versando sobre a astroquímica, ramo científico interdisciplinar e que tem vivido hoje um grande dinamismo, em conexão com a disciplina de astrobiologia, assunto também de grande importância na atualidade e que ganhou uma nova perspectiva com a descoberta dos exoplanetas. No que tange à cosmologia, o artigo sobre o modelo de universo de Gödel traz uma importante reflexão sobre nossa descrição do cosmo: o modelo cosmológico padrão seria uma simplificação excessiva, ignorando a complexidade e riqueza do universo em que vivemos? Chamamos a atenção também para a tradução do artigo original que narrou a descoberta da classe de estrelas cefeidas, de grande importância em astrofísica e cosmologia.

Por fim, esta edição traz também outros artigos referentes aos projetos vencedores na Mostra de Astronomia do ES, a MAES 2020. Estes trabalhos mostram, ao mesmo tempo, que esse evento se consolida como uma atividade importante no ambiente acadêmico e educacional, e que a astronomia começa a se tornar uma linguagem habitual para os estudantes e professores do Ensino Básico. Esperamos que isto gere impactos positivos tanto do ponto de vista científico quanto cultural a curto e médio prazos.

Os Editores

Sumário

Seção Temática

Apresentação

Júnior Diniz Toniato e Riccardo Sturani 5

O que são ondas gravitacionais?

Júnior Diniz Toniato 6

Buracos negros: a derradeira fronteira

Vitor Cardoso e Francisco Duque 16

Detectores de ondas gravitacionais

Odylio Denys Aguiar 42

Estrelas de nêutrons e seus múltiplos mensageiros

Raissa F. P. Mendes 58

Buracos negros, modos quasinormais e ondas gravitacionais

Cecilia Chirenti 71

Sondando o universo primitivo com as ondas gravitacionais

J.A. de Freitas Pacheco 81

Astronomia de ondas gravitacionais

Riccardo Sturani 90

Divulgação Científica, Ciência & Sociedade

O modelo de universo de Kurt Gödel

Mário Novello 96

Química e astronomia

Sérgio P. J. Rodrigues 103

Artigos

- A equação do equilíbrio estelar em teorias modificadas da gravitação**
Túlio Ottoni et al. 110
- Buracos negros estelares: a geometria do espaço-tempo de Schwarzschild**
Rodrigo Siqueira-Batista e José A. Helayël Neto 123
- Análise computacional do hidrocarboneto aromático policíclico antraceno e sua aplicação na astroquímica**
Rosiane C. da Rosa et al. 132

Ensino

- Uma jornada pela vida no cosmos: relato de experiência de ensino de astrobiologia na escola**
Felipe Sérvulo Maciel Costa 142

MAES 2020 - Trabalhos Premiados

- III Mostra de Astronomia do Espírito Santo**
Comitê Organizador da MAES 2020. 153
- Conhecendo os eclipses com a utilização do Stellarium**
Cibele K. S. Machado e Antonio Carlos P. Carvalho 155
- Espectroscopia solar com instrumento alternativo**
Guilherme L. Schmidt et al. 160

Textos Clássicos

- As estrelas cefeidas enquanto velas padrão: a relação período-luminosidade tal qual apresentada por sua descobridora**
Daniel Iria Machado 170

Ondas Gravitacionais

A teoria da relatividade geral foi proposta em 1915 e, cem anos depois, foi confirmada uma de suas previsões mais notáveis: a existência das ondas gravitacionais. Ondas gravitacionais são flutuações na geometria do espaço-tempo que se propagam com a velocidade da luz. São oscilações muito fracas, reflexo do fato que a gravidade é a interação mais débil entre as quatro conhecidas. Para que haja um sinal detectável, é preciso que processos extremamente energéticos ocorram. E foi o que aconteceu com o evento observado em 2015: a fusão de dois buracos negros, cada um com massa de dezenas de vezes a massa do Sol. A quantidade de energia liberada corresponde a um dos fenômenos mais enérgicos já observado pelo ser humano. No entanto, o sinal detectado corresponde a uma oscilação muito menor que o tamanho de uma partícula nuclear.

Ainda assim, a detecção ocorreu, resultado de um esforço conjugado da ciência básica, engenharia e análise de dados. Este feito coroou 50 anos de esforços, desde as primeiras barras ressonantes, concebidas na década de 1960, até os sofisticados interferômetros LIGO e VIRGO (e agora também o KAGRA). As dificuldades para detectar um sinal de onda gravitacional eram consideráveis e muitos pensavam que ainda tardaríamos talvez muitas décadas antes de se ter resultados positivos. Não é por acaso que o Nobel de Física de 2017 premiou este sucesso técnico e científico.

Desde 2015 novos eventos associados às ondas gravitacionais têm sido detectados. Com a captação de sinais de ondas gravitacionais se tornando mais e mais frequente, esperamos que a astronomia das ondas gravitacionais abram novas janelas observacionais que nos permitam obter informações tanto sobre objetos astrofísicos compactos quanto sobre fenômenos cosmológicos, inclusive relativos ao universo primordial. Isto implica a caracterização das fontes de ondas gravitacionais para todos estes fenômenos. Um grande esforço científico está em curso com o potencial de revolucionar a física e astronomia do ponto de vista teórico e observacional, sem esquecer o impacto tecnológico resultante de todos os sofisticados detectores de ondas gravitacionais em operação e projetados.

Os textos que compõem esta seção temática dos Cadernos de Astronomia retratam a riqueza que o tema ondas gravitacionais contém. Abordam a teoria da relatividade geral, objetos astronômicos como estrelas de nêutrons e buracos negros e as fontes cosmológicas. Junta-se a isto o conceito de astronomia multimessageira, onde diversos tipos de sinais contribuem para definir a fonte de uma onda gravitacional observada. Estes textos foram escritos por especialistas em astrofísica, cosmologia, física, que participam ativamente deste esforço científico e tecnológico e com uma linguagem acessível a um amplo espectro de leitores. Esperamos que a riqueza e qualidade dos textos aqui veiculados encontrem ressonância em todos os interessados pela física e astronomia.

Júnior Diniz Toniato e Riccardo Sturani

O que são ondas gravitacionais?

Júnior Diniz Toniato

Universidade Federal de Ouro Preto

Resumo

Neste artigo, iremos revisar, de maneira não técnica, conceitos chaves para o entendimento do que são ondas gravitacionais. Com intuito de abarcar um amplo público, vamos discutir o que são ondas sonoras, ondas eletromagnéticas, a natureza da gravitação e ondas gravitacionais propriamente ditas. Abordaremos também alguns aspectos da detecção da primeira onda gravitacional e as consequências dessa grande conquista para a ciência e nosso conhecimento do universo.

Abstract

In this article we review, using a non-technical language, key concepts for understanding what gravitational waves are. Intending to reach a wide audience, we will discuss what characterizes sound waves and electromagnetic waves, the nature of gravitation and the gravitational waves. We also cover some aspects of the process of detection of the first gravitational wave and the consequences of this great achievement for science and our knowledge of the universe.

Palavras-chave: ondas gravitacionais, gravitação, relatividade geral.

Keywords: gravitational waves, gravitation, general relativity

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35952](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35952)

1 Introdução

As ondas gravitacionais são um fenômeno físico previsto pela chamada *relatividade geral*, a teoria padrão utilizada para descrever a gravitação, uma das quatro interações fundamentais da natureza. A física contemporânea reduz toda forma de matéria e energia conhecidas ao que se chama de partículas fundamentais. O Sol e nós, seres humanos, somos compostos de átomos, e o que muda é que, enquanto a estrela central do nosso sistema solar é majoritariamente composta de átomos de hidrogênio e hélio, as células do corpo humano são constituídas em grande parte de hidrogênio, oxigênio e carbono. Somos, em certa medida, feitos da mesma matéria que compõe as estrelas do universo. A diferença entre esses átomos é apenas o número de prótons, nêutrons e elétrons que o formam. Um átomo de carbono, por exemplo, possui 6 de cada uma dessas partículas, já o hidrogênio é composto de um único próton e um único elétron. Prótons e nêutrons possuem subestrutura, ou seja, dentro delas há mais partículas, conhecidas como *quarks*, e estas sim são

partículas fundamentais e não são subdivisíveis. O elétron também é uma partícula fundamental.

Mas tudo isso é apenas uma classificação da estrutura da matéria, todo o funcionamento da natureza se origina a partir das diferentes formas que essas partículas podem interagir entre si, o que se chama de *interações fundamentais*. Duas dessas formas de interação, conhecidas como fraca e forte, não são diretamente perceptíveis no nosso cotidiano, pois são relevantes no mundo subatômico apenas. Ainda assim, a interação nuclear forte é a responsável por manter os átomos coesos. Relembrando que cargas elétricas de mesmo sinal se repelem, esperaríamos que o núcleo atômico, formado por prótons (carga positiva) e nêutrons (sem carga), fosse instável, mas a interação forte mantém essas partículas aglomeradas.

Uma interação fundamental da qual temos evidência todos os dias é a eletromagnética, presente desde um simples ímã de geladeira até os mais sofisticados aparelhos eletrônicos. Por fim, a última interação fundamental é justamente a gravitação,



(a) Barry Barish



(b) Kip S. Thorne



(c) Rainer Weiss

Figura 1: Os ganhadores do prêmio Nobel de Física de 2017, por contribuições decisivas na observação das ondas gravitacionais. Créditos: Bengt Nyman. Fonte: Wikimedia Commons. Licença [CC-BY 2.0](https://creativecommons.org/licenses/by/2.0/).

uma forma de força que atua sobre todos os corpos massivos e sempre de forma atrativa.

A gravitação é a interação mais fraca que existe, mas também a de maior alcance. Assim, quando as massas e as distâncias envolvidas em um sistema de estudo são muito grandes, a gravitação se torna a interação dominante. Isso é o que ocorre no estudo dinâmico de satélites planetários, do sistema solar, galáxias e do universo como um todo.

A interação eletromagnética também tem alcance longo, mas nos exemplos citados anteriormente, todos esses corpos são, em geral, eletronicamente neutros ou fracamente carregados. Mas em algumas situações se torna importante considerar as interações eletromagnéticas, como no estudo da dinâmica interna do Sol, onde seu campo magnético desempenha relevante papel [1]. Os *Cadernos de Astronomia*, em seu número inaugural, publicou uma seção temática inteiramente dedicada à gravitação [2].

Como dissemos inicialmente, a teoria física vigente para descrever os fenômenos gravitacionais é a relatividade geral, formulada em 1915 por Albert Einstein (e colaboradores) e que substituiu a gravitação universal de Newton. Dentro dos vários novos fenômenos previstos pela relatividade geral, as ondas gravitacionais foram um dos que mais intrigaram os cientistas. Isso porque, desde a primeira previsão teórica da existência dessa nova forma de onda, em 1916, levou-se 99 anos para que a primeira onda gravitacional fosse detectada, comprovando sua existência.

Essa demora se deu, em grande parte, pela di-

ficuldade de se desenvolver um aparato tecnológico que fosse sensível o suficiente para perceber uma onda gravitacional. A sensibilidade necessária para isso é equivalente a conseguir enxergar um fio de cabelo a 40 trilhões de quilômetros.

A longa busca pelas ondas gravitacionais acabou em 2015, quando o primeiro sinal desse fenômeno pode ser detectado. A importância científica e tecnológica desse feito foi tão significativa que o Prêmio Nobel de Física de 2017 foi dado a três cientistas que desempenharam um papel determinante nessa tarefa, Barry C. Barish, Kip S. Thorne e Rainer Weiss (Figura 1).

Uma janela para o universo se abriu quando nos tornamos capazes de detectar ondas gravitacionais. Inicia-se uma nova era para a astronomia. Para melhor entendermos os impactos desse avanço científico vamos apresentar nesse artigo o conceito de ondas, os diferentes tipos de ondas, para assim compreendermos o que são ondas gravitacionais, como podemos detectá-las e quais são suas origens.

O texto que se segue consiste de uma apresentação do tema de ondas gravitacionais sem especificidades técnicas do assunto, visando um amplo público simpatizante da ciência. Nos demais artigos dessa seção temática dos *Cadernos de Astronomia* o leitor e a leitora encontrarão um maior aprofundamento nas diversas questões técnicas que circundam as ondas gravitacionais.

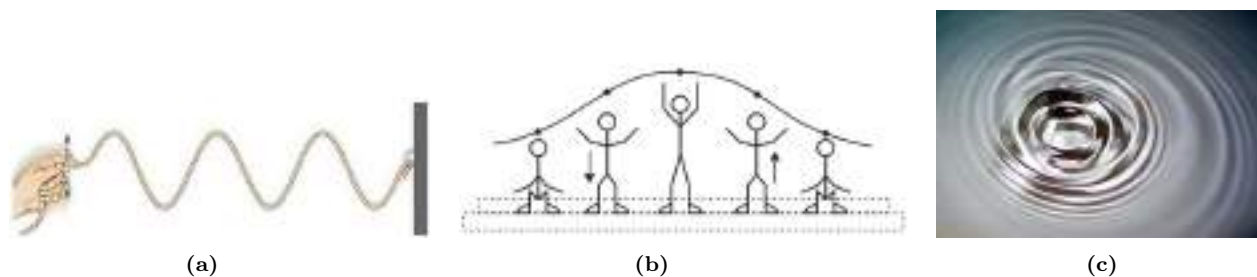


Figura 2: Padrão de onda em diferentes situações. **(a)** Ondas em um corda: movimentando uma das extremidades para cima e para baixo produz um padrão de onda que se propaga ao longo da corda (Fonte: Explicatorium). **(b)** Ola: cada pessoa se levanta e torna a sentar, a repetição desse movimento por cada pessoa em uma arquibancada forma um padrão de onda (Fonte: Enem, 2013). **(c)** Onda em um lago: qualquer perturbação na água produz ondas que se propagam sobre a superfície do lago (Crédito: Roger McLassus, via Wikimedia Commons).



Figura 3: Representação das ondas sonoras. As moléculas que constituem o ar oscilam na mesma direção de propagação da onda.

2 O que são ondas?

De maneira formal, dentro de uma linguagem técnica, ondas são a propagação de um movimento oscilatório. Uma das maneiras mais intuitivas de entendermos esse conceito é através do exemplo de ondas formadas em uma corda. Na Figura 2a vemos que, com uma corda fixa em uma extremidade, basta movimentarmos a outra ponta repetidamente, para cima e para baixo, para que uma onda se forme na corda e se propague sobre ela. Observe que cada ponto da corda somente se move na vertical, descrevendo o que se chama de oscilação, e não há movimento da corda na horizontal. O que acontece é que a mão produz a oscilação vertical na ponta da corda e esse movimento oscilatório é transmitido a cada ponto da corda subsequente.

O que vemos e chamamos de onda é a transmissão do comportamento oscilatório de cada partícula da corda. Uma “ola”, tão frequente em estádios de futebol, pode também ser entendida como uma onda. Cada pessoa apenas se movimenta na vertical, levantando e tornando a sentar, mas ao olharmos de longe, percebemos um padrão de onda se propagando sobre as arquibancadas. O princípio é o mesmo para ondas sobre a superfície de um lago que podem ser produzidas, por exemplo, ao deixarmos cair sobre ele uma pequena pedra.

Em todos esses casos discutidos acima há algo oscilando em uma direção (partes da corda, pessoas, moléculas de água) enquanto a onda se propaga em uma direção transversal às oscilações. Por isso essas são chamadas de ondas transversais.

Uma outra forma de onda que está presente no nosso dia a dia é a onda sonora. Quando falamos, ou tocamos algum instrumento musical, por exemplo, estamos induzindo um movimento oscilatório nas moléculas que constituem o ar à nossa volta e a propagação desse comportamento ocorre também na forma de uma onda (Figura 3). Uma diferença nesse tipo de onda é que a direção de oscilação e da propagação são as mesmas e, por isso, são classificadas como ondas longitudinais. Instrumentos musicais de cordas, como o violão, utilizam de ondas em uma corda para produzir ondas sonoras que são amplificadas na caixa acústica.

Na Figura 4 vemos uma foto retirada de dentro de um violão enquanto suas cordas eram postas para vibrarem. Percebesse que as cordas superiores produzem menos pulsos de onda do que as cordas inferiores. Ou seja, as ondas produzidas nas cordas de cima ocorrem em menor frequência do que aquelas produzidas nas cordas de baixo. Isso se dá basicamente devido a diferença de densidade entre cada corda do violão. Quanto menor a frequência de uma onda dizemos que mais grave é o som produzido, enquanto ondas de maior frequência produzem sons mais agudos. Isso mostra uma conexão entre uma propriedade física de ondas, a frequência, e um efeito perceptível por nossos ouvidos, um som grave ou agudo.

Todos esses tipos de ondas que exemplificamos nos parágrafos acima são classificadas como ondas mecânicas, pois necessitam de um meio material

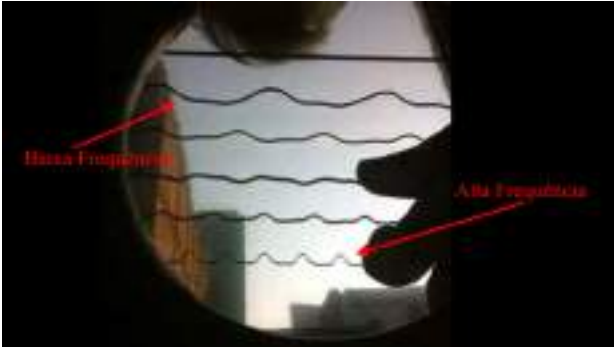


Figura 4: Captura das cordas de um violão em um instante de tempo. Pode-se ver as ondas induzidas pelo(a) musicista nas cordas do instrumento. As vibrações dessas cordas são transmitidas ao ar que transmite as ondas sonoras correspondentes. Nota-se que as cordas superiores (mais densas) produzem ondas de menor frequência e sons mais graves, enquanto as cordas inferiores (menos densas) produzem ondas de maior frequência, originando sons mais agudos.

para se propagarem. São oscilações mecânicas produzidas em algum meio (corda, água, ar...) que se propagam como uma onda. Por isso o som não se propaga no vácuo. Na próxima seção, apresentaremos um tipo de onda não mecânica, que pode se propagar mesmo no vazio.

3 Ondas eletromagnéticas

É bem conhecido o fato de que cargas elétricas de mesmo sinal se repelem, enquanto que cargas elétricas de sinais opostos se atraem, independente de estarem ou não em contato. Isso dá origem ao que se chama de interação à distância. Não podemos ver de que forma as cargas se comunicam, mas podemos detectar essa interação, por exemplo, quando vamos aproximando, aos poucos, um ímã da geladeira e podemos sentir uma força a puxar, cada vez mais forte, o ímã de nossa mão. Esse comportamento das forças elétricas e magnética levaram os físicos a desenvolverem o conceito de campos elétrico e magnético. Toda carga elétrica ocupa o espaço à sua volta com um campo elétrico e, uma vez que outra carga entra em contato com este campo ela começa a sofrer a atuação de uma força elétrica correspondente.

O conceito de campo elétrico pode ser um pouco abstrato mas é possível, através de experimentos, produzirmos uma materialização desse campo. Ao aproximarmos cargas elétricas de sinais oposto sobre um líquido contendo limalhas de ferro, vemos que estas pequenas partículas me-

tálicas tendem a se alinhar formando as chamadas linhas de força de um campo. Essas linhas podem ser deduzidas teoricamente e representam as direções de atuação da força elétrica gerada pelas cargas em cada ponto do espaço. Uma exemplificação teórica e experimental das linhas de força pode ser vistas na Figura 5.

A configuração da Figura 5 é estática, já que as cargas não estão em movimento. Se uma dessas cargas mudar de posição, todo desenho das linhas de força irá se modificar. Não é difícil concluir, portanto, que cargas elétricas oscilando produzirão vibrações nos campos elétrico e magnético, e essas oscilações se propagam como uma onda: a onda eletromagnética. Aqui cabe lembrar ao leitor que uma carga elétrica parada produz apenas um campo elétrico, mas cargas elétricas em movimento também produzem um campo magnético, de modo que uma onda eletromagnética sempre envolve vibrações simultâneas nesses dois campos.

As ondas eletromagnéticas também estão presentes no nosso dia a dia. A luz talvez seja o principal exemplo de uma onda eletromagnética. São essas vibrações do campo eletromagnético que os olhos detectam e transmite ao cérebro para que seja formada as imagens. Assim como no caso das ondas sonoras, onde a frequência está ligada com o grave e o agudo de um som, as cores que somos capazes de identificar estão ligadas com a frequência das ondas eletromagnéticas. Na verdade, a luz visível constitui apenas uma pequena faixa do chamado espectro eletromagnético, uma classificação das ondas eletromagnéticas dentro da infinidade de frequências possíveis, conforme mostrado na Figura 6. Praticamente toda tecnologia eletrônica que utilizamos diariamente utiliza-se de ondas eletromagnéticas para funcionar. Os celulares se comunicam por meio de ondas de rádio, assim como os televisores e rádios. Os controles remotos de TVs usam ondas no infravermelho para transmitir um comando. Ondas na faixa dos raios X são utilizadas para fazer diagnósticos médicos por imagem e o uso de raios gama são frequentes no tratamento contra o câncer.

Uma vez que as ondas eletromagnéticas são a transmissão de oscilações no campo eletromagnético, diferentemente das ondas mecânicas, elas não necessitam de um meio material para se propagarem. Em outras palavras, as ondas eletromagnéticas podem viajar pelo vácuo. Isso as tor-

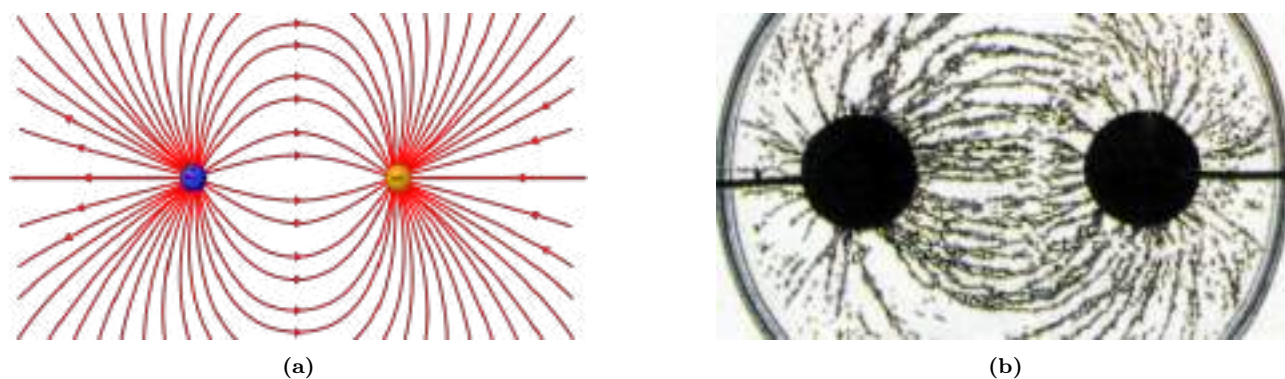


Figura 5: Linhas de força do campo elétrico de um dipolo (uma carga positiva e outra negativa). (a) Previsão teórica das linhas de força do dipolo elétrico (Créditos: Sharayanan, licenciada sobre [CC BY-SA 3.0](#), via [Wikimedia Commons](#)). (b) Materialização das linhas de força. Os círculos em preto estão carregados eletronicamente com sinais opostos e postos sobre um óleo onde contém limalha de ferro. As partículas metálicas tendem a se alinharem sobre as linhas de campo, permitindo sua visualização (Créditos: SVGguru, licenciada sobre [CC BY-SA 4.0](#), via [Wikimedia Commons](#)).

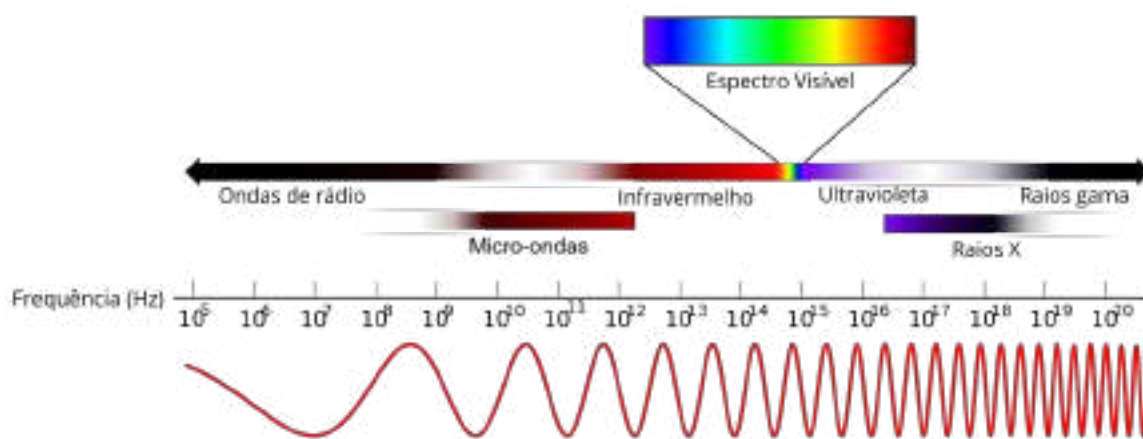


Figura 6: Espectro de frequências das ondas eletromagnéticas. A frequência, medida em unidades de Hertz (Hz), aumenta da esquerda para direita, conforme ilustrado pelo padrão de onda na parte inferior da figura. O espectro visível diz respeito às frequências que o olho humano consegue captar. Abaixo dele temos a radiação infravermelha, emitida pelo corpo de animais por exemplo, micro-ondas, usada nos eletrodomésticos de mesmo nome para aquecer alimentos, e ondas de rádio e TV. Acima do espectro visível, temos os raios ultravioletas, raios X e raios gama, prejudiciais à saúde humana por serem muito energéticos (Créditos: DrSciComm, licenciada sobre [CC BY-SA 4.0](#), via [Wikimedia Commons](#)).

nam a principal ferramenta usada por astrônomas e astrônomos para explorar o universo. O espaço entre a Terra e os corpos celestes (planetas, estrelas, galáxias e etc) é majoritariamente vazio, de modo que as ondas eletromagnéticas emitidas por esses astros é tudo que pode chegar até nossos telescópios.

Os corpos celestes emitem ondas eletromagnéticas em um vasto número de frequências, de modo que, a filtragem desses sinais em diferentes bandas nos permite ver um mesmo objeto de formas distintas. A Figura 7 mostra o Sol observado sob diferentes frequências de ondas eletromagnéticas. Pode-se notar como cada frequência evidencia características distintas da estrela de nosso sistema planetário.

4 Ondas gravitacionais

A descrição física do som foi algo que nasceu a partir da investigação do fenômeno. Desde o princípio os seres humanos têm contato com o som, a descrição física desse fenômeno como uma onda sonora veio posteriormente, à medida que a ciência e cientistas evoluíam na sua compreensão da natureza. Com as ondas eletromagnéticas, aconteceu o contrário: primeiro veio a previsão teórica de que a interação eletromagnética viaja como uma onda, e depois a constatação experimental desse fenômeno. O próprio entendimento de que a luz é uma onda eletromagnética surgiu após a demonstração do físico James Clerk Maxwell (1831 - 1879) de que a velocidade de propagação desses fenômenos eram iguais.

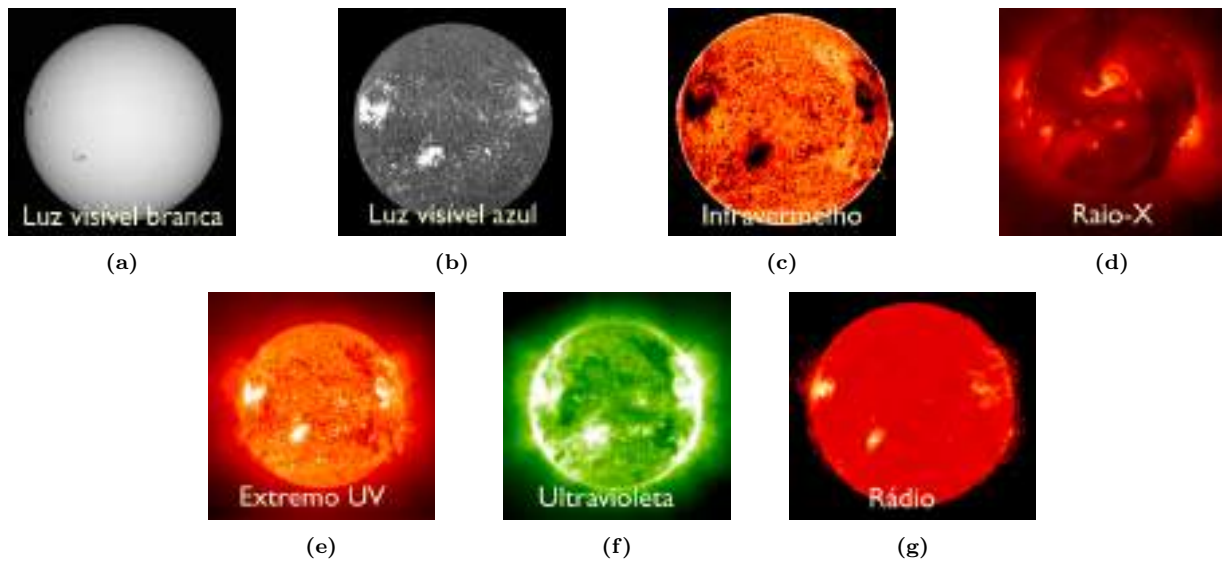


Figura 7: O Sol observado em diferentes frequências. (a) Luz visível branca. (b) Luz visível azul. (c) Infravermelho. (d) Raio X. (e) Extremo ultravioleta. (f) Ultravioleta. (g) Rádio. (Créditos: NASA/Solar Dynamics Observatory).

Na mesma época em que o conceito de onda eletromagnética surgiu, a teoria gravitacional vigente era a gravitação universal de Isaac Newton (1643 - 1727). Essa teoria também define um campo gravitacional, de forma semelhante ao campo eletromagnético: uma massa cria no espaço à sua volta um campo gravitacional e, sempre que outra massa qualquer entra em contato com este campo ela passa a sofrer a ação da força gravitacional correspondente. No entanto, a teoria de Newton da gravitação é inconsistente com a ideia de ondas gravitacionais. Ela prevê que a interação gravitacional é transmitida instantaneamente, ou seja, se o Sol perdesse metade da sua massa de uma forma mágica, exatamente no mesmo instante as órbitas planetárias seriam reajustadas a essa nova massa, sem que houvesse um tempo para que as mudanças fossem percebidas pelos planetas. Portanto, a gravitação universal de Newton não permite prever a existência de ondas gravitacionais, ao contrário da teoria eletromagnética de Maxwell.

O próprio Newton sabia que isso representava um problema. Não por que sua teoria não prevê a existência de ondas gravitacionais, mas pelo fato de a interação gravitacional nela ocorrer de forma instantânea. Isso implica dizer que a informação no campo gravitacional viaja a uma velocidade infinita. E físicos não gostam de infinitos, pois representam algo não mensurável. No entanto, vendo que sua teoria funcionava muito bem para explicar os fenômenos observados no dia a dia,

como as quedas de corpos e as órbitas planetárias, Newton relegou às futuras gerações a resolução dessa inconsistência da ação à distância instantânea.

A questão foi enfim solucionada com advento da teoria da relatividade geral, cuja formulação é atribuída principalmente a Albert Einstein (1879 - 1955), mas tendo sido fruto também da contribuição de vários outros cientistas como Marcel Grossmann (1878 - 1936), Tullio Levi-Civita (1873 - 1948), Gregorio Ricci-Curbastro (1853 - 1925) e David Hilbert (1862 - 1943). A relatividade geral mudou por completo a forma como nós entendemos a interação gravitacional. Na gravitação de Newton, todo objeto massivo exerce uma força gravitacional atrativa sobre outros corpos massivos. É dessa forma que se explica os movimentos orbitais como, por exemplo, o movimento da Lua em torno da Terra, ou da Terra em torno do Sol. Na relatividade geral, a interação gravitacional deixa de ser entendida como uma força e passa a ser vista como um fenômeno geométrico. Vamos explicar melhor isso a seguir.

Na física newtoniana, o espaço tridimensional e o tempo são quantidades absolutas. Em outras palavras, eles são imutáveis, principalmente o tempo, que é considerado ser o mesmo para todos. Na relatividade geral, o tempo não é mais absoluto, ele depende da velocidade com que cada pessoa se movimenta e, quanto mais rápido uma pessoa se movimenta, mais lentamente para ela o tempo passa. Conseqüentemente, o espaço tam-

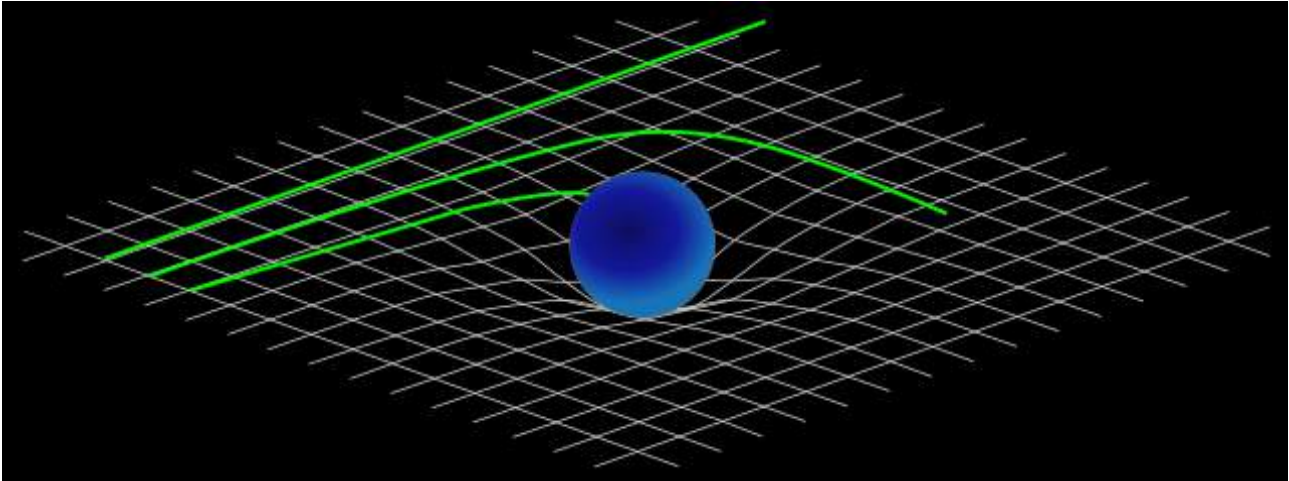


Figura 8: Gravitação como uma consequência da curvatura do espaço-tempo. Um objeto deforma o espaço-tempo de forma semelhante ao que ocorre em uma cama elástica. A trajetória de outros objetos pode ser alterada se eles passarem suficientemente próximos à região curvada do espaço-tempo.

bém não é absoluto, e cada pessoa pode medir distâncias diferentes, dependendo da sua velocidade de movimento. Por isso, tempo e espaço deixam de ser grandezas independentes e passam a formar o chamado espaço-tempo, a estrutura geométrica do universo. Dentro desse conceito de espaço-tempo, a interação gravitacional é entendida da seguinte forma: toda forma de matéria e energia deforma o espaço-tempo, e qualquer objeto terá sua trajetória modificada em consequência dessa deformação.

Uma forma lúdica de se visualizar o conceito de espaço-tempo curvo é imaginar o espaço tempo como uma cama elástica. Se não há nenhum objeto nele, a cama elástica se mantém plana e, uma pequena bola pode atravessar essa cama elástica rolando em linha reta. Agora, imagine um objeto pesado no centro dessa cama elástica, como uma bola de boliche. A cama irá se curvar nas proximidades da bola de boliche e, a pequena bola não mais poderá atravessar a cama elástica em linha reta, pois sua trajetória mudará ao passar perto da deformação causada pela bola de boliche. A Figura 8 ilustra essa ideia.

Além da concepção da gravitação como uma consequência da curvatura do espaço-tempo, a relatividade geral também prevê que a informação no campo gravitacional viaja como uma onda. Seguindo o exemplo da cama elástica, não deve ser difícil imaginar que, à medida que os objetos se movem no espaço-tempo, eles produzem oscilações que se propagam como ondas. É como se fizéssemos a bola de boliche oscilar, perturbando ainda mais a trajetória da pequena bola

que atravessa a cama elástica. Essa são as ondas gravitacionais: a propagação de oscilações no espaço-tempo.

Ondas gravitacionais, portanto, são emitidas por objetos massivos em movimento (acelerado). Os planetas ao orbitarem em torno do Sol, estão emitindo ondas gravitacionais continuamente. No entanto, como dito anteriormente, a interação gravitacional é a mais fraca que existe e, com isso, as ondas gravitacionais, no geral, são extremamente fracas, o que praticamente impossibilita a detecção de ondas gravitacionais proveniente do movimento orbital de planetas, por exemplo. É necessário sistemas com muita massa, e se movendo a altas velocidades, para que sejam emitidas ondas gravitacionais fortes o suficiente para serem detectadas na Terra. Isso torna os sistemas binários de buracos negros ou estrelas de nêutrons as principais fontes de ondas gravitacionais passíveis de detecção, devido a alta densidade de matéria envolvida.

Esses objetos astronômicos, que mutualmente orbitam um ao outro, à medida que vão emitindo ondas gravitacionais vão também perdendo energia, e a distância média entre eles vai diminuindo. Estando cada vez mais próximo um do outro, a intensidade da interação gravitacional se intensifica, aumentando gradualmente a amplitude das ondas gravitacionais emitida. O sistema binário vai espiralando até que uma colisão ocorre, restando um único buraco negro como produto final dessa coalescência.

A primeira detecção de uma onda gravitacional, ocorrida em 2015, correspondeu a uma situ-

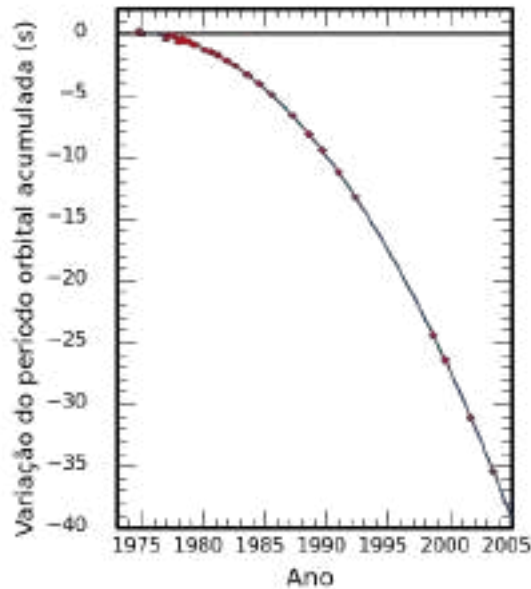


Figura 9: O gráfico mostra a variação do período orbital do pulsar binário de Hulse e Taylor (identificado como PSR 1913+16) acumulada ao longo de 30 anos. A linha contínua é a previsão da relatividade geral, estando em perfeito acordo com os dados observacionais, representados pelos pontos (Créditos: J. M. Weisberg e J. H. Taylor, via referência [3], e adaptada pelo autor).

ação tal como a descrita no parágrafo acima. Os laboratórios da colaboração internacional LIGO, sigla em inglês para Observatório de Ondas Gravitacionais de Interferômetro a Laser (tradução do autor).

5 Detecção de ondas gravitacionais

Ondas sonoras representam um caso em que o fenômeno antecede a descrição teórica. Com as ondas eletromagnéticas, no entanto, houve a previsão teórica, feita por Maxwell e a posterior confirmação experimental quando Heinrich Hertz (1857 - 1894) emitiu e detectou ondas eletromagnéticas em um laboratório. Para as ondas gravitacionais, temos um processo semelhante, mas com uma longa história entre a previsão teórica e a detecção direta de uma dessas ondas. Muito disso deveu-se ao fato de que era necessário uma tecnologia extremamente sofisticada para o desenvolvimento de um aparato capaz de detectar a passagem de uma onda gravitacional pela Terra. Enquanto Hertz já possuía tecnologia adequada para detecção de ondas eletromagnéticas.

Na década de 1970, houve a primeira confirmação indireta da existência de ondas gravitacionais

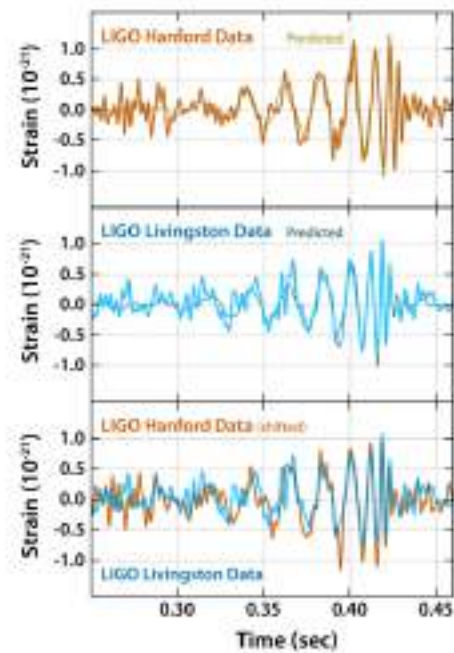


Figura 10: Sinal da primeira onda gravitacional detectada pelo observatório LIGO. O primeiro gráfico mostra a forma da onda detectada nas instalações em Hanford/EUA, enquanto que o segundo gráfico corresponde ao sinal medido em Livingston/EUA. Ambas medidas estão superpostas à previsão teórica da relatividade geral para um sistema binário de buracos negros. No último gráfico, temos os dois sinais sobrepostos, mostrando a concordância entre as duas medições (Créditos: Caltech/MIT/LIGO Lab, licenciada sobre [CC0 1.0 \(domínio público\)](#), via [Wikimedia Commons](#)).

através da descoberta do primeiro pulsar binário, feita por Russel Alan Hulse (1950 -) e Joseph Hooton Taylor Jr. (1941 -). Pulsares são estrelas altamente magnetizadas que emitem feixes de ondas eletromagnéticas a partir de seus polos. Essa radiação só pode ser observada quando o feixe aponta diretamente para a Terra, o que ocorre periodicamente à medida que o pulsar gira e orbita a sua estrela companheira. Isso permite uma precisa medição do período orbital do pulsar, incluindo a taxa com que esse período diminui com o passar do tempo. Conforme dito antes, essa variação no período orbital do sistema binário é consequência da emissão de ondas gravitacionais, e os dados de Hulse e Taylor concordam satisfatoriamente com a previsão teórica da relatividade geral (Figura 9).

Embora tenha sido uma forte evidência para as ondas gravitacionais, a variação orbital do pulsar de Hulse e Taylor não configura uma detecção direta de ondas gravitacionais. Foi necessário mais

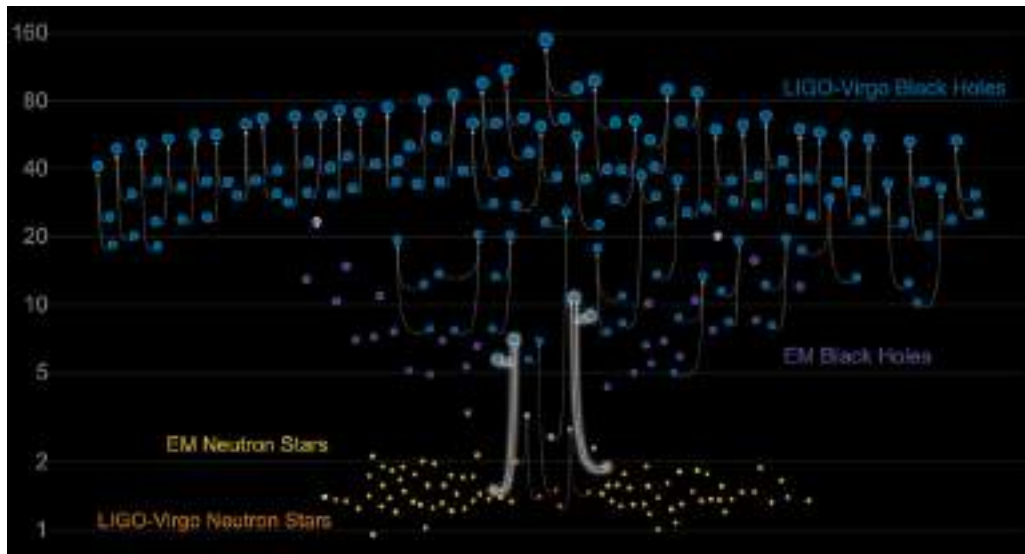


Figura 11: Massas das fontes dos sinais de ondas gravitacionais já detectados. Cada detecção provém do processo de coalescência e colisão de um sistema binário, originando um buraco negro como resultado. Esse processo está indicado através das setas brancas que ligam dois objetos no quadro acima até o buraco negro final. Em azul estão representados os buracos negros observados através das detecções do LIGO e Virgo; em roxo os buracos negros previamente conhecidos através de sinais indiretos de ondas eletromagnéticas; em amarelo as estrelas de nêutrons conhecidas também de observações de ondas eletromagnéticas; e em laranja as estrelas de nêutrons observadas com as detecções do LIGO e Virgo. O eixo vertical à esquerda mostra os valores das massas desses objetos em unidades de massas solares (Créditos: LIGO-Virgo / Frank Elavsky, Aaron Geller / Northwestern University, licenciada sobre domínio público, via [Ligo Caltech](#)).

algumas décadas de trabalho para que a tecnologia disponível atingisse a sensibilidade necessária para essa tarefa. Os esforços foram compensados em 2015 (um século após a formulação da teoria da relatividade geral), quando as duas instalações do observatório LIGO, nos Estados Unidos, foram capazes de detectar a passagem de uma onda gravitacional. A Figura 10 mostra a forma da onda detectada e a concordância com a previsão teórica extraída da relatividade geral.

Ao encontrar a forma de onda prevista pela relatividade geral que coincide com o sinal observado, os cientistas são capazes de identificar que evento originou essa onda a que distância de nós e quando ele ocorreu. Os dados revelam que a fonte do sinal foi um sistema binário de buracos negros, um com 36 massas solares e outro com 29 massas solares, aproximadamente, e que colidiram formando um buraco negro final de cerca de 62 massas solares. Com isso, cerca de 3 massas solares foram emitidas na forma de ondas gravitacionais, uma quantidade de energia imensa, equivalente a 50 vezes mais do que a luz emitida por todas as estrelas observadas no universo. Felizmente, essa catastrófica colisão ocorreu a 1,4 bilhões de anos-luz de nós.

Atualmente, o número de sinais de ondas gra-

vitacionais detectadas é de aproximadamente 50 eventos. Desses, a grande maioria é proveniente de sistemas binários de buracos negros, mas a colisão de duas estrelas de nêutrons e de uma estrela de nêutron e um buraco negro também já foram detectadas. A Figura 11 mostra um catálogo dos eventos de ondas gravitacionais já detectados, apontando a fonte de cada um, o resultado final da colisão e as massas envolvidas nesses estágios.

6 Uma nova era da astronomia

A astronomia tradicional tem se desenvolvido basicamente com a observação de estrelas, galáxias o universo como um todo, através da detecção das ondas eletromagnéticas emitidas por estes variados objetos astronômicos. Conforme ilustrado na Figura 7, cada nova faixa de frequência filtrada nessas observações revela diferentes perspectivas que muito contribuem para a evolução do nosso conhecimento acerca do universo onde habitamos. A observação direta de ondas gravitacional, por sua vez, fornece mais ingredientes para as observações astronômicas e uma nova gama de dados que nos permite aumentar o nosso “campo de visão” sobre o universo. Por exemplo,

somente através das ondas gravitacionais podemos obter informações específicas sobre massa e tamanho de buracos negros.

Inaugura-se, assim, a chama era da *astronomia de multimensageiros*, onde um mesmo evento pode ser estudado a partir de distintas fontes de dados. Nesse sentido, as observações das colisões envolvendo estrelas de nêutrons são de particular importância por permitirem uma contrapartida no campo das ondas eletromagnéticas.¹

A constante detecção de ondas gravitacionais também nos permitirá enxergar o que é considerado “invisível” para telescópios que captam sinais eletromagnéticos. Por interagir fracamente com a matéria, as ondas gravitacionais podem viajar por longas distâncias no universo, atravessando regiões altamente massivas, sofrendo pouca atenuação. Isso não acontece com as ondas eletromagnéticas que, ao atravessarem estrelas e galáxias, são absorvidas e re-emitidas de uma forma que dificulta a extração de informação sobre suas fontes emissoras. Assim, ondas gravitacionais podem nos permitir obter informações de sistemas altamente complexos, como o núcleo de uma explosão supernova ou nebulosas estelares, além dos binários de buracos negros que têm sido observados.

7 Considerações finais

A conquista das ondas gravitacionais representa um marco na evolução do conhecimento científico [4]. Abre-se uma nova janela para o universo, pavimentando um novo caminho de descobertas. E não só pelo potencial proporcionado quanto à expansão da nossa sabedoria acerca da natureza e seu funcionamento, mas também pelas várias recompensas, científicas e tecnológicas, em outras áreas do conhecimento. As décadas de esforços, teóricos e experimentais, que levaram à elaboração e construção dos observatórios de ondas gravitacionais retribuíram com inovações na óptica, lasers, tecnologias de vácuo, química, engenharia de programação computacional, entre outros seguimentos [5].

É mais um exemplo de como os esforços cien-

tíficos são sempre um ato conjunto e que, ainda que o objetivo seja específico, os ganhos são sempre amplos e até imprevisíveis. Uma descoberta da ciência, seja ela em qualquer área do conhecimento, representa sempre uma infinidade de possibilidades para toda a humanidade.

Sobre o autor

Júnior Diniz Toniato (junior.toniato@ufop.edu.br) é Doutor em Física pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), tendo recebido o prêmio de Melhor Tese de Doutorado defendida em 2014 no CBPF. Atualmente é professor efetivo do Departamento de Física da Universidade Federal de Ouro Preto, onde também desenvolve pesquisas científicas na área de gravitação e cosmologia.

Referências

- [1] C. Fioravanti, *Efeitos dos campos magnéticos do sol* (2019), Pesquisa FAPES. Disponível em <https://revistapesquisa.fapesp.br/efeitos-dos-campos-magneticos-do-sol/>, acesso em mai. 2021.
- [2] J. C. Fabris, O. F. Piattella et al., *Gravitação - Seção Temática*, Cadernos de Astronomia **1**(1), 5 (2020). Disponível em <https://www.periodicos.ufes.br/astrofisica/issue/view/1212>, acesso em jul. 2021.
- [3] J. M. Weisberg e J. H. Taylor, *Relativistic binary pulsar B1913+16: Thirty years of observations and analysis*, ASP Conf. Ser. **328**, 25 (2005). [ArXiv:astro-ph/0407149](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0407149).
- [4] M. Greshko, *Conheças as 20 principais descobertas científicas da década* (2020), national geographic. Disponível em <https://www.nationalgeographicbrasil.com/meio-ambiente/2019/12/conheca-20-principais-descobertas-cientificas-da-decada>, acesso em jul. 2021.
- [5] *Ligo's impact on science and technology*, LIGO Caltech. Disponível em <https://www.ligo.caltech.edu/page/science-impact>, acesso em jul. 2021.

¹Buracos negros são objetos extremamente compactos, com um campo gravitacional tão intenso, que nada escapa de seu interior (a região delimitada pelo chamado horizonte de eventos). Já estrelas de nêutron, embora também sejam objetos compactos, emitem radiação eletromagnética.

Buracos negros: a derradeira fronteira

Vitor Cardoso e Francisco Duque

Universidade de Lisboa, Portugal

Resumo

Em Setembro de 2015, os dois conjuntos de espelhos mais perfeitos do mundo moveram-se simultaneamente e da mesma forma, apesar de separados por milhares de quilómetros. Chegara ao fim uma das mais longas buscas da história da ciência. Pela primeira vez a humanidade capturara na Terra uma onda gravitacional. Esta onda foi produzida por um par de buracos negros muito antes do nascimento de Einstein e até de qualquer ser humano. O mundo da física prepara-se agora para uma nova era, em que a astronomia gravitacional nos vai desvendar os segredos sobre as entidades mais misteriosas de todas: os buracos negros.

Abstract

On September 2015, two sets of the most perfect mirrors in the world moved simultaneously and in a similar way, despite being thousands of kilometers apart. The longest quest in the history of science had come to an end. Mankind had captured a gravitational wave on Earth. This wave – also known as Einstein’s messenger – was generated by a pair of black holes, long before Einstein was born, long before mankind appeared. The scientific community is now getting ready for a new era, when gravitational wave astronomy will unlock the key to the most puzzling objects of all, black holes.

Palavras-chave: buracos negros, ondas gravitacionais, relatividade geral.

Keywords: black holes, gravitational waves, general relativity.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35943](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35943)

1 A máquina do mundo

“(…)
*a máquina do mundo se entreabriu
para quem de a romper já se esquivava
e só de o ter pensado se carpia*

*Abriu-se majestosa e circunspecta
sem emitir um som que fosse impuro
nem um clarão maior que o tolerável
(…)”*

É com estes versos arrebatadores que Carlos Drummond de Andrade inicia *A Máquina do Mundo*, poema onde discorre sobre a jornada insaciável do ser humano para conseguir perceber aquilo que o rodeia. Desde a agonia da incompreensão, à epifania no momento de *eureka*, em que ao desvendar o último pormenor, vemos por fim o mundo de forma nítida, e nos deixamos deslumbrar com a sua elegância. E quem está a ler este texto não pode senão sentir-se deslumbrado. Trilhões de átomos microscópicos, em constante agitação, são mantidos por forças elétricas em estru-

turas estáveis chamadas moléculas, que formam estruturas mais complexas como células, que por sua vez formam órgãos, que formam o corpo de quem escreve isto, e de quem lê. Trilhões de outros átomos juntaram-se há bilhões de anos noutros corpos mais antigos. Uns formaram a nossa Terra, onde o nosso corpo anda, alimenta, diverte, interroga sobre si e morre. Outros átomos formaram o Sol, onde têm tanta energia que chocam frequentemente e criam raios de luz que viajam pelo Universo fora. Alguns desses raios chegam à Terra. Parte dessa luz é reenviada ainda no topo da atmosfera para o espaço, protegendo-nos de raios demasiado energéticos, como os raios-X, que seriam nocivos para os nossos corpos. Outra parte colide com a atmosfera, criando o arco-íris ou dando a cor azul ao céu. Outra parte ainda vem dar diretamente a esta página, onde é refletida até atingir os nossos órgãos de visão e de processamento de sinais, e convertida para sinais elétricos que o nosso cérebro decifra. Este mecanismo gigantesco liga o Sol à Terra, ao leitor e a

nós. Num dia como estes, todos estes sistemas e muitos mais conspiram: um ser humano repousa em cima da crosta terrestre, que orbita em torno do Sol, que orbita em torno do centro da galáxia. A luz que o Sol emite está a ser interpretada pelo leitor para apreender os pensamentos de outro corpo, o de quem escreve, noutra parte do Espaço, noutra instante do Tempo.

Na realidade, a *Máquina do Mundo* é extremamente rica em fenômenos de uma (aparente) diversidade e complexidade. Desde corpos fluidos como a água ou o oxigênio, a corpos sólidos como as pedras ou seres vivos, ou até manifestações envolvendo estes mesmos objetos como o vento, o som, ou as ondas do mar. Cada um de nós tem ligações nervosas que estabelecem a comunicação entre cérebro e músculos, e entre diferentes seres humanos. Compreender e descrever tudo isto é uma tarefa hercúlea. Contudo, reparamos desde há uns séculos que todos estes fenômenos complexos – na realidade todo o universo conhecido – poderiam ser explicados e fabricados com um número muito pequeno de ingredientes. O primeiro destes ingredientes é a matéria – as peças que formam a *Máquina* – constituída por cópias (trilhões de trilhões) idênticas de partículas elementares, como o próton ou o elétron. Estas podem aglomerar-se em átomos, que juntos podem formar moléculas e assim sucessivamente até conjuntos como seres humanos, montanhas, planetas, ou estrelas. O outro ingrediente são as interações fundamentais – aquilo que liga e oleia as peças da *Máquina* – que regem a comunicação entre as partícula elementares. Estas interações são a gravidade, a electricidade e o magnetismo (o “eletromagnetismo”), a força forte e a força fraca.

O eletromagnetismo controla praticamente todos os fenômenos que vemos, desde o acender de uma lâmpada, ao funcionamento de uma célula. Um elétron “fala” com um próton ou com outro elétron através desta interação, sendo a intensidade desta “conversa” determinada por uma propriedade da matéria chamada carga elétrica. A experiência mostra que a carga elétrica possui duas facetas diferentes: umas cargas são “negativas” e outras “positivas”. Por convenção, ao elétron atribui-se carga negativa, ao passo que o próton tem carga positiva. Cargas negativas repelem-se, mas atraem cargas positivas. Assim, o elétron atrai eletricamente um próton, mas repele um outro elétron.

De cada vez que agitamos uma carga elétrica, produzimos “luz”, que não é nada mais do que outra partícula, o fóton. Portanto, as cargas comunicam trocando luz/fotões entre si. E é assim que o ser humano se apercebe do que o rodeia, através do estudo da luz enviada por cargas, quer sejam de lâmpadas na mesa de um laboratório, quer sejam de estrelas a milhões de quilômetros. É extraordinário que toda a nossa percepção da natureza seja baseada praticamente numa única interação, o que também explica porque temos ainda tanto por descobrir.

2 A gravidade

Apesar da ubiquidade do eletromagnetismo, a primeira percepção que temos do que é uma lei física dá-se quando em bebês, percebemos que ao largarmos um brinquedo, ele cai *para o* chão. Enxugadas as lágrimas, repetimos a experiência com brinquedos diferentes e concluímos então que, regra geral, as coisas caem. Nesse momento, ficamos a conhecer a gravidade, a interação fundamental sobre a qual nos iremos debruçar com mais afinco, e que afeta não só os nossos brinquedos de bebê mas também planetas, estrelas e qualquer outro objeto nos lugares longínquos do cosmos. Para perceber a gravidade, temos de responder a duas questões fundamentais: como é que as coisas caem e porque é que as coisas caem?

2.1 A universalidade da queda livre

Uma das primeiras observações sistemáticas, feita na Grécia antiga, pode ser repetida por qualquer um de nós: objetos inanimados com tamanhos e formas diferentes, como uma caneta ou uma pedra, caem da mesma forma quando livres de outras forças. Isto é, deixando cair um navio ou uma boia da mesma altura, simultaneamente, eles chegam ao chão ao mesmo tempo. Como dissemos, isto só se verifica na ausência de outras forças como o atrito, e portanto estamos também de alguma forma a definir o que é o atrito e gravidade com esta descrição.

O filósofo bizantino Ioannes Philoponus de Alexandria parece ter sido uma das primeiras pessoas a testar este fenômeno, deixando cair objetos diferentes da mesma altura. A conclusão que tirou é que “a diferença de tempo com que caem ao chão é muito pequena”. Devido às suas inter-

pretações teológicas radicais do Cristianismo, as suas ideias foram censuradas no Ocidente, mas felizmente amplamente difundidas e debatidas no mundo Árabe. Apenas no século XVI e XVII, os seus textos são ressuscitados na Europa e a experiência acima proposta é repetida de forma mais rigorosa, com os mesmos resultados, por cientistas como Simon Stevin, Galileu Galilei, Isaac Newton, Loránd Eotvos, até ao astronauta David Scott na Lua. Atualmente, sabemos que no vázio absoluto (onde não há qualquer atrito), dois corpos largados de um quilómetro de altura caem ao mesmo tempo, com uma precisão de pelo menos 0,0000000000001 segundos [1]. A gravidade é universal e democrática, afetando todos os corpos da mesma forma, em qualquer lugar.

2.2 O método científico

O segundo passo importante na descrição da gravidade foi dado por Galileu, por volta do ano 1600. Curiosamente, Galileu foi um dos primeiros autores no Ocidente a citar abundantemente Philliponus. Entre vários feitos, Galileu descobriu 4 das 69 atualmente conhecidas luas de Júpiter (por isso designadas de Luas Galileanas de Júpiter), incluindo Io que viria a desempenhar um papel importante na história dos buracos negros. Porém, Galileu é sobretudo conhecido pela formalização do método científico, que define a ciência moderna.

A ciência é um sistema de organização do conhecimento e classificação de fenômenos que se repetem, ou que podem ser deliberadamente repetidos de forma controlada. É uma forma de disciplinar a imaginação, e de subordinar à evidência experimental e observacional, de testar hipóteses e descartar dados pouco ou nada fiáveis. Um cientista deve ser impiedoso e desapegado das suas crenças individuais. O erro é inevitável no percurso de quem faz ciência, mas é esta inevitabilidade que faz da ciência um edifício em permanente construção, onde frequentemente um tijolo é mal colocado, para de seguida ser retirado. É um edifício em constante manutenção e verificação, uma, duas, dez vezes, as necessárias para que a comunidade sinta que os alicerces são seguros o suficiente para se colocar o próximo tijolo. A essência da ciência é o espírito inquisidor e é este que promove as “mudanças de paradigma” que o filósofo Thomas Kuhn identificou como o grande motor da evolução do conhecimento científico.

Um dos primeiros passos no método científico é tentar isolar o fenômeno em estudo. No caso da queda de corpos, isto significa focar a atenção em quedas onde o ar ou os músculos não desempenham papel importante. O segundo passo é exprimir o fenômeno quantitativamente. Galileu assumiu de uma vez por todas que o Universo só pode ser compreendido através da linguagem matemática. Esta atitude está também associada a uma outra mudança: a prioridade passa a ser descrever como o fenômeno acontece, em vez de responder ao porquê.

2.3 O movimento é relativo

Galileu traduziu para a linguagem matemática o que até então se sabia sobre a gravidade. Criou inúmeras experiências, repetindo-as à exaustão, para se convencer de que estava no caminho certo. Estudou, por exemplo, a velocidade dos corpos, isto é, quão rápido a posição de um corpo varia no tempo; se um corpo se move em linha reta e percorre num curto intervalo de tempo dt , uma distância dx , então a velocidade é proporcional a dx e inversamente proporcional a dt :

$$\vec{v} = \frac{d\vec{x}}{dt}, \quad (1)$$

onde consideramos o movimento mais geral possível e portanto a posição do corpo e a sua velocidade são vetores, ou seja, descrevem as 3 dimensões espaciais.

Uma das amarras de que Galileu se libertou foi a da inércia. Percebeu que, na ausência de outras ações, um corpo parado mantém-se parado, e que um corpo em movimento uniforme, isto é, com velocidade constante, se mantém em movimento uniforme. Este enunciado parece inofensivo mas traz consigo uma nuance física importante, que qualquer pessoa que já viajou de trem reconhece. Se para alguém que vê o trem chegar à estação, os passageiros estão em movimento, do ponto de vista de um passageiro todos os seus companheiros de viagem estão parados. Isto conduz-nos ao princípio da relatividade de Galileu: “Todo o movimento uniforme é relativo. É impossível saber se nós estamos a mover ou parados.”

Depois de ter entendido o movimento de objetos isolados, Galileu dedicou-se ao estudo da queda dos corpos. Imitando Philliponus, entreteve-se a deixar cair objetos concluindo que a velocidade dos mesmos não era constante du-



Figura 1: Uma bala de canhão disparada com diferentes velocidades à superfície da Terra. Para canhões suficientemente poderosos, a bala poderia teoricamente ficar em órbita.

rante a queda. Teve por isso a necessidade de introduzir a taxa de variação da velocidade, a que chamou aceleração

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (2)$$

Galileu foi ainda mais além e verificou que todos os corpos em queda livre eram sujeitos à mesma aceleração, aproximadamente constante de $a = 10 \text{ m s}^{-2}$, dirigida para baixo. Consequentemente, qualquer objeto cai cada vez mais rapidamente à medida que a queda se prolonga. Quantificando, em cada segundo, a velocidade de um corpo aumenta por 10 metros por segundo no sentido do chão. Esta lei explica todos os fenômenos causados pela gravidade na Terra. Permite, por exemplo, prever o que acontece a uma pedra atirada ao ar: se for atirada com uma velocidade de 10 metros por segundo para cima, aproximadamente ao fim de um segundo a velocidade é zero, e depois a pedra começa a cair de volta ao chão.

Podemos também entender a trajetória de uma bola disparada por um canhão, dividindo o seu movimento numa componente horizontal e paralela ao chão (não afetado pela gravidade) e numa vertical, perpendicular à superfície da Terra (onde a gravidade atua). Consideremos a experiência ilustrada na Figura 1, em que um canhão dispara uma bola com velocidade cada vez maior, mas de forma a que a componente verti-

cal da velocidade é sempre a mesma. É fácil de perceber que a altura máxima atingida pela bola é sempre a mesma, mas a distância percorrida na horizontal é tanto maior quanto maior a velocidade.

2.4 A maçã e a lei do inverso do quadrado

Depois de Galileu, passamos a saber calcular todos os fenômenos relacionados com a gravidade à superfície da Terra. Contudo, por volta de 1680, um prodígio entrou em cena. Isaac Newton perguntou-se o que aconteceria à Lua se estivesse sujeita às leis da gravidade. Para perceber o seu raciocínio, voltemos ao exemplo da bola de canhão. Imaginemos que ela é disparada com uma velocidade tão grande que a distância percorrida é o perímetro da Terra. Nesse caso, a bola daria uma volta completa ao planeta e ficaria em órbita! É claro que a bola está em permanente queda em direção à Terra, mas como esta é redonda, é possível que a bola esteja a cair precisamente à mesma razão que a sua distância ao centro da Terra aumenta. O resultado é um movimento circular uniforme. O que Newton percebeu, foi que a Lua também está permanentemente a cair para a Terra, e vice-versa, devido à gravidade. Compreendeu assim que a gravidade que faz com que um brinquedo, pedra, ou maçã caia à superfície da Terra é a mesma que faz com que a Lua orbite em torno de nós, e que Júpiter ou a Terra orbitem em torno do Sol.

Mas esta descrição qualitativa era insuficiente, em particular porque as observações astronômicas de corpos celestes feitas por Tycho Brahe e Johanne Kepler indicavam que os planetas mais distantes do Sol moviam-se mais lentamente, ou seja a aceleração a que estavam sujeitos não poderia ser a mesma. Por conseguinte, era necessário alterar a expressão matemática da aceleração. O resultado a que Newton chegou, conhecido como a lei da gravitação universal, dita que qualquer corpo a uma distância L do centro de uma estrela ou planeta de massa M , é atraído para estes e sofre uma aceleração dada por [2]

$$\vec{a} = -GM \frac{\vec{L}}{L^3}, \quad (3)$$

em que \vec{L} é o vetor, de comprimento L , que une os dois corpos. A constante G é a constante de gravitação universal e vale $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$. As propriedades do

corpo - cor, tamanho, massa, forma geométrica - são irrelevantes para este mecanismo: *todos* os corpos caem da mesma forma. Se esmagássemos a Terra, mantendo a sua massa, até esta ter apenas um metro de raio, a aceleração a que a Lua estaria sujeita seria a mesma, e o seu movimento não sofreria alterações.

Para além de descrever corretamente o movimento dos astros, a lei da Gravitação Universal recupera os resultados de Galileu. Para maçãs e bolas de canhão, $L = 6371$ km é aproximadamente o raio da Terra, e substituindo na expressão para a aceleração obtemos $a = GM/L^2 = 10 \text{ m s}^{-2}$, exatamente o que Galileu mediu.

Esta lei diz-nos que todos os corpos se atraem uns aos outros. Uma maçã atrai outra maçã, mas em circunstâncias normais a intensidade desta atração é muito pequena. Ao contrário de fenômenos elétricos, cuja intensidade é regida pela carga elétrica, a gravidade é tanto mais forte quanto mais massa existir. Assim, a força gravítica que um ser humano exerce sobre si mesmo é pequena. Contudo, em planetas e estrelas, a acumulação de massa é de tal ordem que faz com que a gravidade domine sobre todas as outras interações, o que explica porque os astros são todos arredondados. Enquanto à escala humana, é o eletromagnetismo o ator principal na nossa relação com o mundo exterior, quando viajamos para escalas astronômicas, galácticas e cosmológicas a gravidade assume o trono de rainha da física.

A descoberta de Newton foi a primeira verdadeira lei universal da física e da humanidade, que nos permite com uma sucinta fórmula prever o movimento de planetas e estrelas que estão a milhões de quilômetros de distância de nós!

3 Faça-se luz!

Chegados a este ponto, temos todos os ingredientes necessários para construir um protótipo buraco negro

Por mais paradoxal que pareça, a história dos buracos negros começa com luz. Um objeto é negro quando não emite ou reflete luz visível. A luz é tão familiar para nós que é difícil sequer começar a teorizar sobre ela. Parece rodear-nos em qualquer lado e a qualquer hora. Porém, o que realmente compreendemos acerca da sua natureza? A luz tem forma? Cor? Peso? Tem velocidade? Por ora, é esta última questão que nos interessa.

3.1 A velocidade da luz

Uma das primeiras pessoas a pensar sobre a velocidade da luz foi o filósofo grego pré-socrático Empédocles. Ele acreditava que a luz era uma substância que se movia e que, portanto, teria que demorar um certo intervalo de tempo a chegar do ponto A ao ponto B. Por outras palavras, teria que ter uma certa velocidade. Esta discussão permaneceu no campo da filosofia durante vários séculos, opondo a visão de Empédocles à de Aristóteles que considerava que a luz era a manifestação de uma presença e não de um movimento, logo não teria uma velocidade finita.

Apenas em 1629, o cientista e filósofo holandês Isaac Beeckman propôs uma medição da velocidade da luz, fazendo explodir pólvora. Uma explosão é acompanhada por luz. A experiência de Beeckman consistiu em colocar vários espelhos, separados por quilômetros, a refletirem a luz da explosão. Pediu a vários colegas para registarem alguma diferença no tempo que demoravam a observar a explosão nos diferentes espelhos. Infelizmente, a resposta a que chegaram foi inconclusiva, indicando que se a luz tinha uma velocidade, deveria ser incrivelmente elevada.

Foi preciso esperar por Ole Römer, para sabermos que a luz não viaja de forma instantânea. Na prática, este astrônomo dinamarquês repetiu a experiência de Beeckman, mas com explosões muito mais distantes, nomeadamente os eclipses de Io, a lua de Júpiter descoberta por Galileu. A “explosão” era o instante em que Io saía do eclipse e ficava visível na Terra. A diferença para a experiência anterior é que a Terra se move enquanto a luz viaja desde Io. Römer reparou que o tempo para Io sair de um eclipse era tanto mais longo quanto mais distante a Terra estava de Júpiter, e atribuiu esta diferença à velocidade da luz. Depois de vários anos a estudar esta lua, Römer anunciou, a 22 de Agosto de 1676, que a luz tinha uma velocidade de cerca de 220 000 quilômetros por segundo, um valor 30% mais baixo que o valor atual.

A descoberta de Römer foi celebrada e divulgada na Europa, e estimulou outros a pensarem em formas mais diretas para determinar a velocidade da luz. Uma experiência célebre, desenvolvida por François Arago, Hippolyte Fizeau e Jean Léon Foucault [3] - cientistas cujos nomes se encontram gravados na Torre Eiffel - consistia no aparato apresentado na Figura 2.

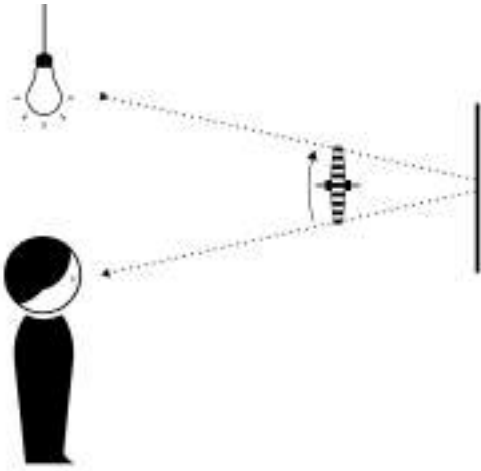


Figura 2: Esquema da experiência de Fizeau, com uma roda dentada em rotação. Um feixe de luz passa pela roda dentada, é refletido num espelho e torna a passar pela roda dentada.

Nesta experiência, um feixe fino de luz é enviado através dos dentes de uma roda dentada que gira com uma certa velocidade de rotação que podemos controlar. A 8 quilômetros de distância, o feixe é refletido num espelho e na viagem de retorno, encontra novamente a roda dentada. Dependendo da velocidade de rotação desta, a luz pode passar ou ser bloqueada por um dos dentes da roda. Sabendo a distância entre a roda e o espelho, o número de dentes da roda, e a sua velocidade de rotação, é possível calcular a velocidade da luz. O valor obtido por Fizeau para a velocidade da luz foi de 315 000 quilômetros por segundo, um desvio de apenas 5% face aos atuais 299 792 quilômetros por segundo. A velocidade da luz é geralmente denotada pela letra c e desde 2019 é tomada como a constante fundamental que define o metro no Sistema Internacional de unidades.

3.2 O caráter ondulatório da luz

Saber a velocidade da luz é um passo importante para a descrever, mas não é tudo. O passo determinante foi dado nos finais do século XIX, por James Maxwell que mostrou que a luz pode ser descrita em termos de campos elétricos e magnéticos, que se propagam como uma onda [4]. Neste aspecto são semelhantes ao som ou às ondas de água que se propagam no oceano. Portanto, a luz – esse fenômeno que nos acompanha toda a vida e que nos permite ver e interpretar o mundo – tem afinal uma descrição ondulatória.

A luz, como qualquer onda, pode ser caracterizada pela sua amplitude e pelo seu período, T , que nos diz quanto tempo o fenômeno leva até se repetir. No caso das ondas no oceano, o período é o intervalo de tempo entre dois máximos (o pico da onda) ou mínimos (os vales). O inverso do período é a frequência f da onda, $f = 1/T$, que nos diz quantas vezes por segundo vemos a repetição. Por exemplo, sons mais agudos têm uma frequência maior que sons mais graves, tal como luz azul tem maior frequência que luz vermelha. É uma simples experiência do dia a dia que o período ou frequência de uma onda depende de quem a mede. Todos nós experimentamos isto ao ver uma ambulância passar. Um paramédico a conduzir a ambulância, ouve a sirene com uma frequência constante, pois está em repouso em relação à sirene. Porém, alguém na rua reconhecerá que quando ela se aproxima, o som que se ouve é agudo e de repente fica grave quando a ambulância se afasta. Este é um efeito clássico importante, de Doppler. É fácil convencer-mos de que tem que acontecer, pensando na onda emitida pela sirene, com os seus máximos e mínimos a comprimirem-se ou esticarem consoante a fonte se aproxima ou afasta. Matematicamente, o efeito de Doppler para a luz é descrito pela expressão

$$f = \sqrt{\frac{1 \pm v/c}{1 \mp v/c}} f_0, \quad (4)$$

onde f_0 é a frequência medida por alguém que acompanha a fonte emissora de luz, e v é a velocidade da fonte em relação a um outro observador que mede portanto uma frequência f . O sinal $+$ é para fontes a aproximarem-se, o $-$ para fontes que se afastam. No caso da luz, como dissemos a frequência da onda está associada à sua cor. Assim, quando alguém com um laser se aproxima de um observador em repouso, a luz que o observador vê é mais azul que a vista pela pessoa que transporta o laser. No caso em que eles se afastam, a luz vista pelo observador em repouso é mais vermelha.

3.3 O éter não existe

Voltemos à luz e à forma como se propaga. A experiência de Fizeau seria melhorada por Foucault e Albert Michelson, que ao invés de rodas dentadas, optaram por espelhos em rotação. Na realidade, o aparato de Michelson era já uma

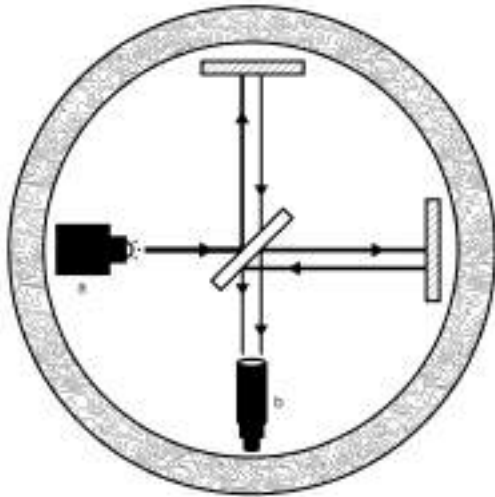


Figura 3: Diagrama do interferômetro original de Michelson. O original está em Potsdam na Alemanha. Um feixe de luz sai do emissor “a”; esse feixe é dividido no centro do aparato onde está um espelho que deixa passar parte da luz. Assim, parte da luz é refletida num dos espelhos em cima, e outra parte é refletida no espelho à direita. Ambas essas ondas são depois obrigadas a interferir no detector “b”.

adaptação de uma experiência anterior desenvolvida em conjunto com Edward Morley, que ficaria para a história como o mais famoso dos “falhanços” na ciência [5].

Da mesma forma que as ondas sonoras necessitam de um meio para se propagarem - não há som na Lua porque não há atmosfera - acreditava-se que a luz, sendo uma onda, também necessitaria um meio específico de transporte. Este meio foi batizado como éter, em homenagem ao deus grego da luz, e tratar-se-ia de uma substância ubíqua que permearia por todo o espaço, interagindo muito pouco com outros corpos.

Se o éter existisse, então o movimento da Terra induziria um fluxo nesta substância, semelhante às correntes que acompanham um barco a atravessar o rio Amazonas. Mas, ao existir uma direção preferencial para esta “corrente” de éter, então a luz deveria mover-se mais rapidamente em certas direções, da mesma forma que um barco, mantendo constante o esforço do seu motor ou dos pobres braços de quem rema, viaja mais rapidamente a favor da corrente do que contra esta.

Para testar esta hipótese, Michelson e Morley desenvolveram o interferômetro de Michelson, esquematizado na Figura 3. Esta experiência consiste em enviar um feixe de luz em direção a um

espelho especial que divide o feixe em dois. Depois, estes feixes gêmeos viajam em direções perpendiculares ao longo de dois braços de igual comprimento. No fim destes, os feixes são refletidos por outros espelhos e fazem o caminho de retorno até se encontrarem novamente no centro do interferômetro, onde se recombina através de um processo conhecido por interferência.

Como uma onda possui picos e vales na sua amplitude, ao juntarmos duas ondas, estas estruturas podem interferir “construtivamente”, somando-se da mesma forma que $1 + 1 = 2$. Porém, no caso dos picos de uma onda coincidirem com os vales da outra, elas interferem “destrutivamente”, anulando-se como $1 - 1 = 0$. À diferença no tempo entre os picos e vales de duas ondas chamaremos de *diferença de fase*.

Se os dois feixes gêmeos viajarem a mesma distância no mesmo intervalo de tempo então reencontrar-se-ão em fase, e cairemos na situação construtiva. Caso contrário, a diferença de fase na sua recombinação gerará uma onda com uma estrutura mais complexa: um padrão de interferência. Cada padrão de interferência diferente está relacionado com uma certa diferença no intervalo de tempo que os feixes gêmeos demoraram a percorrer os braços do interferômetro

Pelo que vimos anteriormente, a viagem do feixe segundo o braço que estivesse paralelo à direção da corrente de éter deveria demorar mais tempo do que no braço que lhe estivesse perpendicular, já que no percurso de regresso após a reflexão nos espelhos, o primeiro feixe estaria a ir contra a corrente. Michelson e Morley não conseguiram observar nenhum padrão de interferência.

Este resultado foi amplamente debatido, com os próprios autores da experiência a mostrarem-se cépticos face às conclusões. Com o volver dos anos, o interferômetro de Michelson foi sendo modificado, tornando-se mais preciso, mas o resultado negativo manteve-se. Após outras experiências independentes também falharem na detecção do éter, a ideia da sua existência foi sendo abandonada, aceitando-se ao invés que a luz se poderia viajar no vazio, sem a necessidade de qualquer meio de propagação, ao contrário das ondas sonoras.

O interferômetro de Michelson tornar-se-ia uma das experiências científicas mais revolucionárias na história. O seu princípio de funcionamento é análogo ao que hoje se utiliza na detecção

de ondas gravitacionais. Para além disso, o resultado desta experiência serviria de base para a teoria da relatividade restrita de Albert Einstein.

3.4 Estrelas negras

A constatação de que a luz possui uma velocidade constante bem definida permite imaginar cenários rebuscados. Por exemplo, a luz que emitimos há 20 anos está agora numa superfície esférica com 100 bilhões de quilômetros de raio centrada no nosso planeta. O resto do Universo é um holograma do que aconteceu na Terra, com diferentes camadas esféricas correspondendo a diferentes épocas. Uma comunidade extraterrestre num planeta distante, com um telescópio ultra potente, pode neste momento estar a ver os nossos bisavós, a maçã a cair na cabeça do Newton ou Empédocles a filosofar.

Em 1784, num destes exercícios de imaginação, o filósofo e membro do clero britânico John Michell chegou a uma conclusão interessante [6]. A lei da gravitação universal que vimos afirma que tudo cai da mesma forma, mas que a aceleração da queda depende da distância ao planeta, diminuindo à medida que nos afastamos dele. Imaginemos então que construímos uma catapulta potente, que nos permite controlar a velocidade com que arremessamos um projétil. Essa velocidade de arremesso é vertical e dirigida para cima. O que acontece se o projétil for disparado com pouca velocidade? Naturalmente, sobe e volta a cair na Terra. Contudo, se atirmos o projétil com uma velocidade de arremesso cada vez maior chegaremos a uma situação em que a altura a que este chega é tão grande, que ele se liberta da atração gravítica da Terra e começa a viajar livremente pelo espaço.

A velocidade de arremesso necessária para que isto aconteça é chamada de *velocidade de escape*, v_{esc} . Esta pode ser calculada a partir da lei da mecânica Newtoniana, sendo o resultado $v_{\text{esc}}^2 = 2GM_{\text{Terra}}/R_{\text{Terra}} = 11 \text{ km/s}$. Portanto, se atirmos uma pedra com uma velocidade maior do que 11 quilômetros por segundo, ela abandona a Terra e não volta mais! Mas, como se pode ver pela sua expressão, a velocidade de escape depende do astro, nomeadamente da sua massa e raio da sua superfície. Quanto maior for a razão entre estas quantidades, ou seja, quanto mais compacto ou denso for um planeta ou estrela, maior será a velocidade de escape que lhe está

associado.

Michell pensou que se tudo cai da mesma forma, a luz também o deveria fazer. Mas, tendo a luz uma velocidade constante, ele inverteu o problema e questionou-se se haveria alguma estrela com uma velocidade de escape maior do que a da luz. Nesse caso, a luz não escaparia da superfície dessa estrela, que seria completamente negra. Por exemplo, o Sol tem cerca 10^{30} kg de massa e um raio de 700 mil quilômetros. Para se tornar numa estrela negra, teríamos que comprimir toda a sua massa para um raio de apenas 3 quilômetros! No caso da Terra, para se tornar um planeta "negro", teria que ser condensada numa esfera de 9 milímetros.

Michell foi ainda mais além, explicando como poderíamos tentar detectar estas estrelas negras em sistemas binários, onde teriam a companhia de uma estrela normal e visível, num método muito semelhante ao que é hoje empregado para detectar buracos negros.

Infelizmente, as suas ideias eram demasiado revolucionárias para época e as estrelas negras nunca foram tomadas a sério pelos seus contemporâneos. Teriam que passar mais de 100 anos para que a justiça fosse reposta.

4 Um mundo relativo

No final do século XIX, a física atravessava um período conturbado. A experiência de Michelson e Morley aniquilou a possibilidade de conciliar o eletromagnetismo de Maxwell com a mecânica de Newton. No cerne desta discrepância estava o princípio da relatividade de Galileu, que atribuía um carácter privilegiado ao tempo. Tanto para Galileu como para Newton, o tempo seria *absoluto*. Isto significava que um observador em repouso e um observador em movimento uniforme a velocidade constante concordariam sempre no intervalo de tempo decorrido entre um evento A - por exemplo, deixar cair uma pedra - e um outro evento B - a pedra chegar ao chão.

Outra causa de desconforto era a "instantaneidade" da lei da gravitação universal. Por exemplo, se o Sol subitamente perdesse uma parte significativa da sua massa, alterar-se-ia o valor de M no lado direito da equação (3). Por conseguinte a aceleração a que a Terra está sujeita mudaria instantaneamente, alterando a sua órbita. Tal é incompatível com a transmissão de informação a

velocidades finitas, com a relação causa e efeito, e portanto com qualquer tentativa de harmonização com a relatividade restrita, como iremos ver.

4.1 A luz é o limite

A resposta a este aparente paradoxo seria dada por Albert Einstein em 1905 [7]. Neste ano, Einstein publicou 4 artigos revolucionários. Em dois deles, introduziu a teoria da relatividade restrita, que tornava a dinâmica dos corpos compatível com o eletromagnetismo de Maxwell. Para tal, assumiu dois postulados:

- *Princípio da relatividade*: as leis da física são as mesmas para qualquer observador não sujeito a uma aceleração (também chamados de observadores ou referenciais inerciais);
- *Invariância da velocidade da luz*: a velocidade da luz é a mesma para qualquer observador, independentemente do movimento da fonte de luz em relação a este.

Ao combiná-los, Einstein concluiu que o tempo não tinha um caráter absoluto. O tique-taque de um relógio depende do seu estado de movimento. Eventos simultâneos para um certo observador não são necessariamente simultâneos para outro. Como exemplo, Einstein imaginou a seguinte experiência conceptual: o Roberto está sentado numa paragem a ver o trem chegar. No momento exato em que o Roberto está a meio do trem, dá-se uma explosão de luz em cada ponta deste. Como a velocidade da luz é constante em todas as direções, e a distância que cada flash tem de percorrer é a mesma até chegar ao Roberto, a luz emitida durante ambas as explosões demora o mesmo intervalo de tempo a chegar ao Roberto. Logo, ele vê as explosões ao mesmo tempo e para si elas são simultâneas.

Já a Alice está dentro do trem e sentada exatamente a meio dele. Como o trem está em movimento, no intervalo de tempo que decorre entre as explosões e a luz que delas emana chegar à Alice, o trem e a Alice já se moveram um pouco relativamente aos dois pontos em que ocorreram as explosões. Neste intervalo de tempo a Alice aproxima-se do ponto onde se deu a explosão na frente do trem e afastou-se do ponto onde se deu a explosão na traseira. Consequentemente, a luz que é emitida nas traseiras tem que viajar uma distância superior à que é emitida na dianteira.

Como postulamos que a velocidade da luz é constante em todas as direções, então a luz emitida na dianteira demora menos tempo a chegar à Alice do que a emitida na traseira. Logo para ela, as duas explosões não são simultâneas.

A teoria da relatividade restrita era capaz de explicar o movimento dos corpos e tinha as mesmas propriedades de transformação entre diferentes observadores inerciais que o eletromagnetismo de Maxwell. Este conjunto de transformações chamam-se transformações de Lorentz. Estas tinham já sido descobertas pelo físico holandês Hendrik Lorentz (1853-1928), poucos anos antes da publicação de Einstein. Para além de Lorentz, também o matemático francês Henri Poincaré assumiu um papel preponderante na formulação dos alicerces da relatividade restrita. Ainda assim, ambos tiveram dificuldades na interpretação física dos seus resultados, que só foi conseguida por Einstein.

A confusão é compreensível já que a relatividade restrita vai contra o “senso comum”. Imaginemos um relógio formado por dois espelhos em paralelo um com o outro, entre os quais reflete um raio de luz. Os espelhos têm uma separação L e um tique-taque deste relógio corresponde à viagem de ida e volta entre espelhos. Para um observador em repouso em relação aos espelhos, o raio de luz percorre uma distância $2L$ num intervalo tempo $\Delta t = 2L/c$. Agora imaginemos um outro observador que se move em relação aos espelhos a uma velocidade constante v . Para este, os raios de luz vão descrever uma trajetória com um certo ângulo, percorrendo uma distância $2D$, como indicado na Figura 4.

Como a velocidade da luz é constante, para este observador o raio demora um intervalo de tempo $\Delta t' = 2D/c$ na viagem de ida e volta entre espelhos. Pelo teorema de Pitágoras, temos que D é maior que L e por isso $\Delta t'$ é maior que Δt , ou seja, o tique-taque do relógio do observador em movimento é maior do que o do observador em repouso. Como o tique-taque de um relógio determina a passagem do tempo, concluímos que para um observador em movimento o tempo *dilatado* em relação a outro em repouso, segundo a relação

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (5)$$

E o que acontece ao espaço? Tomemos uma régua de comprimento L , e ponhamos um relógio a

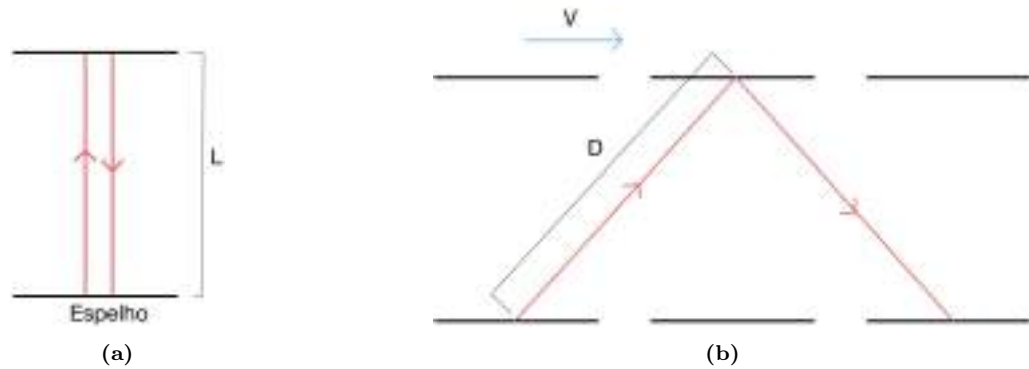


Figura 4: Um relógio composto por 2 espelhos nos quais reflete um raio de luz. Um tique-taque do relógio é dado pelo tempo que a luz demora no percurso de ida e volta de um dos espelhos. A Figura 4a é a perspectiva de um observador parado relativamente aos espelhos, que mede um tique-taque de $\Delta t = 2L/c$. A Figura 4b é a perspectiva de um observador que se move relativamente aos espelhos com uma velocidade v . Como a velocidade da luz é constante, este observador mede um tique-taque de $\Delta t' = 2D/c$. Pelo teorema de Pitágoras, temos que $D = \sqrt{L^2 + (v\Delta t'/2)^2}$, ou seja $D > L$ e por isso $\Delta t' > \Delta t$.

percorrer a régua de uma ponta à outra a uma velocidade v . Para um observador que acompanhe o relógio, este demorará um certo tempo Δt a finalizar o percurso, o que significa que para este observador a régua tem um comprimento $L = \Delta t v$. Já para um observador sentado na régua, o relógio demorará um outro intervalo de tempo $\Delta t'$ a percorrer a régua. Para este, a régua deverá ter um comprimento $L_0 = \Delta t' v$. Mas acabamos de ver na equação (5) como é que Δt e $\Delta t'$ estão relacionados. Desta relação, concluímos que L e L_0 se relacionam segundo

$$L = \sqrt{1 - v^2/c^2} L_0. \quad (6)$$

Para um observador em movimento, a régua é mais curta do que para o observador em repouso em relação a esta, ou seja, o espaço *contraí* relativamente a um outro observador em repouso.

Pensando desta forma, a relatividade parece uma brincadeira de crianças. É, porém, de realçar que estas brincadeiras vão contra a mecânica de Newton. Ainda que Newton tenha assumido (implicitamente) o princípio da relatividade, não tomou em consideração a invariância da velocidade da luz. Sem este último ingrediente, os resultados das nossas experiências seriam distintos. Os efeitos previstos pela relatividade só são relevantes quando as velocidade relativas entre observadores são próximas da velocidade da luz, o que não acontece à escala humana. No limite em que as velocidades entre observadores são muito menores do que a velocidade da luz, a relatividade restrita recupera a mecânica de Newton.

Este é o destino de qualquer teoria física. O

mundo é extremamente complexo e, invariavelmente, qualquer teoria falha na descrição precisa de um certo fenômeno. Nesse momento, é necessário construir uma outra teoria, mais geral, que estenda o paradigma vigente, numa espécie de *matrioska* intelectual. Parece frustrante admitir que nunca iremos conhecer o que nos rodeia na sua totalidade, mas esta é a motivação base que faz um cientista levantar-se da cama todos os dias - explorar o nosso conhecimento até ao seu limite, na certeza e ênsia de que há sempre algo mais por desvendar.

No segundo artigo onde apresentou a teoria da relatividade restrita, Einstein descreveu outra *gedankenexperiment*, onde concluiu que um corpo, ao emitir luz com uma certa energia E , perde uma parte m da sua massa correspondente a E/c^2 . A partir daqui inferiu que uma equivalência entre massa e energia, o que deu à luz a famosa igualdade $E = mc^2$. Ora, da experiência comum, quanto mais leve é um objeto menor é a sua inércia, ou seja quanto menor a massa de um objeto, mais fácil é acelerá-lo. Por outro lado, quanto maior a velocidade de um objeto, maior é a sua energia. Como, segundo Einstein, energia é sinônimo de massa, que por sua vez é sinônimo de inércia, então quanto maior é a velocidade de um objeto, mais energia lhe temos que fornecer para aumentar esta velocidade. Isto explica a dificuldade que há em atingir velocidades próximas da luz. Atualmente, o máximo que conseguimos atingir é no acelerador de partículas LHC no CERN, na Suíça, onde prótons são acelerados até uma velocidade de 99,999999% da velo-

cidade da luz. Caso conseguíssemos acelerar um astronauta até estas velocidades, um ano para ele corresponderia a 2236 anos terrestres! Para que um objeto com massa atinja a velocidade da luz, é necessária uma quantidade infinita de energia. Invertendo o raciocínio, concluímos que a luz, por viajar à velocidade da luz, não pode ter massa. A velocidade da luz c define um limite máximo para quão rápido algo no universo se consegue propagar, ou seja, um limite para a velocidade de transmissão de informação.

Apesar de romperem drasticamente com o paradigma vigente, estes novos conceitos sobre relatividade e equivalência massa-energia foram rapidamente aceites pela comunidade científica de então. Ainda assim, o debate em torno das situações contraintuitivas que a teoria parecia permitir durou alguns anos. A contribuição definitiva para a sua compreensão foi dada por Hermann Minkowski. Em 1908, este matemático alemão construiu uma interpretação geométrica da relatividade restrita. Em vez de olhar para o universo como um conjunto de 3 dimensões espaciais - comprimento, largura e altura - que evoluem no tempo, Minkowski considerou que o tempo podia e devia ser posto em pé de igualdade com as restantes coordenadas espaciais. O universo passava a ser constituído por 4 dimensões interligadas entre si, 1 temporal e 3 espaciais. Estava criado o *espaço-tempo* de Minkowski, um espécie de lençol completamente liso.

4.2 A mais bela das teorias

Apesar da sua elegância e eficácia, a relatividade restrita não dizia nada em relação à gravidade. Por isso Einstein começou a pensar em como incluir a gravidade nesta descrição. A ideia chave surgiu-lhe logo em 1907. Como vimos, Galileu verificou que a aceleração gravítica a que um corpo está sujeito é independente da sua massa, forma ou composição. Então imaginemos o seguinte: o Roberto deixa cair algumas pedras do topo do morro do Corcovado, no Rio de Janeiro, e imediatamente a seguir atira-se com elas. As pessoas no topo do morro vêem tanto o Roberto como as pedras a irem em direção ao chão. Já para o Roberto as pedras estão a flutuar em relação a si. Este raciocínio conduziu Einstein ao [8]

- *Princípio da equivalência*: um campo gravitacional uniforme é equivalente a uma aceleração constante. Um observador em queda

livre vê o mundo ao seu redor como se não houvesse gravidade.

Aplicamos o princípio a uma situação mais interessante. O Roberto atira-se de novo do morro do Corcovado e enquanto cai acende uma lanterna que emite luz com frequência f_0 . A sua amiga Alice ficou no topo do morro a ver o Roberto cair. À medida que o Roberto cai, a sua distância e velocidade aumentam em relação à Alice. Quando a distância entre eles é Δz , o tempo que a luz emitida pela lanterna demora a ir do Roberto à Alice é $t = \Delta z/c$. Já durante este intervalo, o Roberto adquire uma velocidade $v = gt = \Delta z/c$. Como há uma velocidade relativa entre o Roberto e a Alice, a frequência f da luz que ela mede está relacionada com f_0 pela expressão para o efeito de Doppler. Para velocidades muito menores que a velocidade da luz, a expressão (4) simplifica para

$$f = \left(1 - \frac{g \Delta z}{c^2}\right) f_0, \quad (7)$$

ou seja a Alice vê luz com uma frequência menor, e por isso mais vermelha que a emitida pelo Roberto.

Ao olhar para esta expressão, Einstein apercebeu-se de que o termo que provoca o desvio para o vermelho, $g \Delta z/c^2$, podia ser escrito como $\Delta\Phi/c^2$, em que $\Delta\Phi$ é a diferença do potencial gravítico sentido pela Alice e o Roberto. O potencial gravítico descreve quão intensa é a gravidade num determinado ponto do universo, independentemente do corpo que esteja sujeito a essa gravidade. A expressão (7) pode então ser generalizada para

$$\Delta t = \left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right) \Delta t_0, \quad (8)$$

em que Φ é um potencial gravítico arbitrário e em vez de escrevermos em termos da frequência da luz escrevemos em termos do seu período.

Mas estes períodos podem ser simplesmente o tique-taque de um relógio, portanto a passagem do tempo também é sensível à gravidade! Quanto mais intensa é a gravidade (quanto maior Φ), maior é o tique-taque de um relógio em comparação com o de outro onde a gravidade é mais fraca. Isto é o desvio gravitacional para o vermelho.

Por exemplo, como o potencial gravítico da Terra diminui com a distância ao seu centro, então os nossos pés experienciam o tempo a passar

mais devagar que a nossa cabeça. Como o campo gravitacional é relativamente fraco à superfície da Terra, esta diferença não é significativa. Mas o desvio gravitacional para o vermelho é fundamental para o bom funcionamento do sistema GPS, do qual dependem os nossos *smartphones*, televisões e outros aparelhos. Este sistema de localização é constituído por 31 satélites em órbita a uma altura de 20 180 quilómetros face à superfície terrestre. Para que funcione bem, é necessário calcular com grande exatidão o intervalo de tempo que decorre entre o sinal emitido por estes satélites e antenas receptoras à superfície da Terra. Para tal, os satélites possuem relógios atômicos muito precisos, cujo tique-taque é diferente dos relógios à superfície da terra devido ao desvio gravitacional para o vermelho. Caso não se considerasse este efeito, ao fim de um dia de funcionamento, o GPS teria um erro acumulado de cerca 30 quilómetros nas posições que indica. É fascinante como uma ideia tão abstrata como o princípio da equivalência acabaria por se tornar tão necessário para o funcionamento do mundo como o conhecemos hoje.

Einstein também percebeu que era impossível representar o desvio gravitacional para o vermelho usando o espaço-tempo de Minkowski. Por esta razão, ele imaginou que a gravidade deveria deformar a geometria do espaço-tempo da mesma forma que ao nos deitarmos num lençol esticado e liso, ele afunda-se em torno de nós. Para falar de gravidade, é necessário um espaço-tempo curvo que distorça distâncias e intervalos de tempo.

Para descrever a gravidade como um efeito geométrico, teve de recorrer à geometria diferencial, que tinha sido desenvolvida no séc. XIX por Carl Gauss e seu aluno Bernhard Riemann. Esta disciplina da matemática é tecnicamente complexa, e Einstein passou vários anos a tentar formalizar as suas ideias. Teve de recorrer até à ajuda de matemáticos como Marcel Grossmann e David Hilbert e diz-se que durante este período passava os dias fechado no quarto, abrindo a porta apenas para receber as refeições. Somente em 1915, já após algumas tentativas falhadas, Einstein apresentou as equações baptizadas com o seu nome [9]:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi T_{\mu\nu}. \quad (9)$$

O símbolo $G_{\mu\nu}$ é o tensor de Einstein, e descreve a geometria do espaço-tempo em cada ponto. Já $T_{\mu\nu}$ é o tensor de energia-momento, que está relacionado com as propriedades da matéria que

habita o espaço-tempo. Citando o físico John Wheeler, “o espaço-tempo diz à matéria como se mover, e a matéria diz ao espaço-tempo como se deformar”.

De uma forma simplificada, um tensor é uma generalização a várias dimensões do conceito de vetor. Da mesma forma que a lei da gravitação universal é uma equação vetorial para as 3 componentes do vetor aceleração (as 3 dimensões espaciais), as letras gregas μ e ν representam índices que percorrem as 4 coordenadas do espaço-tempo. Apesar de poderem ser condensadas em apenas uma linha, as equações de Einstein são 10 equações não independentes entre si (10 ao invés de $4 \times 4 = 16$ já que por razões de simetria $G_{\mu\nu} = G_{\nu\mu}$, logo algumas equações são repetidas). Por esta razão, é extremamente complicado arranjar uma solução geral para as equações de Einstein e muita da investigação feita hoje recorre ao auxílio de supercomputadores. Ainda assim, quando compreendida, é impossível não nos deslumbrarmos, e são recorrentes considerações estéticas sobre a relatividade geral. Para quem as estuda, elas são tão belas como uma sinfonia de Beethoven ou um quadro de Picasso.

4.3 A relatividade geral posta à prova

A relatividade geral foi uma disrupção total do paradigma científico e a comunidade científica reagiu com cepticismo. Era necessário comparar as ideias de Einstein com experiências antes de serem adotadas como a descrição certa da gravidade.

Como a gravidade deforma a geometria do espaço-tempo, na presença de massa, a linha mais curta que une dois pontos deixa de ser uma reta. Por exemplo, como a Terra é uma esfera, a linha mais curta que une o Rio de Janeiro a Lisboa é uma curva ao longo da superfície terrestre. A estas linhas de comprimento mínimo que unem dois pontos do espaço-tempo chamamos de geodésicas e são a generalização para geometrias não-planas do conceito de reta. As trajetórias que os aviões descrevem são geralmente geodésicas, de forma a minimizar o gasto de combustível. A luz também obedece a uma propriedade de “minimização de combustível”, já que como é a substância que se propaga mais rapidamente no Universo, encontra sempre o caminho mais curto entre dois pontos. Mas devido à deformação do espaço-tempo por objetos com massa, este caminho pode tam-

bém ser curvo, como as geodésicas à superfície da Terra ou feitas pelos aviões. Este fenômeno é conhecido como deflexão da luz.

Quanto maior a massa de um corpo maior a deflexão da luz que pode provocar. Um ser humano é demasiado leve para que esta deflexão seja relevante. Mas um planeta ou uma estrela possuem massa suficiente para provocar um efeito observável. O objeto mais massivo próximo da Terra é o Sol. Segundo Einstein, um raio de luz a rasar a superfície do Sol, emitida por uma estrela que esteja atrás deste, deveria defletir segundo 1,75 segundos de arco (1 segundo de arco é uma medida de ângulo correspondente a $1/60$ de 1 grau), o suficiente para ser observado com a tecnologia disponível na altura.

Em 1916, os astrônomos Frank Dyson e Arthur Eddington aperceberam-se da oportunidade para medirem a deflexão da luz durante um eclipse solar previsto para 29 de maio de 1919. Este eclipse era particularmente propício para esta observação, já que o Sol estaria à frente do agrupamento de estrelas Hyades, um dos agrupamentos estelares mais próximos da Terra e por isso mais luminosos e melhor estudados. O eclipse seria observável ao longo de um percurso de 12 mil quilômetros desde a costa este da América do Sul até à costa oeste de África. Foram organizadas duas expedições para observar o eclipse, uma em Sobral no Brasil, encabeçada pelos astrônomos Andrew Crommelin e Charles Davidson, e outra em Sondi na ilha de Príncipe do arquipélago de São Tomé e Príncipe, liderada pelo próprio Eddington. Durante o eclipse, que durou 5 minutos e 2 segundos, as duas expedições fotografaram a posição das estrelas de Hyades no céu. Depois, levaram estas fotografias de volta para Inglaterra e compararam-nas com fotografias recolhidas à noite, quando o Sol não influenciaria os raios de luz emitidos por Hyades. Após 5 meses de análise, os resultados foram anunciados a 6 de novembro de 1919 numa reunião da Royal Society em Londres [10, 11]: a previsão da relatividade geral confirmava-se. Os jornais da época anunciavam uma “revolução na ciência,” e assim foi.

A teoria de Einstein foi testada exaustivamente durante décadas, e sucessivamente confirmada com experiências cada vez mais sofisticadas...mas sempre em situações onde o campo gravitacional Φ/c^2 era pequeno (em particular $\Phi/c^2 \lesssim 10^{-6}$ no sistema solar). Mas a teoria da relatividade geral

é extremamente complexa, e esconde tesouros em situações mais gerais.

5 *Eles existem*

O próprio Einstein disse ser impossível chegar a uma solução geral destas equações, sem a necessidade de recorrer a uma qualquer aproximação. Demorou apenas meses a ser desmentido. Em 1915, Karl Schwarzschild obteve uma solução exata das equações de Einstein, na ausência de matéria. A solução de Schwarzschild descrevia o campo gravitacional no exterior de um corpo esféricamente simétrico. Porém, nas coordenadas esféricas de Schwarzschild, existiam patologias em duas localizações distintas: uma na origem, e outra em $R_{\text{Schw}} = 2GM/c^2$ - estranhamente o valor do raio das estrelas negras de Michell. Patologias normalmente significam algo de errado, com o modelo ou com a teoria. Durante os 50 anos seguintes os físicos debruçaram-se sobre o significado desta solução. Como iremos ver, ela descreve um buraco negro sem rotação, e o raio de Schwarzschild é o horizonte de eventos, uma espécie de “superfície” que delimita uma região do espaço-tempo onde a gravidade é tão forte que nem a luz consegue escapar. Nada de errado se passa no horizonte de eventos, é apenas uma superfície que separa duas regiões completamente diferentes, e que impossibilita comunicação do interior com o exterior. Já a patologia na origem, essa continua lá...e é necessário um censor cósmico para a curar, como falaremos.

5.1 *Formação de buracos negros*

Inicialmente, pensou-se que a patologia em R_{Schw} não teria sentido físico, porque nenhum astro poderia ser tão compacto. Para um objeto estar dentro do seu raio de Schwarzschild, teria que ter uma densidade muito maior do que as densidades então. Na Tabela 1, apresentamos o raio de Schwarzschild e respectivas densidade para diferentes massas. Estas densidades são tão monstruosas que a primeira reação é simplesmente ignorar tais soluções. Até cerca de 1920, pensava-se ser impossível comprimir matéria até densidades muito maiores do que a da água. Portanto, uma estrela com um raio de Schwarzschild seria uma solução curiosa do ponto de vista intelectual, mas que não deveria existir no Universo. Em 1914-

Tabela 1: Raios de Schwarzschild e densidades correspondentes para estrelas com diferentes massas. A massa do Sol é aproximadamente $M_{\odot} \sim 2 \times 10^{30}$ kg.

Massa	R_{Schw}	Densidade
Uma massa solar, M_{\odot}	3 quilômetros	10 vezes mais denso do que o núcleo de um átomo
$10^6 M_{\odot}$	3×10^6 km	18 mil vezes mais denso do que a água
$10^9 M_{\odot}$	3×10^9 km	50 vezes menos denso do que a água

1915, chegou a primeira contradição destes pressupostos. Ao estudar a luz emitida por várias estrelas, o astrônomo Walter Adams concluiu que duas delas – Sirius B e 40 Eridani B, respectivamente - eram extremamente densas. Estas estrelas tinham massas semelhantes à massa do Sol mas estavam comprimidas num raio semelhante ao raio da Terra. Isto corresponde a densidades da ordem de dez a cem mil vezes a densidade da água. Uma colher de chá com material destas estrelas pesaria 10 toneladas! Estas estrelas são hoje conhecidas como anãs brancas e são o estado final de estrelas semelhantes ao nosso Sol.

Mas o que suportaria estas estrelas tão densas? A estrutura e forma dos astros, como a Terra e o Sol, é ditada pela gravidade. Para que o equilíbrio seja atingido é necessário que haja forças de pressão que contrariem a gravidade do próprio astro, da mesma forma que o ar nos nossos pulmões previne que o nosso peito colapse. No caso da Terra, a pressão no seu centro é garantida pelas forças eletromagnéticas e agitação térmica dos constituintes do núcleo de ferro. Esta é 4 milhões de vezes maior que a pressão atmosférica. A pressão e temperaturas são tão altas que liquefazem o centro da Terra. Mas para uma estrela como o Sol, as pressões são tão altas que o material da estrela é reduzido aos seus constituintes fundamentais: átomos, elétrons e prótons, em agitação térmica num gás a altas temperaturas chamado de plasma. A pressão é fornecida sobretudo pelo movimento do plasma e por radiação eletromagnética, ou seja, luz. Esta é alimentada por reações nucleares, nomeadamente a combinação de átomos de hidrogênio para formar átomos de hélio. São estas reação que geram a luz que vemos na Terra.

O que acontece quando os ingredientes necessários para as reações nucleares nas estrelas, como o hidrogênio, se esgotam? Nesse caso, a pressão que advém da radiação eletromagnética deixa de existir, a estrela começa a arrefecer e deveria colapsar sobre si mesma. O processo é ligeiramente mais

complicado, mas grosso modo isto parece acontecer a estrelas como o Sol. Ao diminuir de tamanho, a densidade destas estrelas vai se tornando cada vez maior, e os átomos que as constituem estão cada vez mais próximos. Neste momento, um novo mecanismo de pressão entra em jogo.

Para além de uma revolução na gravidade, a primeira metade do século XX ficou marcado pelo advento da mecânica quântica, a teoria que explicava a natureza a escalas muito reduzidas, como as do átomo. Com a mecânica quântica descobrimos que os átomos são constituídos por um núcleo à volta do qual existe uma “nuvem” de partículas com carga elétrica negativa: os elétrons. Percebeu-se que estas partículas são férmions, isto é, são partículas que obedecem ao princípio da exclusão de Pauli. Este dita que dois férmions não podem estar no mesmo estado quântico. Como consequência, ao esmagarmos dois elétrons, tentando obrigá-los a ocupar o mesmo estado, eles exercem uma pressão contrária. Esta é a pressão de degenerescência e é o mecanismo que confere a estabilidade às anãs brancas.

Ainda assim, seria a pressão de degenerescência imbatível? Após trabalhos preliminares de Edmund Stoner e Wilhelm Anderson, o físico indiano Subrahmanyan Chandrasekhar provou a existência de um limite máximo para a massa de uma anã branca [12]. Eles encontraram o mesmo aspecto curioso, resumido na Figura 5: existe um limite máximo para a massa das estrelas. Este é o limite de Chandrasekhar e vale cerca de 1,4 vezes a massa do Sol. Ao ultrapassar esta massa, uma anã branca não é capaz de ser suportada pela pressão de degenerescência e colapsa sobre si mesma.

Apesar de vir a ser agraciado com prêmio Nobel de Física em 1983, os resultados de Chandrasekhar não foram tidos em grande consideração pelos seus colegas. O próprio Eddington argumentou que “deveria existir uma lei da Natureza que previne a estrela de se comportar de forma absurda”. De fato, havia ainda mais física a ser

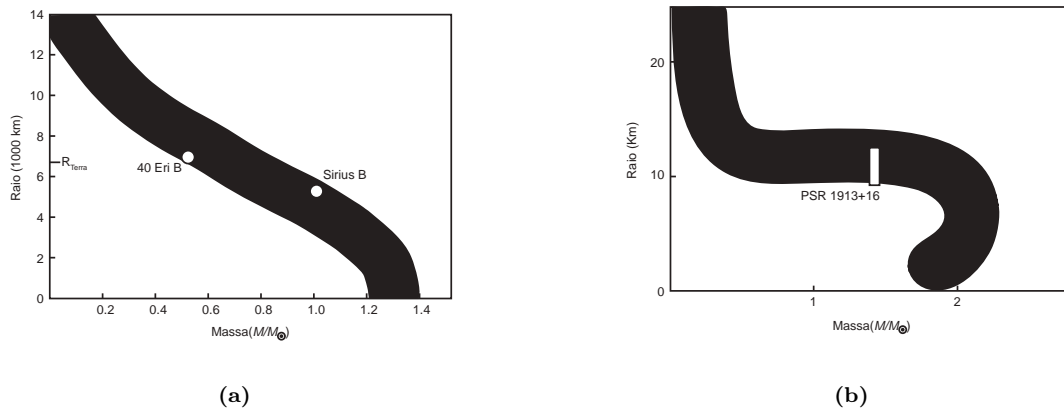


Figura 5: O diagrama massa-raio para anãs brancas (suportadas por pressão de elétrons, à esquerda) e estrelas de nêutrons (suportadas por pressão dos nêutrons, à direita). A massa do Sol está representada como M_{\odot} . A espessura da linha traduz a incerteza na composição exata da estrela. O diagrama mostra algumas estrelas conhecidas. O raio das anãs brancas é comparável com o da Terra, mas a sua massa é milhares de vezes superior, da ordem da massa do Sol. Para as estrelas de nêutrons, o raio é da ordem de apenas alguns quilômetros. Em ambos os casos, e usando a física conhecida hoje, a estrela não pode ter mais do que a massa de três sóis.

considerada. Em 1932, James Chadwick provou experimentalmente a existência do nêutron, uma partícula de carga elétrica neutra presente no núcleo dos átomos, muito mais pesada que um elétron [13]. O nêutron também é um férmion e por isso também obedece ao princípio da exclusão de Pauli, pelo que apresenta o mesmo tipo de pressão de degenerescência que o elétron. Assim, uma anã branca que ultrapasse o limite de Chandrasekhar pode continuar a colapsar até atingir densidades da ordem da densidade nuclear, momento em que os elétrons se combinam com os prótons livres para formar nêutrons e a pressão de degenerescência destes é capaz de suportar uma estrela de nêutrons. Estas estrelas têm densidades 10^{14} vezes maior que a densidade da água, com massas semelhantes à massa do Sol comprimidas em apenas uma dezena de quilômetros.

O que acontece a uma destas estrelas, quando no limite de massa, lhe adicionamos uma pitada de sal? Em 1939, Robert Oppenheimer e George Volkoff mostraram que também há um limite máximo de massa que uma estrela de nêutrons consegue suportar [14]. Ultrapassado este limite - o limite de Tolman-Oppenheimer-Volkoff - ela também colapsa sobre a sua própria gravidade. O próprio Oppenheimer em colaboração com o seu aluno Hartland Snyder obteve uma solução exata das equações de Einstein que descrevia uma estrela sem pressão a colapsar [15]. Compreenderam que quando a estrela era comprimida para um raio menor que o seu raio de Schwarzschild,

o desvio gravitacional para o vermelho era infinito, ou seja um observador no infinito veria a superfície da estrela a congelar nesse raio. Isto era uma propriedade análoga à das estrelas negras de Michell. Por esta razão, chamaram a estes objetos de estrelas congeladas. Hoje em dia, chamamos-lhes buracos negros.

Em suma, existe um mecanismo padrão para formar buracos negros no Universo. As estrelas nascem e vivem milhões de anos a queimar combustível nuclear. Quando este se esgota, se forem suficientemente massivas, dão origem a uma estrela de nêutrons que facilmente pode resultar num buraco negro se estiver a captar material de outra estrela. Um buraco negro é uma solução das equações de Einstein, tal como um planeta como a Terra o é, e é a solução que descreve o fim de todas as estrelas suficientemente velhas e massivas. Logo, os buracos negros devem ser objetos muito comuns no nosso Universo.

Apesar destes resultados serem robustos, tanto estrelas de nêutrons como buracos negros continuaram a ser tomados como uma curiosidade intelectual, pouco plausível de realmente existir no mundo. Com o deflagrar da 2ª Guerra Mundial, a investigação na gravitação desacelerou de sobremaneira e muitos dos intervenientes referidos envolveram-se no Projeto Manhattan para o desenvolvimento da bomba atômica.

O interesse da comunidade científica nestas matérias foi reavivado em 1967, quando Jocely Bell Burnell, uma estudante de doutoramento em

Cambridge, detectou uma fonte de radiação eletromagnética a emitir pulsos com um período muito bem definido de 1,33 segundos [16]. Não existia nenhuma física consensual que explicasse esta observação, e Jocelyn Bell e o seu orientador Antony Hewish chegaram a ponderar tratar-se de um sinal de origem extraterrestre. Após outras detecções de sinais semelhantes, confirmou-se que eles tinham origem em estrelas de nêutrons com uma velocidade de rotação muito elevada. As densidades nucleares que se atingem nestas estrelas originam campos eletromagnéticos extremamente fortes (milhares de milhões superiores ao da Terra), o que promove a emissão de radiação segundo os polos magnéticos da estrela, criando feixes de luz muito colimados, como um laser. Com a rotação da estrela, estes feixes acabam por funcionar como um farol, e as estrelas são conhecidas como pulsares. O período dos pulsos é o período de rotação da estrela. A estrela de nêutrons com a rotação mais rápida hoje conhecida dá 43 000 voltas por minuto, a uma velocidade de 25% a velocidade da luz!

De repente, estrelas de nêutrons e buracos negros deixaram de ser um devaneio de fantasiosos e passaram a ser levados a sério. A década de 70 foi marcada por avanços significativos nesta área. Uma verdadeira era de ouro da gravidade.

5.2 Anatomia de um buraco negro

A ideia de ter um objeto à superfície dos quais a gravidade é tão forte que nem a luz consegue escapar foi, como vimos, introduzida por Michell. Mas o conceito atual de um buraco negro, que surge no esplendor da relatividade geral, é diferente. Se pegarmos um buraco negro sem rotação e sem carga elétrica, e “cortarmos” todo o espaço ao longo do plano de simetria, obtemos um plano como o ilustrado na Figura 6. Nada do que acontece no interior do horizonte de eventos, a superfície que delimita o círculo negro do centro, é visível do exterior. O horizonte está localizado no raio de Schwarzschild, e ao contrário da superfície das estrelas negras, não corresponde a nenhuma barreira física sólida. Um astronauta pode penetrar no horizonte de eventos e entrar no buraco negro. Lá dentro, é forçosamente arrastado para uma singularidade, onde as forças de maré são tão fortes que o despedaçam. Para conseguir escapar do horizonte de eventos, o astronauta teria que viajar a velocidades superiores

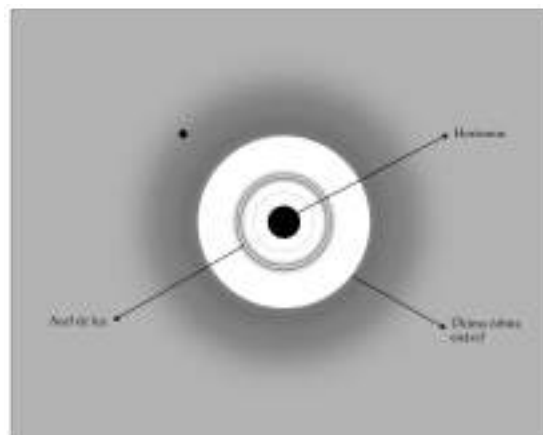


Figura 6: Esquema de um corte equatorial de um buraco negro, sem rotação e sem carga elétrica. Longe do buraco negro (na região a cinzento), a matéria comporta-se tal como na teoria de Newton: possíveis estrelas ou planetas (como o ponto escuro) podem ter órbitas circulares e estáveis. Contudo, órbitas com raio abaixo de um certo valor são todas instáveis. Essa zona é representada em tom claro. O círculo claro nessa zona é o chamado anel de luz: um feixe de luz consegue ter uma trajetória circular apenas nesse raio. O círculo negro central é o buraco negro: nada do que acontece lá dentro se vê cá fora.

à da luz, o que já vimos não ser possível. No interior do buraco negro encontram-se os restos da estrela-mãe que colapsou e lhe deu origem. Este ponto é conhecido como a singularidade, onde a teoria de Einstein deixa de ser válida. Para descrever a singularidade, precisamos de uma outra teoria mais completa, que explique a gravidade a distâncias muito pequenas.

Ao contrário do que se passa com a eletromagnetismo, os efeitos quânticos que descrevem a física a pequenas distâncias – que serão necessários para descrever a singularidade de um buraco negro – são irrelevantes para observadores como nós. Esses efeitos nunca conseguem escapar do horizonte de eventos. Vamos então olhar agora para o exterior. Assumamos que um astronauta está parado a 1 milímetro do horizonte de eventos de um buraco negro com uma massa igual à do nosso Sol. O astronauta tem uma lanterna que emite um flash de luz por segundo, segundo o astronauta. O Princípio da Equivalência dita que estes flashes chegam a nós, muito longe do buraco negro, espaçados não por um segundo, mas por cerca de meio minuto! Se o flash for ultravioleta para o astronauta, será infravermelho para nós. Da mesma forma, um segundo do astronauta são 30 segundos nossos: o tempo corre muito mais devagar ao pé do buraco negro! Esta experiên-

cia mostra porque é impossível provar realmente que buracos negros existem: qualquer aparelho que enviemos para fazer o teste demora, segundo os nossos relógios, um tempo infinito a atravessar o horizonte de eventos... nós e toda a nossa civilização estaríamos mortos antes de saber o resultado de tal experiência. O horizonte de eventos representa, de uma certa maneira, um fim do tempo como o conhecemos.

Agora é fácil de entender o que acontece a uma estrela a colapsar. O seu brilho diminui progressivamente, até que se extingue. Não é que a luz volte necessariamente para trás, como na perspectiva de Michell. Simplesmente, é desviada para frequências cada vez mais baixas e cada vez com menos energia, ou seja, menos brilhantes.

Como vimos, a gravidade consegue defletir a luz. Este efeito pode ser dramático ao pé de buracos negros: um feixe de luz emitido tangencialmente ao círculo claro da Figura 6, o chamado anel de luz que está localizado a um raio $R_{\text{Luz}} = 3GM/c^2$, permanece em órbita circular! A teoria de Newton também permite anéis de luz, só que prevê que este se encontra precisamente a meio caminho entre o centro e o ponto de não retorno da luz, ou seja nunca seria visível. Na teoria de Einstein o anel de luz é responsável pela aparência dos buracos negros.

Apesar da luz poder percorrer órbitas circulares à volta do buraco negro, estas órbitas são instáveis. Qualquer pequena perturbação leva-as a cair no buraco negro ou a escapar para zonas distantes. Esta é a grande diferença para a teoria de Newton, onde todas as órbitas circulares do problema de dois corpos são estáveis. Isto significa que não esperamos observar nenhuma matéria junto ao buraco negro. Órbitas circulares estáveis para objetos com massa são apenas possíveis na zona cinzenta da Figura 6. A fronteira dessa zona corresponde a um raio $R = 6GM/c^2$, o raio da última órbita estável. Se um buraco negro fosse iluminado, toda a luz que penetra no anel de luz seria absorvida. Portanto, a sombra de um buraco negro é ditada pelo anel de luz, e não pelo horizonte de eventos.

A famosa imagem do buraco negro M87* apresentada em 2019 - um buraco com uma massa de 6 bilhões massas solares - é na verdade uma imagem de luz que orbita em torno deste objeto e vai escapando para longe dele. Por definição, é impossível fotografar um buraco negro! Ainda

que não se possa provar a existência do horizonte de eventos, podemos fazer testes à teoria comparando a previsão da relatividade geral para a trajetória da luz com as imagens obtidas pelos telescópios.

5.3 Cisne X-1: a aposta

As propriedades que descrevemos são o nosso guia na busca de buracos negros no universo usando telescópios normais. O primeiro objeto a ser identificado como um excelente candidato a buraco negro foi uma fonte de raios-X a apenas 6 anos-luz de distância, batizada de Cisne X-1. Os raios-X foram detectados pela primeira vez durante os anos 60 usando contadores de Geiger em mísseis lançado para o espaço, já que os raios-X não penetram na atmosfera terrestre [17].

Já em 1971, diferentes grupos anunciaram a descoberta de uma estrela brilhante a emitir ondas de rádio mais ou menos na mesma posição da fonte de raios-X. Outras estrelas semelhantes a essa não emitem raios-X, portanto supôs-se que a estrela teria um companheiro que causa essa emissão. Pela análise da luz emitida pela estrela brilhante ao longo do tempo, é possível estudar a sua órbita. Concluiu-se que ela tem um período orbital de 5.6 dias e uma massa de cerca de 20 sóis, enquanto o companheiro invisível teria uma massa de cerca de 20 sóis. Isto levou o físico Kip Thorne a apostar com Stephen Hawking, em 1974, que o companheiro seria um buraco negro. Porquê? Em primeiro lugar, este companheiro é muito pequeno e escuro. Tendo uma massa superior a 3 sóis, não pode ser uma anã branca ou uma estrela de nêutrons. Em segundo lugar, a emissão dos raios-X é periódica, variando em escalas de tempo de 0.001 segundos. Neste intervalo de tempo a luz só percorre 300 quilômetros. A explicação mais razoável para tudo isto é que o companheiro é um buraco negro, com material em órbita, perto da última órbita estável, e este material emite raios-X ao ser acelerado. Stephen Hawking deu-se por vencido ao saber as características de Cisne X-1. Contudo, a surpresa maior estava para vir...

5.4 Sagitário A*: o centro da galáxia

Durante mais de vinte anos, astrônomos na Alemanha e Estados Unidos estiveram à espreita do centro da nossa galáxia, a fotografar pacien-

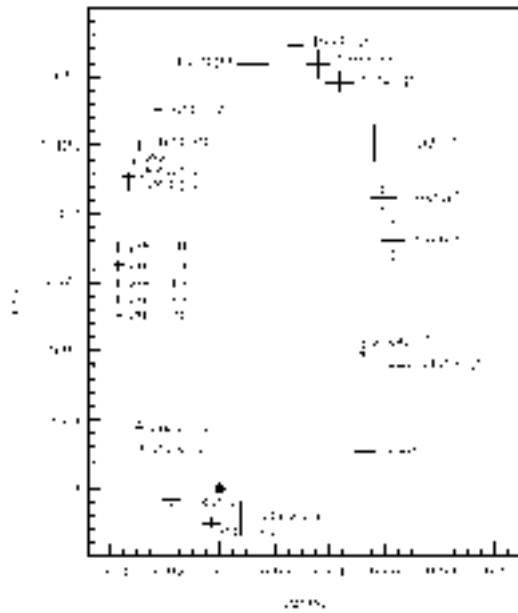


Figura 7: A posição angular da estrela S2 no céu, ao longo de cerca de 12 anos. A estrela S2 encontra-se em órbita em torno de um ponto marcado a escuro, no centro da nossa galáxia. Esta trajetória permite estimar a massa do ponto em cerca de 4 milhões de sóis (cortesia de Stefan Gillessen).

temente as órbitas de um conjunto de estrelas muito luminosas. Surpreendentemente, descobriram que todas as estrelas suficientemente perto do centro orbitam em torno de um ponto invisível, conhecido como Sagitário A*. A trajetória de uma das estrelas mais próximas deste ponto, chamada de S2, está representada na Figura 7. Esta figura mostra o ângulo, visto da Terra, entre um telescópio que aponta para o centro e outro telescópio que aponta para essa estrela. É fácil de ver que esta estrela se move no céu, com um período de aproximadamente 15 anos [18]. Estudando esta trajetória (mesmo com as leis de Newton), conclui-se que o centro tem uma massa de cerca de 4 milhões de sóis. Mas ainda mais intrigante, é que esta grande quantidade de massa não emite luz, e está concentrada numa região muito pequena. A explicação dada pela equipe que fez as observações é que se trata de um buraco negro gigante, mesmo no centro da nossa galáxia. O prêmio Nobel da Física de 2020 foi atribuído a este estudo.

É inerente à natureza humana, e também à própria ciência, a procura de soluções alternativas. A primeira reação de um cientista quando ouve falar

de uma nova descoberta é desconfiar da sua veracidade, e procurar mostrar que essa descoberta é falsa, ou que tem problemas. Aquelas descobertas que resistem a estas tentativas são então consideradas avanços pela comunidade e incorporadas no edifício científico. Claro está que quando a equipe anunciou os seus resultados, houve várias explicações alternativas. Contudo, nenhuma das alternativas conseguiu sobreviver ao escrutínio. Hoje, julgamos que este objeto é realmente um buraco negro, e que a grande maioria das galáxias tem um buraco negro supermassivo no centro, apesar de ainda não se compreender completamente o mecanismo por detrás da formação destes objetos supermassivos.

5.5 A calvície de buracos negros

A maior parte do século XX foi passado a estudar, de forma cada vez mais precisa, a partícula elementar da eletricidade: o elétron. A razão é fácil de entender. Se desvendássemos os mistérios do mais ínfimo constituinte da matéria, da partícula que resulta da divisão sucessiva de todos os corpos, então poderemos compreender tudo o que esteja relacionado com aglomerados dessa partícula (átomos, moléculas, células, frutos, seres humanos, etc). Dado que o elétron interage através da eletricidade e magnetismo, compreenderíamos também esta interação na perfeição. Este tem sido o objetivo dos aceleradores de partículas, como os que estão no CERN, durante as últimas décadas.

Os buracos negros podem ser vistos como a partícula elementar da gravidade. É o próprio vácuo, curvado sobre si mesmo, que os constitui. São feitos apenas de espaço-tempo. Apesar do seu nascimento ser causado pelo colapso de uma estrela, o estado final – o buraco negro em si – é vácuo puro. O material da estrela original está para lá do horizonte de eventos.

Por isso, acabam por ser os objetos mais simples do Universo. Um dos resultados mais importantes obtidos na era de ouro da gravidade é o teorema do não-cabelo: em situações de equilíbrio, a massa, carga elétrica e a rotação do buraco negro, dizem-nos tudo sobre ele [19–22]. Este resultado é impressionante quando comparado com a complexidade do planeta Terra ou de um único ser humano. Se quisermos descrever uma pessoa qualquer, precisamos de conhecer a sua massa, a sua altura, a cor dos olhos, o comprimento de

cada dedo, braço ou perna, quantos cabelos tem, que penteado usa, o traço dos lábios... uma lista infundável de variáveis. Já se dois buracos negros tiverem a mesma massa, a mesma carga e rodarem ao mesmo ritmo, então são gêmeos exatamente idênticos. Nenhuma experiência feita no exterior do buraco negro os conseguiria distinguir.

Para os maquiavélicos, podíamos tentar enganar a Natureza deixando cair uma bola de futebol no buraco negro. Todos nós distinguimos um relvado com uma bola de outro sem. Isto também é verdade para buracos negros: enquanto a bola cai, é claramente possível dizer que aquele buraco negro é diferente de um outro sem bola a cair. Mas à medida que esta se aproxima do horizonte de eventos, então toda a informação que resta é apenas e unicamente a da massa, carga e rotação do buraco negro que engoliu a bola. A cor da bola, o material que a constitui, se é ligeiramente achatada ou não, perde-se irremediavelmente no interior do buraco negro. Isto é, o horizonte de eventos de todos os buracos negros em equilíbrio é uma “superfície” (na realidade não existe superfície, estamos a lidar com o vácuo) perfeitamente polida. Não existem montanhas em buracos negros. É costume por isso dizer-se que os buracos negros não têm cabelo, onde “cabelo” representa a informação que normalmente associamos a objetos terrestres.

5.6 Censura cósmica

A singularidade no interior dos buracos negros é um problema: a descrição da gravidade não pode ser a correta se prevê campos gravitacionais infinitos, ou se as próprias equações deixam de fazer sentido porque não conseguem fazer previsões. De fato, até aos anos 60 pensava-se que a singularidade que aparecia no centro de um buraco negro se devia às simetrias que eram assumidas para o sistema. Por exemplo, o colapso de Oppenheimer e Snyder descrevia uma estrela com simetria esférica, ou seja igual vista de todos os ângulos. Mas talvez se a estrela tivesse a rodar ligeiramente, a força centrífuga inerente a essa rotação poderia prevenir o aparecimento de patologias.

Porém, em 1965, o matemático britânico Roger Penrose deitou por terra esta ideia ao provar o seu teorema da singularidade [18, 23]. Numa linguagem matemática, este teorema afirma que se no Universo os raios de luz forem sempre concentrados e nunca afastados entre si pela gravi-

dade - a chamada condição de energia nula - então sempre que se forma um horizonte de eventos, as geodésicas para a luz são incompletas para o futuro, isto é têm um ponto onde terminam e a partir do qual não podem ser estendidas para o futuro. Este ponto final é justamente a singularidade. Esta é inexplicável pelas leis da Natureza que hoje conhecemos. Isto é, eles abrigam a falha da descrição clássica da gravidade, a mesma que prevê a existência dos próprios buracos negros. A importância deste resultado foi reconhecida pelo Comitê Nobel em 2020, ao atribuir a outra metade do prêmio Nobel de Física a Penrose. Foi a primeira vez na história que este prêmio foi atribuído devido a um trabalho puramente matemático.

As singularidades impedem-nos de ter uma teoria plenamente funcional, que necessita, provavelmente, de ser corrigida com efeitos quânticos. Mas para que serve então a teoria, se o nosso universo está populado com buracos negros? Aqui entra o horizonte de eventos: dado que nada pode sair de um buraco negro, as singularidades dentro destes não afetam a causalidade fora do horizonte de eventos, onde vivemos. Portanto os buracos negros *protegem-nos* das falhas da relatividade geral, por assim dizer. O que acontece se houver uma singularidade que não esteja protegida por um horizonte de eventos, isto é que seja *nua*? Pode estar nesta folha, por exemplo? Então toda a região do espaço-tempo que esteja causalmente relacionada com este ponto, ou seja que possa ser atingida por um raio de luz que saia desta singularidade, deixa de ser determinística. Não poderíamos inferir, com base nas condições atuais, o que aconteceria no futuro. O princípio indutivo no qual assenta o método científico cairia completamente. Esta situação levou Penrose a tentar salvar a teoria, conjecturando que em geral não há singularidades nuas no Universo, ou seja elas estão todas escondidas por detrás de um horizonte de eventos. Esta é a conjectura da censura cósmica e no dia em que escrevemos permanece sem resposta definitiva [25–27].

6 Ouvir buracos negros

E agora voltamos à *Máquina do Mundo*. Pensemos no sistema Terra-Sol. A informação, transportada pela luz, demora cerca de 8 minutos a chegar do Sol ao nosso planeta. A relatividade

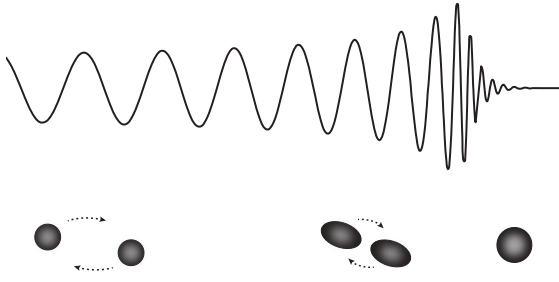


Figura 8: A evolução de uma binária emitindo ondas gravitacionais. Quando uma binária de estrelas emite ondas gravitacionais, perde energia e fica mais compacta: a sua velocidade aumenta e a sua separação diminui. Esta evolução reflete-se no aumento da amplitude e frequência da onda gravitacional emitida, mostrada aqui. Finalmente, os corpos chocam e formam um único corpo em repouso. A emissão de ondas cessa a partir desse instante.

geral é uma teoria da gravidade que respeita as mesmas propriedades de causalidade do eletromagnetismo de Maxwell. Então, a informação relativa a uma alteração do campo gravitacional do Sol, devido por exemplo a perda de massa, deve também ser transmitida por ondas. Devem existir ondas do campo gravitacional.

6.1 Ondas gravitacionais

Esta analogia foi proposta por Poincaré. Cargas elétricas em aceleração emitem luz: perturbações no campo eletromagnético que se propagam à velocidade da luz. As antenas emitem radiação devido à aceleração de partículas nos seus braços por via de uma corrente elétrica. Poincaré sugeriu que numa teoria relativista da gravidade, partículas com massa - a “carga elétrica” da gravidade - aceleradas, deveriam emitir perturbações do campo gravitacional.

Foi o próprio Einstein, numa série de artigos publicados entre 1916 e 1918, a obter uma solução do tipo de onda para as suas equações. Ondas gravitacionais são forças de maré, e surpreendentemente viajam à velocidade de luz. Na linguagem da relatividade geral, são distorções do espaço-tempo que se propagam no vácuo. É comum tentar visualizar estas ondas, imaginando um lençol esticado - o espaço-tempo - no qual esfregamos rapidamente um dedo de um lado para o outro. À medida que o fazemos, o lençol vai baloiçando, e estas deformações - as ondas gravitacionais - vão-se afastando do dedo pelo lençol.

As ondas gravitacionais são ondas transversas,

à semelhança das suas congêneres eletromagnéticas. Isto significa que a direção da perturbação que a onda induz é perpendicular à sua direção de propagação. Se uma onda gravitacional estivesse a incidir perpendicularmente nesta folha, o comprimento e largura da folha iriam aumentar e diminuir periodicamente no tempo, a uma frequência igual à frequência da onda, mas a espessura da folha manter-se-ia a mesma. As palavras que compõe esta frase iriam estender e comprimir, ou seja, a passagem de uma onda gravitacional modifica a distância entre dois pontos.

6.2 A fórmula do quadrupolo

Ora, o ser humano nunca se apercebeu da passagem de uma onda gravitacional. Temos que saber porquê. Tomemos um corpo, como uma mão a acenar, de massa M a realizar um movimento periódico de frequência Ω e amplitude R . A teoria de Einstein diz que este corpo emite ondas gravitacionais com frequência Ω , 2Ω etc, que transportam energia. A potência (energia por unidade de tempo) em ondas gravitacionais é

$$\mathcal{P} \approx \frac{G^4}{c^5} \Omega^6 M^2 R^4. \quad (10)$$

Para uma mão a acenar, esta potência vale cerca de 10^{-84} Watts. O efeito destas ondas pode ser traduzido no deslocamento relativo δL , que duas partículas livres separadas por uma distância L experienciam quando a onda passa:

$$\frac{\delta L}{L} \approx \frac{G}{c^4} \frac{\Omega^2 M R^2}{r}, \quad (11)$$

onde $r \gtrsim c/\Omega$ é a distância entre a fonte (as mãos neste caso) e as partículas. Vemos então que uma mão a acenar produz ondas gravitacionais com frequência de cerca de um Hertz. Ao passar por duas massas-teste separadas por um metro, estas sofrem uma variação na sua separação de 10^{-53} m. E agora percebemos porque é tão difícil gerar e ver ondas gravitacionais. De todas as interações fundamentais da Natureza, a gravidade é de longe a mais fraca. Por isso, por muito que abanemos os nossos braços, as ondas que geramos são demasiado fracas para nos preocuparmos com elas.

Precisamos de corpos com muita massa, que viajem a velocidades muito elevadas. Alguns objetos celestes são bons candidatos. De fato, a maior parte das estrelas e buracos negros estão

presentes em binárias, onde os dois constituintes orbitam em torno um do outro. Consideremos o caso mais simples de dois corpos com massa M a descreverem trajetórias circulares em torno de um centro comum, a uma distância R entre si. Estando sujeitos à gravidade um do outro, estes corpos aceleram, e por isso alteram a direção do seu movimento. Conseqüentemente, a binária emite ondas gravitacionais, que para além de deformarem o espaço-tempo, também transportam energia. A potência \mathcal{P} associada a esta emissão, ou seja, a energia que é transportada por unidade de tempo pelas ondas emitidas, obedece à chamada fórmula do quadrupolo

$$\mathcal{P} = \frac{64 G^4 M^5}{5 c^5 R^5}. \quad (12)$$

Existem dois aspectos importantes acerca deste resultado. Para que a emissão em ondas gravitacionais seja relevante, a distância R entre os corpos deve ser o mais pequena possível, e a sua massa o maior possível. Temos que ter muita massa em pouco espaço...precisamos de buracos negros, ou estrelas de nêutrons. Em segundo lugar, este resultado só se refere a órbitas circulares. Contudo, a emissão de ondas gravitacionais tende a “circularizar” a órbita de binárias, pelo que o resultado acaba por ser bem mais geral.

Tomemos dois buracos negros, cada um com massa semelhante ao nosso Sol, que estejam prestes a colidir um com o outro. Neste, caso podemos tomar como massa $M = 5M_{\odot}$ e a distância entre eles é duas vezes o seu raio de Schwarzschild. Substituindo na fórmula do quadrupolo, obtemos uma potência de 5×10^{50} Watts, um valor muito maior que a luminosidade do Sol. Sabendo que há cerca de 10^{11} estrelas na nossa galáxia, e cerca de 10^{10} galáxias no Universo visível, então podemos estimar que a potência emitida por todas as estrelas no Universo visível deverá ser da ordem de $10^{10} \times 10^{11} \times L_{\odot} = 3 \times 10^{47}$ Watts. Um simples par de buracos negros a orbitar perto um do outro emite mil vezes mais energia em ondas gravitacionais que todas as estrelas conhecidas!

Esta libertação monstruosa de energia torna o estudo de ondas gravitacionais um dos tópicos mais excitantes da física moderna. O Universo pode ser separado em diferentes escalas de energia. No caso da gravidade, a teoria de Newton descreve bem o Universo a baixas velocidades e campos gravitacionais fracos, o que corresponde a baixas energias. Este regime é válido na maior

parte dos sistemas astrofísicos. À medida que vamos considerando objetos com mais massa e a mover-se a velocidades mais elevadas, a energia aumenta e a teoria de Newton dá lugar à relatividade geral. Como vimos, esta prevê as suas próprias limitações ao admitir singularidades no espaço-tempo. A crença geral é que deverá existir uma teoria ainda mais geral, que englobe a relatividade geral e descreva a gravidade a distâncias muito pequenas de forma a explicar as singularidades, ou seja a escalas de energia ainda maiores. Para a conseguirmos obter, precisamos de dados experimentais que nos permitam testar a relatividade geral em situações extremas. Por esta razão, há a expectativa de observar novos fenômenos com ondas gravitacionais.

Estas ondas praticamente não interagem com o meio onde se propagam, ao passo que a radiação eletromagnética é muito mais susceptível a perturbações ao longo da sua viagem, como por exemplo o bloqueio por poeira interestelar. Assim, as ondas gravitacionais que chegam à Terra trazem consigo informação pura sobre o sistema onde foram criadas.

6.3 Hulse-Taylor

A interação tão fraca entre ondas gravitacionais e a matéria é um problema quando queremos detectar estas ondas. Como sabemos que elas existem? Como é que as apanhamos?

Um dos princípios fundamentais da física é o da conservação da energia. Se as ondas gravitacionais transportam energia, então ela tem de ser extraída de algum lado. Como a única fonte de energia no sistema é a própria binária, a energia total é a soma da energia cinética devido ao movimento dos dois corpos e da energia potencial associada à interação gravítica entre eles,

$$E_{\text{Bin}} = -\frac{1}{2} \frac{GM}{R}. \quad (13)$$

Se nenhum dos corpos estiver a perder massa e sendo G uma constante, então a única quantidade variável é a distância R entre os dois corpos. Portanto, a separação entre os corpos vai evoluir devido à emissão de ondas gravitacionais. Em particular, R tem de decrescer, os corpos aproximam-se. Assim, a atração gravitacional entre eles torna-se mais forte, e os corpos orbitam a velocidades cada vez mais elevadas, radiando ainda mais ondas gravitacionais. O destino desta

dança, caso nenhum dos corpos seja destruído por forças de maré, é uma colisão. Esta evolução está mostrada na Figura 8.

Em 1974, os astrônomos americanos Russell Hulse e Joseph Taylor Jr. detectaram um pulsar a 21 mil anos-luz da Terra, com um período de rotação muito bem definido de 59 milissegundos. Porém, este pulsar apresentava um comportamento distinto das observadas até então. Às vezes, os pulsos chegavam mais cedo e outras vezes mais tarde. Estas variações pareciam ser periódicas no tempo, repetindo-se a cada 7,75 horas. Hulse e Taylor acabaram por concluir que este comportamento era consistente com a presença do pulsar numa binária. Esta é constituída pelo próprio pulsar e por outra estrela de nêutrons (não magnetizada, logo não emite os pulsos de luz periódicos característico do pulsar), ambas com uma massa de 1,4 massas solares. Como os pulsares funcionam como relógios muito precisos, Hulse e Taylor conseguiram medir a diminuição no período da binária devido à emissão de ondas gravitacionais. Ao fim de 4 anos, publicaram os primeiros resultados, e a diminuição do período da órbita - 76,5 microssegundos por ano - concordava com a prevista pela fórmula do quadrupolo.

Esta foi a primeira detecção (ainda que indireta) de ondas gravitacionais, e deu direito ao prêmio Nobel de Física em 1993. Segundo os dados mais recentes, a diminuição do período corrobora a relatividade geral com uma possível discrepância de apenas 0,16 %.

6.4 A detecção direta de ondas gravitacionais

As forças de maré induzidas pela passagem de uma onda gravitacional, alteram as distâncias entre corpos (como forças que são). Como vimos, mesmo para corpos livres esta alteração é minúscula. Apesar de existirem eventos cataclísmicos no Universo que geram uma enorme quantidade de ondas gravitacionais, a amplitude destas é inversamente proporcional à distância que percorrem. Assim, as ondas gravitacionais chegam à Terra com amplitudes fracas. Precisamos de um instrumento que detecte variações de distância de forma muito precisa: o interferômetro de Michelson-Morley. Como vimos, esta experiência permite comparar o tempo que a luz demora a percorrer dois percursos. Se os percursos forem diferentes, o tempo que a luz demora

a percorrê-los é diferente. Este é o princípio de funcionamento subjacente aos interferômetros de ondas gravitacionais. Enquanto o interferômetro de Michelson-Morley tinha apenas alguns metros, os detectores de ondas gravitacionais estendem-se por quilômetros, já que a variação da distância é proporcional ao tamanho do detector [ver Eq. (11)]. Mesmo assim, as ondas gravitacionais que atingem a Terra provocam uma variação no comprimento dos seus braços de uma fracção do tamanho de um elétron. Estes instrumentos têm por isso de ser extremamente precisos, o que obrigou ao desenvolvimento de lasers potentes, e espelhos perfeitos capazes de refletir a luz sem perdas. Esta tecnologia está já a ser aplicada na indústria, o que é mais um exemplo dos dividendos que a sociedade pode retirar do investimento em ciência fundamental.

Em 1994, já após a construção de vários protótipos e feitos os devidos testes, o consórcio LIGO (do inglês *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) assegurou um financiamento de 395 milhões de dólares para a construção de 2 interferômetros. Um foi construído em Livingston, Louisiana, no sudeste dos EUA enquanto o outro foi colocado em Hanford, Washington, 30000 quilômetros a noroeste. Cada um é constituído por dois braços de 1 metro de diâmetro e 4 quilômetros de extensão, que fazem um ângulo de 90° entre si, e que são percorridos por lasers em vácuo. Quando uma onda gravitacional atinge a Terra, os dois braços variam ligeiramente o comprimento de forma distinta, o que pode ser detectado a partir do tempo de chegada dos lasers. A diferença entre a distância percorrida pelos lasers é recolhida ao longo do tempo e comparada com as previsões da relatividade geral, num processo semelhante ao que é feito para a verificação de assinaturas. Apesar de se tratar de instrumentos muito precisos, estão sujeitos a ruído que perturba o sinal. A baixas frequências (menores que 10 Hz) o sinal é dominado pela vibração da Terra. Já a altas frequências (maiores que 1000 Hz), o ruído é causado pelo chamado *shot noise*, que ocorre devido a flutuações aleatórias na intensidade dos lasers. Assim, há uma banda de frequências de 10-1000 Hz onde estes aparelhos podem operar. Havendo mais do que um, torna-se muito improvável que um evento semelhante detectado por ambos não se deva a uma onda gravitacional, ou seja, previnem-se falsas detecções.

Sabendo a separação entre os interferômetros e que as ondas gravitacionais viajam à velocidade da luz, é também possível prever a diferença no tempo entre os sinais detectados nos dois instrumentos. Quando este é suficientemente parecido com um sinal previsto pela teoria, e é detectado em ambos os interferômetros, diz-se que houve a detecção de um evento.

Apenas em setembro de 2015 o LIGO detectou o primeiro evento. Após análise dos dados, conclui-se que este tinha sido criado por uma colisão entre 2 buracos negros de 29 e 36 massas solares a 1,3 bilhões de anos luz de distância, que formaram um buraco negro com 60 massas solares. O sinal deste evento durou 0,2 segundos e está representado na Figura 8.

A produção e detecção de ondas eletromagnéticas foi feita por Hertz no laboratório, uma década depois de Maxwell as ter previsto. A detecção direta de ondas gravitacionais demorou um século, e foi celebrada em todo o mundo como um acontecimento científico sem precedentes. Era a primeira oportunidade na história para testar a teoria da relatividade geral em regimes de campos gravitacionais muito fortes. A experiência LIGO foi recompensada com o prêmio Nobel de Física de 2017, atribuído a três físicos profundamente envolvidos na experiência: Rainer Weiss, Barry Barish e Kip Thorne. Desde 2015, foram construídos mais interferômetros e à data foram detectados 50 eventos de ondas gravitacionais. Até agora, nenhum deles evidenciou algo que a relatividade geral não pudesse explicar. Mesmo após 100 anos e sujeita a testes cada vez mais precisos, a teoria de Einstein permanece de pedra e cal como o paradigma científico para descrever a gravidade.

7 Uma nova era de ouro

A história da gravidade não começou a ser forjada no século passado, nem no anterior. Nem sequer neste milênio. Esta história é anterior à própria humanidade. Começou a ser escrita com o nascimento do Universo, e continuou com as primeiras estrelas, que gastaram o seu combustível, colapsaram sobre si mesmas e formaram buracos negros. Há 1,3 bilhões de anos, dois destes objetos bailavam em torno um do outro, perdendo energia devido à emissão de ondas gravitacionais, o que os fez aproximarem-se, até se unirem num

só. As ondas gravitacionais geradas nesta dança começaram então uma viagem pelo espaço e pelo tempo.

No entanto, num planeta longínquo, a física, a química e a biologia conspiravam para formar sistemas vivos cada vez mais complexos. Há 85 milhões de anos apareciam os primeiros primatas, que eventualmente deram origem ao *Homo Sapiens*. Nutridos de uma curiosidade inata, os humanos tentavam compreender o mundo que os rodeia. Arranjaram uma linguagem - a Matemática - para descrever os fenômenos físicos. Perceberam que as coisas invariavelmente caíam no chão e quiseram perceber o *como* e o *porquê*. Há 300 anos atrás, quando as ondas formadas na tal colisão estavam a 3×10^{15} quilômetros de distância da Terra, Newton formalizava a primeira teoria da gravidade. Volvidos 100 anos, Michell descrevia um protótipo dos buracos negros que tinham colidido. Mais um século passado, Einstein corrigia as falhas de Newton e previa a existência destas ondas gravitacionais, que estavam agora a apenas 100 anos de chegar à Terra. Há 50 anos, iniciavam-se esforços para construir um instrumento que permitisse detectá-las. Apenas uns dias antes destas chegarem à Terra, este instrumento era finalmente ligado para cumprir o seu objetivo. O sucesso que foi a detecção direta de ondas gravitacionais não pode ser atribuído apenas a Newton, Einstein ou outras individualidades. É o culminar dos esforços de toda uma espécie, cuja racionalidade veio acompanhada de uma fome incessável de fazer perguntas. É um percurso feito a partir da morte e vida de estrelas, teorias e acima de tudo pessoas.

Nas próximas décadas, os interferômetros em operação vão ser melhorados e novos instrumentos, com melhor tecnologia vão ser construídos. Em 2034-2040, a Agência Espacial Europeia planeja lançar a experiência LISA (do inglês *Laser Interferometer Space Antenna*). A LISA será um interferômetro no espaço, constituído por 3 satélites a orbitar a Terra, à mesma distância desta que do Sol. As vantagens de ter um instrumento destes são óbvias. No espaço não há sismos a introduzirem ruído na experiência, logo esta torna-se muito mais precisa. Para além disso, o próprio espaço é vácuo pelo que os braços do interferômetro não têm que ser construídos fisicamente, o que permite que sejam muito mais compridos. Em vez de 4 quilômetros, estes satélites vão estar

separados por milhões de quilômetros, formando um triângulo equilátero. Os satélites funcionam como os espelhos do interferômetro de Michelson-Morley, e entre eles estarão a ser emitidos lasers, para monitorizar as variações na distância entre os satélites.

Estes “braços” tão longos tornam o interferômetro sensível a frequências mais baixas, entre os $10^{-5} - 1$ Hz, o que permite detectar uma binária muito mais cedo no seu processo de evolução e por isso acompanhá-las durante muito mais tempo. A primeira fase da experiência LISA terá um tempo de vida de 4 anos, mas algumas binárias podem ficar na banda de frequências detectáveis pela experiência durante milhões de anos! Tendo um sinal mais limpo (porque há menos ruído) e muito mais longo irá permitir fazer testes muito mais precisos à relatividade geral. Esta gama de frequências permite olhar para sistemas mais variados para além da simples binária composta por 2 objetos com massas de poucos sóis que até agora tem sido estudada. Com a LISA, iremos observar ondas gravitacionais vindas da colisão de dois buracos negros supermassivos, ondas emitidas durante a morte de uma estrela numa supernova, ondas emitidas durante o início do nosso Universo... existem perguntas para as quais vamos ter resposta, ainda que parcial,

- Qual a origem dos buracos negros supermassivos que se encontram no centro das galáxias? Como é que nasceram e cresceram?
- Os buracos negros só têm realmente os 3 “cabelos”: massa, carga e rotação?
- Nós vimos mesmo buracos negros?
- As ondas gravitacionais viajam realmente à velocidade da luz?
- Como é que o Universo se formou e quão rápido se está a expandir? E o que é o que faz expandir?
- Quais são as propriedades da matéria a altas densidades que constitui as estrelas de nêutrons?
- Qual a natureza da matéria escura?
- Como funciona a gravidade a pequenas distâncias?

- A descrição de Einstein captura todas as observações?

Esta lista não é de todo exaustiva, mas ilustra a riqueza que a física dos buracos negros e ondas gravitacionais trará nas próximas décadas. Mas não conseguimos prever o imprevisível. É possível que vejamos fenômenos inesperados, coisas novas em que pensar. Serão tempos de descoberta e interrogação, onde provavelmente muito do que hoje consideramos serem verdades inabaláveis passarão a ser um pouco menos verdade, apenas mais um piso na nossa torre de Babel da Ciência. Uma nova era de ouro, onde a única certeza é que com as respostas que alcançaremos, virão ainda mais perguntas por responder.

Agradecimentos

Agradecemos à Ana Carvalho por ter feito uma revisão cuidadosa do texto e por produzir todas as figuras para nós. Devemos também um agradecimento ao Conselho Europeu de Investigação, por apoio à investigação através do programa H2020 ERC Consolidator Grant “Matter and strong-field gravity: New frontiers in Einstein’s theory” acordo no. MaGRaTh-646597. Este projeto foi também apoiado pelo programa europeu Marie Skłodowska-Curie grant agreement No 690904, e GWverse COST Action CA16104, “Black holes, gravitational waves and fundamental physics.” Finalmente, agradecemos à Fundação para a Ciência e Tecnologia pelos projetos No. SFRH/BD/143657/2019, UIDB/00099/2020, PTDC/MAT-APL/30043/2017 e PTDC/FIS-AST/7002/2020.

Sobre os autores

Vitor Cardoso (vitor.cardoso@tecnico.ulisboa.pt) é professor de física no Instituto Superior Técnico da Universidade de Lisboa, Portugal, onde integra o grupo de pesquisa em gravitação CEN-TRA. Coordenador do GWverse COAST Action, envolvendo cerca de 30 países e 300 cientistas, com objetivo de explorar a física de ondas gravitacionais. Já publicou mais de 200 artigos científicos e possui dezenas de prêmios e reconhecimentos por seus projetos de pesquisas.

Francisco Duque (francisco.duque@tecnico.ulisboa.pt) é doutorando em física no Instituto

Superior Técnico da Universidade de Lisboa, Portugal, onde desenvolve pesquisas sobre buracos negros e ondas gravitacionais.

Referências

- [1] P. Touboul, G. Métris et al., *The MICROSCOPE space mission to test the equivalence principle*, *Comptes Rendus Physique* **21**(2), 139 (2020).
- [2] A. Gabbey, *Isaac Newton: The principles: Mathematical principles of natural philosophy*, trans. by i. bernard cohen and anne whitman, assisted by julia budenz., *Isis* **94**(4), 719 (2003).
- [3] M. H. Fizeau, *The hypotheses relating to the luminous aether, and an experiment which appears to demonstrate that the motion of bodies alters the velocity with which light propagates itself in their interior*, *Philosophical Magazine and Journal of Science* **2**(14), 568 (1851).
- [4] J. C. Maxwell, *A dynamical theory of the electromagnetic field*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **155**, 459 (1865). Disponível em <http://www.jstor.org/stable/108892>, acesso em jul. 2021.
- [5] A. A. Michelson e E. W. Morley, *Influence of motion of the medium on the velocity of light*, *American Journal of Science* **s3-31**(185), 377 (1886).
- [6] J. Michell, *VII. on the means of discovering the distance, magnitude, & c. of the fixed stars, in consequence of the diminution of the velocity of their light, in case such a diminution should be found to take place in any of them, and such other data should be procured from observations, as would be farther necessary for that purpose. by the Rev. John Michell, B.D. F.R.S. in a letter to Henry Cavendish, Esq. F.R.S. and A.S.*, *Phil. Trans. R. Soc.* **74**, 35 (1784).
- [7] A. Einstein, *On the electrodynamics of moving bodies*, *Annalen Phys.* **17**, 891 (1905).
- [8] A. Einstein, *On the relativity principle and the conclusions drawn from it*, *Jahrb Radioaktivitat Elektronik* **4**, 411 (1907).
- [9] A. Einstein, *The field equations of gravitation*, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* **1915**, 844 (1915).
- [10] F. W. Dyson, A. S. Eddington e C. Davidson, *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* **220**, 291 (1920).
- [11] J. P. S. Lemos, C. A. R. Herdeiro e V. Cardoso, *Einstein and Eddington and the eclipse in Principe: Celebration and science 100 years after*, *Gazeta de Física* **42**(4/5), 26 (2019). Disponível em <https://www.spf.pt/magazines/GFIS/477/article/1753/pdf>, acesso em jul. 2021.
- [12] S. Chandrasekhar, *The maximum mass of ideal white dwarfs*, *Astrophys. J.* **74**, 81 (1931).
- [13] J. Chadwick, *Possible existence of a neutron*, *Nature* **129**, 312 (1932).
- [14] J. R. Oppenheimer e G. M. Volkoff, *On Massive neutron cores*, *Phys. Rev.* **55**, 374 (1939).
- [15] J. R. Oppenheimer e H. Snyder, *On Continued gravitational contraction*, *Phys. Rev.* **56**, 455 (1939).
- [16] A. Hewish, S. J. Bell et al., *Observation of a rapidly pulsating radio source*, *Nature* **217**(5130), 709 (1968).
- [17] S. Bowyer, E. T. Byram et al., *Cosmic X-ray sources*, *Science* **147**(3656), 394 (1965).
- [18] R. Schodel et al., *A star in a 15.2 year orbit around the supermassive black hole at the center of the Milky Way*, *Nature* **419**, 694 (2002). [ArXiv:astro-ph/0210426](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0210426).
- [19] D. Robinson, *Uniqueness of the Kerr black hole*, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 905 (1975).

- [20] J. D. Bekenstein, *Black hole hair: 25 - years after*, in *Proceedings of the Second International A.D. Sakharov Conference on Physics: Moscow, Russia 20-24 May 1996*, editado por I. M. Dremin e A. M. Semikhatov (World Scientific, 1997). [ArXiv:gr-qc/9605059](#).
- [21] P. T. Chrusciel, J. L. Costa e M. Heusler, *Stationary black holes: Uniqueness and beyond*, [Living Rev. Relativ. **15**, 7 \(2012\)](#). [ArXiv:1205.6112](#).
- [22] V. Cardoso e L. Gualtieri, *Testing the black hole ‘no-hair’ hypothesis*, [Class. Quant. Grav. **33**\(17\), 174001 \(2016\)](#). [ArXiv:1607.03133](#).
- [23] R. Penrose, *Gravitational collapse and space-time singularities*, [Phys. Rev. Lett. **14**, 57 \(1965\)](#).
- [24] R. Penrose, *Gravitational collapse: The role of general relativity*, [Riv. Nuovo Cim. **1**, 252 \(1969\)](#).
- [25] V. Cardoso, J. a. L. Costa et al., *Quasi-normal modes and strong cosmic censorship*, [Phys. Rev. Lett. **120**\(3\), 031103 \(2018\)](#). [ArXiv:1711.10502](#).
- [26] R. Emparan, *Predictivity lost, predictivity regained: a Miltonian cosmic censorship conjecture*, [Int. J. Mod. Phys. D **29**\(14\), 2043021 \(2020\)](#). [ArXiv:2005.07389](#).
- [27] S. Hollands, R. M. Wald e J. Zahn, *Quantum instability of the Cauchy horizon in Reissner–Nordström–deSitter spacetime*, [Class. Quant. Grav. **37**\(11\), 115009 \(2020\)](#). [ArXiv:1912.06047](#).

Detectores de ondas gravitacionais

Odylio Denys Aguiar

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

Resumo

Neste artigo explicamos o que são as ondas gravitacionais previstas pela teoria da relatividade geral de Einstein, falamos de suas fontes astrofísicas e cosmológicas e dos detectores que foram utilizados para a sua busca. Completamos o artigo com a menção aos detectores futuros, que estão sendo projetados para dar uma nova dimensão à astronomia de ondas gravitacionais e à astronomia multimessenger envolvendo ondas gravitacionais.

Abstract

In this article we explain what are the gravitational waves predicted by Einstein's theory of general relativity, we talk about their astrophysical and cosmological sources and the detectors that were used for their search. We completed the article with the mention of future detectors, which are being designed to give a new dimension to gravitational wave astronomy and multimessenger astronomy involving gravitational waves.

Palavras-chave: astronomia, detectores, ondas gravitacionais.

Keywords: astronomy, detectors, gravitational waves.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35942](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35942)

1 Introdução

A astronomia de ondas gravitacionais se tornou realidade em 14 de setembro de 2015 com a detecção das ondas gravitacionais do evento *GW150914*, oriundas das últimas órbitas e coalescência de uma binária formada por dois buracos negros de 29 e 36 massas solares [1]. Os desafios tecnológicos que tiveram que ser vencidos para que esta detecção se tornasse realidade (de forma inquestionável) foram certamente alguns dos maiores já enfrentados por físicos e engenheiros experimentais do mundo inteiro; talvez maiores até que os enfrentados no Projeto Manhattan ou no Programa Apollo para ir à Lua. Estes projetos, apesar de envolverem muito mais recursos humanos e financeiros, foram realizados com tecnologias dos anos 40 e 60, respectivamente. No caso da detecção de ondas gravitacionais, foram necessários 50 anos, desde as primeiras tentativas com Joseph Weber, nos anos 60, e coincidentemente 100 anos após a sua previsão teórica por Albert Einstein, para que ela ocorresse, inaugurando um novo ramo do conhecimento: a astronomia de ondas gravitacionais.

Para que isto se tornasse realidade, vários tipos

de detectores foram projetados e construídos ao longo desses 50 anos. Alguns deles ainda estão em operação, tentando detectar ondas gravitacionais. Neste artigo, vamos falar sobre eles: os do passado, do presente e do futuro.

Mas antes disso, precisamos explicar rapidamente o que são ondas gravitacionais, como elas se propagam e atuam nos objetos e quais são as suas fontes no Universo.

2 Ondas gravitacionais

O conceito de ondas gravitacionais só pode ser entendido à luz da teoria da relatividade geral de Albert Einstein. Sem ela não podemos entender o que são ondas gravitacionais.

Para Isaac Newton, que formulou a teoria da gravitação, publicada no livro *Principia* em 1687, a gravidade era uma força invisível que agia à distância, proporcional ao produto das duas massas, que se atraíam, e ao inverso do quadrado da distância entre elas. Esta lei da gravitação, como ficou conhecida, não dizia nada sobre a velocidade de propagação da força gravitacional. Aliás, este foi um assunto de debate por mais de dois séculos:

qual seria a velocidade de propagação da força da gravidade? O próprio Newton não tinha certeza da resposta.

Hoje muitos cientistas interpretam que a lei da gravitação de Newton implicava que a velocidade de propagação da força da gravidade era infinita e, portanto, segundo esta lei, se uma massa mudasse a sua posição todo o Universo receberia esta informação instantaneamente. Porém, isto não parece correto. Se no lugar de conhecermos todas as equações de Maxwell, conhecêssemos apenas a lei de Coulomb para as cargas elétricas, também seríamos levados a pensar, erroneamente, que a força elétrica se propagava instantaneamente. A lei da gravitação é para a gravitação o mesmo que a lei de Coulomb para o eletromagnetismo, um pedaço do todo, não a teoria completa. De posse de todas as equações de Maxwell, podemos provar que as ondas eletromagnéticas existem e elas, assim como a força elétrica e a força magnética, se propagam com a velocidade da luz. Também podemos provar o mesmo para a gravitação, mas para isto foi necessária uma teoria mais completa que a teoria de Newton, foi preciso a teoria da relatividade geral de Einstein.

Einstein foi o primeiro cientista a perceber que nenhuma informação poderia viajar à velocidade maior que a da luz. Ele percebeu isto já na sua teoria da relatividade especial, publicada em 1905. Como consequência deste limite de velocidade para todas as coisas, Einstein percebeu também que o espaço não era independente do tempo, mas formava com ele uma entidade que ele chamou de espaço-tempo. Por que ele concluiu isto? Muito simples. Imagine que você esteja viajando em um foguete com velocidade próxima da velocidade da luz e que um colega ou uma colega sua esteja em outro foguete também com velocidade próxima da velocidade da luz, porém em direção oposta, se aproximando de você. Segunda a teoria da relatividade especial, a velocidade relativa entre os dois foguetes é a velocidade da luz, e não duas vezes a velocidade da luz. Ora, para conciliar esta mágica matemática, o espaço precisa estar ligado ao tempo e vice-versa. Quanto maior a velocidade do referencial, mais o espaço se contrai e o tempo se dilata. Se você tivesse um irmão ou irmã gêmea e viajasse naquele foguete por muito tempo, quando voltasse à Terra, o seu irmão ou irmã já estariam velhinhos e você não teria envelhecido quase nada. Este efeito é

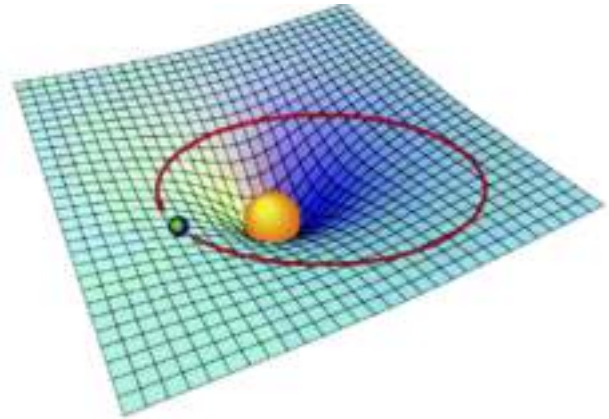


Figura 1: Na teoria da relatividade geral de Einstein, as massas, principalmente as grandes, causariam deformação no espaço-tempo, de forma semelhante à deformação causada por uma bola de boliche em um colchão de borracha.

real, o sistema GPS para funcionar direito vive corrigindo os tempos dos satélites em relação ao tempo na Terra, porque os satélites estão com velocidades maiores e em potenciais gravitacionais (altitudes) diferentes. Mas o mais surpreendente Einstein ainda estava por descobrir.

Se você acha que a velocidade da luz ser a velocidade limite para todas as coisas ou que o tempo estar ligado ao espaço são conceitos estranhos e difíceis de acreditar, você nem imagina o que Einstein descobriu 10 anos depois, com a sua teoria da relatividade geral, publicada em 1915. Ele descobriu que quando o espaço-tempo se curvava (sim, entortava!!!), ele produzia o efeito gravitacional, ou seja, ele descobriu a origem da gravitação. Dessa forma, os corpos com massa não se atraíam por causa de uma força invisível, mas sim porque eles sentiam o espaço-tempo em volta deles curvo e, portanto, “escorregavam” um em direção ao outro. É como você imaginar uma bola de boliche em cima de um colchão de borracha (Figura 1). O peso dela deforma o colchão, de maneira que as bolas menores (de bilhar) sentem essa deformação e “escorregam” em direção à bola de boliche.

Agora para explicar as ondas gravitacionais fica fácil. Imagine duas estrelas orbitando uma em torno da outra. Cada uma delas deforma o espaço-tempo em volta dela, mas como elas estão em órbita, uma em torno da outra, elas carregam essas deformações com elas. Neste momento acontece uma coisa diferente. Se as deformações ficassem paradas, nada aconteceria, mas estando em movimento elas se propagam para fora, da

mesma forma que não conseguimos evitar que as ondas produzidas pela queda de uma pedra na superfície de um lago se propaguem em todas as direções, para fora do ponto da queda da pedra. Einstein batizou essas deformações se propagando para fora dos corpos em órbita, que as produziram, de ondas gravitacionais. Ele descobriu isto em 1916, a partir das equações da sua teoria da relatividade geral [2]. Também a partir destas equações, ele provou que essas ondas se propagam também à velocidade da luz.

Depois da confirmação por Hertz da existência das ondas eletromagnéticas em 1887, alguns cientistas, como Oliver Heaviside, Lorentz e Poincaré, suspeitaram e, em alguns casos afirmaram, que a velocidade da força da gravidade era a mesma que a da luz, mas foi Einstein que conseguiu provar matematicamente que isto era verdade [3].

Concluindo, ondas gravitacionais são variações no espaço e no tempo (distorções ou curvaturas no contínuo espaço-tempo) causadas por movimentos de massa e/ou energia, e que se propagam, segundo a teoria da relatividade geral de Einstein, com a velocidade da luz (outras teorias de gravitação podem prever velocidades diferentes, mas nunca maiores que a da luz).

As ondas gravitacionais têm muita semelhança com as ondas eletromagnéticas. Estas são produzidas quando cargas elétricas são aceleradas, por exemplo, nas antenas de estações de rádio, televisão ou telefonia celular. De forma semelhante, as ondas gravitacionais são produzidas quando massas são aceleradas. Só que há uma grande diferença: o efeito causado pelas ondas gravitacionais na matéria é absurdamente mais sutil que o causado pelas ondas eletromagnéticas. Isso tem a ver com o fato que a força gravitacional entre partículas é muito menor que a força elétrica entre partículas com carga. Por exemplo, a força gravitacional atrativa entre dois prótons é 36 ordens de magnitude menor que a força repulsiva entre eles. Outro fator que dificulta ainda mais que ondas gravitacionais sejam “detectadas” é que elas só são emitidas na forma quadrupolar ou em multipolo superior ao quadripolar (octopolar, etc). A razão disto se deve à conservação do momento somada à inexistência de massas negativas na natureza. Em uma binária formada por duas estrelas orbitando uma a outra, a componente dipolar que uma das estrelas aceleradas produz é cancelada pela componente que a outra estrela acelerada

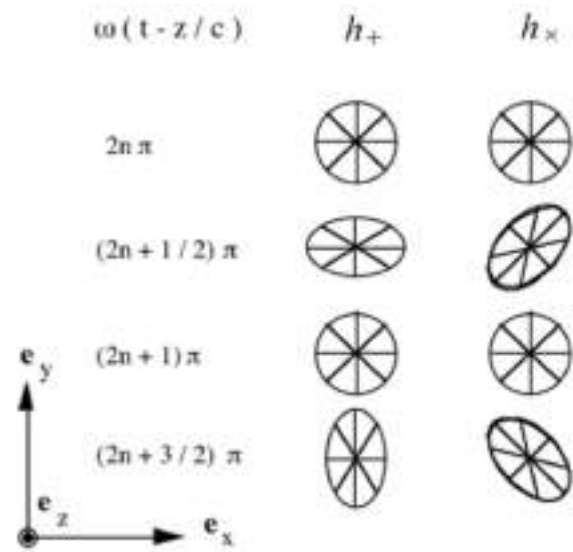


Figura 2: Deformação de um círculo devido a forças induzidas por ondas puras h_+ ou h_\times .

produz, porque esta componente está com fase trocada (180° de diferença), devido à conservação do momento. Logicamente, se uma das estrelas fosse formada por massa negativa, as componentes dipolares estariam em fase (0° de diferença) e se somariam, mas a presença de massa negativa não é observada na natureza.

Einstein descobriu, em 1916, que ondas gravitacionais deveriam existir, porque ele as derivou como uma solução das equações de campos da sua teoria da relatividade geral. E em 1918, ele descobriu, também através da sua teoria da relatividade geral, que qualquer onda gravitacional poderia ser representada pela composição de duas polarizações fundamentais: + (mais) e \times (cruzada, ou *cross* em inglês) [4]. Ele também descobriu que, se a teoria da relatividade geral estivesse correta para representar a gravitação no Universo, além dessas previsões, as ondas gravitacionais teriam que se propagar sempre à velocidade da luz. Algumas das outras teorias de gravitação, que foram formuladas por outros pesquisadores depois, preveem outras polarizações e velocidades de propagação menores que a da luz.

Na Figura 2, vemos a deformação que seria causada a um círculo de partículas, caso uma onda gravitacional, com uma das duas polarizações fundamentais, previstas por Einstein, atravessasse perpendicularmente o plano contendo o círculo.

A razão entre o quanto o diâmetro do círculo varia e o próprio diâmetro do círculo é igual à amplitude da onda gravitacional, e é um número adimensional. É esta amplitude, $h \equiv \Delta L/L$, que os detectores de ondas gravitacionais procuram detectar. Uma onda gravitacional composta por essas duas polarizações tem a sua amplitude igual à raiz quadrada da soma quadrática das amplitudes nas duas polarizações.

$$h = \sqrt{h_+^2 + h_\times^2}. \quad (1)$$

Essas polarizações fundamentais são lineares: a polarização *mais* (+) produz contrações e alongações paralelas aos eixos x e y ; e a polarização *cruzada* (\times) produz contrações e alongações formando um ângulo de 45° com os eixos x e y . Podemos formar qualquer outra polarização linear, com estas duas componentes, somando-as em fase (diferença de fase = 0°), basta definirmos as amplitudes dessas componentes. Se colocarmos amplitudes iguais para as duas componentes (+ e \times), teremos uma polarização linear com contrações e alongações formando um ângulo de $22,5^\circ$ com os eixos x e y . Valores de amplitudes diferentes, mantendo a diferença de fase em 0° , mudaria o ângulo que as deformações formam com os eixos.

Um sistema binário de estrelas compactas (buracos negros e/ou estrelas de nêutrons) que estivesse em uma órbita *edge on* em relação à Terra, ou seja, que estivesse orbitando em um plano que contém a Terra (passa pela Terra), seria detectada justamente com uma polarização linear. O ângulo dessa polarização dependeria do ângulo que o plano de órbita do sistema binário forma com o sistema de coordenadas do detector. Se ele estivesse alinhado com o eixo x , seria a polarização +.

Se mudarmos a diferença de fase, de 0° , para outro valor qualquer, deixaremos de ter uma polarização linear para ter uma polarização elíptica. Um caso especial é a polarização circular. Nela a diferença de fase é de 90° e as amplitudes das polarizações + e \times são iguais. Essa polarização seria observada nas ondas gravitacionais oriundas de um sistema binário de estrelas compactas que estivesse posicionado em *face on* em relação à Terra, ou seja, com a Terra na reta que passa pelo centro de massa da binária e que, ao mesmo tempo, é perpendicular ao seu plano de órbita. Para qualquer outra orientação do plano de ór-

bita em relação à Terra, que não fosse *edge on* ou *face on*, as ondas gravitacionais observadas teriam polarização elíptica, cujas componentes de amplitude podem ser quaisquer e a diferença de fase entre as duas componentes lineares é diferente de 0° e 90° .

Então, vemos que se a polarização da onda gravitacional observada for determinada, obteremos a orientação do plano de órbita, em relação ao sistema de coordenadas no sítio do detector, do sistema binário que a produziu.

3 Fontes de ondas gravitacionais

Qualquer sistema composto por massas acopladas que estão em movimentos acelerados em sentidos opostos (por exemplo: um carro em aceleração e a Terra (em reação), um satélite artificial e a Terra (que o atrai e é atraída por ele), uma bola mais o braço de um arremessador e o resto do corpo do arremessador (que recebe o impulso no sentido contrário), ou uma bailarina em rotação (o seu corpo não é simétrico por rotação em torno do seu eixo) emitem ondas gravitacionais.

Porém, ainda vai levar muito tempo para conseguirmos inventar e construir um detector que detecte a amplitude tão diminuta dessas ondas gravitacionais. O próprio Einstein fez algumas contas e achou que essas ondas, mesmo que existissem, nunca seriam detectadas. Isso porque Einstein não tinha ideia que existiam no Universo estrelas compactas, como buracos negros e estrelas de nêutrons e que elas poderiam orbitar com órbitas cada vez mais próximas até se chocarem, emitindo quantidades enormes de ondas gravitacionais que, mesmo a milhões ou bilhões de anos-luz de distância da Terra, ainda assim teriam amplitudes muitas ordens de magnitude maiores que as amplitudes de sinais produzidos na Terra, mesmo utilizando artefatos nucleares (bombas atômicas ou de hidrogênio). Portanto, existem fontes astrofísicas no universo capazes de produzir sinais tão fortes em ondas gravitacionais (variações significativas de momento de quadrupolo de massa), que mesmo estando a milhões ou bilhões de anos-luz (a-l) da Terra, os sinais poderiam ser detectados (como alguns deles o foram realmente).

Essas fontes astrofísicas de ondas gravitacionais são [5]:

- Sistemas binários compactos, tais como pares de

buracos negros (estelares ou supermassivos), pares de estrelas de nêutrons ou pares envolvendo um buraco negro e uma estrela de nêutrons, tanto na sua fase orbital, como na coalescência e ring-down;

- Sistemas binários de outras estrelas (anãs-brancas e/ou estrelas comuns);
- Supernovas;
- Buracos negros em oscilação, por causa de algo que caiu neles;
- Estrelas de nêutrons em oscilação, por causa de algo que caiu nelas;
- Estrelas de nêutrons em rotação não axialmente simétrica por rotação (presença de uma “montanha”, por exemplo);
- O *Big Bang* e o período inflacionário;
- Objetos astrofísicos exóticos, cuja existência ainda não foi confirmada, tais como: cordas cósmicas, buracos negros primordiais, bolhas cósmicas, estrelas de bósons e estrelas estranhas;
- Fundo cosmológico produzido por um conjunto muito grande de fontes astrofísicas (sistemas binários e supernovas, principalmente).

De todas essas fontes, as primeiras a serem detectadas foram sistemas binários de buracos negros estelares. São justamente estas fontes astrofísicas e cosmológicas que têm a maior chance de detecção nos detectores atuais, aqueles que estão conseguindo realizar as primeiras detecções.

4 Detectores e métodos de detecção

Os princípios de detecção são baseados em como aproveitar a deformação que a onda gravitacional causa no espaço-tempo quando passa. Levando-se em conta as polarizações lineares puras das ondas gravitacionais, poderiam ser projetados detectores adequados para a detecção dessas ondas.

4.1 Barras ressonantes

Foi Joseph Weber (Figura 3) quem primeiro propôs a construção de um detector de ondas gravitacionais que poderia funcionar [6]. A proposta dele, publicada em 1960, quando implementada, consistia de uma barra maciça de alumínio em formato cilíndrico, de aproximadamente 1,5 metros de comprimento e um metro de diâmetro, e



Figura 3: Joseph Weber e uma das suas barras ressonantes (cortesia do grupo de gravidade da Louisiana State University).

de alta figura de mérito de oscilação mecânica, ressonante em ~ 1660 Hz [7]. Esta barra era suspensa pela região central por uma haste metálica muito fina (poucos milímetros de diâmetro) e forte, cujas duas extremidades eram presas a um arco de alumínio, e este apoiado a duas pilhas de blocos de aço e borracha (para amortecer as vibrações do chão do laboratório) e mantida dentro de uma câmara de vácuo de forma a deixá-la livre para oscilar, sem a influência de ruído sonoro ou sísmico.

Dezenas de cristais piezoelétricos eram colados na região central da barra e conectados em série. Cristais piezoelétricos, quando deformados, produzem voltagens (eles são usados, por exemplo, em acendedores de fogão, quando comprimidos). Quando eles são conectados em série, a voltagem resultante é a soma das voltagens de todos os cristais. Mesmo para pequenas deformações da barra, causadas pela passagem de uma onda gravitacional, a voltagem resultante poderia, se não fosse tão fraca, ser detectada acima do ruído do circuito. Esses cristais piezoelétricos faziam o papel de transdutores (sensores), que transformavam as energias vibracionais mecâni-

cas em elétricas. Quando a onda gravitacional passasse, parte da energia da onda era convertida em energia mecânica de oscilação da barra. A conversão era maximizada se a onda chegasse perpendicular à barra e tivesse polarização mais (+), considerando que o eixo da barra estava alinhado com o eixo x (ou y). Utilizando este princípio, essas barras de Weber chegaram a ter sensibilidade para medir uma onda com amplitude adimensional h da ordem de 10^{-16} , o que, infelizmente, não foi suficiente para uma detecção, apesar de Weber ter sempre afirmado que havia detectado ondas gravitacionais em 1968 [8] e 1969 [9].

Motivados pelos resultados de Weber, 18 grupos se formaram, principalmente na década de 70, para detectar ondas gravitacionais utilizando barras. Eles foram os grupos de:

- Moscou, na Rússia: dois detectores a 20 km de distância um do outro, compostos por duas barras de liga de alumínio de 1,2 toneladas, 150 cm de comprimento e aproximadamente 60 cm de diâmetro, ressonantes em 1640 Hz e equipadas com transdutores capacitivos [10];
- BTL (Bell Labs), New Jersey, EUA: uma barra de liga de alumínio de 3,7 toneladas, 357 cm de comprimento, cerca de 70 cm de diâmetro, ressonante em 710 Hz, equipada com transdutores PZT-8 [11];
- Rochester, em Rochester (NY), EUA: outra barra de liga de alumínio de 3,7 toneladas, distante 420 km da do grupo BTL acima, com 357 cm de comprimento, 70 cm de diâmetro aproximadamente, ressonante em 710 Hz, equipada com transdutores PZT-8 [12];
- IBM, Yorktown Heights (NY), EUA: uma barra de liga de alumínio de 118 kg, 150 cm de comprimento e 19 cm de diâmetro, ressonante em 1695 Hz, equipada com transdutores PZT-4 [13, 14];
- Bristol, Inglaterra: duas barras divididas e paralelas na mesma câmara de vácuo compostas por duas meias barras de alumínio. Cada barra tinha seu próprio transdutor (feito de material piezoelétrico de niobato de lítio) e amplificador, mas eles compartilhavam uma câmara de vácuo comum e o mesmo sistema de isolamento de vibração. Os sinais das duas barras eram monitorados separadamente e também correlacionados [15];
- Glasgow, Escócia: dois detectores barra separados por 50 m de distância, compostos por duas meias barras de alumínio de 300 kg de massa total e 155 cm de comprimento total, 30 cm de diâmetro, cimentadas por meio de transdutores PZT, ressonantes em 1020 e 1100 Hz [16];
- Reading-Rutherford Lab, Inglaterra: dois detectores barra separados por 30 km de distância, compostos por duas meias barras de liga de alumínio de 625 kg de massa total e 150 cm de comprimento total, 46 cm de diâmetro, cimentadas através de transdutores PZT, ressonantes a 1200 Hz [17];
- Univ. Tóquio, Tóquio, Japão: duas antenas quadradas de 1,4 ton, 165 cm \times 165 cm \times 19 cm feitas de liga de alumínio, ambas no edifício de física, ressonantes a 145 Hz, equipadas com transdutores dc capacitivos [18] (posteriormente, uma dessas antenas foi mecanicamente sintonizada a 60,2 Hz para se tornar *CRAB II* [19]), com sensibilidade $h < 8,4 \times 10^{-21}$ para ondas contínuas; uma antena quadrada de 400 kg, 110 cm \times 110 cm \times 12 cm, feita de liga de alumínio, ressonante a 60,2 Hz, equipada com transdutores dc capacitivos (*CRAB I*) [20], com sensibilidade $h < 1,1 \times 10^{-19}$ para ondas contínuas e algumas outras antenas pequenas ($M < 40$ kg) [21, 22];
- Grupo Munich-Frascati: dois detectores separados por cerca de 700 km de distância (mais tarde, apenas 10 km, quando o detector de Frascati foi movido para Garching) composto por duas barras de liga de alumínio 6061-O de 1,2 tonelada, 154 cm de comprimento por 62,5 cm de diâmetro, ressonante em 1654 Hz, equipado com transdutores piezoelétricos e que pretendia reproduzir a precisão do experimento de Weber, com algumas melhorias de sensibilidade [23–25], e definir os limites superiores mais baixos para as taxas de pulsos de ondas gravitacionais na década de 70 [26]. Eles pegaram um material piezoelétrico com melhores propriedades mecânicas e elétricas e organizaram os piezos de maneira diferente (organizando a deformação e a polarização em paralelo), proporcionando assim um melhor acoplamento. Por causa do novo arranjo topológico dos piezos, eles foram capazes de gerenciar um casamento de impedância entre a “fonte” do sinal, os piezos e a entrada do amplificador. Assim, o detector foi visivelmente melhorado em comparação com a configuração de Weber. Além disso, o processamento do sinal foi realizado com os dois graus de liberdade no espaço de fase, equivalente

à amplitude e fase ou os dois quadrantes independentes, enquanto na maioria dos casos Weber apenas utilizou a energia da barra [27];

- Zhongshan Univ., Guangzhou, China: uma barra de liga de alumínio de 2 ton (1963 kg), 178 cm de comprimento, 71,4 cm de diâmetro, ressonante a 1,5 kHz aproximadamente, usando transdutores PZT-4, e uma antena quadrada de 498 kg, 200 cm², ressonante a 47,3 Hz, equipada com transdutores capacitivos DC [28, 29];

- Beijing Univ., Pequim, China: uma barra de liga de alumínio de 1,3 toneladas, 153 cm de comprimento, 62,5 cm de diâmetro, ressonante a 1687 kHz, equipada com transdutores PZT [30, 31];

- Grupo Meudon, na França: uma antena cônica equipada com transdutores capacitivos [32].

Também seis grupos, Stanford e LSU nos EUA, University of Rome, University of Western Australia (UWA) [33], University of Regina (Canadá) [34, 35], e o grupo de Legnaro, foram formados nas décadas de 60, 70 e 80. Eles decidiram construir detectores de ondas gravitacionais de massa ressonante criogênica (resfriadas a 4,2 K), em vez de detectores de temperatura ambiente, iniciando uma segunda geração de detectores de massa ressonante. Ao mesmo tempo, alguns outros grupos existentes, como os de Tóquio (em colaboração com KEK), Moscou [36], Rochester [37] e Maryland [38] foram mudando para criogenia. Esses grupos fizeram uma série de melhorias significativas em relação ao desenho original de Weber. Uma melhoria foi reduzir a temperatura da barra para as temperaturas do hélio líquido (4,2 K). O segundo foi uma suspensão melhor da barra com maior isolamento de vibração. A terceira foi a utilização de um transdutor ressonante e um amplificador de baixo ruído para observar o movimento da barra.

4.2 As principais barras ressonantes criogênicas

Como já mencionado, a geração seguinte de barras foi criogênica. Elas eram, na sua maioria, barras com 3 metros de comprimento e 60 cm de diâmetro e eram todas resfriadas a temperaturas próximas da temperatura de ebulição do hélio líquido (4,2 K). Dessa forma, o ruído térmico (Browniano) era muito menor. Para ajudar, nessas baixas temperaturas, as figuras de mérito ou fatores de qualidade mecânicos dos sólidos

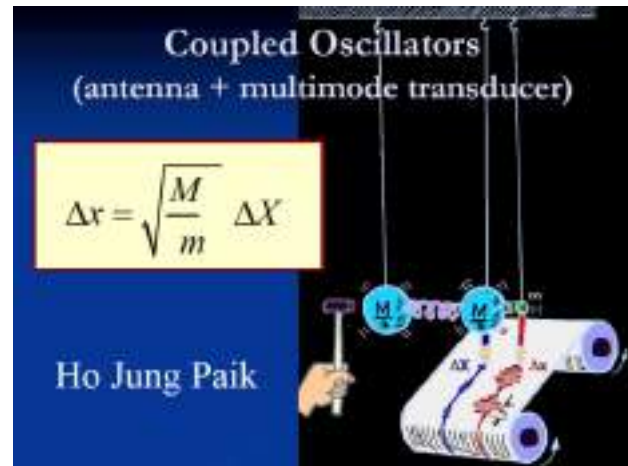


Figura 4: A ideia de osciladores acoplados (todos ressonantes na mesma frequência mecânica da barra) foi inventada por Ho Jung Paik (crédito: Ho Jung Paik).

(Q_m) eram bem maiores que os mesmos fatores de qualidade à temperatura ambiente, e a propriedade de supercondutividade do nióbio poderia ser utilizada para a operação dos transdutores, pois os Q_s elétricos dos circuitos (Q_e) seriam altíssimos. Dessa forma, os novos transdutores puderam “aposentar” os cristais piezoelétricos que estavam sendo utilizados à temperatura ambiente.

No início eram utilizados transdutores supercondutores não ressonantes, munidos com uma massa inercial. Esses transdutores mediam diretamente a amplitude de oscilação das barras em relação a uma massa de referência sua que não saía do lugar. Mas nos primeiros anos da década de 70 foi inventado por Ho Jung Paik, na Universidade de Stanford, os transdutores supercondutores ressonantes [39]. Esses transdutores tinham modos mecânicos que oscilavam na mesma frequência da ressonância da barra. Dessa forma, os modos mecânicos dos transdutores acoplavam com o modo de oscilação da barra e entravam em batimento com eles. Como a massa do último modo mecânico dos transdutores era muito menor que a massa da barra, a amplitude de oscilação da barra era transformada em uma enorme amplitude de oscilação nessa última massa do transdutor (Figura 4).

As barras criogênicas, como eram chamadas, operaram nas décadas de 80, 90 e anos 2000 [40]. Elas agora já estão todas “aposentadas” (*Niobe* aposentada em 2001, *Allegro* (Figura 5) em 2007, *Explorer* em 2010, *Nautilus* e *Auriga* em 2014). Elas chegaram a sensibilidades, em uma banda de 30 Hz em torno de 900 Hz, da ordem de



Figura 5: *Allegro*, a barra criogênica americana que operou até 2007 (cortesia do grupo de gravidade da Louisiana State University). Esta foto (com o autor simulando alguma atividade importante) foi tirada em 1990, e permaneceu no site do departamento de física e astronomia da LSU até 2015.

$10^{-21} Hz^{1/2}$, que para sinais bursts (impulsivos), em 100Hz da banda desses detectores, correspondia a um $h \sim 10^{-20}$.

4.3 As esferas ressonantes

A terceira geração de “massas ressonantes”, foram as esferas criogênicas de cobre-alumínio que compunham os detectores *Mini-GRAIL*, construído na Holanda, e o *Mario Schenberg*, construído no Brasil. O princípio ainda era o mesmo, de absorção de parte da energia da onda gravitacional, agora por esferas de 68 cm e 65 cm de diâmetro, que correspondiam a massas de 1300 kg e 1150 kg, respectivamente. O *Mini-GRAIL* operou até 2009 na Universidade de Leiden. O *Schenberg* operou no IFUSP até 2015 (Figura 6) e encontra-se desmontando no INPE, aguardando uma oportunidade para ser remontado no laboratório de ondas gravitacionais Sérgio Ricardo Furtado, no INPE. Ambos chegaram a operar em uma banda de $\sim 70 - 110 Hz$ em torno de $\sim 3k Hz$, com sensibilidade da ordem de $\sim 10^{-20} Hz^{-1/2}$ [41, 42]. Maiores sensibilidades podem ser alcançadas se estes projetos tiverem



Figura 6: A antena ressonante esférica *Schenberg* no seu sítio na sala 107 do Laboratório de Estado Sólido e Baixas Temperaturas (LESBT), do Departamento de Materiais e Mecânica (DMM), no prédio Mário Schenberg do IFUSP (Foto tirada pelo autor).

continuidade. A sensibilidade de projeto é algo em torno de $10^{-22} Hz^{-1/2}$.

4.4 Interferômetros laser

Também na década de 70, foram construídos os primeiros interferômetros laser para detecção de ondas gravitacionais. De maneira semelhante a um interferômetro Michelson-Morley, os braços do interferômetro para detecção de ondas gravitacionais são horizontais e perpendiculares entre si. O princípio de detecção dos interferômetros se baseia na simples variação das distâncias relativas entre os espelhos, produzida pela passagem de uma onda gravitacional. O sinal é maximizado, quando a onda gravitacional chega perpendicular ao plano que contém o interferômetro e com a polarização mais (+), supondo que os braços estão alinhados com as direções x e y, respectivamente. O princípio de funcionamento do interferômetro do tipo Michelson-Morley se baseia na detecção da variação relativa dos comprimentos dos braços. Vejamos por que: O feixe que sai do laser é inicialmente dividido em dois feixes perpendiculares, por um divisor de feixes (um espelho 50% refletor colocado em um ângulo de 45° com o feixe inicial). Cada um dos feixes divididos percorre um dos braços perpendiculares. Ao final de cada braço, esses feixes encontram espelhos 100% refletores que os enviam de volta ao ponto de partida: o divisor de feixes, que os divide novamente. Parte do feixe que voltou de um braço é juntada com parte do feixe que voltou do outro braço e enviada a um

sensor de luz (fotodiodo ou fotodetector). Então, as distâncias entre os espelhos são ajustadas para que esses dois feixes fiquem com fases 180° entre si (fases contrárias). Dessa forma, não é registrada nenhuma luz no fotodetector. A chegada de uma onda gravitacional muda esta situação de interferência máxima, fazendo com que alguma luz seja registrada no fotodetector.

Na prática, os interferômetros *aLIGO* (*Advanced Laser Interferometer Gravitational wave Observatory*), que realizaram as primeiras detecções de ondas gravitacionais, são um pouco mais complicados/sofisticados do que isso. Primeiro, porque os feixes de luz em cada braço não vão e voltam apenas uma vez, mas várias. Existem espelhos quase 100%, mas não exatamente 100%, que são colocados próximos do divisor de feixe, formando as chamadas cavidades de Fabry-Perot com os espelhos 100% no final de cada braço. Estes espelhos adicionais fazem com que os feixes façam várias viagens de ida e volta ao longo dos braços, acumulando uma potência em circulação nos braços que pode chegar 100 kW ou mais, apesar da fonte de laser ser de apenas algumas poucas dezenas de Watts (20 W, por exemplo). Segundo, porque existem espelhos que refletem a luz laser que tenta voltar para a fonte de laser, são os chamados espelhos de reciclagem de energia, para não desperdiçar luz laser no detector, aproveitando toda ela. E terceiro, porque também existem espelhos que ficam na frente dos fotodetectores, os chamados espelhos de reciclagem de sinal. Eles têm a finalidade de aumentar a sensibilidade do interferômetro para frequências específicas (desde que esteja dentro da faixa de sensibilidade do interferômetro), em busca de sinais periódicos nessas frequências específicas.

Os interferômetros *aLIGO* têm braços de 4 km de comprimento e estão localizados nos municípios de *Livingston* (Louisiana) e *Hanford* (estado de Washington), nos EUA, separados por cerca de 3 mil km entre si (uma onda gravitacional viajando de um sítio para o outro levaria 10 ms para fazer o percurso) [43]. O comprimento de onda do laser utilizado é de 1064 nm ou $1,064 \mu\text{m}$ (micron) e a faixa de frequências na qual o *aLIGO* tem a sua maior sensibilidade é de 50 Hz até 1 kHz. Em torno de 200 Hz a sua sensibilidade em O3 estava em $\sim 5 \times 10^{-24} \text{Hz}^{-1/2}$, mas vai melhorar ainda mais. O grupo do INPE é um dos dois grupos no Brasil que participam dessa Colabo-



Figura 7: Os interferômetros laser *aLIGO* e *aVirgo*. No topo, à esquerda está o *aLIGO* de Hanford, no estado de Washington, e no topo, à direita está o *aLIGO* de Livingston, na Louisiana, ambos nos EUA. Abaixo está o *Virgo*, em Cascina, perto de Pisa, na Itália (crédito: LIGO lab).

ração Científica LIGO (sigla LSC em inglês). O grupo do INPE participa nela desde 2011. Existem ainda outros interferômetros: o *aVirgo*, em Cascina (perto de Pisa), na Itália, com braços de 3 km [44], o GEO600, em Hannover, na Alemanha, com braços de 600 metros [45], o *KAGRA*, na mina de Kamioka, no Japão, subterrâneo, com braços de 3 km e espelhos resfriados [46], e um projeto em construção na Índia, o *LIGO Índia* [47]. Na Figura 7 vemos os dois *aLIGOs* e o *aVirgo*.

4.5 Grandes interferômetros laser futuros

Além desses projetos de interferômetros laser mencionados acima, existem outros projetos que estão sendo planejados, de grandes interferômetros laser. São eles: o *Einstein Telescope* [48] e o *Cosmic Explorer* [49].

O *Einstein Telescope* (*ET*) (Figura 8) é um interferômetro planejado para ser construído na Europa. Existem dois sítios finalistas: na ilha de Sardenha (Itália) e na Holanda, perto da fronteira com a Bélgica e Alemanha. Ele vai ser subterrâneo, à semelhança do *KAGRA*, no Japão, e terá uma configuração triangular, com braços de 10 km. Serão, na verdade, seis interferômetros montados no mesmo sítio, em três grupos de dois ocupando (cada grupo de dois) um dos três possíveis pares de braços adjacentes em forma de V de 60° de ângulo. Cada um dos três grupos de interferômetros será formado por um interferômetro de alta potência de laser nos braços, para ter alta sensibilidade de 30 Hz a 10 kHz, e por outro interferômetro de baixa potência nos braços, para ter

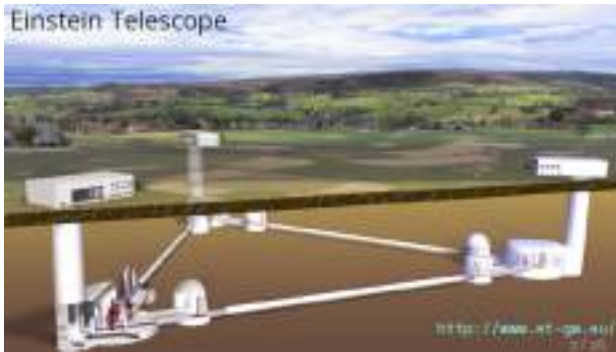


Figura 8: Uma vista artística do interferômetro laser 3G *Einstein Telescope*, que se planeja construir na Europa em futuro próximo (crédito: http://www.et-gw.eu/images/ET_Image_Gallery/artisticview2.jpg).

alta sensibilidade na faixa de 0,5-30 Hz. Vários países europeus estão envolvidos neste projeto.

Já o *Cosmic Explorer (CE)* é um interferômetro que vai ser construído nos EUA e segue o formato tradicional de dois braços perpendiculares. O tamanho dos braços ainda não está completamente definido, pois existe uma dúvida se eles devem ter 40 km cada, como na ideia inicial, ou se devem ter 20 km cada, para otimizar a detecção dos sinais pós-fusão de duas estrelas de nêutrons, muito importante para se determinar a natureza do objeto final da fusão (se é uma estrela de nêutrons mais massiva ou um buraco negro de pouca massa) e como o processo ocorreu, nos seus detalhes, inclusive determinando os limites de massas para estrelas de nêutrons e buracos negros e se existe algum objeto intermediário nessa faixa de 2-5 massas solares.

Estes dois interferômetros são da chamada terceira geração (3G) de interferômetros de solo. Os *aLIGOs* e o *aVirgo* são de segunda geração (2G). Eles ainda vão ser aproveitados com aperfeiçoamentos posteriores, antes de saírem completamente de operação, que os colocariam em um status de 2.5G, semelhante ao *KAGRA*. São os projetos do *LIGO Voyager*, por exemplo, que vai modificar o *aLIGO*, resfriando os espelhos e, dessa forma, diminuindo os ruídos térmicos e, conseqüentemente, melhorando a sensibilidade.

Entretanto, interferômetros 2.5G não conseguiriam complementar a busca de altíssima sensibilidade que o *ET* e o *CE* seriam capazes de fazer. E apenas dois interferômetros não conseguem realizar uma triangulação do céu capaz de determinar a direção de origem da onda gravitacional incidente. Três ou mais interferômetros 3G seriam

desejáveis.

Existem duas possibilidades para um terceiro e quarto interferômetros 3G: Austrália e América do Sul. A Austrália tem um grande número de pesquisadores/professores, pós-doutores e estudantes envolvidos nos projetos de interferometria laser de segunda geração e, portanto, já saiu na frente para preencher essa lacuna. Eles na verdade já têm um projeto, o *NEMO* [50], que vai cobrir a faixa de 1-2,5 kHz com sensibilidade de interferômetro 3G. Essa faixa é importante para estudar aqueles objetos compactos de 2 a 5 massas solares, mencionados acima. A possibilidade para um quarto interferômetro 3G poderia vir, então, da América do Sul.

Esta ideia de um interferômetro 3G na América do Sul, um *South American Gravitational-wave Observatory (SAGO)* [51], é bem interessante para todos os latino-americanos, pois poderíamos contar com um observatório de ondas gravitacionais próximo. Entretanto, não é uma coisa simples e nem fácil de se conseguir. Nenhuma fundação de apoio à pesquisa vai apoiar um projeto proposto que não tenha um número substancial de experimentalistas/observacionais envolvidos com este tipo de instrumentação e a sua análise de dados. A razão é óbvia: quem iria operar e analisar os dados desse observatório? Por causa disto, temos que formar uma massa crítica de pesquisadores/professores, pós-doutores e estudantes na América Latina na chamada ciência da instrumentação de interferômetros laser 3G e na análise de dados desses interferômetros. Isto não é fácil e nem rápido. Mas felizmente já começamos a fazer isso. Contando com os membros dos dois grupos no Brasil que participam da Colaboração Científica LIGO (sigla *LSC*, em inglês) e de outros que estão nos outros projetos, temos mais de 20 latino-americanos participando de alguma dessas colaborações já existentes. Entretanto, precisamos bem mais do que este número para conseguir apoio financeiro para a construção de um interferômetro 3G na América do Sul, que vai demandar algo na casa de US\$ 1 G. Precisamos, então, envolver alunos e pós-doutores latino-americanos nos projetos atuais (*aLIGO*, *aVirgo*, *KAGRA*, *LIGO India*, *ET* e *Cosmic Explorer*) e atraí-los, assim como pós-doutores estrangeiros com conhecimento em 3G para formar grupos na América Latina.

4.6 Interferômetros no espaço

Existem também projetos de interferometria laser no espaço tais como o *LISA* [52], *DECIGO* [53] e *BBO* [54]. O mais famoso deles é o *Laser Interferometer Space Antenna (LISA)* (Figura 9), desenvolvido pela *ESA* e a *NASA*, que pretende colocar três espaçonaves em órbita do Sol, à mesma distância que a Terra se encontra dele, mas cerca de 20° atrasada em relação à órbita da Terra. Estas três espaçonaves formariam um triângulo equilátero de 2,5 milhões de km de lado. Feixes de laser de 2 W seriam enviados de cada espaçonave para as duas outras e recebido por elas por telescópios refletores. O lançamento está previsto para ocorrer na década de 2030. Uma boa parcela do sucesso dessa missão já aconteceu no lançamento e funcionamento do *LISA Pathfinder*. A sensibilidade alcançada em aceleração medida ultrapassou todos os requisitos previstos para o *LISA Pathfinder* e inclusive os necessários para o *LISA*.

Diante deste excelente desempenho e da recente detecção de ondas gravitacionais por interferometria laser, o projeto *LISA* recebeu várias aprovações que o colocaram novamente na previsão de lançamento e voltou a receber apoio da *NASA*. O *LISA* vai ter a sua melhor sensibilidade na faixa em frequências de 1 a 100 mHz e o *DECIGO* na faixa de 100 mHz a 10 Hz. O *BBO (Big Bang Observer)* também vai ter sensibilidade nessa faixa do *DECIGO* e pretende descobrir se o universo “nasceu” no *Big Bang* ou teve uma existência anterior e, neste caso, o *Big Bang* não existiu exatamente como descrito no modelo padrão.

4.7 Pulsar timing arrays

Outro método de detecção de ondas gravitacionais menos conhecido é o *pulsar timing array* [55]. Trata-se do uso de radiotelescópios para monitorar a chegada dos pulsos dos pulsares mais regulares que existem sendo observados. Atualmente são cerca de 40 a 50 o número de pulsares regulares que são observados. Eles são pulsares isolados que mantêm uma regularidade excepcional no seu período de rotação. Dessa forma, podemos prever com precisão os momentos exatos da chegada dos seus pulsos, levando-se em conta as correções Doppler devidas à rotação da Terra em torno de si mesma e devidas à translação da Terra

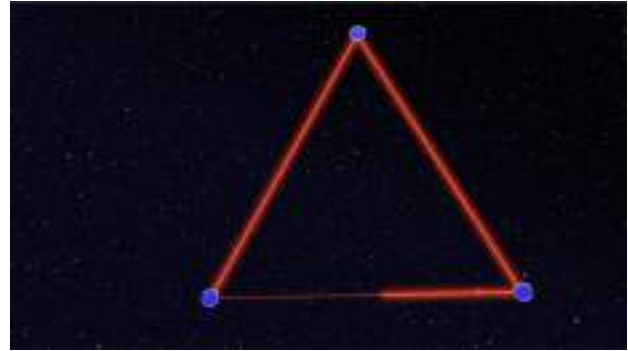


Figura 9: Concepção artística das três espaçonaves *LISA* (*Laser Interferometer Space Antenna*) em uma configuração triangular. Os satélites estão separados por uma distância de 2,5 milhões de km, conectados por feixes de laser que formam os braços de um interferômetro de laser de alta precisão (crédito: <https://www.elisascience.org/multimedia/image/lisa-3-arms>).

em torno do Sol. Comparamos, então, estes momentos teóricos de chegada dos pulsos, previstos pelo modelo, com os momentos reais observados com radiotelescópios, procurando por desvios ou resíduos, ou seja, discrepâncias entre os tempos teóricos previstos e os medidos/observados (Figura 10). Estes resíduos seriam indícios de que uma onda gravitacional passou pelo pulsar ou pela Terra. A maior sensibilidade destes projetos está na faixa de 10^{-9} a 10^{-8} Hz, que corresponde a períodos da ordem de décadas. Portanto, os 40-50 pulsares não precisam ser monitorados continuamente. Basta que observemos cada um por cerca de algumas horas a cada 6 meses.

4.8 Detectores do modo-B da radiação cósmica de fundo em micro-ondas

Em 2014, o grupo do projeto *Bicep2* anunciou que havia detectado ondas gravitacionais. Infelizmente, uma análise dos dados mais detalhada mostrou que isso não havia ocorrido. Entretanto, essa metodologia de busca continua sendo utilizada até hoje. O que estes grupos buscam são indicações da existência da polarização do modo B na radiação cósmica de fundo eletromagnética em micro-ondas [56]. Elas seriam evidências de ondas gravitacionais na faixa de frequência de 10^{-18} a 10^{-15} Hz (que correspondem a comprimentos de onda da ordem do universo observável) e teriam origem no *Big Bang* e no período do universo que ele sofreu a inflação e estariam registradas nos fótons que conseguiram desacoplar com a matéria quando o universo foi ficando cada vez menos

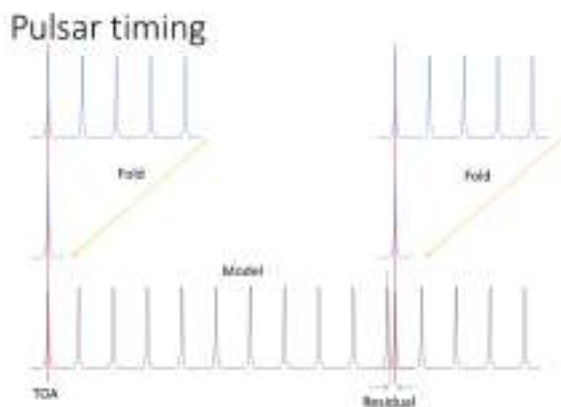


Figura 10: Método utilizado para detectar ondas gravitacionais na frequência de nanoHz. Cerca de 40-50 pulsares extremamente regulares são monitorados por algumas horas a cada ~ 6 meses. Faz-se uma média para se determinar um momento preciso da chegada de um dos pulsos. Compara-se então, os resultados observados com o modelo teórico, supondo as correções Doppler da rotação da Terra em torno de si mesma e da sua translação em torno do Sol. A existência de uma discrepância ou resíduo, poderá ser a indicação da passagem de uma onda gravitacional no caminho que une o Pulsar à Terra (crédito: D. Champion).

denso e passou a ser transparente para estes fótons. Isso ocorreu quando o universo tinha cerca de 380 mil anos de idade, na teoria na qual ele “nasceu” no *Big Bang*.

4.9 Detectores de ondas gravitacionais de alta frequência (acima de 10 kHz)

Existem ainda um número grande de projetos de detectores de ondas gravitacionais para detecção em altas frequências (acima de 10 kHz) [57]. Alguns desses projetos foram construídos ou estão em construção. Os princípios de detecção são os mais variados: interferômetros laser (1-100 MHz), sensores levitados opticamente (10-100 kHz), efeito Gertsenshtein inverso (200 THz a 1,5 EHz), rotação de polarização ressonante eletromagnética (100 MHz a 100 PHz), conversão magnética reforçada (5 GHz), ressonadores de ondas acústicas de massa (MHz-GHz), anéis supercondutores (10 GHz), cavidades de microondas (500 Hz a 10 GHz) e Ressonância Gráviton-Magnon (8-14 GHz).

As fontes de ondas gravitacionais para essas faixas de alta frequência são: Fusões de estrelas de nêutrons, fusões de buracos negros primordiais de massas subsolares, objetos compactos exóticos, superradiação de buraco negros, inflação

cósmica, pré-aquecimento cósmico, transições de fase do Universo, defeitos topológicos do Universo, evaporação de buracos negros primordiais, cenários *brane-world*, cosmologia pré *Big Bang*, inflação quintessencial, *magnetars*, re-aquecimento cósmico, ruído gravitacional térmico do Sol, instabilidades de plasma no Universo e fundo de microondas gravitacional cósmico.

5 Futuro da astronomia de ondas gravitacionais

A existência das ondas gravitacionais, com todas as suas características, era o último teste da teoria da relatividade geral que Einstein havia previsto e que permanecia sem confirmação. Isto tudo mudou em 14 de setembro de 2015, cerca de 100 anos depois da previsão de Einstein e meio século depois de intensa busca por grupos experimentais iniciada por Joseph Weber. Nesse dia, ocorreu a detecção de *GW150914*, um sinal forte em ondas gravitacionais detectado pelos dois *Advanced LIGOs*, localizados nos estados da Louisiana e Washington, nos EUA.

A demora para a ocorrência da primeira detecção se deve a um único motivo: a dificuldade de se detectar ondas gravitacionais. Isso porque elas têm um acoplamento muitíssimo fraco com a matéria (muito menor que o acoplamento dos neutrinos com a matéria). Foram necessários aproximadamente 100 anos para que a tecnologia humana fosse capaz de realizar tal feito. E os primeiros sinais detectados foram os dos eventos mais luminosos (ou “barulhentos”, para reproduzir uma palavra mais adequada para a *astronomia de ondas gravitacionais* que envolve oscilações, ou seja, “som”, no tecido do espaço-tempo), depois do *Big Bang*, que ocorrem no Universo: a coalescência de binárias de buracos negros, que chegam a emitir no pico de luminosidade uma potência de 10^{56} erg/s.

Em cerca de meio século de busca (aproximadamente de 1965 a 2015), iniciada com a proposta de barras ressonantes de Weber, de 1960, a sensibilidade dos detectores teve que aumentar mais de 1 milhão de vezes para que a astronomia de ondas gravitacionais se tornasse uma realidade.

Neste início de 2021, já temos 50 eventos confirmados [58], a maioria de coalescências de binárias de buracos negros, mas também binárias de estrelas de nêutrons e binárias envolvendo buracos ne-

gros e estrelas de nêutrons. A quantidade de novas informações adquiridas com estes 50 eventos é enorme. Um dos 50 eventos, o *GW170817*, contribuiu substancialmente para isto. Ele foi uma coalescência de binária de estrelas de nêutrons que ocorreu no nosso “quintal”, a apenas 40 Mpc ou 130 milhões de anos luz da Terra [59]. A sua localização com três detectores (os dois aLIGO e o aVirgo), permitiu que este evento fosse localizado no céu dentro de uma elipse de 31 graus quadrados, o que possibilitou que vários grupos de astrônomos conseguissem localizar contrapartidas eletromagnéticas [60]. Foi um evento multimessageiro, envolvendo ondas gravitacionais e as janelas eletromagnéticas em rádio, infravermelho, óptico, ultravioleta, raios-X e raios-gama, confirmando o cenário previsto para uma quilonova. Este evento possibilitou também confirmar que a velocidade das ondas gravitacionais é a da luz e forneceu um valor para a constante de Hubble. Todos os eventos detectados também permitiram que a teoria da relatividade geral fosse testada com mais exatidão.

As perspectivas para as corridas observacionais O4 (com início previsto em 2022) e O5 (com início previsto em 2025) dos *aLIGO*, *aVirgo* e *KAGRA* são promissoras, chegaremos a vários eventos detectados por semana, muitos no mesmo dia. Com os projetos futuros, como o *Einstein Telescope* e o *Cosmic Explorer*, iremos chegar a alguns milhares de eventos por dia e observar os mais próximos com um detalhe que permitirá aumentar ainda mais a quantidade de informação nova que vamos aprender do Universo, não só conhecimento astrofísico, mas também cosmológico, pois estaremos observando as coalescências de binárias de buracos negros que ocorrem desde a formação das primeiras estrelas.

O futuro da astronomia de ondas gravitacionais é brilhante/“barulhento” e ele está garantido por dois motivos: ainda existem muitos segredos do Universo para serem revelados pelas ondas gravitacionais (em eventos multimessageiros ou não) e as melhores sensibilidades para se conseguir isto (escutar o “som” do Universo) sempre serão alcançadas em decorrência dos avanços na tecnologia da instrumentação desses futuros observatórios e dos softwares que estarão envolvendo inteligência artificial.

Agradecimentos

O autor agradece ao Prof. Júlio Fabris o gentil convite para produzir este artigo. O autor também agradece ao INPE, ao MCTI, ao CNPq, à CAPES, à FAPESP, à FINEP e à AEB, o suporte à pesquisa de detecção de ondas gravitacionais ao longo dessas últimas quatro décadas.

Sobre o autor

Odylio Denys de Aguiar (odylio.aguiar@inpe.br), é engenheiro eletrônico pelo ITA, Mestre em Física Espacial pelo INPE e Doutor em Física (no tema de detecção de ondas gravitacionais) pela Louisiana State University, EUA. É pesquisador titular e professor do curso de pós-graduação em astrofísica do INPE. Tem experiência na área de física, com ênfase em relatividade e gravitação experimentais, atuando principalmente nos seguintes temas: ondas gravitacionais, detecção de ondas gravitacionais, detector Mario Schenberg, projeto *LIGO* e *LIGO Voyager*. Participou em 1986 da análise dos dados do primeiro experimento mundial de coincidência entre detectores de ondas gravitacionais criogênicos do tipo barra. Ganhou 6 prêmios internacionais e foi coautor dos papers/trabalhos que acarretaram o Prêmio Nobel de Física a Rainer Weiss, Kip Thorne e Barry Barish em 2017.

Referências

- [1] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *Observation of gravitational waves from a binary black hole merger*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016).
- [2] A. Einstein, *Näherungsweise integration der feld gleichungen der gravitation*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akad. der Wissenschaften, Erster Halbband, Berlin 688 (1916).
- [3] E. Amaldi, *The search for gravitational waves*, in *Cosmic Gamma Rays, Neutrinos, and Related Astrophysics*, editado por M. Shapiro e J. Wefel (Springer, Dorrecht, 1989), Nato Science Series C, 563.

- [4] A. Einstein, *Über gravitationswellen*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akad. der Wissenschaften, Erster Halbband, Berlin 154 (1918).
- [5] K. S. Thorne, *Gravitational radiation*, in *300 Years of Gravitation*, editado por S. W. Hawking e W. Israel (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987), 330–458.
- [6] J. Weber, *Detection and generation of gravitational waves*, *Phys. Rev.* **117**(1), 306 (1960).
- [7] J. Weber, *Gravitational radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **18**(13), 498 (1967).
- [8] J. Weber, *Gravitational-wave-detector events*, *Phys. Rev. Lett.* **20**(23), 1307 (1968).
- [9] J. Weber, *Evidence for discovery of gravitational radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **22**(24), 1320 (1969).
- [10] V. B. Braginskii et al., *An upper limit on the density of gravitational radiation of extraterrestrial origin*, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* **39**(3), 387 (1974).
- [11] J. A. Tyson, *Null search for bursts of gravitational radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **31**(5), 326 (1973).
- [12] D. H. Douglass, R. Q. Gram et al., *Two-detector-coincidence search for bursts of gravitational radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **35**(8), 480 (1975).
- [13] J. L. Levine e R. L. Garwin, *Absence of gravity-wave signals in a bar at 1695 hz*, *Phys. Rev. Lett.* **31**(3), 173 (1973).
- [14] R. L. Garwin e J. L. Levine, *Single gravity-wave detector results contrasted with previous coincidence detections*, *Phys. Rev. Lett.* **31**(3), 176 (1973).
- [15] P. S. Aplin, *An improved detector of gravitational radiation*, *General Relativity and Gravitation* **3**, 111 (1972).
- [16] R. W. P. Drever, J. Hough et al., *Search for short bursts of gravitational radiation*, *Nature* **246**(5432), 340 (1973).
- [17] W. D. Allen e C. Christodoulides, *Gravitational radiation experiments at the University of Reading and the Rutherford Laboratory*, *Journal of Physics A Mathematical General* **8**(11), 1726 (1975).
- [18] H. Hirakawa e K. Narihara, *Search for gravitational radiation at 145 hz*, *Phys. Rev. Lett.* **35**(6), 330 (1975).
- [19] K. Oide, H. Hirakawa e M. Fujimoto, *Search for gravitational radiation from the Crab pulsar*, *Phys. Rev. D* **20**(10), 2480 (1979).
- [20] H. Hirakawa, K. Tsubono e M. Fujimoto, *Search for gravitational radiation from the Crab pulsar*, *Phys. Rev. D* **17**, 1919 (1978).
- [21] K. Iso, K. Kuroda e H. Hirakawa, *Coupling of oscillation modes in an antenna for gravitational radiation*, *Physics Letters A* **103**(5), 262 (1984).
- [22] K. Iso, S. Owa et al., *Search for background gravitational radiation*, *Journal of the Physical Society of Japan* **54**(5), 1697 (1985).
- [23] H. Billing, P. Kafka et al., *Results of the Munich-Frascati gravitational-wave experiment*, *Lett. Nuovo Cimento* **12**, 111 (1975).
- [24] H. Billing e W. Winkler, *The Munich gravitational-wave detector*, *Nuovo Cimento B Serie* **33**(B), 665 (1976).
- [25] D. Bramanti e K. Maischberger, *Construction and operation of a Weber-type gravitational-wave detector and of a divided-bar prototype*, *Lett. Nuovo Cimento* **4**, 1007 (1972).
- [26] P. Kafka e L. Schnupp, *Final result of the Munich-Frascati gravitational radiation experiment*, *A&A* **70**, 97 (1978).
- [27] W. Winkler (2007), comunicação privada.
- [28] H. Enke, G. Tongren et al., *A recent coincidence experiment of gravitational waves with long baseline*, *Chinese Physics Letters* **3**(12), 529-532 (1986).
- [29] N. Zhu et al., in *Experimental Gravitational Physics*, editado por P. F. Michelson, E. K. Hu e G. Pizzella (World Scientific, Singapore, 1988), 367.

- [30] G. Pizzella, in *Experimental Gravitational Physics*, editado por . G. P. P. F. Michelson, E. K. Hu (World Scientific, Singapore, 1988), 52.
- [31] S. Feng et al., in *Third Marcel Grossmann Meeting on General Relativity* (Science Press and North-Holland Publ., Amsterdam, 1983), 707.
- [32] S. Bonazzola e M. Chevreton, *Possible improvements of gravitational antennas*, *Phys. Rev. D* **8**, 359 (1973).
- [33] D. G. Blair, *Progress in the development of high sensitivity gravitational radiation antennas*, *Austral. J. Phys.* **33**(5), 923 (1980).
- [34] G. Papini, *Gravitational radiation and its detection*, *Canadian Journal of Physics* **52**(10), 880 (1974).
- [35] R. Barton et al., *The regina cryogenic experiment to detect gravitational radiation*, in *General Relativity and Gravitation - GR8* (International Society of General Relativity and Gravitation, Waterloo, 1977), 43.
- [36] V. N. Rudenko, V. K. Milyukov et al., *The status of the gravitational wave setups at Moscow University*, *Astronomical and Astrophysical Transactions* **5**(1), 93 (1994).
- [37] M. F. Bocko, M. W. Cromar et al., *The Rochester gravitational wave detector*, *Journal of Physics E: Scientific Instruments* **17**(8), 694 (1984).
- [38] W. S. Davis e J. P. Richard, *Observation of well-behaved noise and fluctuations in a gravitational-radiation antenna at liquid-helium temperatures*, *Phys. Rev. D* **22**(10), 2297 (1980).
- [39] H. J. Paik, *Superconducting tunable-diaphragm transducer for sensitive acceleration measurements*, *J. Appl. Phys.* **47**(3), 1168 (1976).
- [40] O. D. Aguiar, *Past, present and future of the resonant-mass gravitational wave detectors*, *Research in Astron. Astrophys.* **11**(1), 1 (2011).
- [41] L. Gottardi, A. de Waard et al., *Sensitivity of the spherical gravitational wave detector MiniGRAIL operating at 5 k*, *Phys. Rev. D* **76**, 102005 (2007).
- [42] N. F. Oliveira Jr e O. D. Aguiar, *The Mario Schenberg gravitational wave antenna*, *Braz. J. Phys.* **46**, 596 (2016).
- [43] *LIGO Scientific Collaboration*. Disponível em <https://www.ligo.org>, acesso em jun. 2021.
- [44] *The Virgo Collaboration*. Disponível em <https://www.virgo-gw.eu>, acesso em jun. 2021.
- [45] *Geo600 gravitational-wave detector*. Disponível em <https://www.geo600.org>, acesso em jun. 2021.
- [46] *KAGRA Observatory*. Disponível em <https://gwcenter.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/>, acesso em jun. 2021.
- [47] *LIGO India*. Disponível em <https://www.ligo-india.in>, acesso em jun. 2021.
- [48] *The Einstein Telescope*. Disponível em <http://www.et-gw.eu>, acesso em jun. 2021.
- [49] *Cosmic Explorer*. Disponível em <https://cosmicexplorer.org>, acesso em jun. 2021.
- [50] *Finding nemo: The future of gravitational-wave astronomy*, OzGrav (2020). Disponível em www.ozgrav.org/news/funding-nemo-building-100m-black-hole-detector-not-pie-in-the-sky, acesso em jun. 2021.
- [51] O. D. Aguiar, *The South American Gravitational wave Observatory (SAGO)*, white paper apresentado na SPAnet, Rede Paulistas de Astronomia, São Paulo, em 25 de outubro de 2019. Também apresentado no Open Symposium on Latin American Research Infrastructures in HECAP (High Energy Physics & Cosmology & Astroparticles), São Paulo, de 5 a 10 de julho de 2020 (2020).
- [52] *LISA Consortium*. Disponível em <https://www.elisascience.org>, acesso em jun. 2021.
- [53] *Decigo*. Disponível em http://tamago.mtk.nao.ac.jp/spacetime/decigo_e.html, acesso em jun. 2021.

- [54] *Big Bang Observer*, Wikipedia. Disponível em https://en.wikipedia.org/wiki/Big_Bang_Observer, acesso em jun. 2021.
- [55] *International Pulsar Timing Array*. Disponível em <http://ipta4gw.org>, acesso em jun. 2021.
- [56] J. T. Sayre, C. L. Reichardt et al., *Measurements of B-mode polarization of the cosmic microwave background from 500 square degrees of SPTpol data*, *Phys. Rev. D* **101**, 122003 (2020).
- [57] N. Aggarwala e al., *Challenges and opportunities of gravitational wave searches at MHz to GHz frequencies*, a ser publicado no Living Reviews in Relativity.
- [58] R. Abbott, T. D. Abbott et al., *GWTC-2: compact binary coalescences observed by LIGO and Virgo during the first half of the third observing run*, *Phys. Rev. X* **11**, 021053 (2021).
- [59] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *GW170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral*, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017).
- [60] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *Multi-messenger observations of a binary neutron star merger*, *The Astrophysical Journal* **848**(2), L12 (2017).

Estrelas de nêutrons e seus múltiplos mensageiros

Raissa F. P. Mendes

Universidade Federal Fluminense

Resumo

Estrelas de nêutrons são astros absolutamente fascinantes. Em seu interior, a matéria está sujeita a condições extremas, manifestando-se em formas muito diversas daquelas encontradas em nosso planeta, ou mesmo acessíveis experimentalmente; assim, sua observação abre uma janela para uma maior compreensão das interações nucleares. São abarcadas por intensos campos gravitacionais, permitindo que comportamentos intrigantes da gravitação se manifestem. Cumprem um papel importantíssimo na evolução química das galáxias, com seu nascimento e fusão estando ligados à produção de vários elementos químicos que encontramos no nosso dia a dia. Estrelas de nêutrons são hoje observadas em todas as faixas do espectro eletromagnético e também em ondas gravitacionais. A combinação da plethora de informações carregadas por esses mensageiros tem ajudado a compor uma imagem cada vez mais nítida e coerente da física que envolve esses astros, oferecendo chaves para o aprofundamento do nosso conhecimento sobre a natureza.

Abstract

Neutron stars are fascinating objects. In their interior, matter is subject to extreme conditions, manifesting itself in forms unlike those found on our planet, or even accessible by experiments; thus, their observation opens a window to a better understanding of nuclear interactions. Neutron stars are embraced by strong gravitational fields, allowing the manifestation of intriguing properties of gravity. They play an important role in the chemical evolution of galaxies, with their birth and merger being linked to the production of various chemical elements found in our daily lives. Neutron stars are now observed in all bands of the electromagnetic spectrum and also in gravitational waves. The combination of the plethora of information carried by these messengers has helped us to compose an increasingly clearer and more coherent image of the physics surrounding these stars, offering us keys to deepen our knowledge about nature.

Palavras-chave: estrelas de nêutrons, ondas gravitacionais.

Keywords: neutron stars, gravitational waves.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35937](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35937)

1 Introdução

“No primeiro ano do período *Chih-ho* [1054 d. C.], durante a quinta lua, no dia de *chi-ch'ou* [4 de julho], [uma estrela visitante] apareceu algumas polegadas a sudeste de *T'ien-kuan* [Zeta Tauri]. Depois de mais de um ano, gradualmente tornou-se invisível.”¹ Uma nova “estrela” visitava o céu noturno, brilhante como Vênus ou Júpiter, visível, inicialmente, inclusive à luz do dia. De 4 de julho de 1054 a 6 de abril de 1056, astrônomos orientais – chineses, japoneses e árabes – acompanharam o novo astro, tentando esmiuçar suas implicações astrológicas. O evento cataclísmico,

conhecido hoje como supernova, deixou para trás um objeto singular: nascia uma estrela de nêutrons.

Foram Walter Baade e Fritz Zwicky que pela primeira vez conjecturaram a existência de uma estrela compacta, composta predominantemente de nêutrons, como um mecanismo unificador por trás dos fenômenos de supernovas e raios cósmicos [2]. A proposta foi feita em 1934, apenas dois anos após a descoberta do nêutron por James Chadwick [3]. No entanto, foi apenas no fim da década de 1960 que o estudo desses objetos exóticos e suas propriedades passou de um problema acadêmico para um tema central em astrofísica. A descoberta dos pulsares por Jocelyn Bell e Anthony Hewish foi o marco que ocasionou essa

¹Texto original no *Sung-shih* (História da Dinastia Sung) de T'o-t'o, como citado por J. J. L. Duyvendak [1].

transição.

Em 1967 Jocelyn Bell encontrou um sinal inesperado nos dados que coletava com o radiotelescópio que ajudara a construir em Cambridge, como parte do seu doutorado: um sinal periódico de rádio, extremamente estável, com período de 1,337 segundos [4]. Naturalmente, a hipótese inicial foi que o sinal tivesse origem artificial, pois nenhuma fonte astrofísica conhecida até então exibia tamanha regularidade, variando num intervalo de tempo tão curto. No entanto, análise detalhada demonstrou tratar-se de uma fonte externa ao sistema solar; a ela deu-se o nome de *pulsar*.

Antes da descoberta dos pulsares, não era óbvio se estrelas de nêutrons de fato existiam e como seria possível observá-las. Um canal promissor parecia ser a emissão de radiação térmica emitida no processo de esfriamento dessas estrelas, ou de acreção de material de uma estrela companheira. De fato, medidas desse tipo pouco a pouco se tornariam factíveis com os avanços na astronomia de raios-X a partir da década de 1960. No entanto, a descoberta de pulsares revelou um canal inesperado, direto e poderoso, para a observação desses astros.

No ano que se seguiu à publicação do trabalho de Bell e Hewish, fervilhou intenso debate sobre a natureza do sinal. Eventualmente, se consolidou a ideia de que pulsares são estrelas de nêutrons magnetizadas, girando rapidamente [5, 6]. A partir dos polos magnéticos da estrela se origina um feixe de radiação que se propaga pelo meio interestelar, radiação esta produzida por partículas carregadas aceleradas pelo campo magnético. Como navegantes em alto-mar atentos ao sinal de um farol, observamos a radiação sempre que esse feixe aponta na direção da Terra, o que ocorre a cada volta completa da estrela em torno do próprio eixo. A descoberta de pulsares com períodos ainda mais curtos do que o detectado inicialmente por Bell corroborou essa hipótese, desfavorecendo outras, como a associação com oscilações de anãs brancas. Um desses pulsares, descoberto em 1968, possui um período curtíssimo, de 33,09112 milissegundos [7]. É o pulsar do Caranguejo, a estrela de nêutrons formada no coração da supernova observada no milênio anterior por astrônomos no Oriente.

Atualmente, vivemos um momento riquíssimo para o estudo desses astros e da física que os envolve. Estrelas de nêutrons são hoje observadas

em todas as faixas do espectro eletromagnético – no rádio, infravermelho, óptico, ultravioleta, raios-X e raios gama –, tanto em nossa galáxia quanto em galáxias próximas. Por vezes, podemos também detectar sinais da abundante emissão de neutrinos no momento de sua formação. E mais! Recentemente, a humanidade se tornou sensível a mais um mensageiro desses astros. Com o advento da astronomia de ondas gravitacionais, ganhamos acesso a eventos cataclísmicos envolvendo a fusão de estrelas de nêutrons. Com isso, temos novas chaves para solucionar questões antigas e material para formular questões novas.

Este artigo tem como objetivo examinar alguns dos aspectos relevantes da física e da astrofísica desses astros singulares, de uma forma relativamente acessível ao público em geral. Na Seção 2, visitamos brevemente o momento de sua formação, passando, na Seção 3, a descrever algumas das suas propriedades extremas. Ali veremos que o entendimento dessas propriedades permite aprofundar nosso conhecimento sobre as interações fundamentais da natureza, desde as forças nucleares, que se revelam em escalas microscópicas (aproximadamente 10^{-15} metros), até a força gravitacional, que domina nas maiores escalas do universo. Em seguida, passamos a descrever alguns dos vários canais pelos quais estrelas de nêutrons são observáveis, dando ênfase à observação de pulsares (Seção 4) e ondas gravitacionais (Seção 5). Concluimos na Seção 6 enfatizando a riqueza de informações que sua observação nos oferece.

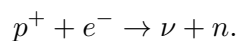
2 Nascimento

Como em um cabo de guerra bem equilibrado, estrelas apresentam um balanço delicado entre a força atrativa da gravidade e pressões repulsivas que tendem a afastar ou dissipar a matéria. Em uma estrela comum, como o Sol, as pressões internas possuem origem térmica e são sustentadas pelas reações nucleares que ocorrem em seu interior. A reação mais básica envolve a formação de um núcleo de hélio ${}^4\text{He}$ a partir de quatro átomos de hidrogênio ${}^1\text{H}$. A massa do núcleo de hélio é menor do que a soma das massas dos quatro hidrogênios, sendo a diferença – sua energia de ligação – liberada na reação nuclear.

Após a queima dos núcleos mais leves, a estrela passa a fundir núcleos sucessivamente mais

pesados. A energia de ligação (por núcleon) tipicamente aumenta com a massa do elemento químico formado, alcançando um máximo no ferro ^{56}Fe , e daí passa a diminuir. Sendo assim, a formação de núcleos mais pesados do que o ferro não libera, mas sim absorve energia. Nesse ponto, a fusão deixa de sustentar a temperatura da estrela e a gravidade sobrepuja as pressões internas. A estrela então evolui seguindo rotas diferentes dependendo de sua massa. Tipicamente, estrelas com massas entre 8 e 40 vezes a massa do Sol são as progenitoras de estrelas de nêutrons. As menos massivas em geral se recolhem como anãs brancas, depois de ejetar suas camadas mais externas, e as mais massivas colapsam totalmente, formando buracos negros [8].

O colapso do núcleo da estrela progenitora em uma estrela de nêutrons é extremamente rápido, ocorrendo em menos de 1 segundo. A forte compressão provocada pela força gravitacional favorece o processo conhecido como decaimento beta inverso, em que um próton (p^+) e um elétron (e^-) se combinam formando um nêutron (n) e um neutrino (ν):



Com isso, a matéria, que tipicamente tem uma quantidade comparável de prótons e nêutrons, se “neutroniza”; como contrapartida, uma quantidade incrível de neutrinos é liberada. Essas partículas subatômicas, que interagem muito fracamente com a matéria, são emitidas em tamanha quantidade que aquecem as camadas mais externas da estrela, começando a ejetá-las. Serão os primeiros mensageiros observados na Terra da estrela de nêutrons nascente.² Nas horas, dias e semanas seguintes à formação da estrela de nêutrons, ondas eletromagnéticas em diversas faixas do espectro iluminarão nossos telescópios (e, por vezes, nossos olhos) refletindo a dinâmica complexa do material que colide com a superfície rígida da estrela de nêutrons, rebate e se difunde pelo espaço.³ A supernova é lançada.

²Neutrinos são de difícil detecção. Foram observados pela primeira (e, por enquanto, única) vez, associados com uma supernova, no caso do evento SN1987A. Algumas dezenas de neutrinos viajaram do coração da supernova, na Grande Nuvem de Magalhães – uma pequena galáxia que orbita a Via Láctea – colidindo com detectores como Kamiokande e IMB, em 1987 [9, 10].

³Se suficientemente assimétrico, o colapso também pode provocar a emissão de ondas gravitacionais; no entanto, estas até hoje não foram detectadas em conexão

A física de supernovas é riquíssima, com implicações inclusive para a vida no nosso planeta (veja, por exemplo, a Ref. [11] para uma descrição abrangente do fenômeno). No entanto, nosso foco vai para o coração do evento: a estrela de nêutrons recém-formada.⁴

3 Objetos extremos

Estrelas de nêutrons são objetos extremos. Vamos contemplá-las sob dois aspectos, um macroscópico, outro microscópico.

3.1 Olhar macroscópico

Já nos deparamos com uma propriedade macroscópica importante dessas estrelas: sua rápida rotação, que está por trás dos curtos intervalos entre os pulsos recebidos de pulsares. Seu período é da ordem de segundos ou milissegundos, em contraste gritante com a Terra ou o Sol, que demoram 24 horas ou cerca de um mês, respectivamente, para dar uma volta completa em torno de seus eixos. A análise do sinal emitido por pulsares também nos permite estimar a magnitude dos campos magnéticos que aceleram as partículas responsáveis pela emissão. São tipicamente da ordem de 10^{11} a 10^{13} G; ao passo que o campo magnético da Terra é inferior a 1 G.

Estrelas de nêutrons são objetos extremamente compactos. Sua massa é da mesma ordem da massa solar, variando entre uma e duas ou três vezes a massa do Sol (M_{\odot}). No entanto, em contraste com o Sol, no qual essa massa encontra-se distribuída em uma região de centenas de milhares de quilômetros, estrelas de nêutrons possuem raios na faixa de 10 a 15 km! Veremos à frente como é possível ter acesso a essas informações. É conveniente mensurarmos a compactidade (C) de um astro pela razão entre sua massa (M) e tamanho (R) característicos, multiplicada por cons-

com uma supernova.

⁴O mecanismo que pincelamos acima é conhecido como supernova de tipo II. Há outros mecanismos possíveis para a formação de estrelas de nêutrons. Um deles, conhecido como supernova de tipo IA, envolve o colapso de uma anã branca, que, devido à contínua acreção de matéria – geralmente de uma companheira com a qual forma um sistema binário – supera o limite máximo de massa possível para essas estrelas, cerca de $1,4M_{\odot}$. O núcleo colapsa em uma estrela de nêutrons, em uma explosão violenta, visível a grandes distâncias.

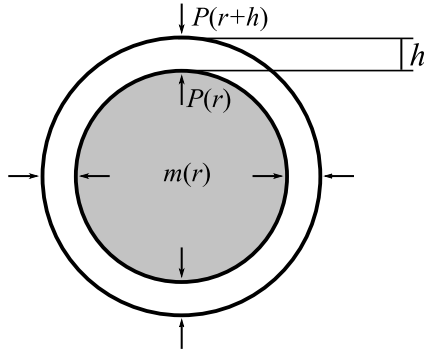


Figura 1: Esquema de equilíbrio newtoniano.

tantes fundamentais que a tornem adimensional,

$$C = \frac{GM}{Rc^2},$$

onde G é a constante da gravitação universal e c é a velocidade da luz no vácuo. Com isso, vemos que $C_{\text{EN}} \approx 0,1$ para estrelas de nêutrons, o que é ordens de grandeza maior que a compacidade do Sol, $C_{\odot} \approx 10^{-6}$, e apenas um pouco inferior à compacidade de um buraco negro, $C_{\text{BN}} = 0,5$.

Com a informação sobre a massa e o raio típicos de estrelas de nêutrons, podemos também estimar a aceleração da gravidade na superfície como

$$g_{\text{EN}} = \frac{GM_{\text{EN}}}{R_{\text{EN}}^2} \approx 10^{12} \text{ m/s}^2,$$

cem bilhões de vezes aquela encontrada na superfície terrestre! A intensa gravitação gerada por estrelas de nêutrons implica que sua estrutura não pode ser bem descrita por meio dos conceitos newtonianos que bastam para o estudo de estrelas comuns.

Se considerarmos uma casca de fluido, de massa Δm , raio r e espessura pequena h , em uma estrela newtoniana em equilíbrio, a força gravitacional que a massa interna à casca, $m(r)$, exerce sobre ela deve ser balanceada pela força associada à diferença de pressões $\Delta P = P(r+h) - P(r)$ sobre a interface externa e a interna (Figura 1). Temos $(\Delta P)S = -Gm(r)\Delta m/r^2$, onde $S = 4\pi r^2$ é a área da esfera de raio r . Por outro lado, se ρ é a densidade do fluido, temos que $\Delta m = \rho(r)Sh$. Portanto, $\Delta P = -Gm(r)\rho(r)h/r^2$, ou, tomando o limite em que $h \rightarrow 0$,

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)\rho(r)}{r^2}. \quad (1)$$

A relatividade geral modifica a equação (1) da seguinte forma [12]:

- i. Substituímos $\rho(r) \rightarrow \rho(r) + [\varepsilon(r) + P(r)]/c^2$, onde $\varepsilon(r)$ é a densidade de energia interna. Isso reflete o fato de que a inércia de um fluido, antes medida por sua massa de repouso, depende agora também do conteúdo interno de energia e pressão.
- ii. Substituímos $m(r) \rightarrow m(r) + 4\pi r^3 P(r)/c^2$, que pode ser entendida como a massa gravitacional ativa,⁵ e a mudança reflete o fato de que, em relatividade geral, a densidade de energia interna e as pressões também gravitam.⁶
- iii. Substituímos $r^2 \rightarrow r^2(1 - 2Gm(r)/rc^2)$, o que está relacionado à curvatura espacial e ao fato de que a distância física medida entre pontos com coordenadas r e $r + \Delta r$ não é apenas Δr , mas aumenta à medida que r diminui.

O resultado dessas substituições é a equação de Tolman-Oppenheimer-Volkov,

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{(m + 4\pi r^3 P/c^2)[\rho + (\varepsilon + P)/c^2]}{r^2(1 - 2Gm/(rc^2))}, \quad (2)$$

que pode ser obtida de forma mais rigorosa a partir das equações de Einstein.

A nova equação de equilíbrio hidrostático, Eq. (2), tem consequências marcantes. Por exemplo, em contraste com estrelas newtonianas, que podem existir em uma faixa arbitrária de massas, a relatividade geral implica a existência de uma massa máxima para estrelas de nêutrons. No entanto, para compreendemos a estrutura desses astros, falta um ingrediente, que deve se combinar à Eq. (2): uma *equação de estado*, $P = P(\rho)$, que determina como a pressão aumenta à medida que a matéria se torna mais densa. Esse ingrediente tem origem microscópica.

⁵Embora usemos a mesma notação, a função $m(r)$ tem um significado um pouco diferente no contexto relativístico, obedecendo $dm/dr = 4\pi r^2(\rho + \varepsilon/c^2)$.

⁶Esse fato tem consequências dramáticas. À medida que consideramos estrelas mais e mais densas, o campo gravitacional aumenta, exigindo um aumento correspondente na pressão. No entanto, na relatividade geral, a própria pressão é fonte de gravitação, o que, para estrelas suficientemente compactas, pode impedir que o equilíbrio exista, não importa quão potentes sejam as forças internas! Estrelas com $C \gtrsim 0,44$ necessariamente implodem sob a ação da gravidade [13].

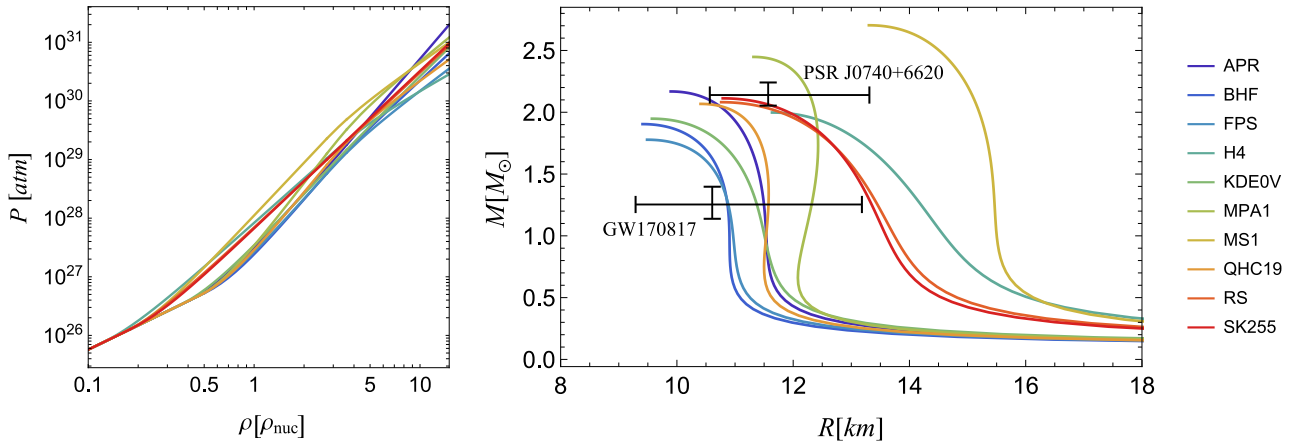


Figura 2: (*Esquerda*) Pressão em função da densidade, como previsto por várias equações de estado, listadas à direita (a pressão está em “atm” para compararmos com a nossa experiência na Terra!). (*Direita*) Massas e raios previstos por cada equação de estado. Sobrepostas ao gráfico, mostramos também barras de erro que indicam, aproximadamente, o intervalo medido para a massa [14] e o raio [15] do pulsar PSR J0740+6620, bem como para uma das componentes do sistema binário que deu origem ao evento GW170817 [16].

3.2 Olhar microscópico

Naturalmente, as impressionantes propriedades macroscópicas de estrelas de nêutrons refletem as condições extremas à qual a matéria está submetida em seu interior. Estimando a densidade média desses astros como a razão entre sua massa (M) e volume ($V = 4\pi R^3/3$), encontramos um valor superior ao da densidade nuclear, $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14} \text{g/cm}^3$. Se, com um conta-gotas, tirássemos apenas um mililitro da matéria dessas estrelas, nossa amostra conteria centenas de milhões de toneladas! Quatro colheres de chá conteriam a massa da Lua! Estrelas de nêutrons são os objetos materiais mais densos que existem na natureza.

Como um astro tão denso consegue resistir à intensa atração gravitacional é uma pergunta que requer explicação quântica. Nêutrons, que são um componente predominante dessas estrelas, são férmions, partículas que se repelem fortemente quando confinadas a altas densidades – mecanismo associado ao princípio da exclusão de Pauli, também responsável por manter os elétrons em orbitais atômicos distintos. No entanto, embora explicações ao longo dessas linhas sejam suficientes para justificar qualitativamente a origem das pressões internas que sustentam uma estrela de nêutrons, falham quantitativamente. De fato, para densidades maiores do que cerca de quatro vezes a densidade nuclear, $4\rho_0$, o volume acessível a cada nêutron é menor do que 2 fm^3 , e, portanto, menor que o tamanho típico de cada

nêutron!⁷ Claramente, para densidades tão altas, não se pode tratar a matéria como composta de partículas não interagentes (um gás degenerado de férmions) e as forças entre os núcleons cumprem um papel crítico. Em condições terrestres, a força nuclear (forte) é atrativa, sendo fundamental para a coesão dos núcleos atômicos e contrabalançando a repulsão elétrica entre os prótons. No entanto, torna-se repulsiva no regime extremo de densidades encontrado em estrelas de nêutrons. Além disso, nesse regime, a constituição interna das partículas subatômicas pode se revelar de formas surpreendentes.

É bem sabido que prótons e nêutrons são, eles próprios, compostos de partículas ainda mais fundamentais: quarks e glúons. Quando sujeitas a altíssimas temperaturas e/ou densidades, essas partículas podem se transmutar e rearranjar, dando origem a uma variedade de combinações exóticas produzidas abundantemente em experimentos terrestres como o *Large Hadron Collider*. No entanto, a maioria dessas novas combinações de quarks e glúons não é estável sob as condições presentes na Terra e rapidamente decai, se desmembrando em componentes mais usuais. Por outro lado, sob as condições extremas presentes em estrelas de nêutrons, tais combinações exóticas podem ser estáveis. Com isso surge a possi-

⁷Podemos associar a uma partícula quântica como o nêutron um tamanho característico dado pelo seu comprimento Compton: $\lambda_n = h/(m_n c)$, onde h é a constante de Planck e m_n é a massa do nêutron. Temos $\lambda_n \approx 1,3 \text{ fm}$ e a partícula ocupa um volume da ordem de $\lambda_n^3 \approx 2,2 \text{ fm}^3$.

bilidade do aparecimento de híperons (partículas com quarks estranhos), da condensação de píons e káons e, inclusive, de uma transição de fase para matéria pura de quarks [17]. Além disso, embora a temperatura em estrelas de nêutrons seja tipicamente alta (de milhões de graus ou mais!), a matéria tão densamente comprimida deve exibir propriedades impressionantes, como superfluidez e supercondutividade [18]; ambas associadas, em escalas de laboratório, a baixíssimas temperaturas.

Determinar o estado da matéria nuclear no núcleo de estrelas de nêutrons é um problema extremamente desafiador do ponto de vista teórico. Diferentes modelos, com hipóteses variadas sobre a sua constituição, dão origem, portanto, a diferentes equações de estado, como exemplifica a Figura 2 (à esquerda). Algumas das equações de estado utilizadas para a construção dessa figura, como APR ou MPA1, incluem apenas nêutrons, prótons, elétrons e múons na composição da estrela, enquanto outras incluem híperons (como H4) ou uma transição para matéria de quarks (como QHC19).⁸ De posse dessas equações de estado, podemos voltar à equação de equilíbrio hidrostático (2) e resolvê-la, obtendo as previsões de cada modelo para propriedades macroscópicas da estrela, como sua massa e raio. A Figura 2, à direita, mostra tais previsões; fica clara a discrepância entre os vários modelos.

Estrelas de nêutrons são, portanto, ponto de contato direto entre a astrofísica e a física nuclear. Se, por um lado, modelos de física nuclear são necessários para prever as propriedades macroscópicas desses astros, por outro, a observação direta de tais propriedades pode ser usada para informar, excluir ou aprimorar tais modelos, ajudando na resolução de enigmas da física nuclear. No restante deste artigo, vamos discutir algumas dessas observações.

4 Aos pares

Estima-se que cerca de duas supernovas explodem a cada século em nossa galáxia [20]. Se essa taxa se manteve constante ao longo da vida da Via Láctea – estimada em 10 bilhões de anos – chegamos à conclusão que ela deve conter centenas de milhões de estrelas de nêutrons! No en-

⁸Todas foram implementadas por meio de uma parametrização politrópica por partes [19].

tanto, observamos apenas uma pequena fração delas, da ordem de 2500. A maioria são pulsares isolados, como aquele observado por Bell e Hewish. Da população de pulsares, existem ainda alguns especiais: estrelas de nêutrons existem aos pares.

Após a descoberta de Bell e Hewish, radiotelescópios em todo o mundo passaram a perscrutar o céu em busca de mais e mais pulsares. Um deles era o telescópio norte-americano de Arecibo, localizado em Porto Rico. Com uma antena de mais de 300 metros de diâmetro, era na época o maior radiotelescópio do mundo. Em 1974, Russel Hulse e seu orientador de doutorado Joseph Taylor analisavam os dados coletados quando se depararam com algo inusitado. Ao contrário dos pulsares conhecidos até então, o intervalo entre pulsos de PSR 1913+16 (ou “pulsar de Hulse-Taylor”) não era regular, mas apresentava mudanças periódicas. O título do trabalho publicado em 1975, “Descoberta de um pulsar em um sistema binário” [21], deixava clara a conclusão: o pulsar não estava isolado, mas orbitava uma estrela companheira, também identificada como uma estrela de nêutrons, dando uma volta completa a cada 7h45min. O movimento orbital era a causa da modulação no período observado. Já no trabalho de divulgação da descoberta, Hulse e Taylor estimaram os parâmetros da órbita descrita pelos astros, como seu período e excentricidade, tomando como base do cálculo a mecânica newtoniana. Mas a verdadeira riqueza desse sistema se manifestaria com o passar do tempo.

Como o sinal de rádio emitido por pulsares é muito fraco, é necessário acumular medições para se formar uma imagem acurada do comportamento médio dos pulsos [22]. Por outro lado, medidas de pulsares monitorados por longos períodos de tempo se tornam progressivamente mais precisas; em muitos casos, sua precisão se torna comparável à dos melhores relógios atômicos produzidos pela humanidade. Para o sistema de Hulse-Taylor, esse aumento de precisão possibilitaria algo inédito: a determinação precisa das *massas* dos componentes. E mais: provaria que tais sistemas são verdadeiros laboratórios para testes da própria teoria da relatividade geral.

4.1 Medindo as massas

As leis da mecânica newtoniana fornecem apenas uma descrição grosseira para o movimento

do pulsar e de sua companheira. Assim como na determinação da estrutura de uma estrela de nêutrons, os detalhes mais finos do movimento orbital só encontram explicação completa dentro do arcabouço teórico da relatividade geral. Com a observação continuada do pulsar de Hulse-Taylor e o conseqüente aumento na precisão das medidas, efeitos relativísticos se tornariam observáveis.

Um deles é o avanço do periastro da órbita. É bem sabido que, na relatividade geral, dois corpos que se movem devido à atração mútua não descrevem órbitas elípticas, fixas no espaço, mas trajetórias mais complicadas.⁹ Em particular, duas passagens sucessivas pelo periastro não se dão após a varredura de um ângulo de 2π , mas $2\pi + \Delta\omega$, com $\Delta\omega = \dot{\omega}T$, onde [23]

$$\dot{\omega} \approx \frac{3(2\pi)^{5/3}}{c^2(1-\epsilon^2)} \frac{[G(m_A + m_B)]^{2/3}}{T^{5/3}}. \quad (3)$$

Na expressão acima, ϵ e T são a excentricidade e o período da órbita kepleriana que melhor ajusta o movimento, parâmetros esses acessíveis pela análise dos pulsos. Já m_A e m_B , as massas dos dois componentes do sistema binário, tipicamente não são elas próprias mensuráveis. Portanto, a medida de $\dot{\omega}$ – que no caso de PSR 1913+16 é de 4,226598 graus por ano [24] – estabelece uma relação entre as massas, via a Eq. (3). Com a medição de mais um parâmetro relativístico, seria possível determiná-las.

No caso do sistema de Hulse-Taylor, outro parâmetro relativístico observável é o atraso temporal de Einstein (γ), que traduz como o tempo próprio do pulsar é dilatado na perspectiva de um observador externo, tanto devido à sua velocidade relativa, quanto ao campo gravitacional da companheira [25]. Assim como $\dot{\omega}$, γ depende das massas das estrelas e de parâmetros da órbita como período e excentricidade: $\gamma = \gamma(m_1, m_2, T, \epsilon)$, sendo medido nesse sistema como 4,2992 ms [24]. Isso é suficiente para determinar as massas do pulsar e da companheira; a precisão do resultado é impressionante: $m_{\text{pulsar}} = 1,4398 M_\odot$ e $m_{\text{comp}} = 1,3886 M_\odot$ [24], um erro (0,0002 M_\odot) de menos de uma parte por mil.

Hoje, cerca de 250 pulsares já foram localizados em sistemas binários.¹⁰ Entre eles, o mais

⁹Esse é um efeito relativístico celebrado, sendo responsável por explicar a precessão anômala de 43 segundos de arco por século observada no periélio de Mercúrio.

¹⁰Note que apenas cerca de 10% dos pulsares observados

massivo é PSR J0740+6620, que orbita uma anã branca e tem massa estimada de $2.14M_\odot$ [14]. Como pode-se ver na Fig. 2, cada equação de estado prevê uma massa máxima (distinta) para estrelas de nêutrons. O fato de que, para muitos modelos, a massa máxima é menor do que aquela medida para PSR J0740+6620 os desfavorece fortemente. A observação de pulsares massivos oferece vínculos importantes a serem satisfeitos por modelos microscópicos realistas.

4.2 Testando a relatividade geral

Com a informação sobre as massas e os parâmetros keplerianos (como período e excentricidade) da órbita, qualquer outro parâmetro relativístico fica completamente determinado pela relatividade geral. Assim, uma medição independente de parâmetros adicionais possibilita um teste da teoria. Em especial, um deles foi detectado pela primeira vez no sistema de Hulse-Taylor, oferecendo uma confirmação categórica da teoria da relatividade: a diminuição do período orbital devido à emissão de ondas gravitacionais.

Ondas gravitacionais são uma previsão-chave da teoria da relatividade geral. Da mesma forma que cargas elétricas aceleradas produzem ondas eletromagnéticas, a relatividade geral prevê que massas aceleradas, como as duas estrelas de nêutrons no sistema de Hulse-Taylor, também deveriam emitir ondas gravitacionais. A amplitude h_{ij} das ondas emitidas é proporcional, em ordem dominante, à segunda derivada temporal do momento de quadrupolo da fonte (Q_{ij}):¹¹

$$h_{ij} = \frac{2G}{rc^4} \frac{\partial^2 Q_{ij}}{\partial t^2}, \quad (4)$$

onde r é a distância da fonte ao observador.

Essas ondas gravitacionais carregam energia do sistema, fazendo com que a órbita do sistema binário diminua com o passar do tempo. As estrelas progressivamente se aproximam, em um movimento de translação cada vez mais rápido. Em 1978, Taylor e seus colaboradores mediram

se encontram em sistemas binários, ao passo que a maior parte das estrelas existe nessa configuração. Isso se deve ao fato de que um sistema binário pode não sobreviver à explosão de supernova que transforma um de seus componentes em uma estrela de nêutrons. Em uma supernova, a maior parte da massa da estrela progenitora é perdida, o que afeta a dinâmica do sistema binário.

¹¹Ambos em uma escolha específica de coordenadas, conhecida como calibre transverso de traço nulo [23].

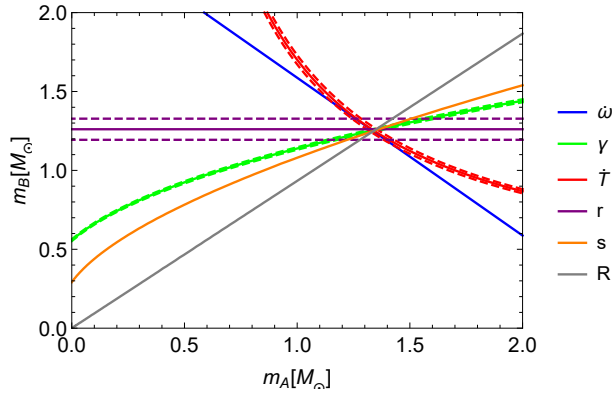


Figura 3: Diagrama massa-massa para o sistema J0737-3039. As linhas sólidas, com diversas cores, mostram quantidades medidas para esse sistema [27]: a taxa de avanço do periastro $\dot{\omega}$, o atraso temporal de Einstein γ , a taxa de variação do período orbital \dot{T} , os parâmetros r e s do atraso temporal de Shapiro e a razão entre as massas, $R = m_B/m_A$, medida nesse sistema devido ao fato de ambas estrelas serem pulsares. Linhas tracejadas indicam as barras de erro para os vários parâmetros. O fato de que todas as curvas convergem em um mesmo ponto é uma verificação importante da relatividade geral.

pela primeira vez o efeito da emissão das ondas gravitacionais sobre o movimento do pulsar PSR 1913+16 – uma taxa de $\dot{T} = -2,423 \times 10^{-12}$ – demonstrando seu acordo com a previsão da relatividade geral [26].

A Figura 3 mostra a surpreendente adequação da relatividade geral para a descrição do movimento de pulsares. Nela, ilustramos o caso do pulsar duplo, J0737-3039, um sistema binário em que as duas estrelas são pulsares, em um movimento orbital veloz com período curto, de 2,5 horas [27]. Nesse sistema, não só $\dot{\omega}$ e γ são observáveis, mas um total de cinco parâmetros relativísticos, entre eles a taxa de variação do período orbital (\dot{T}) e o atraso temporal de Shapiro, caracterizado pelos parâmetros r e s , e que traduz o efeito do campo gravitacional da estrela companheira sobre a propagação da radiação emitida pelo pulsar. O fato de que as curvas previstas pela relatividade geral para cada um desses parâmetros, como função das massas, se interceptam em um mesmo ponto é uma verificação contundente da própria teoria de Einstein.

5 Ondas gravitacionais e a astronomia multimensageiro

A detecção indireta de ondas gravitacionais no sistema de Hulse-Taylor, por meio de seus efei-

tos sobre o período orbital do pulsar, nutriram a confiança da comunidade científica nessa previsão da relatividade geral. Na década de 80, equipes nos Estados Unidos e na Europa redobram esforços para a construção de protótipos de detectores interferométricos, sensíveis à passagem dessas ondas. Décadas de trabalho experimental e teórico culminariam na configuração atual dos detectores gêmeos do *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO), localizados em Hanford e Livingston, nos Estados Unidos, e do observatório Virgo, em Cascina, Itália. Esses equipamentos extremamente precisos possibilitaram, em 2015, a primeira detecção direta de ondas gravitacionais, o evento GW150914, interpretado como devido à fusão de dois buracos negros [28].

Uma vez que já se verificou (indiretamente) a emissão de ondas gravitacionais pelo sistema de Hulse-Taylor, poderíamos nos perguntar quão difícil seria observar diretamente essa radiação. Podemos estimar a amplitude das ondas emitidas por um sistema binário, partindo da Eq. (4), como

$$h \sim \frac{GMv^2}{rc^4}, \quad (5)$$

onde v é a velocidade típica de translação. Para o pulsar de Hulse-Taylor, com uma velocidade de cerca de 300 km/s, a uma distância de 5 kpc de nós, encontramos $h \sim 10^{-23}$. A frequência das ondas gravitacionais emitidas é duas vezes a frequência de rotação, ou seja, $2T^{-1} \approx 10^{-4}$ Hz. Por outro lado, os detectores modernos são capazes de medir amplitudes $h \gtrsim 10^{-22}$ com frequências entre $1 - 10^3$ Hz, sendo, portanto, insensíveis à emissão desse sistema.

No entanto, quando, daqui a centenas de milhões de anos, as duas estrelas de nêutrons do sistema de Hulse-Taylor estiverem a ponto de se fundirem, alcançando velocidades da ordem da velocidade da luz, inundarão nosso sistema solar com ondas gravitacionais de amplitude altíssima (da ordem de $h \sim 10^{-19}$), justamente na faixa de dezenas a milhares de hertz. A coalescência e fusão de estrelas de nêutrons é, portanto, uma fonte promissora para a geração de ondas gravitacionais observáveis na Terra.

Já vimos que a taxa de nascimento de estrelas de nêutrons na nossa galáxia é pequena quando comparada ao nosso tempo de vida; portanto, claramente a probabilidade de um evento de fusão dessas estrelas na Via Láctea é ainda menor:

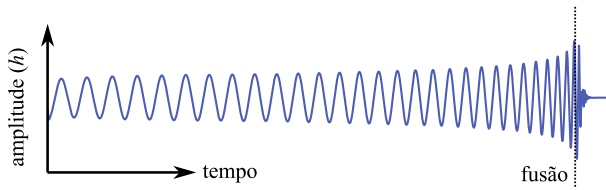


Figura 4: Sinal típico da coalescência de objetos compactos, sendo a amplitude máxima alcançada no momento da fusão.

estima-se que aconteça a cada 10 mil anos [29]. Por outro lado, detectores como LIGO e Virgo são capazes de captar os sinais de tais eventos até uma distância de cerca de 100 Mpc, que abarca dezenas de milhões de galáxias. De fato, desde o início da sua operação, em 2015, as colaborações LIGO e Virgo detectaram uma dezena de sinais associados a fusão de buracos negros e dois sinais, GW170817 [30] e GW190425 [31], associados à fusão de estrelas de nêutrons. O primeiro deles é especialmente interessante para nossa discussão.

5.1 GW170817

Em 17 de agosto de 2017, a colaboração LIGO/Virgo detectou pela primeira vez um sinal vindo da fusão de duas estrelas de nêutrons [30]. Por quase dois minutos, os detectores observaram o sinal característico da coalescência de objetos compactos: um sinal periódico, cuja amplitude e frequência aumentam com o passar do tempo, alcançando um máximo no momento da fusão (ver a Figura 4). Cerca de 3000 ciclos foram observados até o sinal desaparecer sob o ruído do detector.

Menos de 2 segundos após o instante estimado para a fusão, o telescópio Fermi detectou um pico de raios gama, um evento que recebeu o nome de GRB 170817A. Seguiu-se uma campanha de busca por vestígios remanescentes da fusão, que finalmente encontrou uma contrapartida perto da galáxia NGC 9443, localizada a cerca de 40 Mpc da Terra. Nos dias e semanas posteriores à observação dos eventos GW170817 e GRB 170817A, dezenas de observatórios nos sete continentes detectaram sinais associados ao mesmo evento em diversas faixas do espectro eletromagnético. Com isso, deu-se início à era da astronomia multimensageiro, na qual um mesmo evento é observado em diferentes canais – no caso, por sua emissão eletromagnética e gravitacional – possibilitando a combinação da informação extraída das várias

fontes em uma imagem mais rica, completa e coesa do fenômeno.

5.1.1 Vínculos sobre a equação de estado

É bem sabido, mesmo dentro do arcabouço newtoniano, que o movimento de um sistema de dois corpos é determinado majoritariamente pela massa dos componentes. Detalhes relacionados ao tamanho dos corpos ou à sua constituição interna influenciam muito fracamente a dinâmica orbital. Algo semelhante ocorre em relatividade geral, fazendo com que o sinal típico das fases iniciais da coalescência (veja Figura 4) seja pouco sensível à estrutura interna dos componentes do sistema binário.¹²

Por outro lado, as últimas fases da coalescência – em que a distância orbital é da ordem do tamanho dos corpos – guardam informações importantes sobre a natureza dos astros. Estrelas de nêutrons são, tipicamente, objetos com uma simetria esférica quase perfeita. Porém, quando estão prestes a se chocar, elas se deformam sob a ação do campo gravitacional da companheira. O fenômeno é análogo à deformação dos oceanos terrestres em resposta à força gravitacional da Lua e do Sol, e recebe o mesmo nome: estrelas de nêutrons sofrem forças de maré. Como resultado, forma-se um bojo nas estrelas, que é matematicamente descrito pelo seu momento de quadrupolo, Q_{ij} . Da mesma forma que a polarização adquirida por um meio dielétrico é proporcional ao campo elétrico aplicado, estando a constante de proporcionalidade (a suscetibilidade elétrica) relacionada às propriedades específicas do meio, o momento de quadrupolo adquirido pela estrela é proporcional ao campo de maré (\mathcal{E}_{ij}): $Q_{ij} = -\lambda \mathcal{E}_{ij}$. A constante de proporcionalidade (λ) é chamada de deformabilidade sob forças de maré, e é um observável que impacta os ciclos imediatamente anteriores à fusão no sinal de ondas gravitacionais emitido pelo sistema binário de estrelas de nêutrons. De fato, a colaboração LIGO/Virgo foi capaz de estimar esse observável

¹²É difícil, portanto, discernir entre um sistema binário de estrelas de nêutrons e um composto de buracos negros com base apenas na componente inicial do sinal. No caso de GW170817, a contrapartida eletromagnética claramente indica a presença de matéria; além disso, o fato de que a massa do sistema é menor do que a do buraco negro mais leve observado em outros canais também favorece a hipótese de que se trata de um sistema de duas estrelas de nêutrons.

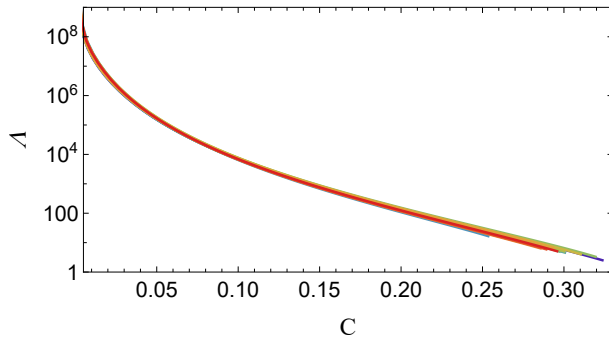


Figura 5: Deformabilidade adimensional $\Lambda = \lambda c^{10} G^{-4} M^{-5}$ em função da compactidade C para o mesmo conjunto de equações de estado mostrado na Figura 2. A relação entre Λ e C é praticamente insensível à equação de estado.

a partir dos dados de GW170817 [16, 30].

O quanto a estrela se deforma e, portanto, o valor de λ , dependem, é claro, da constituição interna da mesma: uma estrela pouco compacta tem as camadas externas menos ligadas gravitacionalmente e se deforma mais, ao passo que uma estrela mais compacta se deforma menos. De fato, a deformabilidade está intimamente associada à compactidade da estrela: ao contrário das relações entre massa e raio, existe uma relação entre a deformabilidade e a compactidade que é pouco sensível à equação de estado específica, como ilustra a Figura 5. Isso permite a tradução direta de uma medida desse observável, combinada à estimativa das massas dos componentes, em uma medida do raio das estrelas [32]. Com isso, o evento GW170817 possibilitou o primeiro vínculo sobre o raio de estrelas de nêutrons e, conseqüentemente, sobre sua equação de estado a partir da observação de ondas gravitacionais [16]. A Figura 2 mostra, sobrepostas ao diagrama massa-raio, barras de erro aproximadas correspondentes à massa e ao raio de um dos componentes do sistema binário que deu origem ao evento GW170817. Ondas gravitacionais podem, portanto, oferecer vínculos competitivos e complementares àqueles obtidos a partir de observações em rádio ou raios-X.

Antes de comentarmos sobre outras informações adquiridas a partir do evento GW170817 e suas contrapartidas eletromagnéticas, vale notar que a deformabilidade por forças de maré não é a única quantidade sensível à estrutura interna que pode, em princípio, ser obtida a partir de sinais de ondas gravitacionais. Como um sino que reverbera, ao ser perturbado, emitindo som em uma

série de notas características, estrelas de nêutrons e buracos negros possuem um espectro próprio, intimamente ligado à sua estrutura interna. No caso de buracos negros, o evento GW150914 gerou um sinal suficientemente forte que permitiu a medida do primeiro desses modos de oscilação, com frequência da ordem de 250 Hz [33]. Para estrelas de nêutrons, a tarefa é um pouco mais desafiadora, já que a frequência desses modos é da ordem de kHz, em que os detectores atuais são menos sensíveis. Em todo caso, a detecção futura dessas pulsações estelares pode oferecer um canal adicional para se entender a estrutura interna desses astros.

5.1.2 Alquimia de elementos pesados

A observação conjunta, em ondas eletromagnéticas e gravitacionais, de um evento de fusão de estrelas de nêutrons tem um potencial riquíssimo. Possibilita a localização mais precisa da galáxia de ocorrência do evento – e, assim, uma medida complementar da distância até nós –, ajuda a discernir a natureza do objeto formado como resultado da fusão e permite um estudo detalhado das propriedades do material ejetado. Concomitantemente à publicação dos resultados da colaboração LIGO/Virgo, uma série de trabalhos foram divulgados detalhando os vários aspectos da radiação eletromagnética observada e suas conseqüências astrofísicas (ver as Refs. [34, 35] e referências aí contidas). Aqui, vamos focar apenas em um desses aspectos, que diz respeito à formação de elementos pesados na natureza.

A origem cósmica de elementos mais pesados do que o ferro – como ouro, platina ou urânio – é uma questão nada trivial. Como discutimos na Sec. 2, a formação desses elementos exige a injeção de energia e, portanto, ambientes bastante especiais. As observações eletromagnéticas associadas ao evento GW170817 mostraram que a fusão de estrelas de nêutrons pode ser o berço de grande parte dos elementos mais pesados que existem no universo.

No processo de fusão, as estrelas de nêutrons são esvaçadas, e um material abundante em nêutrons, originalmente contido em seu interior, é liberado no meio interestelar. Um ambiente tão rico em nêutrons favorece o chamado processo r , por meio do qual núcleos como o ferro capturam, rapidamente (daí “ r ”), em escalas de tempo mais curtas do que aquelas associadas ao decaimento

radioativo, uma quantidade grande de nêutrons. O isótopo assim formado é instável e, subsequentemente, decai radioativamente, tipicamente por meio do decaimento β^- , que transforma um nêutron em um próton, juntamente à emissão de um elétron e um antineutrino. O decaimento progressivamente aumenta o número atômico do elemento, que assim galga a tabela periódica.

A radiação emitida pelo decaimento radioativo dos isótopos formados no processo r aquece a nuvem de material ejetado, mantendo-a a temperaturas altas por vários dias. Em decorrência do processo de resfriamento, espera-se observar um transiente no óptico e infravermelho, uma *kilonova*, com certas características espectrais específicas. Um transiente com essas propriedades foi justamente observado em conexão com o evento GW170817 [35]. Essas observações constituem a primeira demonstração clara de que a síntese de elementos pesados pelo processo r ocorre durante a fusão de estrelas de nêutrons. Além disso, análise detalhada dos dados sugere que a fusão dessas estrelas pode ser o ambiente dominante para tais processos [36].

A abundância de informações que as observações associadas ao evento GW170817 nos ofereceu é notável; aqui pincelamos apenas algumas. Por exemplo, o fato de ondas gravitacionais terem sido detectadas quase concomitantemente a ondas eletromagnéticas (o evento GRB 170817A) mostra que esses dois tipos de radiação, de naturezas completamente distintas, viajam à mesma velocidade, a velocidade da luz. Esse fato, por si só, desbancou diversas teorias que, na tentativa de explicar o fenômeno de energia escura, acabam prevendo que ondas gravitacionais não se propaguem à velocidade da luz [37–39]. De fato, as implicações desse evento se estendem em múltiplas direções.

6 Conclusão

Estrelas de nêutrons são um ponto de encontro de várias comunidades; de física nuclear e de partículas até gravitação e cosmologia. Atualmente, vivemos um momento especial para a pesquisa em torno desses astros, uma vez que as várias técnicas utilizadas para sua observação encontram-se em um estágio suficientemente maduro de desenvolvimento que permitem medidas precisas. Vale

destacar os avanços na astronomia de raios-X, com experimentos modernos, como NICER (*The Neutron Star Interior Composition Explorer Mission*), dedicados a coletar informações sobre a emissão dessas estrelas que possibilita a inferência do seu tamanho. Ondas gravitacionais geradas pela fusão de estrelas de nêutrons devem continuar a ser detectadas, com o acúmulo de medições permitindo a inferência de novas informações. Por fim, o contínuo monitoramento da emissão de rádio de pulsares e a detecção de novas estrelas de nêutrons por esse canal possibilitam não só o aumento da precisão das medidas, mas a utilização dos próprios pulsares como uma antena para a detecção de ondas gravitacionais de frequência baixíssima, da ordem de nanohertz, emitidas por fontes cósmicas ainda não observadas. Por si mesmas ou como instrumentos para enxergarmos além, estrelas de nêutrons guardam a promessa para uma maior compreensão do cosmos.

Sobre a autora

Raissa Fernandes Pessoa Mendes (rpfmendes@id.uff.br) é professora do Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense e mãe da Lis. Doutora em Física, sua área de pesquisa é astrofísica relativística, buscando investigar como observações presentes e futuras de objetos compactos como estrelas de nêutrons e buracos negros podem ser usados para testar os limites da relatividade geral e a presença de campos exóticos na natureza.

Referências

- [1] J. J. L. Duyvendak, *The ancient oriental chronicles*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific **54**, 91 (1942).
- [2] W. Baade e F. Zwicky, *Cosmic rays from super-novae*, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **20**(5), 259 (1934).
- [3] J. Chadwick, *The existence of a neutron*, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* **136**(830), 692 (1932).

- [4] A. Hewish, S. J. Bell et al., *Observation of a rapidly pulsating radio source*, *Nature* **217**, 709 (1968).
- [5] F. Pacini, *Energy emission from a neutron star*, *Nature* **216**(5115), 567 (1967).
- [6] T. Gold, *Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources*, *Nature* **218**(5143), 731 (1968).
- [7] J. M. Comella, H. D. Craft et al., *Crab nebula pulsar np 0532*, *Nature* **221**(5179), 453 (1969).
- [8] A. Heger, C. L. Fryer et al., *How massive single stars end their life*, *The Astrophysical Journal* **591**(1), 288 (2003).
- [9] K. Hirata, T. Kajita et al., *Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490 (1987).
- [10] R. M. Bionta, G. Blewitt et al., *Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494 (1987).
- [11] A. Alsabti, *Handbook of supernovae* (Springer International Publishing, Basel, 2019).
- [12] B. Schutz, *Gravity from the Ground Up: An Introductory Guide to Gravity and General Relativity* (Cambridge University Press, Cambridge, 2003).
- [13] H. A. Buchdahl, *General relativistic fluid spheres*, *Phys. Rev.* **116**, 1027 (1959).
- [14] H. T. Cromartie, E. Fonseca et al., *Relativistic Shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar*, *Nature Astronomy* **4**(1), 72 (2020).
- [15] M. C. Miller, F. K. Lamb et al., *PSR J0030+0451 mass and radius from NICER data and implications for the properties of neutron star matter*, *The Astrophysical Journal* **887**(1), L24 (2019).
- [16] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *GW170817: Measurements of neutron star radii and equation of state*, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 161101 (2018).
- [17] P. Haensel, *Neutron stars* (Springer, New York, 2007).
- [18] V. L. Ginzburg, *Superfluidity and superconductivity in the universe*, *Journal of Statistical Physics* **1**(1), 3 (1969).
- [19] M. F. O'Boyle, C. Markakis et al., *Parametrized equation of state for neutron star matter with continuous sound speed*, *Phys. Rev. D* **102**, 083027 (2020).
- [20] R. Diehl, H. Halloin et al., *Radioactive ^{26}Al from massive stars in the Galaxy*, *Nature* **439**(7072), 45 (2006).
- [21] R. A. Hulse e J. H. Taylor, *Discovery of a pulsar in a binary system.*, *The Astrophys. J.* **195**, L51 (1975).
- [22] D. R. Lorimer, *Handbook of pulsar astronomy* (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- [23] E. Poisson e C. M. Will, *Gravity: Newtonian, Post-Newtonian, Relativistic* (Cambridge University Press, Cambridge, 2014).
- [24] J. M. Weisberg, D. J. Nice e J. H. Taylor, *Timing measurements of the relativistic binary pulsar PSR B1913+16*, *Astrophysical Journal* **722**(2), 1030 (2010).
- [25] R. Blandford e S. A. Teukolsky, *Arrival-time analysis for a pulsar in a binary system.*, *The Astrophys. J.* **205**, 580 (1976).
- [26] J. H. Taylor, L. A. Fowler e P. M. McCulloch, *Measurements of general relativistic effects in the binary pulsar PSR1913+16*, *Nature* **277**(5696), 437 (1979).
- [27] A. G. Lyne, M. Burgay et al., *A double-pulsar system: A rare laboratory for relativistic gravity and plasma physics*, *Science* **303**(5661), 1153 (2004).
- [28] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *Observation of gravitational waves from a binary black hole merger*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016).
- [29] J. Abadie, B. P. Abbott et al., *Predictions for the rates of compact binary coalescences observable by ground-based gravitational-wave detectors*, *Classical and Quantum Gravity* **27**(17), 173001 (2010).

- [30] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *GW170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral*, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017).
- [31] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *GW190425: Observation of a compact binary coalescence with total mass $\sim 3.4 M_{\odot}$* , *The Astrophysical Journal* **892**(1), L3 (2020).
- [32] A. Maselli, V. Cardoso et al., *Equation-of-state-independent relations in neutron stars*, *Phys. Rev. D* **88**, 023007 (2013).
- [33] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *Tests of general relativity with GW150914*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 221101 (2016).
- [34] B. P. Abbott, R. Abbott et al., *Multi-messenger observations of a binary neutron star merger*, *The Astrophysical Journal* **848**(2), L12 (2017).
- [35] M. M. Kasliwal, E. Nakar et al., *Illuminating gravitational waves: A concordant picture of photons from a neutron star merger*, *Science* **358**(6370), 1559 (2017).
- [36] D. Kasen, B. Metzger et al., *Origin of the heavy elements in binary neutron-star mergers from a gravitational-wave event*, *Nature* **551**(7678), 80 (2017).
- [37] J. M. Ezquiaga e M. Zumalacárregui, *Dark energy after GW170817: Dead ends and the road ahead*, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 251304 (2017).
- [38] T. Baker, E. Bellini et al., *Strong constraints on cosmological gravity from GW170817 and GRB170817A*, *Physical Review Letters* **119**(25) (2017).
- [39] P. Creminelli e F. Vernizzi, *Dark energy after GW170817 and GRB170817A*, *Physical Review Letters* **119**(25) (2017).

Buracos negros, modos quasinormais e ondas gravitacionais

Cecilia Chirenti

University of Maryland, College Park, EUA

NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, EUA

Center for Research and Exploration in Space Science and Technology, College Park, EUA

Universidade Federal do ABC, Santo André, Brasil

Resumo

Buracos negros podem ser estudados de diferentes maneiras. A partir das equações da relatividade geral, passando por observações em raios X e ondas gravitacionais, podemos tentar entender diferentes aspectos destes objetos astrofísicos. Também é possível que existam objetos ainda mais exóticos disfarçados de buracos negros no universo.

Abstract

Black holes can be studied in different ways. From the mathematical equations of general relativity, to X-rays and gravitational waves, we can try to understand their different aspects. There are also potentially more exotic astrophysical objects masquerading as black holes in the universe.

Palavras-chave: buracos negros, relatividade geral, ondas gravitacionais

Keywords: black holes, general relativity, gravitational waves

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35941](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35941)

1 Introdução

Se o leitor é um estudante de física, pode ser que ainda não tenha tido contato formal com a noção de buraco negro nas disciplinas de graduação. Mas é provável que já tenha se interessado pelo assunto, que certamente ocupará lugar de destaque em um curso de relatividade geral, por exemplo. Por outro lado, estudantes de astronomia podem encontrar buracos negros muitas vezes ao longo da sua graduação: nas disciplinas de introdução à astronomia, estrutura e evolução estelar e astrofísica de altas energias, por exemplo.

Infelizmente, na maioria das vezes, os pontos de vista do físico e do astrônomo sobre buracos negros são muito distintos e, até, mutuamente ignorados. O interesse do *físico teórico* especialista em relatividade geral, absorto em seus tensores e derivadas covariantes, pode passar longe das preocupações do *astrônomo observacional* que estuda quasares e precisa levar em consideração efeitos de extinção e *feedback*.

Inesperadamente, a recente contribuição de uma terceira modalidade de cientista foi responsável em parte por possibilitar a renovada união entre teóricos e observacionais interessados em buracos negros. Graças ao trabalho realizado em *simulações numéricas*, pudemos obter a forma de onda gravitacional esperada para a colisão de dois buracos negros. Com considerável trabalho experimental, foram desenvolvidos os detectores de ondas gravitacionais que possibilitaram o surgimento de uma nova forma de fazer astronomia.

Provavelmente o leitor não esteve perdido em alto mar durante os últimos cinco anos (ou em alguma outra situação análoga) sem acesso a internet, jornais, e atualizações do *arXiv*. Neste caso, não ignora a revolução desencadeada pelo anúncio realizado em fevereiro de 2016 da primeira detecção de ondas gravitacionais, batizada de GW150914 [1]: 50 detecções confirmadas, milhares de artigos, observações multimessageiras e o prêmio Nobel de Física de 2017, entre outros.

Assim, parte dos astrônomos passa agora a se preocupar com temas tão “teóricos” e matemáticos quanto a propagação de perturbações no espaço-tempo. Ao mesmo tempo, parte dos relativistas começa a se interessar por tratamento estatístico de dados e viés observacional. Quando comunidades diferentes precisam aprender a falar a mesma língua, acontecem desentendimentos e surgem ideias novas. Viva o progresso da ciência!

2 Buracos negros

Como sabemos que buracos negros existem? Nesta seção vamos ver alguns exemplos de observações e de resultados teóricos que auxiliam no estudo dos buracos negros.

2.1 Observados por astrônomos

A característica mais importante de um buraco negro é a sua massa, que determina também o raio do seu horizonte de eventos (veja mais detalhes na seção 2.2 abaixo). Curiosamente, os buracos negros observados até hoje existem em tamanhos “P” e “G”, mas a existência de buracos negros de tamanho “M” (o termo técnico é massa intermediária) ainda não foi comprovada.

Os buracos negros de tamanho “P” são chamados de buracos negros de massa estelar. Eles são formados no fim da vida de uma estrela de massa maior do que aproximadamente 20 – 30 massas solares (o valor exato ainda é bem incerto). Uma estrela de 30 massas solares passa aproximadamente 6 milhões de anos na sequência principal, estágio durante o qual a estrela realiza o processo de fusão nuclear que transforma hidrogênio em hélio (para comparação, o nosso Sol fica aproximadamente 9 bilhões de anos na sequência principal!). Após a sequência principal, essa estrela passa por uma fase de gigante vermelha, gigante azul, explosão de supernova, e finalmente o colapso gravitacional do remanescente da supernova forma um buraco negro de aproximadamente 5 – 10 massas solares (tudo isso é relativamente “rápido” e leva menos de um milhão de anos).

Sabemos que esses buracos negros existem, pois eles são observados quando se encontram em sistemas binários. Cada um desses sistemas binários é formado por um buraco negro e uma estrela. Dependendo da distância entre eles e do

estágio de evolução da estrela, pode haver transferência de massa da estrela para o buraco negro, formando um disco de acreção. A matéria no disco de acreção dissipa energia enquanto cai em direção ao buraco negro no centro, e emite radiação em raios X. Essa radiação é observada por satélites como Fermi, Swift, NuStar, Nicer, XMM, e-Rosita (entre outros) e nos permite inferir as massas desses buracos negros, estimadas no intervalo aproximado de 5 – 20 massas solares.

Os buracos negros de tamanho “G” são chamados de buracos negros supermassivos e possuem milhões ou bilhões de massas solares. Eles são encontrados no centro de galáxias e não são formados diretamente pelo colapso de uma estrela. As observações de estrelas em órbita do buraco negro central da Via Láctea (chamado de Sagittarius A*), permitem determinar a sua massa em aproximadamente 4 milhões de massas solares. Os pesquisadores responsáveis por essas medições dividiram recentemente o prêmio Nobel de Física em 2020. A foto do buraco negro apresentada pela colaboração *Event Horizon Telescope* em 2019 representa o buraco negro central da galáxia M87, de aproximadamente 6 bilhões de massas solares. Os buracos negros supermassivos também são observados como *quasares*, ou núcleos ativos de galáxias. Nem todas as galáxias são ativas, mas a minoria que apresenta esse tipo de atividade emite radiação em todas as frequências, de ondas de rádio a raios gama, gerada pela matéria (estrelas, gás, etc) que cai no buraco negro central.

Ainda não sabemos como esses buracos negros supermassivos são formados. Nunca houve estrelas tão grandes no universo que pudessem colapsar para formar esses gigantes. Simulações indicam que é difícil fazer uma única nuvem de gás grande o suficiente colapsar sem se quebrar em pedaços menores. Por outro lado, colidir muitos buracos negros menores até formar um buraco negro supermassivo levaria mais tempo do que a idade do universo! Neste ponto o leitor pode se perguntar: como sabemos que são buracos negros, e não uma coleção de muitas estrelas no centro das galáxias? A resposta tem a ver com a massa determinada pela observações, e com o tamanho da região ocupada por essa massa. No centro da Via Láctea, seriam necessárias 4 milhões de estrelas como o sol dentro de um raio igual ao do sistema solar (até a órbita de Plu-

tão) e esse sistema gravitacional de muitos corpos seria dinamicamente instável: as estrelas se dispersariam em alguns milhares de anos.

É claro que essa não é toda a história a respeito das observações astronômicas de buracos negros. O leitor interessado pode aprender mais a respeito de observações de buracos negros de massa estelar em [2] e sobre observações de buracos negros supermassivos em [3].

2.2 Descritos pela relatividade geral

Agora vamos deixar de lado as observações por um instante. Na seção anterior discutimos exemplos de observações que são interpretadas como buracos negros. Mas, afinal, o que são buracos negros? Aqui precisamos de algumas noções da teoria da relatividade geral de Einstein, mas é importante avisar que o estudo dessa teoria é razoavelmente complexo para alunos de graduação. Existem diversos livros-texto apropriados para nível de graduação e pós-graduação em física; para alunos do ensino médio, uma boa leitura é a referência [4].

Primeiramente, no âmbito da teoria da relatividade restrita, espaço e tempo se tornam um espaço-tempo 4-dimensional. Medidas de tempo e distância e a noção de simultaneidade passam a depender do observador, pois nada se propaga mais rápido do que a velocidade da luz no vácuo. É aqui que aparece a famosa equação $E = mc^2$.

Passando da relatividade restrita para a relatividade geral, incluímos a gravitação – que se torna equivalente à aceleração. A noção de força da gravidade é substituída por geodésicas no espaço-tempo curvo. A luz de estrelas distantes não se propaga mais em uma linha reta. Buracos negros se tornam possíveis, e trazem consigo muitos desafios conceituais.

O *horizonte de eventos* de um buraco negro é uma superfície matemática, uma esfera com raio dado por

$$R = \frac{2GM}{c^2}, \quad (1)$$

onde G é a constante da gravitação universal, c é a velocidade da luz e M é a massa do buraco negro, que resultou por exemplo do colapso gravitacional subsequente a uma explosão de supernova, como descrito na seção anterior.¹ Nós, do lado de fora,

¹Na discussão simplificada deste artigo, omitimos os efeitos do spin do buraco negro. Para aprender como são medidos os spins dos buracos negros, ver [5].

não temos acesso ao que se passa no interior do horizonte de eventos. Podemos cruzar o horizonte de eventos (uma vez só), mas se o fizermos não podemos mais voltar. Lá dentro, de acordo com a teoria, existe uma singularidade: um ponto de densidade infinita.

Definimos a *compactidade* (adimensional) como

$$C \equiv \frac{GM}{c^2 R}. \quad (2)$$

Portanto, temos $C = 1/2$ para um buraco negro. Nenhum corpo pode ser mais compacto do que um buraco negro; se tentar, ele se torna um buraco negro nesse processo. A luz é desviada fortemente pelo seu campo gravitacional (ou pela forte curvatura do espaço-tempo). O movimento de um sistema binário de buracos negros gera a propagação de oscilações na curvatura do espaço-tempo. Essas perturbações se propagam com a velocidade da luz e são detectáveis na Terra como ondas gravitacionais (ver mais na seção 2.4).

É difícil acreditar que todas essas características são necessariamente verdadeiras para os buracos negros *astrofísicos* (observados) descritos na seção anterior. As observações indicam objetos bastante compactos, com uma certa massa observada. Mas serão realmente os buracos negros descritos pela teoria? Uma certa dose de ceticismo é saudável em geral, e também para físicos e astrônomos em particular. Como podemos ter certeza da existência do espaço-tempo curvo, do horizonte de eventos, da singularidade e das ondas gravitacionais?

Uma possível resposta pode ser obtida matematicamente, com os chamados *modos quasinormais* do buraco negro [6]. Para defini-los, vamos inicialmente lembrar um pouco de física básica. O leitor, se for estudante de física (ou mesmo aluno do ensino médio), já estudou sistemas massa-mola. Uma massa m ligada a uma mola de constante k oscila com uma frequência $\sqrt{k/m}$ em torno da sua posição de equilíbrio, na situação idealizada em que não existe atrito ou outras formas de dissipação de energia. A função horária $x(t)$ que descreve a posição da massa em função do tempo é uma senoide com a frequência $\sqrt{k/m}$ (quanto maior a massa, menor a frequência e maior o período da oscilação). Se houver dissipação de energia, a função horária será uma senoide exponencialmente amortecida (no caso de amortecimento subcrítico).

O que isso tem a ver com buracos negros? É possível *perturbar* matematicamente o espaço-tempo que descreve um buraco negro. Uma pequena perturbação de um buraco negro causa uma onda gravitacional que se propaga pelo espaço-tempo e oscila ao redor do equilíbrio (como no sistema massa-mola). A onda perde energia que cai no horizonte de eventos do buraco negro ou é dissipada no infinito. Qualquer que seja a perturbação inicial, a oscilação pode ser descrita como uma soma de senóides exponencialmente amortecidas (chamadas modos quasinormais), sendo que cada uma é caracterizada por uma frequência ω e um tempo de decaimento τ :

$$\omega = \omega(M, a) \quad \tau = \tau(M, a), \quad (3)$$

cujos valores dependem somente da massa M do buraco negro e do seu spin J ($a \equiv cJ/cM^2$ é o parâmetro adimensional de spin e $|a| < 1$). Quanto maior a massa, menor a frequência e maior o tempo de decaimento. Cada buraco negro possui um conjunto discreto de pares de (ω, τ) , como as diferentes notas que podem ser tocadas em uma corda de violão. Os modos quasinormais são as frequências naturais do buraco negro (ou seja, a sua assinatura), como veremos nas próximas seções.

2.3 Simulados numericamente

A detecção das ondas gravitacionais mencionadas na seção anterior é uma das medidas mais desafiadoras que já foram realizadas. Isso porque a amplitude dessas ondas é muito, muito pequena. O tamanho característico esperado é $(\Delta h)/h \sim 10^{-21}$, que é ridiculamente pequeno. Por esse motivo, parte do trabalho de detecção é entender (muito bem) as fontes de ruído no detector. Não vamos discutir esse aspecto aqui, mas o leitor interessado pode aprender mais no artigo de O. Aguiar, que também integra esta Seção Temática.

Outra parte tão ou mais importante é a modelagem do sinal esperado. Como o sinal é muito pequeno, as chances de detecção aumentam se soubermos *com precisão* a forma da onda esperada. Mas como fazer isso?

As equações de Einstein que descrevem a relatividade geral são equações diferenciais acopladas de segunda ordem na métrica do espaço-tempo. Resolvendo essas equações para uma

fonte do campo gravitacional, obtemos a curvatura do espaço-tempo em todo ponto. É possível escrever essas equações no chamado formalismo 3+1, que separa o tempo das dimensões espaciais. Assim, podemos resolver um problema de valor inicial: dadas as condições no tempo inicial, a solução pode ser evoluída no tempo.

Nenhuma dessas etapas é muito fácil. Encontrar o formalismo apropriado foi difícil, e transformar pela primeira vez as equações em um programa de computador que rodava e convergia para a solução correta foi um avanço excepcional. Mas finalmente foi possível [7]: as chamadas simulações de relatividade numérica nos possibilitaram obter o sinal esperado.

O sinal é composto de três partes: *inspiral*, *merger* e *ringdown*,² como pode ser visto na Figura 1. Durante o *inspiral*, os dois buracos negros orbitam o centro de massa do sistema binário, chegando cada vez mais perto. O *merger* é a colisão dos dois buracos negros. O *ringdown* é a fase final, quando sobrou somente um buraco negro, resultante da colisão dos dois buracos negros iniciais do binário. Uma das características mais interessantes é o fato do *ringdown* apresentar os modos quasinormais descritos na seção anterior. Após o processo extremamente complexo do *merger* dos dois buracos negros, recuperamos os resultados do regime de pequenas perturbações. Portanto, o *ringdown* fornece um sinal que é característico do buraco negro gerado após a colisão dos dois buracos negros do sistema binário.

Ainda existem desafios. Um sistema binário de buracos negros com massas $m_1 = m_2$ é mais fácil de simular do que sistemas com $m_1 > 10 m_2$. Além disso, os buracos negros podem ter spin, cujas amplitudes e orientações adicionam 6 dimensões no espaço de parâmetros. Efeitos sutis na forma de onda podem ser mascarados por erros numéricos. E quem quiser estudar as consequências de teorias alternativas à relatividade geral precisa praticamente começar do zero, modificando o formalismo e os programas que já existem.

Finalmente, um parêntesis. Essas simulações também podem ser feitas para sistemas binários de estrelas de nêutrons, cujas ondas gravitacionais também são detectáveis na Terra, como pode ser lido no artigo de R. Sturani, também publi-

²Não existem boas traduções em português para *inspiral* e *ringdown*. *Merger* é fusão, ou neste contexto, colisão.

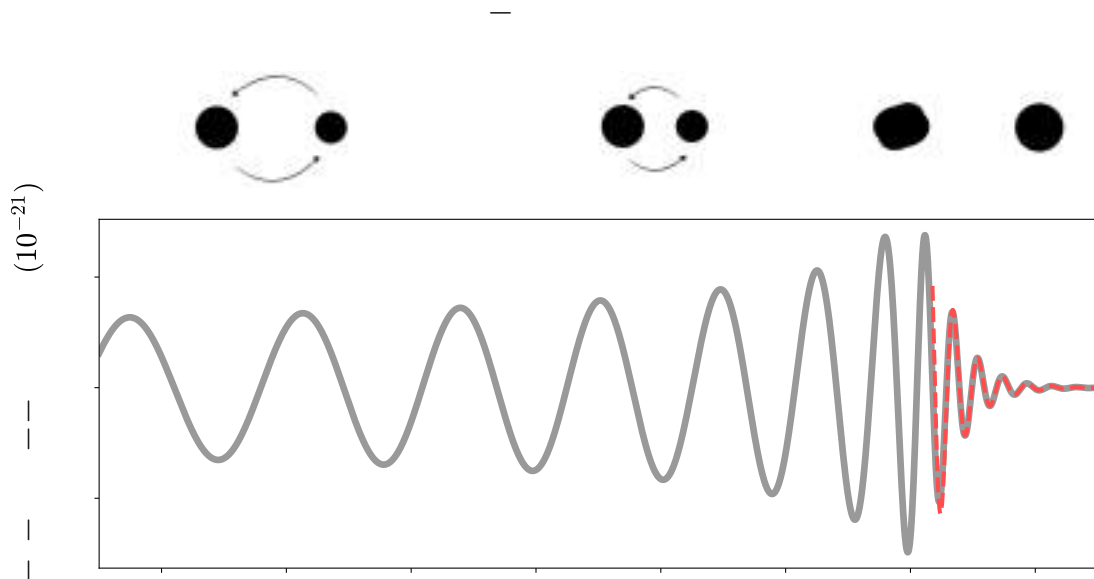


Figura 1: Representação dos três estágios da onda gravitacional emitida por um sistema binário de buracos negros: *inspiral*, *merger* e *ringdown*. A curva cinza indica a onda calculada em uma simulação de relatividade numérica compatível com a primeira detecção de ondas gravitacionais, GW150914 [1]. A linha vermelha tracejada mostra a senoide exponencialmente amortecida que descreve o modo quasinormal do buraco negro formado após o *merger*. Figura preparada por Iara Ota (UFABC).

cado nesta Seção Temática. Mas agora temos mais uma grande fonte de incerteza, na forma da equação de estado (pressão em função da densidade) que descreve a matéria nessas estrelas. No fim das contas, buracos negros estão longe de ser os objetos mais complexos do universo. Podemos até dizer que são os mais simples!

2.4 Observados em ondas gravitacionais

Já temos quase 50 detecções de eventos de coalescência de sistemas binários de buracos negros (e alguns eventos que envolveram estrelas de nêutrons) observados em ondas gravitacionais. É um sucesso fenomenal, não só pelo desafio técnico e científico que essas detecções representam, como também pela quantidade de novas informações que estamos conseguindo.

Primeiramente, um pouco do histórico. A primeira detecção de ondas gravitacionais de um sistema binário de buracos negros aconteceu em 14 de setembro de 2015, e foi realizada pela colaboração LIGO, nos Estados Unidos [1]. Em agosto de 2017, o detector Virgo entrou em funcionamento na Itália, e participou da primeira detecção tripla de um evento, GW170814 (a colaboração LIGO possui dois detectores). Esse já era

o quinto evento anunciado. Em 2019, o detector KAGRA entrou em funcionamento no Japão. (Outros detectores estão atualmente em construção/planejamento, ver seção 5.) Até o presente momento, temos 50 eventos detectados [8, 9]!

As tomadas de dados não acontecem o tempo todo, mas sim em campanhas de observação (chamadas O1, O2, O3, etc) intercaladas por intervalos para manutenção e desenvolvimento adicional dos detectores. Os resultados divulgados até agora pertencem às campanhas O1, O2 e O3a (primeira metade da O3). Ainda estamos esperando os resultados da O3b serem divulgados, e a O4 deve começar em junho do ano que vem. A pandemia de Covid19 impactou até mesmo as observações de ondas gravitacionais: a campanha O3b teve que terminar antes do esperado, e a O4 teve seu início adiado.

Os resultados das observações atestam o sucesso da teoria e das simulações. As ondas gravitacionais observadas correspondem perfeitamente ao esperado. Com um número cada vez maior de observações, acumulamos resultados e aprendemos mais sobre os buracos negros: quais as suas massas e spins? Onde eles se encontram, quão distantes estão de nós e como se distribuem no

universo?

As primeiras surpresas surgiram em relação às massas dos buracos negros observados em ondas gravitacionais. Antes do *merger* (colisão), eles possuem massas um pouco maiores (aproximadamente 5 – 85 massas solares) do que os buracos negros de massa estelar observados pelos astrônomos em raios X. (Ver na Figura 2 as massas observadas dos buracos negros *finais* gerados após o *merger*, que são obviamente maiores.) O que isso quer dizer? Seriam talvez buracos negros primordiais, formados no início do universo, antes das primeiras estrelas? Essa é uma possibilidade, mas não uma necessidade decorrente das observações. (O leitor pode ler mais a respeito no artigo de J. A. F. Pacheco, que também compõe esta Seção Temática.)

O colapso de estrelas massivas (de 20 – 30 a 100 – 300 massas solares) e com baixa metalicidade (fração de elementos mais pesados do que hidrogênio e hélio) pode dar origem a esses buracos negros mais pesados. Por que a baixa metalicidade é importante? Porque essas estrelas perdem menos massa por *vento estelar* (que pode fazer uma estrela perder até 90% da sua massa inicial!), tornando possível a formação de buracos negros mais pesados. Porém, por que buracos negros com essas massas não são vistos em observações de raios X? Ainda não sabemos com certeza, mas é possível que seja consequência de um efeito de seleção observacional: observamos apenas algumas dezenas de buracos negros em raios X, todos na nossa galáxia, que não tem metalicidade baixa (e possui aproximadamente 100 milhões de buracos negros). Como pode ser visto da Figura 2, os buracos negros observados em ondas gravitacionais até agora estão muito mais distantes, em outras galáxias.

Em alguns dos eventos com sinais mais fortes (com massas maiores ou mais próximos da Terra), foi possível até observar o *ringdown* e os modos quasinormais. Essa é a parte mais fraca do sinal, então é fácil de entender que precisamos de um sinal bem forte. Mas além disso, a massa é importante, porque a frequência dos modos quasinormais é inversamente proporcional à massa do buraco negro. O detector LIGO é mais sensível a frequências na faixa de aproximadamente 50 – 500 Hz (ver Figura 3), que equivale aproximadamente à frequência do modo quasinormal de um buraco negro com massa entre 20 e 200 massas

solares. Se o buraco negro tiver uma massa menor ou maior do que esses valores, não será possível detectar o seu *ringdown*, mesmo que o evento tenha acontecido “perto” (em escala astronômica) e o sinal seja muito forte.

3 Astrofísica e ondas gravitacionais

À medida que aprendemos cada vez mais sobre buracos negros a partir de suas ondas gravitacionais, aparecem novas perguntas. Por exemplo, existem massas “proibidas” para buracos negros? Essa é uma área de pesquisa muito ativa, e se divide em duas partes. A primeira é: qual é a massa mínima que um buraco negro pode ter? Provavelmente é a massa de um buraco negro formado pela colisão de duas estrelas de nêutrons, e seria aproximadamente 3 massas solares. Mas buracos negros um pouco mais leves ainda talvez possam ser formados por colapso estelar se a massa do remanescente do colapso for maior que a massa máxima de uma estrela de nêutrons (2 – 3 massas solares).

A segunda parte tem a ver com um modelo chamado *pair instability* supernova (“instabilidade de criação de pares”, ver por exemplo [11]). De acordo com a teoria, estrelas com massas no intervalo aproximado de 150 – 230 massas solares e baixa metalicidade, quando chegam no estágio de fusão de oxigênio, produzem fótons que são energéticos o suficiente para se combinar e produzir pares elétron-pósitron, criados com baixa energia. Esse processo contribui para diminuir a pressão de radiação que sustenta a estrela contra o colapso gravitacional, causando o colapso do núcleo da estrela e uma reação em cadeia que explode a estrela completamente. Não há formação de buraco negro. Estima-se, ainda com bastante incerteza, que buracos negros com massas entre 50 – 70 e 130 – 160 massas solares não podem ser formados por colapso estelar por causa desse mecanismo. Esse “intervalo proibido” de massas é chamado de *mass gap*.

Outra pergunta muito interessante é: como se formam os sistemas binários de buracos negros que nós observamos em ondas gravitacionais? Existem duas possibilidades mais ou menos gerais. De acordo com a primeira, os dois buracos negros nasceram já bem próximos: a partir de um sistema binário com duas estrelas massivas, onde ambas evoluíram e se tornaram buracos negros

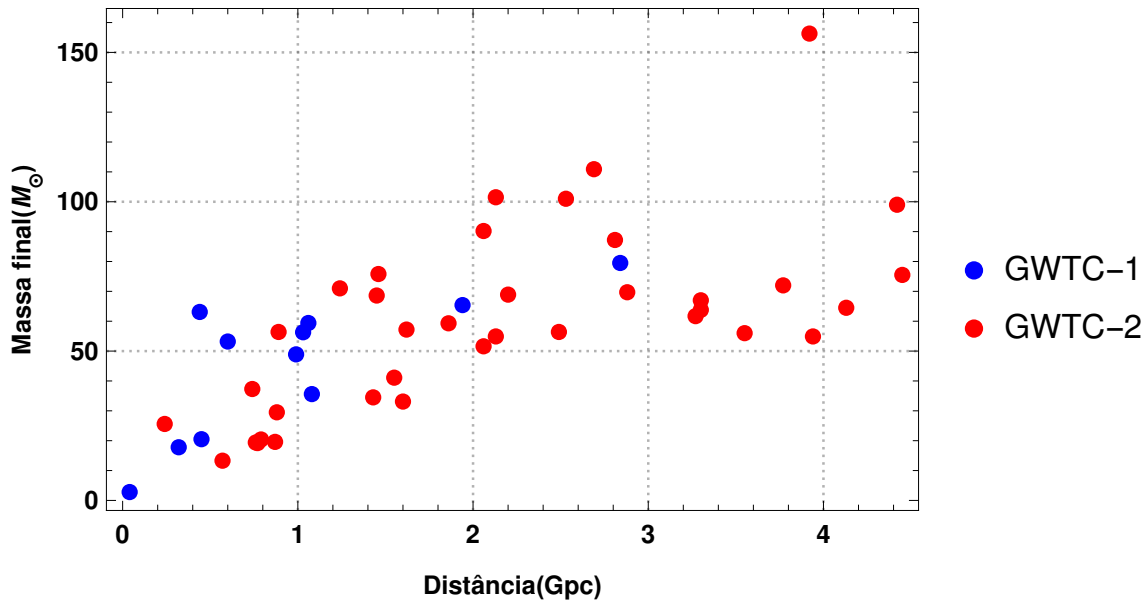


Figura 2: Buracos negros detectados em ondas gravitacionais pela colaboração LIGO/Virgo. Em vermelho, os dados das campanhas observacionais O1 e O2, disponíveis no catálogo GWTC-1 [8]; em azul, os dados da campanha observacional O3a, disponíveis no catálogo GWTC-2 [9]. As massas indicam a massa do buraco negro final gerado após o *merger* (colisão) do sistema binário de buracos negros. As distâncias são dadas em Gpc; para comparação, o raio da Via Láctea é aproximadamente 16 kpc e $1 \text{ pc} \approx 3.26$ anos luz. Figura preparada por Luís F. L. Micchi (UFABC).

(cenário de evolução do sistema binário). A segunda possibilidade é que os dois buracos negros nasceram “longe”: duas estrelas massivas isoladas evoluem separadamente e se tornam buracos negros isolados (porém com velocidade); por sorte, os dois buracos negros acabam se encontrando um dia e formam o sistema binário (cenário de formação dinâmica).

Tudo muito simples, não é mesmo? Que o leitor não se engane, sempre há complicações possíveis. (Uma discussão mais aprofundada pode ser lida em [12].) Por exemplo, no primeiro cenário (evolução do sistema binário), temos uma grande dificuldade: o sistema binário precisa sobreviver à explosão de duas supernovas para formar os dois buracos negros. Essas explosões podem romper o sistema binário, pois o buraco negro formado após a supernova é acelerado por causa da explosão e pode escapar da estrela companheira. No segundo cenário (formação dinâmica), é preciso que os buracos negros existam em ambientes com quantidade e densidade suficientes de buracos negros para que eles tenham chance de se encontrarem, como por exemplo em aglomerados globulares ou no centro de galáxias.

Uma vez que não conseguimos observar todo o processo acontecendo, como saber qual foi o canal de formação de um determinado evento? E como

descobrir qual a fração de eventos que ocorrem através de cada processo? Talvez as orientações dos spins dos buracos negros no sistema binário possam trazer informações. No cenário de evolução do sistema binário, espera-se que os buracos negros possuam spins alinhados, enquanto no cenário dinâmico as orientações dos spins podem ser arbitrárias.

Além disso, as perguntas acabam se confundindo. Se for observado, por exemplo, um buraco negro no *mass gap*, isso quer dizer que não entendemos a física da *pair instability* supernova, ou quer dizer que esse buraco negro foi formado anteriormente pela colisão de dois buracos negros menores?

4 Indo além da teoria

Além de aprender sobre as características, histórias e ambientes dos buracos negros, existe também interesse em testar se a natureza dos buracos negros observados corresponde àquela prevista pela teoria da relatividade geral de Einstein. Como ainda não existe uma teoria quântica da gravitação, sabemos que a teoria ainda não está completa, por mais bem sucedida que tenha sido até agora. Então talvez o objetivo não seja procurar saber se Einstein estava errado (da mesma

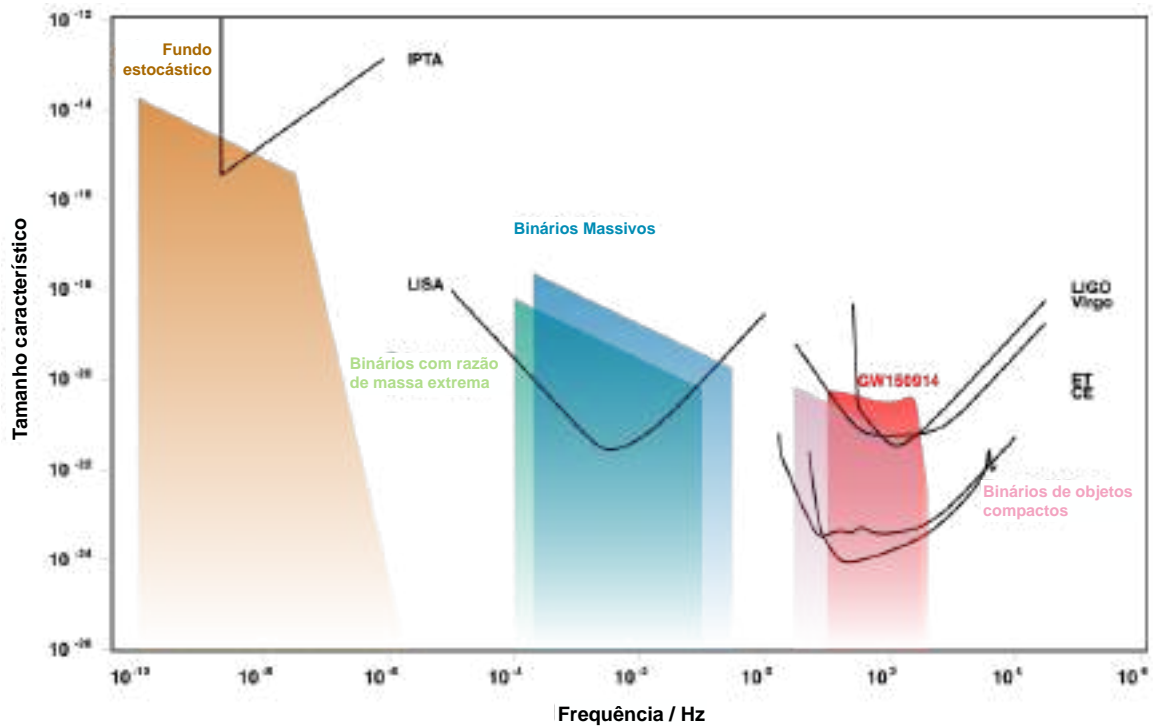


Figura 3: Curvas de sensibilidade de diferentes detectores de ondas gravitacionais atuais e futuros, incluindo estimativas para a amplitude dos sinais de diferentes fontes. Os sinais são detectáveis quando estão acima da curva do detector. Figura preparada usando o Gravitational Wave Sensitivity Curve Plotter criado por Christopher Moore, Robert Cole e Christopher Berry, disponível em <http://gwplotter.com> (ver também [10]).

maneira que Newton não estava errado), mas procurar o que há além da sua teoria.

Existem muito modelos teóricos que generalizam a relatividade geral, seja através da inclusão de novos campos ou novas forças, que atuam como pequenas correções da teoria original. As mudanças não podem ser muito grandes: as teorias alternativas têm que passar em todos os testes observacionais que já foram realizados nos mais de 100 anos da relatividade geral. Mas, se as alterações precisam ser muito pequenas, o leitor pode se perguntar: qual é o objetivo dessa busca? Por que não podemos nos contentar com a teoria que já existe?

A resposta para essa pergunta pode ser filosófica (busca do conhecimento), ou pragmática (os pesquisadores precisam de trabalho), ou intermediária entre esses dois extremos. O fato é que ainda há muito o que aprender sobre o universo. Pense em energia escura e matéria escura, que constituem quase 95% da matéria e energia do universo, e nós não sabemos do que são feitas! Ainda não sabemos em qual escala de energia as correções quânticas da gravitação serão relevantes, e quais possíveis aplicações poderão ser encontradas. Por outro lado, questões fundamen-

tais sobre o número de dimensões do universo e existência de universos paralelos são arrebatadoras.

Se pudermos mostrar que buracos negros reais são diferentes (mesmo que muito pouco!) daqueles previstos pela teoria, teremos as pistas iniciais para começar a desvendar os segredos mais profundos da natureza. Por enquanto, a forma mais promissora de fazer esse teste é usando ondas gravitacionais. Os modos quasinormais são uma assinatura dos buracos negros e da teoria da relatividade geral. Se a teoria for alterada, ou se substituirmos os buracos negros por outro objetos mais exóticos, as frequências e tempos de decaimento dos modos quasinormais mudam. Parece fácil! Mas essas medidas são difíceis de realizar com precisão, e outros efeitos podem aparecer quando temos objetos exóticos disfarçados de buracos negros, como pode ser lido no artigo de V. Cardoso, que também compõe esta Seção Temática.

5 Futuro

No futuro próximo, esperamos cada vez mais detecções de ondas gravitacionais. Se as observações de N eventos são analisadas juntas, como se fossem N medidas de uma mesma grandeza, esperamos que o erro estatístico na medida deve diminuir como $1/\sqrt{N}$. Portanto, poderemos testar cada vez melhor a natureza dos buracos negros e a teoria da relatividade geral, além dos modelos astrofísicos de supernovas e de formação de sistemas binários.

Nos próximos anos, os detectores também se tornarão mais precisos, e novos detectores serão construídos e postos em funcionamento (ver Figura 3). Na próxima década, teremos detectores na Terra que serão 10 vezes mais precisos que os detectores atuais; são os chamados detectores de terceira geração, como o *Einstein Telescope* (ET) e os *Cosmic Explorer* (CE), ver, por exemplo, [13]. Além disso, teremos um detector espacial (LISA - *Laser Interferometer Space Antenna*, [14]) que vai trabalhar em frequências mais baixas e detectar ondas gravitacionais da colisão entre buracos negros supermassivos no centro de galáxias distantes.

O fundo estocástico de ondas gravitacionais geradas por essas colisões de buracos negros supermassivos está sendo estudado através de observações de pulsares, por colaborações como NANOGrav e EPTA. Procurando por pequenas variações no tempo de chegada dos pulsos será possível verificar a passagem de uma onda gravitacional de baixíssima frequência, cujos indícios já começam a aparecer nos dados [15].

O leitor pode estar certo de que continuaremos a ter muitas novidades sobre ondas gravitacionais no futuro!

Agradecimentos

A autora agradece a Riccardo Sturani pelo convite para escrever este artigo; Júnior Toniato e Júlio Fabris por informações adicionais; Iara Ota e Luís F. L. Micchi pela elaboração das figuras 1 e 2, respectivamente; finalmente, Cole Miller e Cintia Chirenti por comentários e sugestões no texto.

Sobre a autora

C. Chirenti (cecilia.chirenti@ufabc.edu.br) é

especialista em buracos negros, estrelas de nêutrons e ondas gravitacionais. Além disso, também trabalha às vezes com modelos mais exóticos, como gravastares. É professora associada do Centro de Matemática, Computação e Cognição da Universidade Federal do ABC (UFABC), onde trabalha desde 2009. Desde 2020 é pesquisadora visitante do Departamento de Astronomia da Universidade de Maryland nos EUA e trabalha no Laboratório de Astropartículas do Goddard Space Flight Center da NASA. Atualmente orienta dois alunos de doutorado e um aluno de iniciação científica na UFABC, e co-orienta uma aluna de doutorado na Universidade de La Plata, Argentina.

Referências

- [1] B. P. Abbott et al., *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(6), 061102 (2016). [ArXiv:1602.03837](https://arxiv.org/abs/1602.03837).
- [2] R. A. Remillard e J. E. McClintock, *X-Ray Properties of Black-Hole Binaries*, *ARA&A* **44**(1), 49 (2006). [ArXiv:astro-ph/0606352](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606352).
- [3] M. J. Rees, *Black Hole Models for Active Galactic Nuclei*, *ARA&A* **22**, 471 (1984).
- [4] B. Schutz, *Gravity from the ground up* (Cambridge University Press, Nova York, 2003).
- [5] C. S. Reynolds, *Observing black holes spin*, *Nature Astronomy* **3**, 41 (2019). [ArXiv:1903.11704](https://arxiv.org/abs/1903.11704).
- [6] C. Chirenti, *Black Hole Quasinormal Modes in the Era of LIGO* (2018). [ArXiv:1708.04476](https://arxiv.org/abs/1708.04476).
- [7] F. Pretorius, *Evolution of Binary Black-Hole Spacetimes*, *Phys. Rev. Lett.* **95**(12), 121101 (2005). [ArXiv:gr-qc/0507014](https://arxiv.org/abs/gr-qc/0507014).
- [8] B. P. Abbott et al., *GWTC-1: A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs*, *Physical Review X* **9**(3), 031040 (2019). [ArXiv:1811.12907](https://arxiv.org/abs/1811.12907).

- [9] R. Abbott, T. Abbott et al., *Gwtc-2: Compact binary coalescences observed by ligo and virgo during the first half of the third observing run*, *Physical Review X* **11**(2) (2021).
- [10] C. J. Moore, R. H. Cole e C. P. L. Berry, *Gravitational-wave sensitivity curves*, *Classical and Quantum Gravity* **32**(1), 015014 (2015). [ArXiv:1408.0740](#).
- [11] A. Heger e S. E. Woosley, *The Nucleosynthetic Signature of Population III*, *ApJ* **567**(1), 532 (2002). [ArXiv:astro-ph/0107037](#).
- [12] M. C. Miller, *Implications of the gravitational wave event GW150914*, *General Relativity and Gravitation* **48**(7), 95 (2016). [ArXiv:1606.06526](#).
- [13] M. Punturo et al., *The Einstein Telescope: a third-generation gravitational wave observatory*, *Classical and Quantum Gravity* **27**(19), 194002 (2010).
- [14] P. Amaro-Seoane et al., *Laser Interferometer Space Antenna*, arXiv:1702.00786 (2017). [ArXiv:1702.00786](#).
- [15] Z. Arzoumanian et al., *The NANOGrav 12.5 yr Data Set: Search for an Isotropic Stochastic Gravitational-wave Background*, *ApJ* **905**(2), L34 (2020). [ArXiv:2009.04496](#).

Sondando o universo primitivo com as ondas gravitacionais

J.A. de Freitas Pacheco

Observatoire de la Côte-d'Azur, França

Resumo

Neste artigo são revistos os principais eventos que teriam ocorrido nas primeiras fases de evolução do universo, quando o plasma cósmico é opaco à radiação eletromagnética. Neste caso, a informação sobre tais eventos não pode provir de fótons mas somente de ondas gravitacionais, detetadas pela primeira vez em 2015. Serão revisitados os espectros do fundo de ondas gravitacionais gerados durante o período inflacionário e as transições de fase eletrofraca e quark-hádron. Além disso, são examinados os espectros do fundo de ondas gravitacionais gerados em cenários alternativos ao *big bang*, sugeridos por teorias efetivas de campo.

Abstract

In this article the main events expected to have occurred in the early universe are reviewed. In these primitive evolutionary phases the universe is opaque to the electromagnetic radiation and photons cannot be used as messengers to carry out information about those events. Since gravitational waves interact weakly with matter, the early universe can be probed only by those waves that were detected for the first time in 2015. The stochastic gravitational wave background generated during inflation or during the electroweak or quark-hadron phase transitions will be revisited as well as the background generated in alternative big bang scenarios.

Palavras-chave: astronomia, ondas gravitacionais, cosmologia.

Keywords: astronomy, gravitational waves, cosmology.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35940](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35940)

1 Introdução

Devido ao fato da velocidade da luz ser finita, a informação que nos chega de objetos distantes corresponde ao estado em que se encontravam no instante da emissão dos fótons. Assim, os objetos mais distantes nos ensinam sobre as condições físicas que devem ter prevalecido na “juventude” do universo.

Quão longe podemos “enxergar” as primeiras épocas do nosso universo? O mensageiro usual da informação é o fóton. Podemos utilizá-lo sempre que a distância entre o ponto de emissão e de recepção for inferior ao seu livre caminho médio efetivo. Na situação inversa, o fóton sofre uma série de interações que constituem um processo estocástico possuindo a propriedade de Markov, isto é, a informação restringe-se unicamente àquela obtida após a última interação. Em outras palavras, em um processo de Markov o mensageiro perde a informação que carregava antes da úl-

tima interação. Assim, os fótons da radiação do fundo de origem cosmológica nos informam apenas sobre a região onde sofreram o último espalhamento. Desta forma, aprendemos que o Universo, naquele momento, apresentava flutuações de temperatura (e de densidade) da ordem de 10^{-5} , que são as sementes das estruturas observadas atualmente, como as galáxias, aglomerados e filamentos de galáxias que constituem a chamada teia cósmica.

Antes do último espalhamento, o gás que preenchia o universo (constituído essencialmente de hidrogênio e hélio) estava ionizado e os fótons acoplavam-se fortemente com os elétrons através do espalhamento Compton. Nestas condições, o livre caminho médio dos fótons era muito menor do que o horizonte do universo. O meio sendo opaco (portanto submetido aos processos de Markov) implica que informações não podem ser extraídas. Devido a expansão continua do universo,

a temperatura do gás diminui e ocorre a recombinação do He e em seguida do H. A densidade de elétrons é drasticamente reduzida e o meio passa de opaco a transparente. Nessa transição ocorre o chamado último espalhamento. Quando isso ocorreu? Para o chamado modelo Λ CDM, isto é, constituído por matéria bariônica, matéria escura e incluindo uma constante cosmológica Λ , os parâmetros medidos pela sonda europeia PLANCK indicam que o universo tornou-se transparente quando possuía uma idade de aproximadamente 300 mil anos. Isto significa que não podemos obter informações sobre eventos anteriores a tal data, pois os fótons perderam completamente a memória.

Estamos condenados a ignorar o que se passou antes da data fatídica mencionada anteriormente? A resposta é não se, ao invés de fótons utilizarmos um outro mensageiro. Em 1916, nos primórdios do desenvolvimento da Relatividade Geral, Albert Einstein [1] previu a existência de ondas gravitacionais que, devido a sua fraca interação com a matéria, poderiam ser um mensageiro ideal.

Mas o que são ondas gravitacionais (que, em hipótese alguma devem ser confundidas com ondas de gravidade)? A teoria da relatividade geral (daqui por diante, simplesmente RG) pode ser igualmente considerada como uma teoria do espaço-tempo. Ao contrário das concepções newtonianas, onde tempo e espaço são conceitos distintos, Einstein considera que tempo e espaço são entidades que descrevem a geometria do Universo. Para Newton o tempo flui continuamente e independentemente do observador, enquanto o espaço, onde se situam e se movem os corpos materiais, é imutável. Na RG o tempo depende do observador: um relógio nas vizinhanças do Sol anda mais devagar que um relógio na Terra ou, em outras palavras, o tempo depende da curvatura local do espaço-tempo. Este efeito já foi observado através do estudo do deslocamento para o vermelho de linhas presentes no espectro de estrelas anãs brancas. Os leitores cinéfilos deste artigo, apreciadores do gênero ficção científica, devem reconhecer que este efeito foi utilizado no filme *Interestelar*, onde o tempo passa a escoar lentamente a medida que os astronautas se aproximam do buraco negro. Na teoria einsteiniana, o espaço não é imutável mas tem propriedades que se assemelham às de um meio elástico. O espaço pode

se dilatar (ou contrair), o que explica a expansão observada do Universo. O espaço pode ser deformado – por exemplo, o movimento de rotação de um corpo massivo provoca o arrasto do espaço circundante. Este efeito extremamente sutil foi medido pelo satélite da NASA, *Gravity Probe B*, lançado em 2004 e cujos resultados foram anunciados em 2007. A precessão medida está em excelente acordo com as previsões do arrasto causado pela rotação da Terra. Perturbações no espaço-tempo causadas pelo movimento de massas podem se propagar e é este processo que chamamos de ondas gravitacionais. Enquanto ondas eletromagnéticas propagam-se no espaço-tempo, as ondas gravitacionais são propagações das deformações do próprio espaço-tempo. A previsão de 1916 feita por Einstein foi comprovada recentemente pela detecção, em 2015 [19], destas ondas pela antena gravitacional LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory). Neste caso, a fonte de tais ondas foi a fusão de um par de buracos negros massivos que formavam um sistema binário.

Ondas gravitacionais interagem fracamente com a matéria e podem se propagar através de um meio opaco à radiação, como é o caso do universo antes do desacoplamento dos fótons. Assim, podemos sondar o universo primitivo através destas ondas.

É preciso salientar aqui um fato fundamental. As ondas gravitacionais detectadas até o presente são a consequência de processos envolvendo objetos compactos como estrelas de nêutrons e buracos negros. Portanto, tratam-se de fontes pontuais que perturbam localmente o espaço-tempo. Ondas gravitacionais eventualmente produzidas na fase opaca envolvem componentes do universo que determinam sua dinâmica. Logo, são geradas em todo universo, constituindo um fundo cosmológico tal qual o fundo de fótons da chamada radiação de 3 K, (re)descoberta em 1964 por Arno Penzias e Robert Wilson (prêmio Nobel de Física de 1978). Devido a expansão do universo, as frequências que constituem o espectro se deslocam para o vermelho e as amplitudes decaem. Em geral, para cada componente matéria-energia que constitui o universo, define-se um parâmetro de densidade Ω que mede a razão atual entre a densidade de energia da substância considerada e a densidade total de energia devido a todas as componentes. Da mesma forma, define-se o parâme-

tro de densidade Ω_{gw} para as ondas gravitacionais mas considerando-se a densidade de energia das mesmas por um intervalo logarítmico de frequência, isto é,

$$\Omega_{gw} = \frac{1}{\rho_{cr}} \frac{d\Omega_{gw}(\nu)}{d \ln \nu}. \quad (1)$$

Por razões diversas devemos esperar que $\Omega_{gw} \ll 1$ e, portanto, as ondas gravitacionais não afetam de forma significativa a expansão do universo.

A teoria da RG não inclui os processos físicos que ocorrem no universo mas descreve essencialmente sua dinâmica. Assim, as equações de estado das diferentes componentes que constituem o universo são consequência de teorias físicas independentes. Desta forma, os processos que poderiam ter ocorrido na época “opaca” do universo são apenas conjecturas baseadas nessas teorias que representam o nosso conhecimento atual da natureza. No momento, dispomos unicamente das ondas gravitacionais para sondar estas fases evolutivas iniciais do universo. Como mencionado anteriormente, estas ondas devem constituir um fundo cosmológico de carácter estocástico, que se espera seja estacionário, isotrópico e não polarizado.

Nas seções que se seguem deste artigo serão discutidas algumas das etapas pelas quais o universo deve ter passado nos seus primórdios e nas quais se espera uma produção significativa de ondas gravitacionais.

2 O período inflacionário

Apesar dos sucessos alcançados pelo modelo “padrão” da cosmologia, o chamado modelo Λ CDM mencionado anteriormente, possui uma série de dificuldades que, entre outras, podemos mencionar: porque o universo atual possui uma geometria plana? Porque a radiação cosmológica de fundo é tão homogênea? Porque não observamos hoje monopolos magnéticos?

As questões acima podem ser respondidas se, logo no seu início, o universo passou por uma fase de rápida expansão, na qual o fator de escala variou de forma quase exponencial. Esta ideia foi proposta, entre outros, por A. H. Guth e A. D. Linde no início dos anos 80 [3,4].

A inflação é um processo não previsto pela RG e é inserida manualmente na evolução do universo quando a idade do mesmo é da ordem de

$10^{-35} - 10^{-33}$ s. Neste estágio evolucionário, a dinâmica do universo é suposta ser dominada por um campo escalar, comumente denominado inflaton. A energia do inflaton é composta de dois termos: um cinético, que depende da derivada temporal do campo e outro potencial, que define as interações do campo e que predomina durante o período inflacionário. Nesta fase, o potencial varia muito pouco, propiciando uma expansão exponencial do universo.

Embora o inflaton seja um campo clássico, está sujeito à flutuações de carácter quântico. Como a dinâmica e, portanto a geometria do universo, está dominada pelo campo escalar, tais flutuações perturbam o espaço-tempo. As perturbações de tipo escalar são as que deixaram impressas na radiação de fundo suas características que observamos sob forma de flutuações de temperatura. No entanto, existem flutuações de tipo tensorial, que representam ondas gravitacionais com frequências determinadas pela escala do horizonte cosmológico na época da inflação. Devido a expansão do universo, as frequências observadas hoje são extremamente baixas e estendem-se ao longo de um amplo intervalo.

O espectro das ondas gravitacionais geradas durante a era inflacionária depende do modelo de potencial adotado para as interações do campo, devendo obedecer aos vínculos impostos pelas observações da radiação cosmológica de fundo. Tais limites referem-se a amplitude do espectro de flutuações escalares e a razão entre as amplitudes dos espectros tensorial e escalar. O primeiro fixa o parâmetro de Hubble (ou, de forma equivalente, o valor do potencial do inflaton) e o segundo, limita o valor da amplitude do espectro tensorial.

Os detalhes dos cálculos do espectro estão descritos, por exemplo, em um artigo recente de revisão do presente autor [5] e o espectro resultante é mostrado na Figura 1.

O espectro gerado durante a inflação e mostrado na 1 possui, como esperado, uma amplitude $\Omega_{gw} \ll 1$ e distribui-se ao longo de um grande intervalo de frequências. Apresenta um máximo para $f \sim 2 \times 10^{-19}$ Hz cuja amplitude é da ordem de $\Omega_{gw} h^2 \sim 10^{-12}$ (note que, como é comum na literatura, o parâmetro de Hubble-Lemaître foi normalizado tal que $h = H_0/100$ km/s/Mpc). Para frequências mais elevadas, a amplitude do sinal decresce lentamente aproximadamente como $\Omega_{gw} h^2 \propto f^{-0.0084}$. Notar que oscilações estão

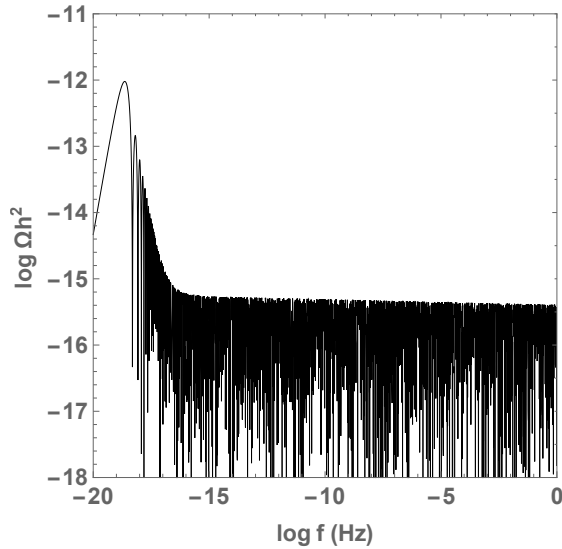


Figura 1: Espectro de fundo esperado atualmente, de ondas gravitacionais geradas durante o período inflacionário.

presentes em todo domínio de frequências. A máxima frequência observável corresponde ao fim da inflação. Nesse momento, o ínflaton ao chegar no mínimo do potencial sofre violentas oscilações e decai em diferentes partículas, provocando o reaquecimento do universo. A temperatura de reaquecimento depende do processo de decaimento, que não é bem conhecido no presente. Assim, o valor da temperatura é incerto mas deve situar-se entre 10^{11} a 10^{13} GeV, embora alguns autores considerem que valores da ordem centenas de MeV sejam ainda possíveis. No intervalo considerado, resultam frequências máximas entre 11 – 80 MHz.

2.1 Antes do Big Bang

Acredita-se que a teoria da relatividade seja falha em escalas ditas de Planck (dimensões da ordem de 10^{-33} cm e tempos da ordem de 10^{-43} s) onde efeitos quânticos são esperados. Na ausência de uma teoria quântica da gravitação, teorias efetivas de campo têm sido utilizadas para descrever o Universo nas escalas em questão. A gravitação quântica de laços (em inglês Loop Quantum Gravity, ou simplesmente LQG) é um exemplo de tal classe de teorias.

Importantes modificações do modelo cosmológico padrão resultam da LQG e, em particular, a inexistência de uma singularidade inicial identificada com o *big bang*. No cenário introduzido pela LQG, o universo encontrava-se em uma fase de

contração, passando em seguida por um estado de alta densidade, identificado agora com o *big bang* e seguido por uma fase de expansão. No entanto, tal reversão por si não explica o porque de uma geometria espacial praticamente plana atualmente. Em vários cenários desenvolvidos no contexto da LQG, espera-se que logo após a reversão da contração, o universo encontre-se com condições de iniciar um período inflacionário tal qual descrito anteriormente. É importante mencionar que a fase pré-inflacionária descrita no contexto da LQG não depende criticamente do campo (ou campos) responsáveis pela subsequente fase inflacionária. O espectro das ondas gravitacionais geradas durante a reversão da contração foi calculado por Mielczarek [6], que obteve um sinal de máxima amplitude $\Omega_{gw}h^2 \approx 10^{-23}$ em frequências em torno de $f = 7 \times 10^{-14}$ Hz.

Por outro lado, ondas gravitacionais geradas após a reversão da contração mas antes da inflação canônica são caracterizadas por modos *super horizonte*. Tais modos são aqueles que cruzam o horizonte cosmológico e depois permanecem “congelados” até que a expansão do universo faça com que re-entrem em épocas mais avançadas. Tais modos guardam toda informação das condições físicas existentes na época pré-inflacionária. O ponto fraco destes cálculos é que dependem de parâmetros de quantização incertos. A frequência característica das ondas (sem correção devido a expansão) é da ordem de $f \propto 1/\tau_0$ onde τ_0 é o tempo conforme que marca o início do processo de reversão. No intervalo de frequências 100 Hz - 10 GHz o espectro das ondas gravitacionais pode ser representado por uma lei de potência, i.é., $\Omega_{gw}h^2 \propto f^{1.2}$ [7]. No entanto, o índice de potência e a amplitude do sinal dependem de parâmetros incertos, conforme o mencionado anteriormente.

3 Um universo cíclico?

O chamado modelo cosmológico padrão associa o chamado cenário do Big Bang, proposto por Georges Lemaître no início dos anos 30, com a inflação não presente na RG. Por outro lado, a LQG evita a singularidade que caracteriza o Big Bang, prevendo uma fase de contração anterior ao estado de densidade máxima que antecede a fase de expansão. Como consequência, uma pergunta surge naturalmente. Podem as fases de contração

e expansão serem repetitivas? Alguns cosmologistas responderam afirmativamente [8,9] desenvolvendo um cenário no qual ocorre uma sucessão sem fim de fases de expansão e de contração. A densidade máxima alcançada no instante da reversão contração-expansão é da ordem do valor estimado através da LQG, isto é, $\rho_{max} \approx 4 \times 10^{92}$ g.cm⁻³, um valor inimaginável. Tal modelo é capaz de explicar a homogeneidade, a planura espacial e as flutuações de densidade responsáveis pelas estruturas da teia cósmica observadas hoje no Universo.

No cenário cíclico podemos identificar diferentes estágios evolutivos: 1) o atual, no qual o universo se encontra em expansão e o potencial do campo escalar age como a componente *energia escura*, responsável pela aceleração da expansão; 2) o termo cinético do campo torna-se importante, iniciando-se uma fase de desaceleração até que o parâmetro de Hubble-Lemaître fique negativo, iniciando a fase de contração; 3) flutuações de densidade aparecem antes do máximo de densidade e da subsequente expansão; 4) fim do período no qual a dinâmica do universo está dominada pelo termo cinético e início das eras radiativa e da matéria; 5) a expansão prossegue até que o termo potencial torne-se dominante, recuperando o estágio (1).

Ondas gravitacionais são geradas na fase (3) e o espectro é fortemente atenuado em baixas frequências mas acentuado em altas frequências, onde se concentra essencialmente toda energia [10]. A amplitude do sinal depende, além de outros parâmetros, da temperatura de reaquecimento discutida anteriormente. Na Figura 2 são mostrados os espectros esperados para o fundo de ondas gravitacionais geradas no cenário cíclico [5] para dois valores da temperatura de reaquecimento.

4 Ondas gravitacionais geradas na transição de fase eletrofraca

Um aspecto importante da descrição dos processos físicos que teriam ocorrido no universo primitivo concerne a hipótese de uma perfeita simetria entre matéria e antimatéria. Neste caso, como explicar o universo atual dominado amplamente pela matéria? Para explicar tal assimetria várias possibilidades tem sido consideradas: a) violação da conservação da carga bariônica; b) violação da

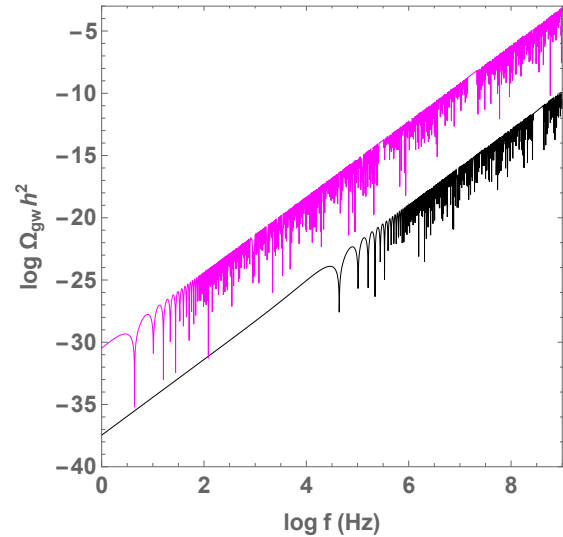


Figura 2: Espectro do fundo de ondas gravitacionais geradas em um universo cíclico. As curvas magenta e preta correspondem respectivamente às temperaturas de reaquecimento de 10^{11} GeV e 10^{13} GeV. O corte do espectro em altas frequências ocorre por volta de 11 GHz para o caso de $T_{rea} = 1011$ GeV e por volta de 2,5 GHz quando $T_{rea} = 1013$ GeV. Como veremos adiante, não existem atualmente projetos de antenas gravitacionais sensíveis em tais frequências

conservação CP (carga – paridade) e c) que os processos físicos tenham ocorrido fora do equilíbrio termodinâmico. Uma hipótese suplementar, muito discutida nestes últimos anos, pode ser adicionada às anteriores – ocorrência de uma forte transição de fase eletrofraca (EW) de primeira ordem que viola a conservação CP, um processo também conhecido como bariogênese EW.

A completa simetria entre as forças fraca e eletromagnética é esperada ocorrer em temperaturas superiores a 100 - 200 GeV. Em altas temperaturas espera-se que o universo se encontre em um estado simétrico metaestável. Conforme o universo se expande e se resfria, há uma probabilidade de tunelamento quântico no qual o universo passa do estado metaestável para o vácuo verdadeiro, quebrando a simetria original. Tal transição se efetua via a nucleação de bolhas do estado assimétrico que se desenvolvem no fundo constituído pelo estado simétrico (metaestável). Tais bolhas surgem, expandem e coalescem até que o universo fique completamente no estado assimétrico. A expansão e o movimento das bolhas geram ondas gravitacionais.

Tanto o estado simétrico como o assimétrico são descritos por um potencial efetivo $V(\phi, T)$, que depende tanto do campo ϕ como da tempe-

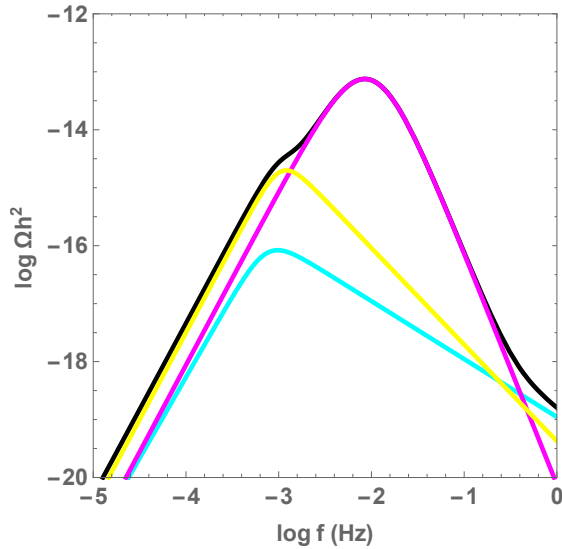


Figura 3: Espectro do fundo de ondas gravitacionais gerado durante uma transição de fase EW forte. A curva azul claro corresponde a contribuição do mecanismo de colisões entre bolhas; a curva amarela, a contribuição da turbulência MHD; a curva magenta, ao amortecimento de ondas sonoras e a curva preta representa a soma de todas as contribuições.

ratura T , supondo-se que estejam em equilíbrio térmico. Os dois estados do vácuo (simétrico e assimétrico) são determinados pelas raízes da equação

$$\frac{\partial V(\phi, T)}{\partial \phi} = 0, \quad (2)$$

enquanto que a condição $\partial^2 V(\phi, T)/\partial \phi^2 > 0$ calculada nas raízes define a estabilidade (ou não) dos estados. Notar que a condição de estabilidade é equivalente a dizer que a massa efetiva do campo é positiva. A transição de fase, do ponto de vista termodinâmico, ocorre quando a energia livre de Gibbs de cada fase é igual a outra ou, em outras palavras, quando as pressões de ambas as fases se igualam. Soluções numéricas feitas em [5] indicam que a transição de fase EW ocorre quando $T = 165,8$ GeV.

Em uma transição EW forte de primeira ordem, ondas gravitacionais podem ser geradas por três mecanismos distintos: a) colisões entre bolhas que se expandem; b) turbulência magnetohidrodinâmica (MHD) produzida pela conversão de grande parte da energia cinética das bolhas e c) amortecimento de ondas sonoras geradas igualmente pelo movimento das bolhas. Os dois últimos mecanismos continuam gerando ondas gravitacionais mesmo após o término da transição.

A intensidade e o espectro das ondas gravitacionais geradas pelos mecanismos mencionados dependem essencialmente da escala de tempo da transição, da velocidade de expansão das bolhas e da razão entre as densidades de energia do vácuo e térmica. O espectro do fundo gerado durante a transição de fase EW calculado em [5] é mostrado na Figura 3.

Um aspecto importante merece aqui ser salientado. A intensidade das ondas gravitacionais geradas durante a transição EW é significativa somente no caso de uma transição forte. Tal condição, em geral, não é satisfeita no caso do modelo padrão de partículas elementares, porque a contribuição do termo $T\phi^3$ do potencial efetivo é muito pequena. Modificações do modelo padrão tem sido sugeridas, implicando em termos adicionais do tipo $T\phi^3$ no potencial efetivo. Tais termos descrevem interações com o chamado campo de Higgs ou descrevem interações com bósons “extras” aos do modelo padrão. Nos cálculos efetuados em [5], isto foi levado em conta adotando-se uma constante de acoplamento para o termo em questão 15,6 vezes maior que a estimada para o modelo padrão. Nessas condições, o espectro do fundo de ondas gravitacionais apresenta um máximo em torno de $f \approx 8,4$ mHz com uma amplitude $\Omega_{gw}h^2 \approx 8 \times 10^{-14}$.

5 Ondas gravitacionais geradas durante a transição quark-hadron

Após a transição EW, o universo continua sua expansão e seu resfriamento. O plasma cósmico está agora constituído por léptons e seus neutrinos associados, por quarks, glúons e fótons. Os quarks e os glúons permanecem livres, em um estado de “liberdade assintótica” até que as condições para a existência de tal estado não sejam mais satisfeitas. Como consequência, quarks e glúons passam para um estado de confinamento identificado aos hádrons.

A propriedade de confinamento dos quarks e glúons se manifesta através de um potencial efetivo de interação de longo alcance. Para $T = 0$, o potencial é proporcional à separação entre quarks e as forças resultantes obrigam quarks e glúons a se confinarem no interior de uma “sacola hadrônica”, que constitui o chamado *bag model* desenvolvido no MIT (Massachusetts Institute of Technology). Em temperaturas elevadas espera-se que

as sacolas hadrônicas coalesçam, liberando assim os quarks e os glúons.

O processo de coalescência acima mencionado é comumente interpretado como uma transição de fase de primeira ordem, que ocorre quando a energia livre de ambas as fases se iguala. No entanto, a equação de estado para o plasma quark-glúon é ainda bastante incerta. No modelo do MIT, a densidade de energia e a pressão são calculadas pelas expressões bem conhecidas de um plasma relativístico às quais se anexa a energia de confinamento da sacola B . Assim, temos respectivamente para a densidade de energia e a pressão (em unidades naturais $\hbar = c = k = 1$),

$$\rho = \frac{\pi^2 g_{ef}}{30} T^4 + B, \quad (3)$$

$$p = \frac{\pi^2 g_{ef}}{90} T^4 - B. \quad (4)$$

Nas expressões acima a temperatura T é, em geral, dada em MeV, g_{ef} é o número efetivo de graus de liberdade do plasma quark-glúon e B é a densidade de energia associada ao confinamento, que é da ordem de $60 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^{-3}$. Face a não-linearidade da teoria cromodinâmica quântica (QCD) vários métodos têm sido propostos para o cálculo da equação de estado da fase “desconfinada” como a teoria de treliças (*lattice*, em inglês). Tal método representa uma excelente ferramenta para cálculos não perturbativos em QCD, permitindo determinar uma equação de estado mais realista do que o modelo da sacola. Um resultado importante derivado dos cálculos pelo método de treliças corresponde ao fato que a transição QCD é efetivamente de primeira ordem.

O método de treliças fornece, em geral, a chamada anomalia do traço do tensor energia-momento, isto é, $I(T) = (\rho - 3p)$, que satisfaz a seguinte equação

$$I(t) = T^5 \frac{d}{dT} \left(\frac{p}{T^4} \right). \quad (5)$$

Assim, sendo conhecida a anomalia $I(T)$, a pressão pode ser calculada por integração da equação acima e, em seguida, calcula-se a densidade de energia. Usando-se a equação de estado calculada pelo método de treliças na referência [11] e representando-se os hádrons pelos mésons π e K , podemos calcular os parâmetros físicos da transição. Os kaons (K) devem ser incluídos porque

quarks “s”, além dos quarks “u” e “d”, foram considerados no cálculo da equação de estado por [11]. Nestas condições, segundo [5], a transição de fase QCD ocorre a uma temperatura $T = 174 \text{ MeV}$.

O processo de confinamento dos quarks se inicia com o aparecimento de bolhas de hádrons no plasma cósmico, que crescem e coalescem até que todos os quarks estejam confinados. Tal cenário é similar ao que ocorre na transição EW descrita anteriormente. Assim, deve-se esperar que o movimento e as colisões de bolhas gerem ondas gravitacionais mas os parâmetros envolvendo tais processos dependem agora das condições físicas que prevalecem na transição QCD.

Na Figura 4 é mostrado o espectro esperado do fundo de ondas gravitacionais gerado durante a transição QCD, destacando a contribuição de cada mecanismo. O espectro total apresenta um pico na frequência de $0,33 \mu\text{Hz}$ com uma amplitude $\Omega_{gw} h^2 \approx 8,9 \times 10^{-11}$. Tal amplitude é cerca de três ordens de grandeza superior ao valor obtido para o fundo gerado na transição EW mas ocorre em frequências mais baixas. Convém salientar que estes resultados dependem fortemente da equação de estado adotada para descrever o plasma de quarks e glúons.

A massa do quark “s” (*strange*) é incerta e assim é geralmente parametrizada. No entanto, vários estudos mostram que existe um valor crítico da massa dessa partícula acima do qual a transição QCD é dita de *crossover*, isto é, o confinamento ocorre suavemente sem a formação de bolhas. Neste caso, ondas gravitacionais podem ser geradas somente se o plasma cósmico tiver um grau relativamente elevado de turbulência. Em [12] os autores consideram esta possibilidade, arguindo que a baixa viscosidade do fluido cósmico pode manter a turbulência gerada nos primórdios do universo. Um sinal apresentando um pico largo em torno de frequências da ordem de $0,1 \mu \text{ Hz}$ e com amplitude da ordem de $\Omega_{gw} h^2 \approx 3 \times 10^{-9}$ foi obtido por aqueles autores, admitindo turbilhões turbulentos com velocidades da ordem de 300 km/s .

6 Detecção de ondas gravitacionais

A procura de um sinal do fundo de ondas gravitacionais está baseada na hipótese que o mesmo seja isotrópico, estacionário e Gaussiano. Nestas condições, o sinal fica completamente especificado

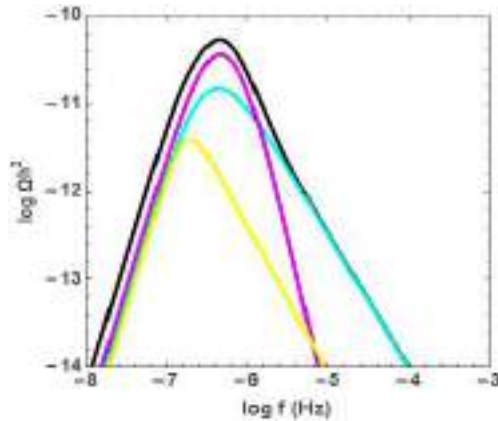


Figura 4: Espectro do fundo de ondas gravitacionais gerado durante a transição QCD (ver detalhes em [5]). Em azul claro a contribuição das colisões entre bolhas, em amarelo a contribuição da turbulência gerada pelas bolhas, a cor magenta indica contribuição de ondas sonoras e a curva em preto, a contribuição total.

pelo seu espectro. Não vamos aqui discutir tais premissas mas podemos afirmar, por várias razões, que são plenamente justificadas.

O problema maior é que a intensidade do sinal do fundo de ondas gravitacionais, independentemente do seu mecanismo de geração, é muito pequena e, neste caso, o ruído intrínseco do detetor é dominante. Mesmo assim é possível detectar o sinal se efetuarmos a correlação das medidas de vários detetores, considerando-se que o ruído de cada um é independente. Como as técnicas de detecção e o princípio dos detetores, principalmente das antenas interferométricas laser, serão abordados em outro artigo deste volume, não entraremos aqui nos detalhes dos mesmos.

Conforme o visto anteriormente, os sinais do fundo de ondas gravitacionais gerados por diferentes processos que teriam ocorrido no universo primitivo, ocorrem em baixas frequências (inferiores a 1 Hz). Isto implica na utilização de detetores interferométricos com braços extremamente longos e baseados no espaço para escaparem do ruído sísmico terrestre, dominante para frequências abaixo de 10 Hz.

Nesse sentido vários projetos tem sido propostos, merecendo destaque o projeto europeu eLISA (Evolved Laser Interferometric Space Antenna), o projeto chinês ALIA (Advanced Laser Interferometer Antenna) e o projeto japonês DECIGO (Deci-Hertz Interferometer Gravitational Wave Observatory). No entanto, o mais ambicioso projeto é certamente o BBO (Big Bang Observer) destinado a detectar o sinal produzido durante a

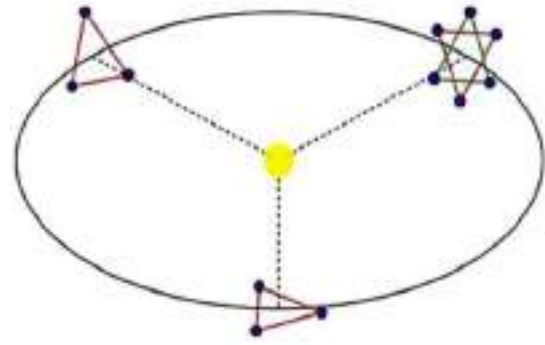


Figura 5: Esquema da configuração orbital proposta para a maioria dos projetos espaciais visando a detecção do fundo de ondas gravitacionais, seja de origem cosmológica, seja de origem astrofísica.

inflação, requerendo, portanto, uma alta sensibilidade.

A configuração básica destas antenas gravitacionais está esquematizada na Figura 5. Os detetores são constituídos por conjuntos de satélites dispostos em uma configuração triangular e em uma órbita em torno do Sol a uma distância de aproximadamente 1 UA. No caso do projeto BBO (versões 1 e 2, que se distinguem pelo número de satélites envolvidos) a separação dos satélites em cada conjunto é de 50.000 km. Para eLISA, a separação é de $2,5 \times 10^6$ km enquanto que DECIGO terá uma separação de apenas 1000 km e ALIA uma separação de 5×10^5 km.

7 Conclusões

As ondas gravitacionais são o único mensageiro capaz de sondar o universo primitivo, verificando ou não processos que supomos ter ocorrido com base nas teorias físicas atuais. A maioria destes processos gera um fundo estocástico de ondas gravitacionais, caracterizados unicamente pelos seus espectros.

A inflação, não prevista pela teoria da relatividade, é um processo importante pois as flutuações do campo gerador da mesma são responsáveis pela estrutura em grande escala do universo. Infelizmente, no domínio de frequências onde os detetores planejados seriam sensíveis para detectar o sinal gravitacional gerado por tal processo, o fundo estocástico astrofísico, devido aos sistemas binários constituídos por objetos compactos, é dominante e submerge o sinal cosmológico.

Outro marco importante da era opaca do universo é a transição de fase electrofraca. O sinal gerado é significativo somente se interações extras ao modelo padrão forem incluídas. Assim, uma eventual detecção do sinal seria um forte indício de violação do modelo padrão. No entanto, nos encontramos novamente em uma situação onde o sinal seria detetado por um interferômetro como o BBO-2 mas as previsões indicam que o mesmo está imerso no fundo astrofísico.

O caso do sinal gravitacional gerado durante a transição de confinamento dos quarks é um pouco diferente. Se a transição de fase for de primeira ordem, a amplitude do sinal se situa acima do fundo astrofísico para a maioria dos modelos, mas as frequências são por demais baixas e o sinal se encontra abaixo da sensibilidade dos detetores espaciais planejados. Por outro lado, dependendo da massa do quark s , a transição pode ser do tipo *crossover* e se a turbulência nesse momento for suficientemente importante, devido a baixa viscosidade do fluido cósmico, o sinal gravitacional gerado estaria acima do fundo astrofísico e poderia ser detetado por BBO-2. Em caso de detecção deste sinal, teremos informações importantes sobre o papel do quark “estranho” no processo de confinamento e das condições físicas que prevaleceram naquela época no plasma cósmico.

Sobre o autor

José Antônio de Freitas Pacheco (pacheco@oca.eu) é professor emérito do *Observatoire de la Côte d’Azur-OCA*, França. Formado na USP, foi diretor do IAG/USP, do Observatório Nacional/CNPq, e do próprio OCA. Membro da Academia Brasileira de Ciências, foi agraciado com a medalha do Mérito Científico do Governo Brasileiro. Possui mais de 200 artigos científicos publicados, tendo sido orientador de mais de 20 doutorandos, tanto no Brasil quanto na Europa.

Referências

[1] A. Einstein, *Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation*, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin) **22**, 688 (1916).

- [2] B. P. Abbott et al., *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(6), 061102 (2016). [arXiv:1602.03837](https://arxiv.org/abs/1602.03837).
- [3] A. H. Guth, *The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems*, *Phys. Rev. D* **23**, 347 (1981).
- [4] A. D. Linde, *A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems*, *Phys. Lett. B* **108**, 389 (1982).
- [5] J. de Freitas Pacheco, *Cosmological stochastic gravitational wave background*, in *New phenomena and new states of matter in the universe*, editado por C. Vasconcellos, P. Hess e T. Boller (World Scientific, no prelo).
- [6] J. Mielczarek, *Gravitational waves from the Big Bounce*, *JCAP* **11**, 011 (2008). [arXiv:0807.0712](https://arxiv.org/abs/0807.0712).
- [7] J. Mielczarek e M. Szydlowski, *Relic gravitons as the observable for loop quantum cosmology*, *Phys. Lett. B* **657**, 20 (2007). [arXiv:0705.4449](https://arxiv.org/abs/0705.4449).
- [8] P. J. Steinhardt, N. Turok e N. Turok, *A cyclic model of the universe*, *Science* **296**, 1436 (2002). [arXiv:hep-th/0111030](https://arxiv.org/abs/hep-th/0111030).
- [9] P. J. Steinhardt e N. Turok, *Cosmic evolution in a cyclic universe*, *Phys. Rev. D* **65**, 126003 (2002). [arXiv:hep-th/0111098](https://arxiv.org/abs/hep-th/0111098).
- [10] L. A. Boyle, P. J. Steinhardt e N. Turok, *The cosmic gravitational wave background in a cyclic universe*, *Phys. Rev. D* **69**, 127302 (2004). [arXiv:hep-th/0307170](https://arxiv.org/abs/hep-th/0307170).
- [11] M. Cheng, S. Ejiri et al., *Equation of state for physical quark masses*, *Physical Review D* **81**(5) (2010). [arXiv:0911.2215](https://arxiv.org/abs/0911.2215).
- [12] V. R. C. Mourão Roque e G. Lugones, *Unveiling the cosmological QCD phase transition through the eLISA/NGO detector*, *Physical Review D* **87**(8) (2013). [arXiv:1303.6978](https://arxiv.org/abs/1303.6978).

Astronomia de ondas gravitacionais

Riccardo Sturani

Instituto Internacional de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Norte

Resumo

As detecções de ondas gravitacionais geradas de sistemas binários coalescentes deixaram um marco na física, começando a nova ciência da astronomia de ondas gravitacionais e abrindo novas linhas de pesquisa em física fundamental e cosmologia. Aqui expomos as consequências dessa nova forma de enxergar, ou ouvir, objetos astrofísicos para a compreensão das leis fundamentais da gravitação e da história do Universo.

Abstract

The detections of Gravitational Waves from coalescing binaries represent a landmark in physics, they started the new science of gravitational wave astronomy and opened new lines of research in fundamental physics and cosmology. Here we expose the consequences of this new way to look at, or rather listen to, astrophysical objects for the understanding of the fundamental gravitational laws and the history of the Universe.

Palavras-chave: ondas gravitacionais, binárias coalescentes

Keywords: gravitational waves, coalescing binaries

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.36126](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.36126)

1 Introdução

A primeira detecção de ondas gravitacionais, ocorrida em 2015, coroou o esforço experimental de décadas para construir interferômetros capazes de medir deslocamentos subnucleares devido o efeito da passagem de ondas gravitacionais. Desde então, dezenas de detecções se acumularam, e foi possível obter em torno de uma detecção por cada semana de observação.

Apesar de sistemas binários de estrelas serem muito comuns no Universo (se estima que uma fração não desprezível de todas as estrelas esteja em um sistema binário), eventos de fusão de objetos astrofísicos acontecem mais raramente que uma vez a cada um milhão de anos por galáxia. Isso é devido ao fato de que o “tempo de vida” dos sistemas binários é muito longo, já que a emissão de ondas gravitacionais, responsável pelo encolhimento da órbita, é muito fraca. Além disso é preciso tomar em conta que os grandes detectores de ondas gravitacionais, LIGO [1], Virgo [2] e KAGRA [3], são sensíveis só em uma janela de frequência que vai desde algumas dezenas de hertz até alguns quilohertz, tornando possível a detecção apenas de sinais emitidos por sistemas

binários com separação entre os objetos de até alguns milhares de quilômetros. Isso limita as fontes emissoras de ondas gravitacionais a objetos astrofísicos compactos (como estrelas de nêutrons e buracos negros) cujo tamanho varia entre cerca de dez quilômetros para estrelas de nêutrons, e varia de forma linear com a massa, para os buracos. A título de exemplo, no caso de um buraco negro com massa igual à do Sol, o raio é de 3 km.

Uma das particularidades das ondas gravitacionais é que a amplitude instantânea, oscilante no tempo, é detectada diretamente, sem precisar medir a intensidade média das oscilações, como é o caso das ondas eletromagnéticas detectadas por exemplo pelo nossos olhos. Isso tem uma dupla vantagem a respeito de outras observações astrofísicas: *i*) a variação da frequência das ondas detectadas traz pelo detector a assinatura do sistema binário junto com detalhes quantitativos sobre a lei gravitacional que governa a dinâmica das fontes; *ii*) a amplitude da onda decai só com o inverso da distância, não com o quadrado dessa, permitindo alcançar fontes mais distantes.

Nas seções seguintes serão apresentadas as principais aplicações que as detecções de ondas

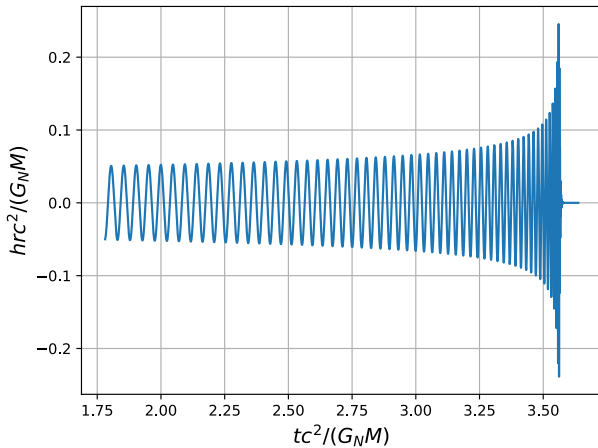


Figura 1: Exemplo de uma forma de onda (multiplicada pela distância e dividida pela massa total do sistema binário) gerada por dois buracos negros de igual massa e sem rotação (spin).

gravitacionais emitidas por sistemas binários de objetos compactos coalescentes podem ter para a física fundamental e para a investigação da história do Universo.

2 Física fundamental

O padrão de oscilação das ondas gravitacionais geradas por sistemas binários coalescentes traz uma rica fonte de informação. Em primeiro lugar, a frequência das ondas não é constante, mas varia à medida que a emissão da radiação gravitacional faz encolher a órbita da fonte (ver, por exemplo, a Fig. 1). Os detalhes quantitativos desta taxa de variação dependem dos parâmetros astrofísicos das fontes, como as massas e os spins dos constituintes do sistema binário, mas também da teoria fundamental da gravitação que rege a dinâmica dos dois corpos.

Podemos imaginar que cada um dos dois objetos astrofísicos que compõe o sistema binário, no ato de se deslocar no espaço-tempo, gera em torno de si um campo gravitacional dependente do tempo que afeta o deslocamento do outro objeto astrofísico, cujo campo gravitacional, por sua vez, afeta o deslocamento do primeiro. Resolver de forma exata este problema de dois corpos usando a teoria da relatividade geral é de uma dificuldade formidável e, para isso, vários métodos aproximados foram desenvolvidos.

É possível por exemplo resolver numericamente as equações da relatividade geral interpretando

o espaço-tempo como uma grade em que cada ponto está a uma distância finita do outro, em vez de formar um contínuo espaço-temporal, como é observado na natureza [4]. Assim é possível resolver as equações de Einstein e determinar tanto a dinâmica das fontes astrofísicas quanto a do próprio espaço-tempo, cuja oscilações propagando-se com a velocidade da luz são as ondas gravitacionais. Apesar de ser o método mais sólido para obter resultados confiáveis, integrar numericamente as equações de Einstein não é o método mais prático: pelo custo computacional e porque é necessário simular cada evento separadamente. É sempre melhor quando é possível ter um controle analítico das soluções de um problema, para entender como se comportam, sem ter que resolver todo o problema de novo, quando se altera um pouco as condições iniciais.

Um método perturbativo analítico consiste em considerar o espaço-tempo em torno do sistema binário como uma perturbação do espaço-tempo em torno do maior dos dois corpos, sendo o parâmetro de expansão a razão entre as massas dos dois corpos [5]. Evidentemente esse método não pode ser estendido para o caso de objetos de massas iguais, que representa o caso mais comum nas detecções de ondas gravitacionais, já que nesse caso os dois corpos estão acelerados, ambos contribuindo para o processo de emissão da radiação gravitacional. No caso de um corpo ser muito mais leve que o outro, será somente ele quem contribuirá para a emissão das ondas gravitacionais, e que será por consequência mais fraca, já que a emissão é proporcional à massa emissora.

Uma aplicação notável da teoria de perturbação em torno de um corpo massivo é a determinação quantitativa da emissão do corpo remanescente de uma coalescência, cujo resultado é um único buraco negro fortemente excitado, que decai a quiescência via a emissão de ondas gravitacionais. Tais ondas são descritas quantitativamente pela superposição de oscilações amortecidas, cuja frequência e amortecimento são univocamente determinados a partir da massa e do spin do buraco negro final [6, 7].

Avaliando quantitativamente o sinal emitido pelo buraco negro remanescente foi efetivamente possível reconhecer, em um caso das dezenas que foram detectados até hoje, a superposição de dois osciladores amortecidos [8], enquanto que nos outros casos foi possível detectar só o modo princi-

pal, já que é previsto que todos os demais modos apareçam com intensidade menor, ficando abaixo do nível de ruído do detector.

O método analítico de maior sucesso para descrever a fase inspiral de um sistema binário de objetos de massas comparáveis é a chamada aproximação pós-Newtoniana da relatividade geral, que consiste em aproximar o campo gravitacional em torno de cada um dos dois corpos como uma série de potência em termos do parâmetro adimensional $G_N M/c^2 r$, onde G_N é a constante da gravitação universal, c é a velocidade da luz no vácuo, M a massa total do sistema binário e r a distância entre os dois corpos. Note que a configuração de dois corpos em deslocamento em torno do centro de massa comum é definida pela distância e pela velocidade v que, durante uma revolução orbital, é ligada ao parâmetro precedente via a relação $v^2 = G_N M/r$.

Em particular, para os sistemas binários que evoluíram a partir de grandes distâncias até encolherem a própria órbita, é possível mostrar que as órbitas não são elípticas, mas circulares, pois a emissão de ondas gravitacionais tende a “circularizar” uma órbita, além de encolhê-la [9]. Dito isso, a expansão pós-Newtoniana pode ser uma série perturbativa descrita tanto em termos de v^2/c^2 , quanto de $G_N M/c^2 r$.

Para calcular o potencial gerado por um componente do sistema binário é necessário resolver o análogo relativístico da equação de Poisson, que liga a derivada segunda do potencial gravitacional à distribuição de matéria que é fonte desse mesmo potencial. Porém a relatividade geral, sendo uma teoria não-linear, introduz uma complicação: não só os corpos massivos são fonte do campo gravitacional, mas também o próprio campo gravitacional gerado por eles! Felizmente esse processo sem fim pode ser truncado em uma dada ordem perturbativa. Por exemplo, até o atual momento, a dinâmica relativística de um sistema binário é conhecida até a quarta ordem pós-Newtoniana (v^8/c^8), com resultados promissores sendo obtidos na quinta ordem.

Para efetuar esses cálculos perturbativos é de grande ajuda adotar uma classificação das contribuições em termo de diagramas de Feynman. Esta técnica foi inicialmente desenvolvida para calcular os efeito quânticos nos espalhamento das partículas fundamentais, necessários para interpretar teoricamente a grande quantidade de da-

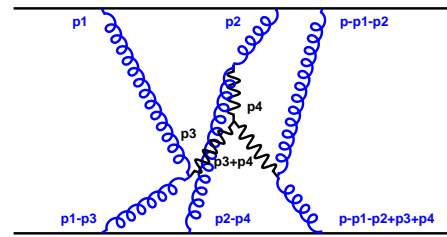


Figura 2: Diagrama de Feynman mais difícil de calcular pela determinação da quarta ordem perturbativa na aproximação pós-Newtoniana do problema de dois corpos na relatividade geral. Esta figura é uma representação pictórica da interação entre dois corpos (linhas contínuas), sendo as interações representadas pelas linhas onduladas. A não linearidade da teoria se reflete em que interações se repartem em novos termos (emergência ou convergência das linhas onduladas gerando outras linhas onduladas).

dos obtidos nos aceleradores de partículas como o CERN. A técnica dos diagramas de Feynman liga uma teoria fundamental a quantidades medidas experimentalmente, como a deflexão da trajetória de uma partícula se chocando com outra, e foi readaptada em [10] para calcular o potencial gravitacional efetivo entre dois corpos massivos, o que é necessário para obter a forma de uma onda gravitacional. Veja na Fig. 2 o mais complicado diagrama de Feynman que é necessário calcular para determinar a dinâmica de dois corpos na quarta ordem pós-Newtoniana [11].

Vale mencionar que estes métodos perturbativos normalmente aproximam os constituintes dos sistemas binários como puntiformes, negligenciando o tamanho dos objetos compactos em relação à distância entre eles. Embora isso seja uma excelente aproximação para quase todos os sinais de ondas gravitacionais detectados até hoje, novos e interessantes efeitos físicos acontecem quando as deformações de estrelas de nêutrons e buracos negros são levados em conta.

No caso das estrelas de nêutrons, a medida direta da deformabilidade é tratada no artigo *Estrelas de nêutrons e seus múltiplos mensageiros*, de Raissa F. P. Mendes, publicado neste mesmo volume. No caso de buracos negros, o efeito, mesmo não sendo ainda detectável com os detectores atuais de segunda geração, é muito intrigante. Acontece que, na relatividade geral, um buraco negro não se deforma sob a influência de um campo gravitacional estático externo, como o campo da estrela companheira em um sistema duplo, diferentemente do que acontece para as es-

trela de nêutrons. Uma parcial explicação qualitativa pode ser dada observando a deformação de um objeto astrofísico, deformações de *maré*, natural para uma distribuição de matéria, como para uma estrela de nêutrons, mas não acontece no espaço vazio que corresponde a um buraco negro. Ao contrário da deformação de maré, a absorção de uma parte da radiação gravitacional produzida pelo sistema binário é desprezível para estrelas de nêutrons mas pode ser importante para buracos negros: o horizonte de eventos de um buraco negro se comporta como uma esponja completamente absorvente. Toda radiação criada suficientemente perto dele não consegue escapar e vem a ser capturada pelo buraco negro.

Além da medida de uma não desprezível deformação das estrelas de nêutrons no evento GW170817 [12], esse efeito de deformação e absorção não foram ainda observados. Em particular uma observação desse fenômeno nos casos de buracos negros poderia dar mais uma confirmação da teoria da relatividade geral ou, em caso de incompatibilidade com a previsão da teoria de Einstein, uma indicação a favor das teorias alternativas da gravitação.

3 Cosmologia

A astronomia gravitacional não só permitiu enxergar os objetos mais enigmáticos da natureza, os buracos negros e as estrelas de nêutrons, como também abriu a possibilidade de enxergar o Universo através de um mensageiro novo, ou escutá-lo, como se diz metaforicamente. É assim possível ter informações complementares àquelas que os mensageiros tradicionais (ondas electromagnéticas, neutrinos e raios cósmicos) generosamente nos enviaram e já são detectados pelos observatórios existentes desde antes da implementação dos detectores de ondas gravitacionais.

Focando nossa atenção na cosmologia, um jeito padrão de investigar o Universo é relacionar a distância entre objetos astrofísicos e o *redshift* (termo em inglês para desvio para o vermelho) correspondente da luz recebida. O Universo está em expansão, com a velocidade de recessão das galáxias próximas à nossa sendo proporcional à distância relativa até nós. Quando uma fonte em movimento em relação a um observador emite luz, esta chega ao observador com uma frequência diferente daquela com que foi emitida, ana-

logamente ao que acontece com o efeito Doppler no caso do som emitido por uma fonte em movimento. A relação entre a distância e o *redshift* é um dos pilares de qualquer modelo cosmológico, mas infelizmente relaciona duas quantidades difíceis de serem medidas.

É relativamente fácil medir a frequência da luz que chega em um observatório. Para estimar o *redshift* é preciso saber qual era a frequência da luz na época da emissão. Para sinais provenientes de galáxias conhecidas essa medida é possível, identificando frequências associadas a fenômenos específicos cuja frequência é conhecida. Mas para fontes não padrões, como *gamma ray burst*, a estimativa do *redshift* é possível somente se a fonte puder ser associada a uma galáxia conhecida.

Para medir a distância não é suficiente observar a luz de um objeto, é necessário também conhecer sua luminosidade intrínseca, ou seja, a calibração da radiação emitida para comparar com a luminosidade medida e então inferir a chamada distância de luminosidade. É esse o caso, por exemplo, de um certo tipo de supernova, chamadas Ia, que se distingue das outras pela ausência de hidrogênio e pela presença de silício, visíveis no espectro, e que são *velas padrões*, ou seja, elas têm uma emissão padronizada e, com base na intensidade da luz detectada, a distância até elas pode ser medida. Quando é possível determinar o *redshift* também, graças à identificação da galáxia hospedeira, eis que temos os dois ingredientes para determinar a relação distância-*redshift*. Essa relação pode ser expandida em uma série de Taylor, e o coeficiente da primeira ordem é a constante de Hubble-Lemaître H_0 , cujo valor foi determinado de várias formas. Em particular a determinação de H_0 obtida pela análise da radiação cósmica do fundo não confere com o valor obtido através das velas padrões. É de fundamental importância, então, ter uma nova e independente determinação de H_0 , e isso pode ser obtido através das ondas gravitacionais emitidas por binárias coalescentes, ou sirenes padrões. Nesse caso, quando a medida gravitacional da distância de luminosidade é complementada pelo *redshift*, identificando a galáxia hospedeira por exemplo, é possível determinar a constante de Hubble-Lemaître. Por enquanto existe só uma detecção de onda gravitacional proveniente de uma sirene padrão com *redshift* associado e, por consequência, a medida de H_0 é acompanhada de uma incerteza muito

grande. Mas é esperado que com várias dezenas de novas detecções a precisão necessária para resolver o desacordo entre as medidas de H_0 hoje existente seja atingida.

O único evento caracterizado de uma emissão conjunta de ondas eletromagnéticas e gravitacionais é hoje conhecido como GW170817, na parte gravitacional, GRB170817A, pela parte de *gamma ray burst*, e AT 2017gfo pela parte de transiente óptico [13]. Ele aconteceu a uma distância de cerca de 120 milhões de anos-luz de nós, e o sinal dos raios gama chegou somente 1,7 segundos depois de passado o pico da onda gravitacional, o que mostra que as duas radiações, gravitacional e eletromagnética, viajam com a mesma velocidade com ótimo grau de aproximação.

Outra consequência inesperada do evento GW170817 foi a compreensão dos fenômenos que acompanham a fusão de duas estrelas de nêutrons, que induzem, entre outras coisas, a formação de uma quantidade importante de elementos pesados como ouro e prata, resolvendo um quebra-cabeça existente de longo tempo, já que as fusões nucleares que ocorre no interior de outras estrelas só dão conta de formar o ferro ou elementos mais leves.

4 Conclusões

Estamos no começo de uma verdadeira revolução no campo da astronomia, com repercussões esperadas também no campo da física fundamental e da cosmologia.

O interesse despertado pela detecção de ondas gravitacionais, dado o tipo de fonte particularmente fundamental (tanto que já foi denominado *o átomo do hidrogênio da gravidade*), permite uma descrição fundamental da dinâmica das fontes que está nos ensinando novas lições sobre a gravitação em condições extremas e nunca antes observadas.

Também na cosmologia as ondas gravitacionais nos dão acesso a novas informações, como uma medida independente da relação distância-redshift.

Mas além dos desconhecidos esperados, os eventos registrados mostraram como as novas detecções são fontes de informação sobre os desconhecidos inesperados, que além de responder a antigas perguntas, até então sem respostas, nos

abrem portas rumo a novas direções de investigação sobre o Universo.

Sobre o autor

R. Sturani (riccardo.sturani@ufrn.br) é Doutor em Física pela Scuola Normale Superiore de Pisa (Itália) e pesquisador do Instituto Internacional de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Norte (Natal, RN). Especialista em métodos de teoria de campos aplicados ao problema a dois corpos em relatividade geral e membro da colaboração LIGO/Virgo/KAGRA.

Referências

- [1] and J Aasi, B. P. Abbott et al., *Advanced LIGO*, *Classical and Quantum Gravity* **32**(7), 074001 (2015).
- [2] F. Acernese, M. Agathos et al., *Advanced Virgo: a second-generation interferometric gravitational wave detector*, *Classical and Quantum Gravity* **32**(2), 024001 (2014).
- [3] T. Akutsu, M. Ando et al., *Overview of KAGRA: Detector design and construction history*, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2021**(5) (2020), 05A101.
- [4] L. Lehner, *Numerical relativity: A review*, *Class. Quant. Grav.* **18**, R25 (2001). [ArXiv: gr-qc/0106072](https://arxiv.org/abs/gr-qc/0106072).
- [5] A. Pound e B. Wardell, *Black hole perturbation theory and gravitational self-force* (2021). [ArXiv:2101.04592](https://arxiv.org/abs/2101.04592).
- [6] T. Regge e J. A. Wheeler, *Stability of a Schwarzschild singularity*, *Phys. Rev.* **108**, 1063 (1957).
- [7] F. J. Zerilli, *Gravitational field of a particle falling in a schwarzschild geometry analyzed in tensor harmonics*, *Phys. Rev. D* **2**, 2141 (1970).
- [8] M. Isi, M. Giesler et al., *Testing the no-hair theorem with GW150914*, *Phys. Rev. Lett.* **123**(11), 111102 (2019). [ArXiv:1905.00869](https://arxiv.org/abs/1905.00869).
- [9] P. C. Peters, *Gravitational Radiation and the Motion of Two Point Masses*, *Phys. Rev.* **136**, B1224 (1964).

- [10] W. D. Goldberger e I. Z. Rothstein, *An Effective field theory of gravity for extended objects*, *Phys. Rev. D* **73**, 104029 (2006). [ArXiv:hep-th/0409156](#).
- [11] S. Foffa e R. Sturani, *Conservative dynamics of binary systems to fourth Post-Newtonian order in the EFT approach I: Regularized Lagrangian*, *Phys. Rev. D* **100**(2), 024047 (2019). [ArXiv:1903.05113](#).
- [12] B. P. Abbott et al., *Properties of the binary neutron star merger GW170817*, *Phys. Rev. X* **9**(1), 011001 (2019). [ArXiv:1805.11579](#).
- [13] B. P. Abbott et al., *Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger*, *Astrophys. J. Lett.* **848**(2), L12 (2017). [ArXiv:1710.05833](#).

O modelo de universo de Kurt Gödel

Mário Novello

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Resumo

Esse artigo discute a questão temporal em cosmologia, em particular a crítica de Gödel ao uso de um tempo cósmico global. Examina também os sistemas de coordenadas que permitem a separação da variedade espaço-tempo em três dimensões de espaço e um tempo único comum. Descreve a possibilidade de usar um sistema gaussiano que permite tal separação, e examina ainda as condições em que um tempo cósmico não pode ser usado para cobrir toda a variedade, como no modelo de Gödel.

Abstract

This paper discuss the temporal question in cosmology, specially the Gödel's criticism about the global cosmological time. It is also examined coordinate systems that allows one to separate spacetimes in tridimensional spaces with a single time coordinate. We describe the possibility to use a Gaussian system which allows such separation, and analysis the conditions in a which a cosmical time cannot be used to cover the whole manifold, as in the case of Gödel's model.

Palavras-chave: modelo de Gödel, cosmologia, tempo cosmológico.

Keywords: Gödel's model, cosmology, cosmological time

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.36050](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.36050)

1 Introdução

Meu interesse em apresentar o modelo de universo elaborado por Kurt Gödel está relacionado ao fato de que ele é um exemplo contundente de um cenário cosmológico que não aceita o apriorismo de Einstein quando este postulou a existência de um tempo global. Isto é, na geometria proposta por Gödel - uma solução exata das equações de Einstein da gravitação - a separação do mundo quadridimensional em três dimensões de espaço e uma de tempo não é possível de ser estendida para todo o espaço-tempo [1].

A comunidade dos relativistas sempre considerou este modelo com grande incômodo. Não é de estranhar que um dos cosmólogos americanos mais famosos, H. P. Robertson, tenha se referido, em sua intervenção sobre a geometria de Gödel, no *Fünfzig Jahre Relativitätstheorie*, na cidade suíça de Berna em 1956, do seguinte modo: "I consider it a defect in the field equations of general relativity that they allow such a solution". Isto é, a proposta de Gödel para gerar um movimento capaz de fugir ao quadro convencional

da cosmologia foi considerado como um "defeito teórico" das equações da relatividade geral e que deveria ser eliminado, colocado à margem, posto que indesejável!

E, no entanto, eu ousaria dizer que o momento mais original de toda a história da cosmologia moderna, no que diz respeito ao tratamento da questão do tempo, ocorreu precisamente com a entrada em cena do matemático e filósofo austríaco Kurt Gödel. Sua temática é tão especial, tão estranha, tão pouco comum que, embora passados mais de setenta anos desde sua formulação original, ainda hoje ocupa um lugar de destaque no pensamento científico sobre o Universo. Com relação ao problema do tempo, não seria exagero afirmar que nada semelhante aconteceu na cosmologia, nem antes nem depois.

Para entender o que é tão singular no ponto de vista de Gödel e porque ele é tão difícil de conciliar com as ideias convencionais, é suficiente limitar-nos a dizer que este modelo cosmológico é o exemplo mais famoso de violação global de causalidade – mantendo, no entanto, em cada ponto do espaço-tempo a causalidade local – sem que

nenhuma lei da física seja desrespeitada. Embora reconhecido imediatamente como incompatível com algumas propriedades observadas, tal como a expansão do Universo, ainda assim despertou enorme interesse na comunidade científica e mesmo além dela, constituindo-se em verdadeiro paradigma da possibilidade de conciliar a ciência com a ideia de caminhos que levam ao passado. A razão para isso se prende a algumas particularidades da proposta de Gödel, no contexto cosmológico que, de imediato, a tornaram especial. A que teve consequências mais contundente foi seu abandono, na construção de seu modelo de geometria, do apriorismo paradigmático da existência de um tempo cósmico global. Deliberadamente ou não, essa escolha levou à produção de um cenário de ordem cósmica completamente fora do contexto convencional.¹

O sistema usado para tratar e descrever os acontecimentos no mundo valia-se, desde a descrição unificada feita por Minkowski, no começo do século XX, da separação do mundo na configuração caracterizada por uma estrutura possuindo três dimensões de espaço e uma de tempo. O modelo padrão da cosmologia se sustenta precisamente sobre esta separação, dita $3 + 1$, que se realiza na geometria de Minkowski, graças às propriedades da descrição de uma variedade diferencial feita por Gauss. Gödel rompe com esta tradição. Abandona a hipótese de que a cosmologia deve ser escrita usando-se um tempo cósmico único, global, comum a todos os observadores. Cria assim, um modelo que, embora tendo a mesma distribuição de energia/matéria utilizada na formulação do universo de Einstein e incluindo a mesma constante cosmológica que este havia introduzido, possui propriedades radicalmente diferentes. Dentre estas, a que singularizou este modelo, consiste na existência de curvas do tipo tempo fechadas, e que se denota pelas iniciais do termo em inglês CTC (Closed Timelike Curves). Em outras palavras, caminhos que levam ao passado.

2 Tempo no universo de Gödel

O elemento principal na análise feita por Gödel da questão cosmológica é o tempo. Para ele, o cenário iniciado por Einstein ao demarcar as fronteiras e estabelecer os fundamentos da cosmologia, tem como objetivo a tentativa de eliminação do tempo da descrição do universo.² Por que essa eliminação servia à visão einsteniana do universo? Por diversas razões que examinei em outras ocasiões (ver referências [2] e [3]) e que podem ser sintetizadas em uma só frase: trata-se de uma versão científica da argumentação derivada de Platão de um mundo ideal, sem necessidade de movimento. Com efeito, pensava ele, para onde deveria caminhar um universo perfeito? E por que? Estas questões, subentendidas no cenário colocado por Einstein, são rejeitadas a priori por Gödel. Mas aqui, em sua análise, não se trata de uma observação da natureza – como a que sustentou o modelo de Friedmann – que toma a iniciativa da crítica ao imobilismo einsteniano. Não. Para Gödel, é a própria estrutura do tempo, independentemente do contexto cosmológico, que está em causa e que deve ser examinada.

A formulação de Friedmann, por seu convencionalismo, não avança nesta questão. A descrição do mundo deveria vir a reboque desta orquestração preliminar da ordem temporal do mundo. Como se anunciasse uma crise. Costuma-se argumentar que uma das consequências mais notáveis da revolução conceitual realizada em torno da teoria da relatividade especial foi a eliminação do tempo absoluto. A evolução da cosmologia, a partir da solução de Friedmann, trouxe a possibilidade de uma análise complementar, pelo exame da questão que ela se permite fazer: é esta ciência o lugar onde o tempo absoluto newtoniano adquire uma re-interpretação e recupera sua significância? Seria a cosmologia, ou melhor, as geometrias associadas aos modelos cosmológicos, o território natural onde aquele absoluto newtoniano voltaria a ser útil ou até mesmo verdadeiro? A maior parte dos cosmólogos ao responder sim a esta questão se apressa a esclarecer que não consideram a opção por um tempo absoluto como um problema, como se fora um retrocesso, pois ele é entendido como nada mais do que isso: uma esco-

¹A ausência de um tal tempo gaussiano global levou alguns autores a argumentarem que a geometria de Gödel não deveria ser sequer considerada como um modelo cosmológico!

²Uma tal eliminação do tempo seria, na visão de alguns – como o físico brasileiro J. M. Salim - a única possibilidade da cosmologia não se envolver em paradoxos, em questões circulares, sem solução.

lha conveniente, útil e que permite uma descrição dentro do antigo cânone pré-relativista de estudo do Universo.

3 *Revolução dentro da revolução*

Gödel executa um novo movimento crítico, uma mudança de paradigma que nem mesmo Einstein havia ousado, e produz uma verdadeira revolução dentro da revolução relativista, indo muito além do que a ciência convencional pode aceitar. Ele começa por arguir que a representação que usa um tempo global pode ser conveniente, mas não deve ser alçada à condição de absoluta e que, ao contrário, deve sair do território nebuloso do apriorismo³. Deve-se investigar se seu uso pode ser globalmente possível em qualquer solução das equações da teoria da relatividade geral. Isto é, mesmo que escolhamos localmente uma ordem temporal capaz de exibir - e para todos os observadores - uma distinção clara e operacional entre passado e futuro, mesmo que todos os observadores coincidam na caracterização desta ordem, Gödel se pergunta se é indispensável que a universalidade desta ordenação seja extrapolada para além das observações locais, isto é, seja entendida como global, típica do universo, com todas as consequências que uma tal extrapolação induz. A resposta que ele oferece é um veemente não! Enquanto não possuímos meios materiais para decidir através da observação, todas as diferentes alternativas possíveis, compatíveis com as leis da física, devem ser consideradas e a estrutura gaussiana de um tempo global - como qualquer outra escolha - deve ser entendida como provisória. É o que Gödel nos ensina.

4 *O modelo cosmológico de Gödel*

A geometria desse modelo parte da hipótese de que as equações que descrevem o comportamento da gravitação no universo são dadas no interior da relatividade geral contendo, como no caso do modelo de Einstein, uma fonte de matéria identificada a um fluido perfeito incoerente (isto é, sem interação entre suas partes) além da resposta global do universo, consubstanciada na expressão da

³É o mesmo procedimento adotado por Einstein ao empreender sua crítica ao apriorismo da física newtoniana.

constante cosmológica Λ . O fluido não mostra dependência temporal, mas possui uma propriedade que o singulariza: ele está dotado de uma rotação local. Isto é, em cada ponto do espaço onde a matéria inerte se apresenta, existe um eixo de rotação em torno do qual a matéria gira. Esta rotação é local, isto é, não se trata de uma rotação global do Universo como um todo, posto que isto seria impossível de ser observado. A intensidade desta rotação é determinada pela densidade de energia local do fluido. As equações da teoria impõem uma relação direta entre este valor da rotação e o valor da constante Λ . Este eixo de rotação local permite associar naturalmente uma direção privilegiada em cada ponto, de tal modo a definir naturalmente um sistema de coordenadas cilíndricas. Podemos então descrever, neste sistema de coordenadas, a situação especial desta geometria. Gödel mostrou, analisando o comportamento de uma classe de observadores livres que eles poderiam girar em torno deste eixo realizando uma trajetória fechada sobre si mesmo. O ponto crucial, e que produz toda a estranheza deste modelo, consiste na propriedade de que esta trajetória fechada ocorre na estrutura completa do espaço-tempo, isto é, trata-se de uma curva na qual um viajante que por ela caminhasse poderia passar mais de uma vez pelo mesmo ponto. Nesta trajetória, ele poderia realizar a experiência que chamaríamos de "volta ao passado".

5 *Observadores gaussianos no universo de Gödel*

Para mostrar que também no modelo de Gödel é possível produzir, para uma classe de observadores especiais, um tempo único, que funcionaria para estes observadores como um tempo cósmico, podemos proceder como o matemático Gauss ensinou e produzir de modo prático este tempo global. Talvez fosse conveniente nos dedicarmos um pouco a essa questão, para que ela e outras que lhe estão associadas, fiquem mais claramente compreendidas.

Na escolha de um sistema gaussiano de coordenadas, na qual um tempo único e comum é estabelecido, devemos começar por construir a classe de observadores privilegiados que irão utilizar este tempo. Como sobre estes observadores nenhuma força deve ser exercida, pois eles

são caracterizados como observadores livres, devemos começar por procurar este conjunto particular de observadores sem aceleração. Sabemos que uma tal propriedade é típica de curvas geodésicas. Assim, o primeiro passo consiste em conhecer as curvas geodésicas na geometria de Gödel. Ademais, como queremos que estas curvas sejam caminhos reais, pelas quais observadores reais possam se locomover, elas devem ser do tipo tempo. Realizada esta etapa (ver referência [4] para maiores detalhes técnicos), escolhida uma classe de observadores especiais, definimos para estes, um tempo único, pela sincronização de seus relógios. A partir desta classe construímos uma estrutura espacial, que nada mais é do que uma mera imitação do que ocorre na geometria euclideana, e como estamos acostumados a fazer na geometria de Minkowski. Segue então que para cada observador pode ser atribuído um tempo (que será o mesmo para todos os observadores desta classe) e, perpendicularmente a esta curva especial no quadri-espaço que caracteriza o movimento destes observadores gaussianos (as geodésicas), associa-se um correspondente espaço tridimensional, que chamamos simplificada-mente de "espaço". Dessa forma, um sistema de coordenadas (tempo e espaço) capaz de caracterizar cada acontecimento do mundo, se estabelece. O próximo passo é crucial, pois trata-se de responder à questão: até onde podemos estender, a partir de um dado ponto qualquer P na geometria de Gödel, um tal sistema gaussiano de coordenadas? Pois é precisamente neste momento que a geometria de Gödel se distancia radicalmente das demais conhecidas. Ao tentarmos realizar a extensão deste sistema, uma análise matemática (ver referência [5]) mostra que ele não pode ir além de uma determinada região; que ele se interrompe em um dado lugar, que além deste lugar, ele se torna inaceitável como um sistema de coordenadas regular. E qual é este ponto ou conjunto de pontos, além dos quais este sistema gaussiano em Gödel não pode se estender? O que ocorre de especial ali e de tal modo que, além deste ponto, se encontra um território para o qual este sistema gaussiano, gerado a partir de P , não é mais aplicável? E o que ocorre com este sistema para que deixe de ser aplicável?

Muitas questões, que iremos responder agora. O que impede este sistema de ser estendido além de um raio crítico – que chamaremos de $R(P)$,

pois ele depende de cada observador e de cada ponto P onde a caracterização do sistema gaussiano foi estabelecido – é simples de descrever: ele se torna singular, isto é, ele não caracteriza as distâncias entre pontos deste universo por números reais finitos. Tudo se passa como se chegássemos, em $R(P)$, a uma fronteira, além da qual o universo não mais existiria: chegaríamos a uma barreira intransponível, às bordas que delimitariam este universo. Entretanto, não se trata de um impedimento verdadeiro, real, pois nada mais é do que uma propriedade desta particular classe de descrição do universo de Gödel. Outras caracterizações, não gaussianas, podem ir além deste ponto crítico $R(P)$. Mas como é isso possível? O que está afinal de contas, acontecendo naquele ponto? Para melhor e mais facilmente entendermos isso, é conveniente fazermos um pequeno intervalo nesta análise e examinarmos uma situação semelhante – mas bem mais simples – que acontece em uma geometria mais elementar, a geometria de Minkowski.

6 Geometria de Minkowski, observadores de Rindler

Uma escolha de sistema de coordenadas, isto é, o modo pelo qual se representam os pontos ou eventos no espaço-tempo quadridimensional, é arbitrária. Alguns sistemas podem ser estendidos para todo o espaço-tempo, e outros têm seu domínio de aplicação limitado a uma dada região. Esta escolha depende de várias motivações e até mesmo seu alcance pode fazer parte dos critérios desta escolha. Poder-se-ia pensar que a escolha normal fosse aquela no qual o sistema de coordenadas pudesse ser estendido sobre toda a variedade. Entretanto, por diferentes razões, às vezes, é mais conveniente usar uma dada representação, mesmo que ela não seja global, isto é, mesmo que ela possua uma fronteira a partir da qual este sistema não seja mais utilizável. Um exemplo bastante esclarecedor desta situação na qual o sistema de representação usado é restrito a uma parte limitada da geometria é o sistema de coordenadas de Rindler. A origem de um tal sistema está no fato – ditado por alguma conveniência local – de que se escolhe para representar o espaço-tempo, uma classe particular de observadores privilegiados aos quais um sistema de coordenadas está associado, uma classe especial de

observadores não-inerciais. Isto é, seleciona-se, por algum critério, um conjunto de observadores. No caso de Rindler, escolhe-se observadores não livres, aos quais uma força é aplicada continuamente, gerando uma aceleração constante. Assim, ao se estabelecer um sistema de coordenadas mais adaptado a estes observadores, descobre-se que este sistema só pode descrever um quarto da totalidade do espaço-tempo convencional de Minkowski. Neste caso, uma simples inspeção em sua interpretação, mostra que as fronteiras que delimitam o domínio da validade do sistema de coordenadas de Rindler são determinadas pelo valor máximo da correspondente aceleração.

7 Geometria de Minkowski, observadores de Milne

Um outro sistema especial de coordenadas foi caracterizado pelo astrônomo inglês Milne. Ele pode ser entendido como constituindo uma espécie de sistema complementar ao de Rindler, embora sua origem seja totalmente distinta. Com efeito, enquanto os observadores de Rindler constituem sistemas acelerados, e conseqüentemente não possuem um tempo único gaussiano, a classe dos observadores de Milne constituem observadores inerciais, livres, e que descrevem um só tempo global comum a todos estes observadores. Isto é, como em Gödel, este sistema gaussiano é limitado. Mas então, de onde vem o horizonte, esta fronteira que impede que este sistema cubra todo o espaço-tempo? Para entendermos isso, devemos conhecer o modo pelo qual o sistema de Milne é gerado, como se descreve sua criação, como pode ele ser construído. Com efeito, o sistema de Milne é gerado fixando-se arbitrariamente um momento singular de criação artificial e formal do espaço-tempo minkowskiano. Tudo se passa, para este sistema de coordenadas como se, a partir de um dado momento previamente selecionado e arbitrário, caracterizado por um valor que convencionalmente chamamos de tempo zero, uma quantidade infinita de observadores inerciais são hipoteticamente enviados para todas direções, a partir de um ponto central do espaço, escolhido para constituir a origem espacial deste sistema de coordenadas. Assim, a partir deste centro, todo o espaço seria atingido. Entretanto, como os observadores só podem se movimentar para o futuro, o passado deste ponto e, conseqüentemente todos os pontos

que estariam no espaço associado a um tempo anterior ao escolhido no sistema de Milne como seu tempo inicial, não poderiam ser atingidos pelos observadores de Milne. Conseqüentemente, eles representariam eventos, acontecimentos do passado que estariam fora desta descrição. Entende-se assim, a razão pela qual o sistema de coordenadas de Milne só é capaz de descrever uma parte da totalidade da geometria de Minkowski: trata-se de uma consequência direta do modo de formação deste sistema. Os observadores de Milne ao começarem sua descrição do universo, postulam que toda a história passada está definitivamente apagada para eles, ou, para usar a palavra correta associada a esta definição: este passado não existiu, não pode fazer parte de sua representação do universo. E, no entanto, trata-se de descrever o bem-comportado espaço-tempo de Minkowski. Sabemos que é possível, escolhendo outra classe de observadores fundamentais, estabelecer um sistema gaussiano completo, capaz de representar toda esta geometria. Isso nos mostra claramente que a limitação do sistema gaussiano de Milne não é uma propriedade inerente ao espaço-tempo que ele descreve, mas sim uma limitação do alcance dessa particular escolha de representação (o leitor interessado pode ver mais detalhes na referência [3]).

8 Sistema gaussiano na geometria de Gödel

Depois deste pequeno desvio para entendermos como se estrutura, em geral, um sistema de observadores gaussianos, e como se pode limitar e entender sua descrição, podemos voltar ao caso que nos interessa aqui. Vamos proceder de modo semelhante. Suponhamos que na geometria de Gödel um conjunto de observadores geodésicos são enviados para todas as direções a partir de um ponto qualquer 0. Cada um destes observadores irá descobrir que ao se aproximar de um certo valor de distância D de seu ponto original (valor este que depende somente da intensidade de rotação existente neste modelo) aparece uma barreira impossibilitando a extensão daquele sistema além de D. E qual a origem dessa barreira, dessa curiosa propriedade de confinamento? Por que este sistema limita ao raio D a possibilidade de construção de um tempo único, do tempo gaussiano, nesta geometria? Um exame mais deta-

lhado mostra o que se passa na fronteira: além de D é possível o aparecimento de curvas do tipo tempo fechadas. Isto é, um observador real poderia, em princípio, voltar a seu passado e, conseqüentemente, um tal sistema de coordenadas gaussianas se torna impossível de ser estendido além de D . Notemos, entretanto, que a situação na geometria de Gödel é diferente do caso anterior de Minkowski. Tanto na representação de Milne quanto na de Rindler, a limitação de que tratamos é artificial, está associada a uma escolha especial de observadores. Podemos passar para outra categoria de observadores — os inerciais, por exemplo, — que podem realizar a tarefa de descrever a totalidade do universo de Minkowski. A diferença entre esta limitação de alguns observadores gaussianos desta geometria e aquela, bem mais dramática, existente na geometria de Gödel, reside precisamente nesta característica que devemos repetir e enfatizar: enquanto em Minkowski trata-se de uma escolha de observadores que não podem utilizar um tempo cósmico global, único, para toda a geometria, no caso de Gödel, trata-se de uma proibição inerente a esse modelo que independe de qualquer escolha especial de observadores.

9 Uma comparação dos modelos de universo de Einstein e Gödel

No modelo de universo de Einstein não há dinâmica, o universo é estático. Isso é afirmado ao começo de sua caracterização e isso pôde ser feito, pois existe um tempo global de referência ao qual os observadores fundamentais gaussianos podem comparar as diferentes propriedades desta geometria. Nada semelhante em Gödel. Não somente a dinâmica aqui não existe, mas nem mesmo aquele tempo global de referência em relação ao qual nos questionamos sobre esta dinâmica, não existe. Ademais, torna-se extremamente difícil — e, em certas situações, mesmo impossível examinar propriedades convencionais da física nesta geometria. Vamos dar um exemplo simples, mas esclarecedor.

Como vimos, a geometria de Einstein admite a construção de um sistema gaussiano no qual este universo pode ser separado em uma estrutura tridimensional chamada “espaço” e um tempo. Uma tal construção é global, isto é, pode ser estendida sobre todo este universo. Desta forma, é possível

organizar uma ciência convencional, semelhante à construída na relatividade especial, que guardaria muitas — se não todas — características com as quais se descreve o mundo. Em particular, por exemplo, uma física de campos seria possível ser construída, semelhantemente ao que ocorre na geometria de Minkowski, transportando-a para o cenário de Einstein. Nada semelhante na geometria de Gödel. Com efeito, embora seja possível instituir um sistema gaussiano local nesta geometria, o fato de que ele não possa ser estendido globalmente produz resultados estranhos e inesperados. Só para citar um exemplo, poderíamos considerar as dificuldades quase insuperáveis de produzir uma física convencional de campos nesta geometria e construir um problema de Cauchy para eles. Isto significa, de um modo simbólico e preciso, a impossibilidade de que um corpo material, uma partícula, possa ser descrita como uma estrutura única e permanente. Uma partícula, vista por um observador nesta geometria, poderia não ser reconhecida como tal por outro observador. Como é isso possível?

Não entrarei em mais detalhes neste texto, encaminhando o leitor interessado para os artigos citados abaixo.

Sobre o autor

Mário Novello (novello@cbpf.br) é Pesquisador Emérito do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF). Mestre em Física pelo CBPF, sob a orientação de José Leite Lopes e Doutor em Física pela Université de Genève (Suíça), sob a orientação de Josef-Maria Jauch (1972). Em 2004 recebeu o título Doutor Honoris Causa pela Université de Lyon (França) por seus estudos sobre modelos cosmológicos sem singularidade. Autor de vários livros técnicos e de divulgação científica, dentre os quais *Cosmos et Contexte* (Ed. Masson, Paris), *O que é Cosmologia* (Ed. Zahar). Publicou mais de uma centena de artigos científicos e orientou dezenas de dissertações de mestrado e teses de doutorado.

Referências

- [1] K. Gödel, *An example of a new type of cosmological solutions of einstein's field equations of gravitation*, [Reviews of Modern Physics](#) **21**, 447 (1949).

- [2] M. Novello, *O que é cosmologia: a revolução do pensamento cosmológico* (Jorge Zahar Editor, Rio de Janeiro, 2010).
- [3] M. Novello, *Maquina do tempo: um olhar científico* (Jorge Zahar Editor, Rio de Janeiro, 2005).
- [4] M. Novello, I. D. Soares e J. Tiomno, *Geodesic motion and confinement in gödel's universe*, [Phys. Rev. D](#) **27**, 779 (1983).
- [5] M. Novello, N. F. Svaiter e M. E. X. Guimarães, *Synchronized frames for Gödel's universe*, [General Relativity and Gravitation](#) **25**(2), 137 (1993).

Química e astronomia

Sérgio P. J. Rodrigues

Universidade de Coimbra, Portugal

Resumo

Desde tempos imemoriais que os seres humanos olham e tentam perceber o céu. Não sabiam bem o que eram aquelas luzes a brilhar e que se movimentavam de forma repetida. Hoje em dia parece muito fácil, mas demorou muito tempo a consolidar-se a imagem que atualmente temos do céu. E sobretudo, a sabermos qual era a sua composição química. Este artigo pretende fazer uma revisão de divulgação do conhecimento químico que temos do céu e mostrar que as informações químicas são indissociáveis do entendimento que temos hoje do universo.

Abstract

Since immemorial times, human beings have looked and tried to understand the sky. They didn't quite know what those lights were, shining and moving repeatedly. Today it seems very easy, but it took a long time to consolidate the image we have today of heaven. And above all, to know what its chemical composition was. This article intends to review the dissemination of chemical knowledge that we have of the sky and show that chemical information is inseparable from the understanding we have today of the universe.

Palavras-chave: moléculas no espaço, astroquímica.

Keywords: molecules in the space, astrochemistry.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35752](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35752)

1 Introdução

Estão registrados 118 elementos químicos, mas estima-se que existam 10^{80} átomos e 10^{12} galáxias no universo (ver referência [1]). Tratam-se de números muito grandes mas, curiosamente, o número de átomos contidos na areia de uma praia pode ser maior do que o número de galáxias no universo. Obviamente não estamos a falar da mesma coisa. Cada uma das galáxias é muito mais extensa do que 10^{12} praias. São estes alguns dos paradoxos que resultam dos grandes números e das coisas muito pequenas e muito grandes que envolvem a constante conhecida como o *número de Avogadro* ($6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) e a unidade do sistema internacional *mol*.

Poderíamos indicar muitos outros exemplos de grandes números. Por exemplo, estão registradas (em maio de 2021) mais de 182 milhões de substâncias orgânicas e inorgânicas, mas estima-se que o *espaço químico* (ver Ref. [2] e os demais artigos disponíveis no mesmo volume) chegue a 10^{60} substâncias. São descobertas ou inventadas mais de 15 mil novas substâncias por dia. Exis-

tem cerca de 9 milhões de espécies biológicas conhecidas, mas estima-se que existam mais de 100 milhões de espécies, sendo descobertas cerca de 50 por dia. Entretanto, temos cerca de 8 milhões de seres humanos no planeta, mas estima-se que tenham existido cerca de 10^{45} . E, cada ser humano é único, temos assim o mesmo número de moléculas de DNA diferentes. O que nos conduz ao número enorme de 10 elevado a cerca de 6 milhões de moléculas de DNA possíveis. Para estes números muito grandes não há unidades que os tornem “menores”, como ocorre na astronomia. Na Figura 1 podemos encontrar de forma esquematizada as dimensões típicas envolvidas na química. Esta ciência costuma ser designada por central, mas vemos que “central” significa estar envolvida em todas as ciências sempre que sejam referidas as composições ou os processos relacionados, desde as moléculas até as galáxias.

Nós hoje acreditamos (e todas as experiências têm confirmado) que a matéria é igual em todo o universo, e que as leis físicas são também as mesmas em qualquer lugar. Isso hoje está muito claro, mas nem sempre foi dessa forma. Acre-

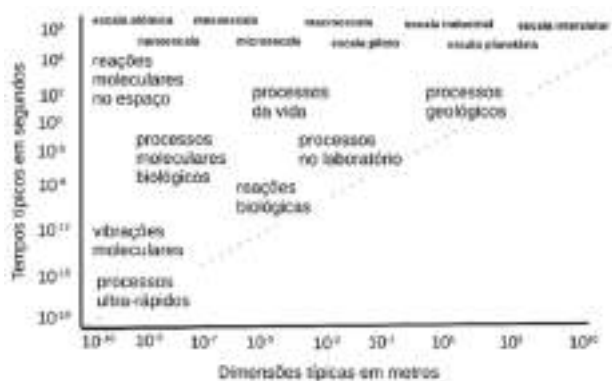


Figura 1: Tempos e dimensões espaciais da química.

ditamos, ainda, que os efeitos diminuem com as distância e que, embora a Lua esteja mais perto e provoque as marés nos oceanos, ela não tem efeito sobre coisas como os nascimentos e o crescimento das plantas. E se a Lua não tem efeito sobre essas coisas, os planetas do nosso sistema solar, que estão muito mais distantes, têm ainda menos, claro. Assim, as ideias da astrologia não têm qualquer base científica, mas são aspectos pitorescos do mundo atual. E, em termos históricos, Galileu por exemplo, além de astrônomo foi também astrólogo. Muitos outros cientistas o foram, muitos não acreditando nos resultados mas ganhando a vida com essa atividade. Os aspectos culturais e históricos são muito importantes no que concerne a astronomia, mas isso não faz com que os mitos que rodeiam a legítima e fundamental procura de explicações tenham base científica. Por outro lado, há muitas coisas que não precisam de uma explicação científica, como a poesia e a arte que se cruzam muitas vezes com a astronomia. Na Figura 2 podemos encontrar uma composição que tem sido apresentada pelo autor e que combina alguns dos aspectos referidos. Os mitos, a poesia ou a arte não têm de ter bases científicas, nem de estar "certos" ou "errados" (embora a ciência e os seus métodos nos possam ajudar a distinguir a fantasia da realidade), mas podem ajudar-nos a refletir sobre o universo e sobre a ciência.

A química é fundamental para se perceber a composição das estrelas ([3–13]) mas também nos permite procurar responder questões como a existência de água no sol ou da existência de aminoácidos no espaço interestelar. Claro que isso nos leva as outras perguntas. Se existe, como é que a água foi parar no Sol? Como é que detectamos água e outras moléculas no espaço? A existência de aminoácidos é uma prova da existência de vida



Figura 2: Composição realizada pelo autor envolvendo as imagens de um grão de areia e do cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko, e citações de dois escritores que envolvem alguns aspectos referidos.

no espaço? E muitas outras.

Os cientistas mostram muitas vezes que o que era considerado impossível era, afinal, possível, enquanto que os filósofos mostram muitas vezes que o que parecia perfeitamente possível, era afinal, impossível [14]. Muito famosa é a afirmação, atribuída a Auguste Comte, de que seria impossível saber a composição química das estrelas e planetas porque não podemos ir lá. De fato, Auguste Comte escreveu algo parecido em vários lugares (as obras dele são de domínio público e estão online [15]). Curiosamente, uns anos depois foi inventada a espectroscopia por Bunsen e Kirchhoff, a qual permite saber a composição de um material sem ir até ele.

Mas voltando à região do espectro eletromagnético mais conhecida (o espectro visível), observando o Sol, notou-se a presença de linhas de emissão desconhecidas, e foi assim que se descobriu o elemento químico hélio. A distribuição é proporcional à temperatura e segue uma lei conhecida com *radiação de corpo negro*, que é válida em muitas outras situações, como ferros em brasa ou nós mesmos (descobriu-se que os astronautas perdiam calor por radiação e portanto uma parte fundamental dos seus trajes é o isolamento em relação à reflexão da radiação). Algumas partes do espectro são diferentes devido ao dióxido de carbono e água na atmosfera, por exemplo. Por outro lado, hoje em dia, podem detectar-se muitos outros elementos e algumas moléculas no Sol. O hidrogênio, o elemento mais abundante no universo, absorve em regiões características. Em Coimbra, há muitos anos que registram a evolu-

ção das manchas solares e outros dados sobre o Sol com base no espectro do hidrogênio [16].

Na região da radiação visível é possível observar muitas coisas, como a galáxia de Andrômeda (a que está mais perto de nós), mas o espectro de micro-ondas ou de infravermelho dão informações precisas sobre a temperatura. Por exemplo, pode usar-se a distribuição dos isótopos 12 e 13 do carbono no monóxido de carbono para medir esta temperatura. Por isso se faz necessário conhecer com muita precisão a diatômica e o seu espectros vibracional-rotacional [17]. Conhecendo bem os espectros podemos estender a nossa visão e conhecimento sobre o universo.

Já foram detectadas centenas de compostos (ver [18, 19] e as referências neles contidas; ou, mais recentes, por exemplo, [12, 20, 21]). Alguns destes compostos são pouco usuais (ver, por exemplo, [22]), mas outros são muito comuns no planeta Terra, como a água, o amoníaco (a primeira molécula a ser detectada no espaço) ou a acetona (ver a Tabela 1). Pensa-se no espaço como sendo uma grande fonte de moléculas orgânicas e relacionadas com a vida [19, 23–28] e todo esse conhecimento pode ser usado nas salas de aulas do ensino fundamental e médio (básico e secundário em Portugal) [18, 29]. É curioso que, embora tenha sido sugerido e que os encontremos em cometas e asteroides, ainda não se encontraram aminoácidos no espaço interestelar (encontrá-los, significa, de forma geral, encontrar alguns dos seus isômeros que sejam precursores). Fazemos isso por dois caminhos, apontando os telescópios e calculando ou simulando. A mecânica quântica e a mecânica estatística têm nesta última fase um papel fundamental. Os métodos de extrapolação da energia de correlação para a base infinita são, nesse contexto, muito importantes ([30, 31]).

Os desafios colocados pela identificação das moléculas e das reação químicas que lhe dão origem podem ser enfrentados utilizando os métodos de cálculo de estrutura eletrônica [11, 28, 32–35]. Embora seja necessário meios de cálculo muito precisos, podemos também fazer alguns desses cálculos através de programas disponíveis na internet [36], sem termos os programas instalados, ou com objetivos educacionais (ver, por exemplo, [35]).

No que concerne os satélites, sondas e jipes espaciais, há um conjunto de instrumentos de aná-

Tabela 1: Compostos encontrados no espaço (adaptado de [18] e [19] - moléculas não presentes em [18] aparecem em negrito).

#	Moléculas ou íons
2	H ₂ , CO, CSi, CP, CS, NO, NS, SO, HCl, NaCl, KCl, AlCl, AlF, PN, SiN, SiO, SiS, NH, OH, C ₂ , CN, HF, FeO, LiH, CH, CH ⁺ , CO ⁺ , SO ⁺ , SH, N ₂ , O ₂ , CF⁺ , ArH⁺
3	H ₂ O, H ₂ S, HCN, HNC, CO ₂ , SO ₂ , MgCN, MgNC, NaCN, N ₂ O, NH ₂ , OCS, CH ₂ , HCO, C ₃ , C ₂ H, C ₂ O, C ₂ S, AlNC, HNO, SiCN, SiC ₂ , HCO ⁺ , HSO ⁺ , H ₃ ⁺ , OCN ⁻ , H₂Cl⁺
4	NH ₃ , H ₂ CO, H ₂ CS, C ₂ H ₂ , HNCO, HNCS, H ₃ O ⁺ , SiC ₃ , C ₃ S, H ₂ CN, C ₃ H, HCCN, CH ₃ , C ₂ CN, C ₃ O, HCNH ⁺ , HOCO ⁺ , PH₃
5	CH ₄ , SiH ₄ , CH ₂ NH, NH ₂ CN, CH ₂ CO, HCOOH, HC ₃ N, HC ₂ NC, C ₃ H ₂ , CH ₂ CN, H ₂ COH, C ₄ Si, C ₅ , HNC ₃ , C ₄ H, CH₃Cl
6	CH ₃ OH, CH ₃ SH, C ₂ H ₄ , H(C ₂) ₂ H, CH ₃ CN, CH ₃ NC, HC(O)NH ₂ , HC ₃ (O)H, HC ₃ NH ⁺ , HC ₄ N, C ₅ N, C ₅ H, H ₂ C ₄ , C ₂ H ₂ C(O), H ₂ C ₂ NH, CH₅S
7	HC(O)CH ₃ , C ₂ H ₄ O, CH ₂ CH(OH), CH ₃ C ₂ H, CH ₃ NH ₂ , CH ₂ CH(CN), H(C ₂) ₂ CN, C ₆ H, NH₂CH₃
8	CH ₃ CO ₂ H, HC(O)OCH ₃ , HOCH ₂ C(O)H, CH ₃ C ₃ N, H ₂ C ₆ , H(C ₂) ₃ H, C ₂ H ₃ C(O)H, C ₇ H, H ₂ C ₃ H(CN), (NH₂)₂CO
9	(CH ₃) ₂ O, CH ₃ CH ₂ OH, CH ₃ CH ₂ CN, CH ₃ C ₄ H, HC ₇ N, C ₈ H, CH ₃ C(O)NH ₂
10	CH ₃) ₂ CO, HOCH ₂ CH ₂ OH, C ₂ H ₅ C(O)H, CH ₃ (C ₂) ₂ CN, (CH₂OH)₂
11	HC ₉ N, CH₃C₆H , CH₂H₅OCHO
12	C ₆ H ₆ , C₃H₅N , C₂H₅OCH₃
13	HC ₁₁ N, C₆H₅CN
24	C₁₄H₁₀
60	C₆₀ , C₆₀⁺ ,
70	C₇₀

lise química que é importante considerar. Por exemplo, na sonda Rosetta que aterrissou no co-

menta 67P (Churyumov-Gerasimenko), há muitos instrumentos de que se destacam: Alice (Ultraviolet Imaging Spectrometer), COSIMA (Cometary Secondary Ion Mass Analyser), MIDAS (Micro-Imaging Dust Analysis System), OSIRIS (Optical, Spectroscopic, and Infrared Remote Imaging System), ROSINA (Rosetta Orbiter Spectrometer for Ion and Neutral Analysis), os quais se baseiam em vários métodos de análise química espectroscópica e de espectrometria de massa. Muitas dessas tecnologias estão em desenvolvimento e acabam por encontrar utilidades aqui na Terra. Um exemplo são os métodos de identificação automática de rochas em fábricas de cimento ou minas.

Nas muitas sondas e satélites enviadas a Marte, nomeadamente a Viking (1976), Mars Pathfinder (1997), Sojourner (1997), Opportunity (2004), Spirit (2004), Phoenix (2008), Curiosity (2012-2016 e outras datas), Insight (2018 e outras datas), é usado um espectrômetro de partículas alfa (Alpha Particle X-ray Spectrometer, APXS). As várias sondas e satélites usam uma grande diversidade de equipamentos operados de forma remota ou autônoma que fazem identificação química, e.g., Chemistry and Mineralogy (CheMin), X-ray powder diffraction and fluorescence, Sample Analysis at Mars (SAM), Quadrupole Mass Spectrometer (QMS), Gas Chromatograph (GC) e Tunable Laser Spectrometer (TLS), que são usados nos laboratórios químicos ou encontram o seu caminho para estes. A ExoMars Trace Gas Orbiter (TGO) detectou, por exemplo, os compostos H_2O , HO_2 , NO_2 , N_2O , CH_4 , C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 , C_3H_8 , H_2CO , HCN , H_2S , OCS , SO_2 , HCl , CO e O_3 , na atmosfera de Marte.

Por outro lado, as condições espaciais podem ser simuladas em termos experimentais e teóricas. No caso do Sol, verificou-se por observação e cálculo que se poderia detectar água vibracionalmente excitada, mas não dissociada, nas manchas solares [37–39]. Os espectros obtidos têm sido calculados de forma bastante rigorosa e completa, confirmando a existência de água no Sol [38, 39]! Confirmamos que há água no Sol, mas encontre-se água em muitos locais no universo, em atmosferas planetárias [40] e na Lua [41], por exemplo. A existência de superfícies de energia potencial de grande precisão que permitam calcular esses espectros é muito importante [42].

Embora seja bastante difícil obter o rigor re-

querido, cálculos relativamente simples podem ser realizados hoje em dia com facilidade. Há algum tempo que realizei uma palestra educacional que sugere a realização de cálculos da estrutura eletrônica online para determinar as estruturas e prever os espectros rotacionais e vibracionais de moléculas, muitas delas pouco estáveis, usando a ferramenta WebMO [36].

Embora o termo “astroquímica” seja usado há cerca de 40 anos [43], nos últimos 20 anos o número de trabalhos sobre este tema está em grande crescimento. Cristina Puzzarini [44] reviu há pouco tempo os desafios que se colocam à astroquímica e à química envolvendo o espaço.

A busca por vida em outros planetas e no espaço resume-se essencialmente a encontrar assinaturas químicas da vida. Por isso, de vez em quando, aparecem notícias de que foi encontrada uma determinada molécula importante para a existência de vida no espaço - a último foi a fosfina (PH_3) [45]. Além de vida no espaço (a denominada astrobiologia), é de notar que não foram ainda identificados aminoácidos no espaço. O que tem sido feito em relação ao aminoácido mais simples, a glicina, e outras moléculas importantes para a vida, foi revisto recentemente na referência [46].

A construção de satélites e naves espaciais vai congrega a tecnologia existente e por vezes originar tecnologias novas, como os hidrogéis. Muitas tecnologias aperfeiçoadas para o espaço acabam por ser usadas na Terra, como já citei. Mas não exageremos, o teflon (marca e nome comum do politetrafluoretileno, PTFE), por exemplo, não foi inventado pela NASA! Essa tecnologia já existia e era usado como antiaderente de frigideiras antes mesmo da fundação da agência espacial estadunidense.

2 Conclusões

Não há dúvida de que a química é necessária quando nos referimos à composição, processos e reações no espaço. Mas, para entendermos a origem da vida, por exemplo, na astrobiologia, é fundamental conhecermos a química dos processos envolvidos.

Agradecimentos

O Centro de Química de Coimbra (CQC) é apoiado pela Fundação para Ciência e a Tecnologia (FCT), Portugal, através dos projetos UIDB/00313/2020 e UIDP/00313/2020.

Sobre o autor

Sérgio Paulo Jorge Rodrigues (spjrodrigues@ci.uc.pt) é Doutor em Química e professor no Departamento de Química da Universidade de Coimbra, Portugal. A sua área de investigação é a química teórica e computacional e as suas aplicações em química ambiental, astroquímica e química medicinal. Tem também interesse pelo ensino e história da química, assim como pela divulgação e comunicação científica.

Referências

- [1] J. C. Villanueva, *How many atoms are there in the universe?*, Universe Today (2019). Disponível em <https://www.universetoday.com/36302/atoms-in-the-universe/>, acesso em jun. 2021.
- [2] P. Kirkpatrick e C. Ellis, *Chemical space*, *Nature* **432**, 823 (2004).
- [3] G. Berthier, F. Pauzat e T. Yuanqui, *Quantum astrochemistry: prospects and examples*, *J. Molec. Struct: TEOCHEM* **107**, 39 (1984).
- [4] A. G. G. M. Tielens, *The Physics and Chemistry of Interstellar Media* (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- [5] R. Carbo e A. Ginebreda, *Interstellar chemistry*, *J. Chem. Educ.* **62**, 832 (1985).
- [6] A. Arnau, I. Tuñón e E. Silla, *The discovery of the chemistry among the stars*, *J. Chem. Educ.* **72**, 776 (1995).
- [7] E. Herbst, *Chemistry in the interstellar medium*, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **46**, 27 (1995).
- [8] K. Lodders, *Solar system abundances and condensation temperatures of the elements*, *Astrophys. J.* **591**, 1220 (2003).
- [9] E. K. Jacobsen, *JCE resources for chemistry and the atmosphere: An update*, *J. Chem. Educ.* **67**, 158 (2009).
- [10] A. J. C. Varandas e C. M. R. Rocha, C_n ($n = 2 - 4$): *current status*, *Phil. Trans. R. Soc. A* **376**, 20170145 (2018).
- [11] C. M. R. Rocha, *Bridging the gap between laboratory astrophysics and quantum chemistry: the concept of potential energy surfaces*, *Proc. Int. Astro. Union* **15**(S350), 61 (2019).
- [12] J. K. Jørgensen, A. Belloche e R. T. Garrod, *Astrochemistry during the formation of stars*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **58**(1), 727 (2020).
- [13] J. A. F. Pacheco, *Vida no Universo* (Edusp, São Paulo, 2020).
- [14] J. D. Barrow, *Impossibility: The limits of science and the science of limits* (Oxford University Press, New York, 1998).
- [15] A. Comte, *Cours de philosophie positive* (Libraires-éditeurs, Paris, 1830). Disponível em <https://www.gutenberg.org/ebooks/author/35532>, acesso em jul. 2021.
- [16] A. Lourenço, S. Carvalho et al., *Solar observations at the Coimbra Astronomical Observatory*, *Open Astron.* **28**, 165 (2019).
- [17] A. J. C. Varandas, S. P. J. Rodrigues e V. M. O. Batista, *Direct fit of extended Hartree-Fock approximate correlation energy model to spectroscopic data*, *Chem. Phys. Lett.* **424**, 425 (2006).
- [18] R. L. Hudson, *Astrochemistry examples in the classroom*, *J. Chem. Educ.* **83**, 1611 (2006).
- [19] C. R. Arumainayagam, R. T. Garrod et al., *Extraterrestrial prebiotic molecules: photochemistry vs. radiation chemistry of interstellar ices*, *Chem. Soc. Rev.* **48**(8), 2293 (2019).
- [20] S. Iglesias-Groth, A. Manchado et al., *A search for interstellar anthracene towards the Perseus anomalous microwave emission region*, *Mon. Notices Royal Astron. Soc.* **407**(4), 2157 (2010).

- [21] B. A. McGuire, R. A. Loomis et al., *Detection of two interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons via spectral matched filtering*, *Science* **371**(6535), 1265 (2021).
- [22] A. Arnau, I. Tuñón et al., *HC_nN: The largest molecules in the interstellar medium*, *J. Chem. Educ.* **67**, 905 (1990).
- [23] *The organic universe*, *Nature Astron.* **1**(10), 641 (2017).
- [24] E. Herbst e E. F. van Dishoeck, *Complex organic interstellar molecules*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **47**(1), 427 (2009).
- [25] Z. Martins, H. Cottin et al., *Earth as a tool for astrobiology — A European perspective*, *Space Sci. Rev.* **209**, 43 (2017).
- [26] E. Herbst, *The synthesis of large interstellar molecules*, *Int. Rev. Phys. Chem.* **36**(2), 287 (2017).
- [27] S. A. Sandford, M. Nuevo et al., *Prebiotic astrochemistry and the formation of molecules of astrobiological interest in interstellar clouds and protostellar disks*, *Chem. Rev.* **120**(11), 4616 (2020).
- [28] C. Puzzarini e V. Barone, *A never-ending story in the sky: The secrets of chemical evolution*, *Phys. Life Rev.* **32**, 59 (2020).
- [29] J. S. Huebner, R. A. Vergenz e T. L. Smith, *Astronomy matters for chemistry teachers*, *J. Chem. Educ.* **73**(11), 1073 (1996).
- [30] A. J. C. Varandas e F. N. N. Pansini, *Optimal diffuse augmented atomic basis sets for extrapolation of the correlation energy*, *Int. J. Quantum Chem.* **120**, e26135 (2020).
- [31] A. J. C. Varandas, *Canonical and explicitly-correlated coupled cluster correlation energies of sub-kJmol⁻¹ accuracy via cost-effective hybrid-post-CBS extrapolation*, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **23**, 9571 (2021).
- [32] R. C. Fortenberry, *Quantum astrochemical spectroscopy*, *Int. J. Quantum Chem.* **117**(2), 81 (2017).
- [33] M. Biczysko, J. Bloino e C. Puzzarini, *Computational challenges in astrochemistry*, *WIRES Comput. Mol. Sci.* **8**(3), e1349 (2018).
- [34] C. Puzzarini e V. Barone, *The challenging playground of astrochemistry: an integrated rotational spectroscopy – quantum chemistry strategy*, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **22**, 6507 (2020).
- [35] J. A. M. Porto e S. P. J. Rodrigues, *Análise computacional da estabilidade de compostos atípicos de carbono aplicada à astroquímica*, *Cad. Astr.* **2**(1), 149 (2021).
- [36] J. R. Schmidt e W. F. Polik, *WebMO enterprise*. Disponível em www.webmo.net, acesso em jun. 2021.
- [37] L. Wallace, P. Bernath et al., *Water on the Sun*, *Science* **268**(5214), 1155 (1995).
- [38] O. Polyansky, N. F. Zobov et al., *Water on the Sun: Line assignments based on variational calculations*, *Science* **277**(5324), 346 (1997).
- [39] J. Tennyson e O. L. Polyansky, *Water on the Sun: the Sun yields more secrets to spectroscopy*, *Contemporary Phys.* **39**(4), 283 (1998).
- [40] G. Tinetti, A. Vidal-Madjar et al., *Water vapour in the atmosphere of a transiting extrasolar planet*, *Nature* **448**, 169 (2007).
- [41] C. I. Honniball, P. G. Lucey et al., *Molecular water detected on the sunlit Moon by SOFIA*, *Nature Astr.* **5**, 121 (2021).
- [42] B. R. L. Galvão, S. P. J. Rodrigues e A. J. C. Varandas, *Energy-switching potential energy surface for the water molecule revisited: A highly accurate singled-sheeted form*, *J. Chem. Phys.* **129**(4), 044302 (2008).
- [43] D. Buhl e L. E. Snyder, *From radio astronomy towards astrochemistry*, *Technol. Rev.* **73**, 54 (1971).
- [44] C. Puzzarini, *Grand challenges in astrochemistry*, *Front. Astron. Space Sci.* **7**, 19 (2020).
- [45] J. S. Greaves, A. M. S. Richards et al., *Phosphine gas in the cloud decks of Venus*, *Nature Astron.* **5**, 655 (2021).

- [46] A. Rimola, S. Ferrero et al., *Computational surface modelling of ices and minerals of interstellar interest—insights and perspectives*, [Minerals](#) **11**(1), 26 (2021).

A equação do equilíbrio estelar em teorias modificadas da gravitação

Túlio Ottoni, Vinícius Barcellos, Matheus Bregonci e Júlio C. Fabris

Universidade Federal do Espírito Santo

Resumo

No presente artigo fazemos uma introdução ao estudo do equilíbrio estelar na teoria newtoniana. Usando uma forma politrópica para a equação de estado chegamos em uma única equação para a estrutura estelar: a famosa equação de Lane-Emden. Ao fazermos um estudo geral dessa equação somos capazes de discutir a física das anãs brancas, estrelas colapsadas cuja matéria se sustenta contra sua própria gravidade devido a efeitos puramente quânticos. Em seguida fazemos também uma breve introdução às teorias de gravitação modificada e como a equação de Lane-Emden newtoniana pode ser alterada nesse contexto. Ilustramos a diferença entre os casos fazendo um estudo de uma estrela com densidade constante. Apesar de ser um caso bem simples, serve para ilustrar as modificações oriundas de teorias alternativas da gravidade, onde somos capazes de escrever uma solução analítica simples.

Abstract

In this article we introduce the study of stellar equilibrium in Newtonian theory. Using a polytropic equation of state we derive a single equation for the stellar structure: the famous Lane-Emden equation. By making a general study of this equation we are able to discuss the physics of white dwarfs, collapsed stars whose matter sustains itself against its own gravity due to purely quantum effects. Then we also give a brief introduction to modified theories of gravity and how the Newtonian Lane-Emden equation can be affected. We illustrate the difference between the cases by studying a star with constant density. Despite being a very simple case, it serves to illustrate the modifications arising from alternative theories of gravity, where we are able to write a simple analytical solution.

Palavras-chave: equilíbrio estelar, equação de Lane-Emden, gravidade modificada.

Keywords: stellar equilibrium, Lane-Emden equation, modified gravity.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35939](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35939)

1 Introdução

A teoria da relatividade geral é a moderna teoria da gravitação. Ela tomou o lugar da teoria newtoniana da gravitação na descrição do fenômeno gravitacional. Essa mudança de paradigma, para usarmos a terminologia de Thomas Kuhn [1], se deveu a motivos observacionais e teóricos. Do ponto de vista observacional, pequenas anomalias na órbita de Mercúrio, por exemplo, se revelaram inexplicáveis no contexto newtoniano. Do ponto de vista teórico, a teoria newtoniana não é invariante pelas transformações de Lorentz e, como consequência, na teoria newtoniana a interação gravitacional se propaga instantaneamente. Com o advento da teoria da relatividade

restrita, fundamentada nas transformações de Lorentz, que estabelece que nenhum processo físico pode se propagar com velocidade superior à da luz, se tornou inevitável modificar tanto a mecânica quanto a gravitação newtoniana. A teoria da relatividade restrita estabelece uma nova mecânica, invariante por transformações de Lorentz. Por sua vez, a teoria da relatividade geral cria uma nova visão do fenômeno gravitacional, agora visto como geometria do espaço-tempo quadridimensional. A noção de força gravitacional é abolida: a gravitação é explicada pela curvatura do espaço-tempo gerada pela distribuição de matéria. Para uma descrição acessível sobre a teoria da relatividade geral, ver os artigos sobre gravitação no primeiro número da revista *Cadernos de*

Astronomia [2].

A teoria da relatividade geral tem como predição notável a existência de buracos negros, objetos estelares colapsados com uma singularidade coberta por uma hipersuperfície denominada horizonte de eventos, que separa a região externa da interna, esta última inacessível para um observador externo. Outra predição crucial da teoria da relatividade geral é a existência de ondas gravitacionais, flutuações do próprio espaço-tempo que se propagam com a velocidade da luz. Ambas estas predições foram comprovadas recentemente, resultando nos prêmios Nobel de 2017 e 2020. A teoria da relatividade geral explica de forma notável a deflexão da luz por corpos massivos e a precessão das órbitas elípticas em sistemas planetários e de estrelas duplas (em especial os pulsares binários). O status teórico da relatividade geral é considerado bem estabelecido.

Há necessidade de modificar a teoria da relatividade geral? A discussão sobre possíveis extensões tem se tornado um dos principais tópicos de pesquisa da atualidade. Novamente, o motivo é tanto teórico quanto observacional. Do ponto de vista teórico, em várias situações a teoria da relatividade geral prevê a existência de singularidades, pontos do espaço-tempo onde a curvatura diverge: a descrição geométrica da gravitação se torna ali impossível. Do ponto de vista observacional o grande problema se encontra no modelo cosmológico padrão construído a partir da teoria da relatividade geral: ele explica muito bem as observações mas à condição de introduzir um setor escuro, formado pela matéria e energia escuras, responsáveis por 95% do conteúdo de matéria e energia do universo (ver os artigos sobre cosmologia e matéria escura no primeiro e segundo números dos Cadernos de Astronomia [2,3]). Essas duas componentes não são contempladas no modelo padrão das partículas elementares, se manifestando apenas indiretamente através dos seus efeitos gravitacionais. Elas têm resistido também a qualquer detecção direta, permanecendo como propostas, de uma certa forma ainda especulativas, apesar das fortes evidências observacionais.

Os problemas das singularidades e do setor escuro que surgem nas aplicações astrofísicas e cosmológicas da teoria da relatividade geral deram origem a um amplo programa de pesquisa que busca novas teorias gravitacionais que mantenham os sucessos da relatividade geral e que

possam dar respostas satisfatórias para aqueles problemas. Genericamente, estas extensões da teoria da relatividade geral são denominadas de teorias de gravidade modificada. Elas podem tanto buscar configurações geométricas mais complexas, quanto introduzir novos campos fundamentais no setor gravitacional como, por exemplo, campos escalares.

A descrição de objetos estelares é um dos objetivos maiores de qualquer teoria gravitacional. Estrelas existem, em grande diversidade, com diferentes massas, raios, perfis de temperatura, composição química, e são objetos que podem se manter estáveis por escalas de tempo de centenas de milhões de anos a dezenas de bilhões de anos. Após sua evolução, elas podem, dependendo de sua massa, resultar em anãs brancas, estrelas de nêutrons ou buracos negros. Como se realiza o estado de equilíbrio na maior parte da vida de uma estrela e como se processa sua evolução em direção àqueles estados finais, é algo que deve ser explicado e descrito em detalhes pela teoria gravitacional.

A maior parte das estrelas pode ser explicada usando a teoria newtoniana usual. A equação que rege o equilíbrio estelar na gravitação newtoniana, para uma gama considerável das estrelas que existem, é conhecida como equação de Lane-Emden. No entanto, para estrelas de nêutrons, por exemplo, a teoria newtoniana se revela incapaz de descrever suas propriedades, e o uso da teoria da relatividade geral se torna inevitável. Neste caso, a equação de Lane-Emden deve ser substituída por sua versão relativista, a equação TOV,¹ que contém a equação de Lane-Emden como limite não relativista.

Teorias de gravidade modificada generalizam a equação TOV. Um aspecto muito interessante é que elas também, em vários casos, conduzem, no regime newtoniano, a uma equação do tipo Lane-Emden, mas com importantes novos elementos em relação ao caso usual. É esta equação de Lane-Emden modificada que é o objeto do presente artigo. Ilustraremos estas peculiaridades das teorias de gravidade modificada e suas implicações para as equações básicas do equilíbrio estelar através de um caso simples, referente ao de um objeto estelar de densidade constante. Apesar de sua simplicidade, este caso contém, qualitati-

¹Acrônimo para Tolman, Oppenheimer e Volkoff, os autores que primeiro deduziram tal equação [4,5].

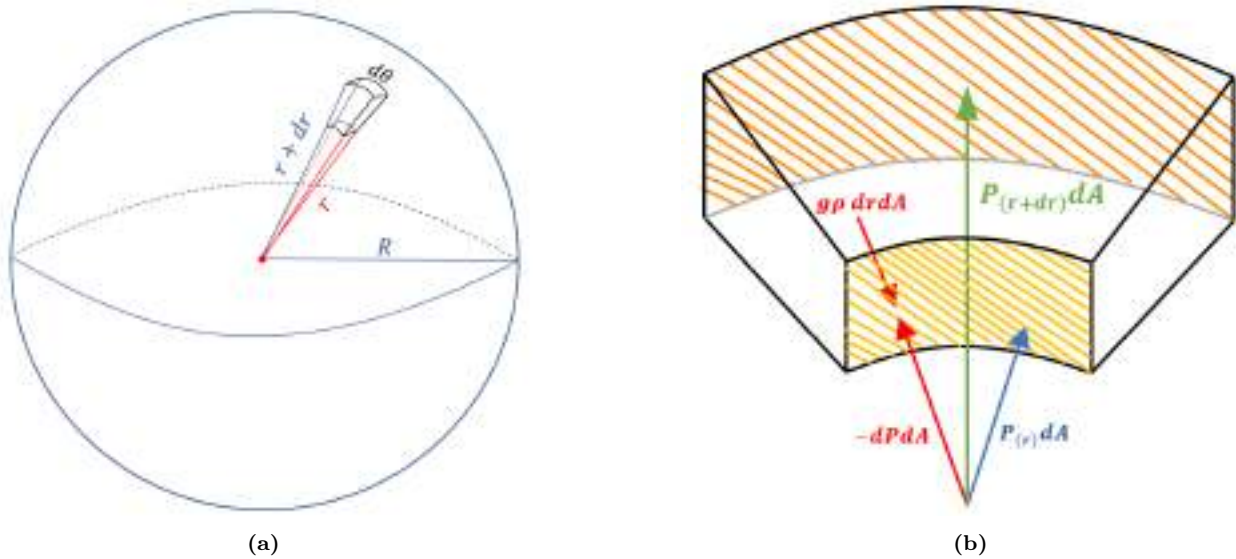


Figura 1: (a) Elemento de volume em uma esfera de raio R função de r e θ . (b) A condição de equilíbrio hidrostático é de que o gradiente da pressão $\vec{\nabla}p$ seja igual à força volumétrica, i.e., igual à densidade de matéria ρ multiplicada pela aceleração da gravidade g [6].

vamente, as características essenciais que surgem em situações mais complexas. O presente trabalho pretende sobretudo expor àqueles que se iniciam no estudo de teorias de gravitacionais as suas aplicações à descrição das estrelas, realçando alguns aspectos de pesquisa nesta área.

Procuraremos fazer uma exposição do problema do equilíbrio estelar de uma forma geral na próxima seção, depois descreveremos o programa de gravidade modificada e suas consequências para o equilíbrio estelar, Seções 3 e 4, apresentando por fim nossas conclusões na Seção 5.

2 Equilíbrio estelar

Podemos pensar em uma estrela como um sistema gasoso auto gravitante, ou seja, que mantém sua estrutura devido à sua própria gravidade. Na verdade as estrelas não são exatamente gasosas, uma vez que as altas temperaturas em seu interior são capazes de ionizar a matéria formando um plasma de elétrons e núcleos atômicos. De forma geral, tratamos esse material como um fluido.

Como uma primeira aproximação mais simples, podemos considerar uma estrela esférica e estática. Com isso estamos desconsiderando efeitos de rotação, pulsação e oscilação que acabam modificando a geometria esférica da estrela. Além disso, desprezamos possíveis efeitos de campos eletromagnéticos.

Como estamos lidando com um sistema esfericamente simétrico, todas as quantidades relevantes terão somente uma dependência na variável radial independente r . Por exemplo, a massa da estrela contida em um raio r é dada por

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(r')r'^2 dr', \quad (1)$$

onde $\rho(r)$ é a densidade da estrela, uma das quantidades de interesse no equilíbrio estelar. Para escrever essa equação para a massa consideramos somente a simetria esférica do problema e a relação direta entre massa e a densidade integrada no volume, ou seja, ela representa a conservação da matéria. No centro da estrela temos $M(0) = 0$ e na superfície $M(R) = M$ é a massa gravitacional total da estrela.

A equação (1) pode ser posta em forma diferencial, que será mais útil para um tratamento numérico completo,

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (2)$$

A equação (2) será nossa primeira equação fundamental da estrutura estelar.

Consideramos agora a pressão do fluido no interior da estrela. A diferença entre a pressão em um raio r e um raio $r + dr$ será dada pelo peso da casca esférica entre esses dois raios, conforme ilustrado na Figura 1, levando em conta a aceleração gravitacional local,

Peso do elemento
de volume entre r e $r + dr$

$$= g(r)\rho(r)dV = \left(\frac{GM(r)}{r^2}\right)\rho(r)dAdr$$

Logo, podemos escrever uma equação diferencial para a pressão (força/área) na forma

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{G\rho(r)M(r)}{r^2}, \quad (3)$$

onde o sinal de menos é devido ao fato de que a pressão decresce quando r aumenta. A equação (3) será nossa segunda equação fundamental da estrutura estelar e seu significado físico é claro: do lado esquerdo temos o gradiente de pressão que é equilibrado pela densidade de força gravitacional do lado direito. Em resumo, esse é o balanço de forças fundamental da vida de uma estrela.

No centro da estrela temos um certo valor P_c da pressão central. Ao integrarmos a equação diferencial, a pressão vai caindo até atingir o valor zero, $P(R) = 0$, o que define o raio da estrela.

No contexto da Relatividade Geral, a equação de equilíbrio hidrostático newtoniana dá lugar à equação TOV,

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{G\rho(r)M(r)}{r^2} \left[\left(1 + \frac{P(r)}{\rho(r)c^2}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P(r)}{M(r)c^2}\right) \left(1 - \frac{2GM(r)}{rc^2}\right)^{-1} \right] \quad (4)$$

que constitui do termo newtoniano usual $-G\rho(r)M(r)/r^2$ multiplicado pelos três termos de origem relativista entre colchetes. No limite em que $(P(r) \ll \rho(r)c^2, P(r)r^3 \ll M(r)c^2, r \ll 2GM(r)/c^2)$, recuperamos a equação newtoniana (3). Vemos que no caso relativista a própria pressão entra no balanço de forças, no lado direito da equação, indicando que ela também servirá como fonte de gravidade. Esse é um aspecto interessante da teoria, sem análogo newtoniano. Para mais detalhes dos aspectos relativistas da teoria estelar ver [7].

As equações exibidas acima serão suficientes na análise do modelo particular que vamos considerar na próxima seção. No entanto, em casos mais gerais, ao se estudar estrelas de uma forma realista, é preciso considerar também o perfil de temperatura e o processo de transporte de energia ao longo da estrela. Muito embora isto não seja abordado neste trabalho, por razões a serem

discutidas posteriormente, vamos descrever brevemente como deveríamos proceder no caso mais geral.

De fato, para entender realmente a estrutura de uma estrela, além das equações de equilíbrio hidrostático, precisamos de equações que descrevem como a energia é gerada e transportada através da estrela, desde o núcleo até a superfície. Primeiramente, temos uma equação que descreve a conservação da energia, análoga à conservação da massa,

$$L(r) = 4\pi \int_0^r r'^2 \epsilon(r') \rho(r') dr', \quad (5)$$

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon(r) \rho(r), \quad (6)$$

onde L é a luminosidade e $\epsilon(r)$ é a taxa de produção de energia via reações nucleares por unidade de massa.

A última equação fundamental da estrutura da estrela irá depender se o transporte de energia é via mecanismo de radiação ou convecção. Em cada caso, a derivação da equação não é trivial como as outras. Considerando que o transporte é majoritariamente radiativo, temos [8]

$$\frac{dT(r)}{dr} = -\frac{3\kappa(r)\rho(r)}{4caT^3(r)} \frac{L(r)}{4\pi r^2}, \quad (7)$$

onde $T(r)$ é a temperatura, $\kappa(r)$ é a opacidade da estrela (que descreve o efeito da absorção e espalhamento da radiação que se propaga no interior de uma estrela), c é a velocidade da luz e a uma constante. A equação (7) representa a variação da temperatura no interior da estrela, que irá depender de sua opacidade e da quantidade de energia que está sendo gerada em seu interior.

Temos então quatro equações e cinco variáveis ($M(r), P(r), \rho(r), L(r), T(r)$). Para completarmos o sistema precisamos de uma equação de estado, que descreve o comportamento termodinâmico da matéria, relacionando a pressão com a densidade e temperatura $P = P(\rho, T)$.

2.1 Equação de Lane-Emden

Podemos considerar as equações de estrutura da estrela como sendo composta por dois pares. Primeiro temos as equações (2) e (3), e segundo as equações (5) e (7). Por inspeção, vemos que os dois pares de equações só se acoplam via a dependência da pressão com a temperatura na equação

de estado. Assim, consideremos uma equação de estado chamada barotrópica, onde

$$P = P(\rho), \tag{8}$$

de forma que podemos resolver somente o primeiro par de equação, onde no segundo podemos simplesmente usar a solução $\rho(r)$ obtida. Tal situação, que simplifica a análise do equilíbrio estelar, possui muitas aplicações relevantes como veremos posteriormente.

Consideramos agora um caso particular de uma equação de estado barotrópica, onde a pressão é proporcional a uma potência da densidade na forma chamada politrópica,

$$P = K\rho^{1+\frac{1}{n}}, \tag{9}$$

onde K é uma constante e $\gamma \equiv 1 + 1/n$ é chamado de índice adiabático, enquanto n é o índice politrópico. Tal aproximação foi muito explorada nos primeiros anos da pesquisa em estrutura estelar, devido à sua simplicidade e capacidade de reproduzir situações reais específicas. O índice adiabático γ pode ser escrito como a derivada $\gamma = d(\log P)/d(\log \rho)$ e codifica a dependência da pressão com a densidade. Na termodinâmica dos fluidos, temos que a velocidade do som, ou seja, das perturbações mecânicas, depende diretamente dessa grandeza.

Podemos dessa forma obter uma única equação para a estrutura da estrela, combinando as duas equações fundamentais e a equação de estado na forma politrópica.

Primeiramente diferenciamos a equação (3),

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho(r)} \frac{dP(r)}{dr} \right) &= -G \frac{dM(r)}{dr}, \\ &= -4\pi G r^2 \rho(r), \end{aligned} \tag{10}$$

onde usamos a equação (2) na última igualdade. Assumimos agora a forma politrópica da pressão, equação (9), juntamente com a definição das seguintes quantidades,

$$\xi = \frac{r}{r_0} \tag{11}$$

$$\rho(r) = \rho_c \theta^n(r), \tag{12}$$

onde r_0 é uma constante que possui unidade de uma distância característica, de forma que ξ é adimensional, ρ_c é a densidade central da estrela

e $\theta(r)$ é uma variável adimensional tal que, por construção, $\theta(r = 0) = 1$.

Substituindo essas quantidades na equação (10) obtemos

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_0^2 \xi^2} \frac{1}{r_0} \frac{d}{d\xi} \left[\frac{r_0^2 \xi^2}{\rho_c \theta^n} \frac{1}{r_0} \frac{d}{d\xi} \left(K \rho_c^{1+\frac{1}{n}} \theta^{1+n} \right) \right] &= -4\pi G \rho_c \theta^n \\ \frac{1}{r_0^2 \xi^2} \frac{d}{d\xi} \left[\frac{\xi^2}{\rho_c \theta^n} K \rho_c^{1+\frac{1}{n}} (1+n) \theta^n \frac{d\theta}{d\xi} \right] &= -4\pi G \rho_c \theta^n \\ \frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) &= -\theta^n \left(\frac{4\pi G r_0^2}{(1+n) \rho_c^{\frac{1-n}{n}} K} \right). \end{aligned}$$

Se definirmos então o comprimento característico como

$$r_0 = \sqrt{\frac{(1+n) \rho_c^{\frac{1-n}{n}} K}{4\pi G}}, \tag{13}$$

obtemos

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -\theta^n, \tag{14}$$

que é a chamada equação de Lane-Emden.

A primeira condição de contorno, no centro $r = 0$, é $\theta(0) = 1$, pela definição da equação (12). Para obtermos uma condição na derivada, notamos que $dP/dr = 0$ no centro, pois lá a aceleração local da gravidade é nula. Assim, temos

$$P \propto \rho^{1+\frac{1}{n}} \propto \theta^{n+1}, \tag{15}$$

$$\frac{dP}{dr} \propto (n+1) \theta^n \frac{d\theta}{dr} = 0. \tag{16}$$

Como $\theta^n(0) = 1$, temos que então que $\theta'(0) = 0$.

Usando então as condições de contorno adequadas, integramos a equação de Lane-Emden até o ponto em que $\theta = 0$, que equivale ao ponto em que a pressão se anula. Chamando ξ_1 o ponto em que isso ocorre, i.e., $\theta(\xi_1) = 0$, temos então um valor para o raio da estrela,

$$R = r_0 \xi_1 = \sqrt{\frac{(1+n) \rho_c^{\frac{1-n}{n}} K}{4\pi G}} \xi_1. \tag{17}$$

Já a massa da estrela é dada por

$$\begin{aligned} M(r) &= \int_0^R 4\pi r'^2 \rho(r') dr' \\ &= 4\pi r_0^3 \rho_c \int_0^{\xi_1} \xi'^2 \theta^n d\xi'. \end{aligned} \tag{18}$$

Consequimos obter uma expressão para o integrando acima multiplicando a equação de Lane-Emden (14) por ξ^2 e integrando de 0 a ξ_1

$$\left[\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_1} = - \int_0^{\xi_1} \xi'^2 \theta^n d\xi'. \quad (19)$$

Assim conseguimos escrever a seguinte expressão para a massa gravitacional total da estrela

$$\begin{aligned} M &= -4\pi r_0^3 \rho_c \left[\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_1} \\ &= -\frac{\rho_c^{3-n}}{\sqrt{4\pi}} \left[\frac{(n+1)K}{G} \right]^{3/2} \left[\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_1}. \end{aligned} \quad (20)$$

Podemos encontrar uma relação Massa x Raio para estrelas politrópicas eliminando a dependência em ρ_c nas duas equações (20) e (17). Para isso, basta elevar a equação (17) à potência $(3-n)/(1-n)$, de tal forma que temos a relação

$$M \propto R^{\frac{3-n}{1-n}}. \quad (21)$$

2.2 Anãs brancas e a massa de Chandrasekhar

O que significa dizer que o fluido da estrela obedece uma equação politrópica? Ao assumirmos uma forma politrópica para a equação de estado, estamos dizendo que em todo o interior da estrela, desde a superfície até o centro, vale a relação global

$$P = K\rho^\gamma, \quad (22)$$

com uma única constante K e um único expoente γ . Isso em geral não é verdade para estrelas reais.

Anãs brancas são estrelas em que podemos usar uma aproximação politrópica com segurança. Essas estrelas pertencem à classe dos objetos compactos, um objeto de dimensões planetárias porém com a massa da ordem da massa solar. Tais objetos não produzem mais reações nucleares em seu centro, sendo a pressão que entra no balanço gravitacional de origem totalmente diversa.

O que ocorre, é que tendo densidades tão altas, a matéria é fortemente comprimida. Porém a mecânica quântica impede que as partículas constituintes estejam todas juntas, devido ao Princípio da Incerteza que as força a se moverem de forma violenta. Além disso, ao considerarmos que essas partículas são férmions (caso dos elétrons, nêutrons e prótons), temos que elas não podem

ocupar o mesmo estado quântico, o Princípio da Exclusão proíbe.

Sendo assim, temos elétrons que ocupam níveis quânticos cada vez mais energéticos. A pressão que sustenta a anã branca é devido ao gás degenerado de elétrons e seu comportamento quântico “claustrofóbico”. Para incluir um novo elétron nesse sistema, precisamos fornecer uma grande energia a ele, uma vez que todos os estados menos energéticos já estão ocupados até um dado valor de energia, chamada Energia de Fermi (E_F). É por isso que mesmo a alta temperatura no interior da anã branca não é capaz de perturbar essa distribuição eletrônica ($E_F \gg K_B T$, onde k_B é a constante de Boltzmann), de forma que negligenciamos na equação de estado a dependência na temperatura.

Um cálculo detalhado, envolvendo a função de distribuição dos férmions, mostra que para um gás de elétrons degenerado não-relativístico temos [7]

$$P = K_1 \rho^{\frac{5}{3}}, \quad (23)$$

onde K_1 é uma constante que depende de quantidades fundamentais, tais como h, c, m_e . Esse é o caso de um politropo de índice $n = 1,5$. De acordo com a relação Massa \times Raio (21), temos

$$M \propto R^{-3}, \quad (24)$$

o que indica que quanto mais massiva a estrela menor o seu raio. Porém, quanto mais compacta a estrela, maior será o momento dos elétrons (pela incerteza quântica), de forma que entraremos no limite relativístico. Nesse caso, um cálculo detalhado mostra que [7]

$$P = K_1 \rho^{\frac{4}{3}}, \quad (25)$$

que corresponde a um politropo de índice $n = 3$.

Ora, o caso politrópico $n = 3$ é especial e de grande importância. Ao usarmos a relação Massa x Raio (21) vemos que a dependência no raio desaparece. Pela equação (20) que fornece a massa da estrela, vemos que a dependência com a densidade central também desaparece, de forma que todas as configurações estelares possuem a mesma massa.

Sendo assim, essa é uma massa limite, uma vez que a matéria já se encontra no estado relativístico. A estrela não se mantém em equilíbrio para uma massa além desse limite, indicando que se atingiu um regime de instabilidade. Essa

massa limite é conhecida como Massa de Chandrasekhar, em homenagem ao grande físico indiano que primeiro derivou tal relação [9]. Para se ter uma ideia, essa massa é da ordem de

$$M_{CH} = 1,46M_{\odot}. \quad (26)$$

Uma estrela de nêutrons é um objeto compacto assim como uma anã branca, porém com densidades mais elevadas, cujo valor no centro da estrela atinge algumas vezes a densidade nuclear [10]. Como primeira aproximação para a descrição microscópica da matéria dessas estrelas, podemos utilizar um gás de nêutrons não interagentes. Como os nêutrons também são férmions, teremos um fluido politrópico com os mesmos índices das anãs brancas ($n = 1,5$, $n = 3$), porém com a constante K agora tendo outro valor, dependente da massa do nêutron.

Acontece que tal aproximação é muito pobre para descrever os estados da matéria no interior de uma estrela de nêutrons, uma vez que precisamos levar em conta detalhes da física das interações fortes a medida que a densidade atinge valores nucleares. Uma aproximação melhor que podemos usar é considerar a estrela formada por um fluido politrópico, porém por partes. Dessa forma podemos dividir a estrela em várias regiões, cada uma com sua própria constante K e índice politrópico γ , de forma que podemos captar os diferentes nuances de comportamento termodinâmico, à medida que aumentamos a densidade. Para o leitor interessado, tal formalismo está ilustrado em [11].

3 Teorias modificadas da gravitação

A análise da maior parte das estrelas pode ser feita em um contexto newtoniano, como foi desenvolvido acima. A equação de Lane-Emden deduzida anteriormente utiliza diretamente a mecânica e a gravidade newtoniana. No entanto, a moderna teoria da gravitação é a teoria da relatividade geral que substitui a noção de força gravitacional pela de curvatura do espaço-tempo quadridimensional. No entanto, a teoria newtoniana, que é obtida da teoria da relatividade geral no regime de baixas velocidades e campo fraco, tem ainda um amplo regime de aplicação e pode ser usada para estudar a maior parte das estrelas.

O que indica a aplicabilidade ou não da teoria newtoniana em um dado sistema gravitacional é

o fator de compacidade C , definido como

$$C = \frac{GM}{c^2 R}, \quad (27)$$

onde M e R são a massa e a dimensão típica do sistema sob estudo, enquanto G e c são a constante gravitacional e a velocidade da luz, duas das constantes fundamentais da física. Observem que a presença de G nesta expressão indica que estamos falando de um sistema gravitacional, enquanto a presença de c caracteriza o regime relativista. Quando $C \ll 1$, a teoria newtoniana é aplicável; quando $C \sim 1$, como nas estrelas de nêutrons por exemplo, não é possível ignorar efeitos típicos da teoria da relatividade geral. Para o Sol, $C \sim 10^{-6}$, e a equação de Lane-Emden pode ser usada, muito embora, no caso do Sol, um modelo mais realista deva levar em consideração as equações de transporte de energia. Mas para uma estrela de nêutrons, $C \sim 0,3$, enquanto para um buraco negro $C = 1/2$ e, nesses dois casos, devemos tratar o problema usando a teoria da relatividade geral. A generalização da equação de Lane-Emden para o caso relativista é a equação TOV que é, obviamente, mais complexa [7].

A existência de um setor escuro no modelo cosmológico padrão, baseado na teoria da relatividade geral, que é composto de matéria e energia escura, motivou a busca de extensões da teoria relativista. Tanto a matéria quanto a energia escuras resistem a qualquer detecção direta, sendo suas evidências oriundas de seus efeitos gravitacionais unicamente. Isto leva à suspeita que, a partir de certas escalas em astrofísica e cosmologia, a teoria da relatividade geral deixaria de ser válida e uma outra teoria (possivelmente baseada também na geometrização da interação gravitacional) deve substituí-la. Estas seriam as teorias de gravidade modificada. Vamos discutir um pouco essas propostas e suas consequências para o estudo de estruturas estelares.

Como podemos modificar a teoria da relatividade? Um aspecto importante em qualquer extensão de uma teoria física que é bem testada mas que apresenta problemas específicos é que a generalização teórica proposta deve guardar os sucessos da teoria original e ao mesmo tempo solucionar os problemas que ela apresenta. Isto é seguramente uma tarefa não trivial.

A teoria da relatividade geral é baseada na la-

grangiana² de Einstein-Hilbert dada por,

$$\mathcal{L} = \sqrt{-g}R, \quad (28)$$

onde g é o determinante da métrica do espaço-tempo e R é o escalar de curvatura de Ricci. Temos nesta Lagrangiana apenas termos geométricos. Uma forma de generalizar esta Lagrangiana é introduzir uma função geral da curvatura,

$$\mathcal{L} = \sqrt{-g}f(R). \quad (29)$$

Estas são as atualmente muito estudadas teorias $f(R)$. Existem vários requisitos para a função $f(R)$ para que ela forneça os bons resultados esperados. O leitor interessado pode consultar a referência [12].

Outra possibilidade, ainda mais geral, é introduzir um campo escalar ϕ , e considerando uma Lagrangiana do tipo

$$\mathcal{L} = \sqrt{-g}f(\phi, X, R), \quad (30)$$

onde $X = \phi_\rho\phi^\rho$ é o termo cinético (quadrídimoensional) associado ao campo escalar. Esta formulação geral pode ser melhor especificada através de alguns requisitos. Um deles é exigir que as equações correspondentes sejam de segunda ordem nas derivadas. Isto é importante para evitar problemas de estabilidade. Nesta caso, obtemos a classe de teorias de Horndeski, a teoria gravitacional envolvendo termos geométricos e campo escalares conduzindo a equações diferenciais de segunda ordem.

As teorias esboçadas formalmente acima podem dar boas respostas ao problema do setor escuro exigido pela teoria da relatividade geral. Mas, temos aí o problema do cobertor curto: ao resolver os problemas da relatividade geral em grandes escalas, estas teorias destroem os sucessos obtidos em pequenas escalas, como os dos testes em escalas do sistema solar. Para contornar esta dificuldade, foi proposto um engenhoso mecanismo, conhecido como *blindagem*. Os testes locais, onde a relatividade geral é bem sucedida, são feitos em ambientes com densidades muito maiores (por um fator superior a 10^3) que as densidades verificadas em escalas cosmológicas. Pelo mecanismo de blindagem, os novos modos físicos (também chamados graus de liberdade) que surgem nas teorias de Horndeski ou $f(R)$ têm sua

propagação inibida em sistemas que apresentam grande densidade. Assim, essas teorias se reduzem localmente à teoria da relatividade geral ao mesmo tempo que guardam suas características próprias em escalas cosmológicas.

Existem dois principais mecanismos de blindagem, o mecanismo Camaleão [13, 14] e o de Vainshtein [15, 16]. O primeiro estabelece que os campos escalares introduzidos se tornam mais massivos em ambientes densos, o que inibe sua propagação, e menos massivos em ambientes menos densos. Essa modificação advém de uma dependência da forma do termo potencial do campo com a densidade do meio. O mecanismo de Vainshtein, por outro lado, afeta o termo cinético do campo escalar, que envolve suas derivadas, passando a depender da densidade do meio, o que resulta na sua supressão em meios densos. Por esse motivo, pode-se dizer que a inércia associada ao campo escalar é afetada. Para uma revisão geral sobre mecanismo de blindagem ver [17].

Nos interessa aqui principalmente o mecanismo de Vainshtein. O que se percebeu, mais recentemente, é que o próprio mecanismo de Vainshtein pode ser destruído no interior de corpos muito massivos, como estrelas, em extensões da teoria de Horndeski, conhecidas como teorias *beyond-Horndeski*. A descrição de como isto ocorre é longa e tecnicamente sofisticada. Mas, grosso modo consiste em considerar uma teoria como (30) mas onde certos vínculos usuais da teoria de Horndeski original são relaxados. Isto dá origem a novos termos de interação, com derivadas superiores, mas ainda assim livres de instabilidades. A análise do impacto destes novos termos de interação revela que o mecanismo de Vainshtein no interior de um corpo massivo não se torna mais eficaz, mantendo por outro lado sua validade nas proximidades do corpo.

A análise essencialmente considera a métrica quadrídimoensional³ aproximada em pequenas escalas, tal que

$$ds^2 = [1 + 2\Phi(t, \vec{x})]dt^2 - a(t)^2[1 + 2\Psi(t, \vec{x})]\delta_{ij}dx^i dx^j, \quad (31)$$

$$\phi = \varphi(t) + \pi(t, \vec{x}), \quad (32)$$

Nesta expressão, $\Phi(t, \vec{x})$ e $\Psi(t, \vec{x})$ são os potenciais gravitacionais locais e $\pi(t, \vec{x})$ é a perturba-

²A lagrangiana pode ser entendida como uma função que define o conteúdo de um sistema físico, inclusive suas simetrias.

³Uma métrica quadrídimoensional define a geometria do espaço-tempo.

ção local no campo escalar homogêneo representado por $\varphi(t)$. Para o mecanismo de Vainshtein ser efetivo é necessário que $\Phi(t, \vec{x}) = \Psi(t, \vec{x})$ [16]. Os novos termos de interação preditos pelas teorias de Horndeski estendidas destroem esta condição no interior dos corpos massivos (estrelas, por exemplo), e o mecanismo de Vainshtein deixa de ser efetivo, guardando no entanto suas propriedades usuais nas proximidades do corpo. O leitor interessado pode consultar a referência [18–20] e referências indicadas neste texto. No final a força gravitacional sobre uma partícula teste de massa m , dentro de um corpo esférico de massa total M e raio R , se torna,

$$F = -G \frac{M(r)m}{r^2} - \frac{\Upsilon}{4} G \frac{d^2 M(r)}{dr^2} m, \quad (33)$$

em que $M(r)$ é a massa no interior do corpo contida em uma esfera de raio r ,

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(r') r'^2 dr'. \quad (34)$$

A constante (sem dimensão) Υ depende dos parâmetros característicos da teoria definida por (30).

Podemos observar que, de fato, a expressão (33) implica em uma modificação da força gravitacional no interior do corpo, mantendo a expressão usual para a força na região exterior, para raios $r > R$. Efetivamente, quando $r > R$ a massa $M(r)$ se torna constante e igual a massa total do corpo M . Assim, sua derivada se torna nula, e reobtemos a força newtoniana normal.

É instrutivo desenvolver a expressão (33) para o caso de um corpo de densidade ρ constante. Nestas circunstâncias, considerando a força no interior do corpo, (33) se torna,

$$F = -\left(1 + \frac{3}{2}\Upsilon\right) \frac{4\pi G}{3} \rho r. \quad (35)$$

Podemos observar que, neste caso, o efeito do mecanismo de blindagem corresponde a uma mudança da constante G efetiva. Em particular, ela se torna nula para $\Upsilon = -2/3$ e a gravidade se torna repulsiva para $\Upsilon < -2/3$. Nós reencontraremos este valor crítico na análise que faremos a seguir para o problema do equilíbrio estelar. Esse exemplo já revela qualitativamente o possível impacto das modificações da teoria da relatividade geral mesmo no regime newtoniano.

4 Análise do caso $n = 0$

Para ilustrar agora uma solução exata da equação de Lane-Emden e como essa solução é modificada no contexto da gravitação modificada introduzido na seção anterior, faremos uma análise do caso $n = 0$.

Esse caso representa um fluido com densidade constante. Para esse fluido se manter em equilíbrio com a gravidade, sua pressão terá que variar, porém não a densidade. Esse é o caso de um fluido incompressível, como o oceano por exemplo. Como a densidade é constante mas a pressão varia, o raio da estrela será definido pela condição $P = 0$. Veremos que a massa e o raio da estrela estarão diretamente relacionados com a pressão central.

O caso $n = 0$ corresponde a uma simplificação importante quando se considera uma estrela, visto que implica uma densidade constante. No entanto, é uma boa descrição para outros objetos astronômicos como os planetas rochosos [21]. Devido a densidade ser constante, a temperatura é também essencialmente constante, o que justifica ignorar as equações de transporte radiativo, como já realçado anteriormente. Por outro lado, este caso contém várias características que se repetem em modelos estelares mais realistas, como as condições gerais para se obter o raio e a massa da estrela, sem ter a contrapartida de uma grande complexidade matemática. O que nos interessa aqui, com este caso particular, é identificar os principais efeitos do parâmetro Υ na configuração estelar que voltam, do ponto de vista qualitativo, a ocorrer em situações mais complexas quando $n \neq 0$.

A relação entre pressão e densidade politrópica, dada por (9), fica mal definida, uma vez que o expoente diverge. Porém como a densidade é constante, é mais fácil usar diretamente as duas equações de equilíbrio hidrostático para encontrar a massa e a pressão. É o que faremos nas subseções seguintes.

4.1 Caso $n = 0$ na teoria newtoniana

Quando $n = 0$ a Equação de Lane-Emden (14) fica

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -1, \quad (36)$$

que integrando duas vezes nos leva à

$$\theta = -\frac{\xi^2}{6} + \frac{C_1}{\xi} + C_2, \quad (37)$$

onde C_1 e C_2 são constantes de integração. Usando as condições de contorno que caracterizam a equação de Lane-Emden ($\theta(0) = 1$; $\theta'(0) = 0$) fixa-se $C_1 = 0$ e $C_2 = 1$. Dessa forma, a solução para $n = 0$ é

$$\theta_0 = -\frac{\xi^2}{6} + 1, \quad (38)$$

e o primeiro zero desta função, $\theta(\xi_1) = 0$, é encontrado em $\xi_1 = \sqrt{6}$. O caso $n = 0$ caracteriza uma esfera de densidade constante, $\rho = \rho_c$, como afirmado anteriormente. Tal configuração caracteriza um fluido incompressível, i.e., que não pode ser comprimido. Para densidade constante a equação de conservação da massa (1) é facilmente integrada de 0 a r , resultando em

$$M = \frac{4\pi}{3}r^3\rho_c. \quad (39)$$

Assim, a equação de equilíbrio hidrostático se torna

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{4\pi}{3}G\rho_c^2r, \quad (40)$$

que podemos integrar de 0 a r , de forma a obter

$$P = P_c - \frac{2\pi}{3}G\rho_c^2r^2, \quad (41)$$

para a constante de integração definida como sendo a pressão central, $P_c = P(0)$.

Para o caso de um fluido incompressível o raio R da estrela é encontrado onde a pressão se anula, ou seja, $P(r = R) = 0$. Portanto, o raio R é dado por

$$R = \sqrt{\frac{3P_c}{2\pi G\rho_c^2}}. \quad (42)$$

4.2 Caso $n = 0$ em gravidade modificada

No contexto da gravidade modificada as teorias de *beyond-Horndeski* utilizam o mecanismo de Vainshtein, que funciona fora de uma estrutura de matéria, mas dentro funciona somente parcialmente. Isto implica numa mudança das equações de equilíbrio para estrelas que possuem assimetria de pressão [22], uma vez que a força gravitacional fica modificada de acordo com (33).

Somos assim levados a uma equação de equilíbrio modificada. As equações de equilíbrio hidrostático e conservação da massa se tornam

$$\frac{dP(\xi)}{d\xi} = -\frac{G\rho_c}{r_0} \frac{\theta^n}{\xi^2} M(\xi) - \frac{\Upsilon G\rho_c \theta^n}{4r_0} \frac{d^2M(\xi)}{d\xi^2}, \quad (43)$$

$$\frac{dM(\xi)}{d\xi} = 4\pi\rho_c r_0^3 \xi^2 \theta^n(\xi). \quad (44)$$

Combinando as equações acima é possível obter

$$\begin{aligned} \frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left[\left(1 + \frac{\Upsilon n \xi^2 \theta^{n-1}}{4} \right) \xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} + \frac{\Upsilon \xi^3 \theta^n}{2} \right] \\ = -\theta^n, \quad (45) \end{aligned}$$

que é a equação de Lane-Emden modificada. Notamos que no limite em que $\Upsilon = 0$ recuperamos a equação de Lane-Emden (14) usual, de forma que Υ codifica a modificação da gravidade, advinda dessas teorias *beyond-Horndeski*.

No caso $n = 0$ a equação de conservação da massa é a mesma da teoria newtoniana, dada em (39). Já a equação de equilíbrio hidrostático modificada é dada por

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{4}{3}\pi G\rho^2r - 2\pi G\Upsilon\rho^2r, \quad (46)$$

$$= -\left(\frac{2}{3} + \Upsilon\right) 2\pi G\rho^2r, \quad (47)$$

que integrada de 0 a r , obtém-se

$$P = P_c - \left(\frac{2}{3} + \Upsilon\right) \pi G\rho^2r^2. \quad (48)$$

onde a constante de integração é a pressão central P_c , definida da mesma forma que na teoria newtoniana.

Aqui, no contexto da gravidade modificada, a densidade também é constante para $n = 0$, representando também um fluido incompressível. De forma análoga, o raio é obtido quando a pressão se anula. Portanto,

$$R = \sqrt{\frac{3P_c}{\pi G\rho^2(2 + 3\Upsilon)}}. \quad (49)$$

Olhando para equação acima é possível observar que: o raio da estrela diminui a medida que Υ aumenta; quando $\Upsilon = -2/3$ o raio da estrela é infinito; para $\Upsilon < -2/3$ não há configuração estelar. A solução gráfica do problema está ilustrada na Figura 2.

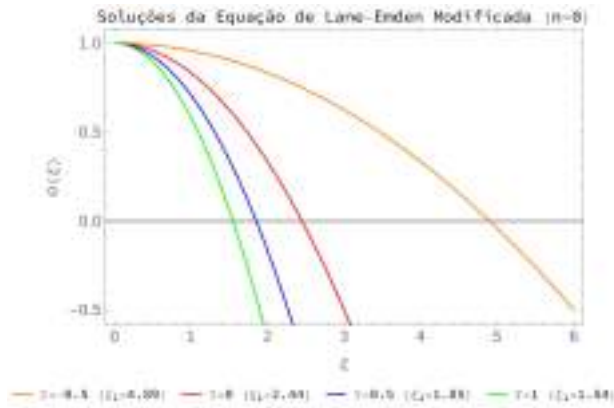


Figura 2: Soluções para a Equação de Lane-Emden modificada. Em vermelho temos a gravidade puramente Newtoniana ($\Upsilon = 0$). Para valores negativos a estrela fica menos massiva. Para valores positivos de Υ temos que a estrela fica cada vez mais compacta. Entre parênteses mostramos o valor do zero da função, que é proporcional ao raio da estrela.

Com a modificação do equilíbrio hidrostático, temos a possibilidade de usar observações experimentais para colocar vínculos nos possíveis valores de Υ . Segundo Barnejee et al [22], usando vínculos oriundos de efeitos de deformação provocada pelo campo de maré em sistemas binários, é possível obter o vínculo $0 < \Upsilon < 0,5$.

5 Conclusão

O problema do equilíbrio estelar é um dos mais importantes em astrofísica. Estrelas existem e vivem por longos períodos de tempo, exibindo uma situação de equilíbrio que será rompida no final, levando à formação de objetos compactos como anãs brancas, estrelas de nêutrons, buracos negros. O que mantém aquele equilíbrio na maior parte da vida de uma estrela? A teoria newtoniana revela um mecanismo simples baseado no balanço da atração gravitacional e da pressão gerada pelas reações nucleares na região central da estrela. Quando a pressão pode ser modelizada através unicamente de uma relação com a densidade, temos como resultado a equação de Lane-Emden. Frequentemente, em situações mais realistas, é preciso levar em conta o processo de transferência de energia e o perfil de temperatura no interior da estrela. No entanto, a equação de Lane-Emden constitui uma excelente aproximação sobretudo para algumas configurações estelares.

No regime relativista, a equação de Lane-

Emden é substituída pela equação TOV. A equação de Lane-Emden permanece sendo a expressão limite da equação TOV quando o campo gravitacional é fraco. O limite entre um caso e outro pode ser estabelecido pelo parâmetro de compactidade definido acima em (27). Muitos objetos estelares, em especial estrelas de nêutrons, requerem um tratamento inteiramente relativista, mas a maior parte das estrelas pode ser estudada usando a formulação newtoniana.

Teorias de gravidade modificada, concebidas para curar alguns problemas da teoria da relatividade geral, usam mecanismos de blindagem para preservar o acordo da relatividade geral em escalas locais, ao mesmo tempo que fornecem alternativas para grandes escalas. Em alguns casos, considerados de grande relevância atualmente, as teorias de gravidade modificada implicam desvios da formulação newtoniana usual no interior de corpos celestes. Em particular, elas modificam, no regime local, a equação de Lane-Emden. Tais modificações da equação de Lane-Emden são codificadas em um parâmetro Υ que contém elementos da teoria modificada da gravitação relativista original.

Neste trabalho, nós revisamos o problema do equilíbrio estelar primeiramente usando a equação de Lane-Emden na sua forma original. Nos concentramos em um caso simples em que a densidade do objeto estelar é constante mas a pressão varia (o que é necessário para manter o equilíbrio estelar). Em seguida, utilizamos a equação de Lane-Emden modificada pelos efeitos oriundos de teorias de gravidade modificada e verificamos o impacto no equilíbrio estelar. Pudemos verificar que há mudanças qualitativas profundas. Em particular, para valores $\Upsilon < -2/3$, estruturas estelares simplesmente não podem existir. Para valores de $\Upsilon > -2/3$ objetos estelares podem existir, mas com uma diferente predição para sua massa e para o seu raio. Tais propriedades se repetem para casos mais gerais [23].

Agradecimentos

Os autores gostariam de agradecer à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (Capes) e à Fundação de Amparo à Pesquisa e Inovação do Espírito Santo (FAPES) pelo apoio concedido.

Sobre os autores

T. Ottoni (tulioottoni@id.uff.br) é doutorando no programa de pós-graduação em astrofísica, cosmologia e gravitação (PPGCosmo).

Vinícius Barcellos (vinicius.barcellos7@hotmail.com) e Matheus Bregonci (bregonci-tube@gmail.com) são graduandos do curso de Física da UFES.

Júlio C. Fabris (julio.fabris@cosmo-ufes.org) é professor do Departamento de Física da UFES.

Referências

- [1] T. S. Kuhn, *A estrutura das revoluções científicas* (Editora Perspectiva, São Paulo, 1978).
- [2] J. C. Fabris, J. Toniato et al., *Gravitação - Seção Temática*, Cadernos de Astronomia **1**(1), 5 (2020). Disponível em <https://www.periodicos.ufes.br/astrofisica/issue/view/1212>, acesso em jul. 2021.
- [3] A. Hernández-Arboleda, D. C. Rodrigues et al., *Matéria escura - Seção Temática*, Cadernos de Astronomia **2**(1), 5 (2021). Disponível em <https://www.periodicos.ufes.br/astrofisica/issue/view/1265>, acesso em jul. 2021.
- [4] J. R. Oppenheimer e G. M. Volkoff, *On massive neutron cores*, *Phys. Rev.* **55**, 374 (1939).
- [5] R. C. Tolman, *Static solutions of einstein's field equations for spheres of fluid*, *Phys. Rev.* **55**, 364 (1939).
- [6] R. K. Madejsky, *Curso básico de astrofísica e cosmologia* (UFES Editora, Vitória, 2014).
- [7] S. L. Shapiro e S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarves and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects* (John Wiley & Sons, Nova York, 1983).
- [8] S. Weinberg, *Lectures on Astrophysics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2019).
- [9] S. Chandrasekhar, *The maximum mass of ideal white dwarfs*, *Astrophysical Journal* **74**, 81 (1931).
- [10] J. M. Lattimer e M. Prakash, *The physics of neutron stars*, *Science* **304**, 536 (2004). [ArXiv:astro-ph/0405262](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0405262).
- [11] J. S. Read, B. D. Lackey et al., *Constraints on a phenomenologically parameterized neutron-star equation of state*, *Phys. Rev. D* **79**, 124032 (2009). [ArXiv:0812.2163](https://arxiv.org/abs/0812.2163).
- [12] A. De Felice e S. Tsujikawa, *f(R) theories*, *Living Reviews in Relativity* **13**(1), 3 (2010).
- [13] J. Khoury e A. Weltman, *Chameleon fields: Awaiting surprises for tests of gravity in space*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 171104 (2004).
- [14] J. Khoury e A. Weltman, *Chameleon cosmology*, *Phys. Rev. D* **69**, 044026 (2004). [ArXiv:astro-ph/0309411](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309411).
- [15] A. I. Vainshtein, *To the problem of nonvanishing gravitation mass*, *Phys. Lett. B* **39**, 393 (1972).
- [16] A. Nicolis, R. Rattazzi e E. Trincherini, *Galileon as a local modification of gravity*, *Phys. Rev. D* **79**, 064036 (2009).
- [17] C. Burrage e J. Sakstein, *Tests of chameleon gravity*, *Living Reviews in Relativity* **21**(1), 1 (2018).
- [18] T. Kobayashi, Y. Watanabe e D. Yamauchi, *Breaking of vainshtein screening in scalar-tensor theories beyond horndeski*, *Phys. Rev. D* **91**, 064013 (2015).
- [19] R. Saito, D. Yamauchi et al., *Modified gravity inside astrophysical bodies*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2015**(06), 8 (2015).
- [20] M. Crisostomi e K. Koyama, *Vainshtein mechanism after GW170817*, *Phys. Rev. D* **97**, 021301 (2018).
- [21] S. Seager, M. Kuchner et al., *Mass-radius relationships for solid exoplanets*, *The Astrophysical Journal* **669**(2), 1279 (2007).

- [22] P. Banerjee, D. Garain et al., *Constraining modified gravity from tidal phenomena in binary stars*, [The Astrophysical Journal](#) **910**(1), 23 (2021).
- [23] R. Saito, D. Langlois et al., *Modified gravity inside astrophysical bodies*, [Everything about Gravity: Proceedings of the Second LeCosPA International Symposium](#) 398–403 (2017).

Buracos negros estelares: a geometria do espaço-tempo de Schwarzschild

Rodrigo Siqueira-Batista¹ e José A. Helayël Neto²

¹Universidade Federal de Viçosa e Faculdade Dinâmica do Vale do Piranga

²Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Resumo

A investigação dos buracos negros – objetos astronômicos cuja densidade tende ao infinito e que são capazes de produzir marcante deformação no espaço-tempo – tem experimentado grande impulso nos últimos anos. De fato, em 2015, a equipe do LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) obteve a primeira detecção das ondas gravitacionais, produzidas a partir de um sistema binário de buracos negros, o que levou à concessão do prêmio Nobel de Física aos pesquisadores Rainer Weiss, Barry C. Barish e Kip S. Thorne. Em abril de 2019 foi publicada a primeira imagem direta de um buraco negro e, no ano de 2020, três cientistas – Roger Penrose, Andrea Ghez e Reinhard Genzel – também receberam o prêmio Nobel de Física por suas significativas contribuições para esse campo de pesquisa. Os sucessos obtidos, desde a proposição de tais estruturas até a lendária “foto”, têm dependido de decisivas contribuições da matemática à física e à astronomia, permitindo, em última análise, que tais ciências empíricas saibam o que (e onde) procurar. Desde esta perspectiva, a apreciação de aspectos da abordagem matemática dos buracos negros – a partir da apresentação da métrica de Schwarzschild – é o objetivo do presente artigo.

Abstract

The investigation of black holes – astronomical objects whose density tends to infinity and which are capable of producing marked deformation in space-time – has experienced a great impulse in recent years. In fact, in 2015, the LIGO team (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) obtained the first detection of gravitational waves, produced from a binary black hole system, which led to the awarding of the Nobel Prize in Physics to researchers Rainer Weiss, Barry C. Barish and Kip S. Thorne; in April 2019 the first direct image of a black hole was published; and, in the year 2020, three scientists – Roger Penrose, Andrea Ghez and Reinhard Genzel – also received the Nobel Prize in Physics for their significant contributions to the field of research. The successes obtained, from the proposition of such structures to the legendary “photo”, have depended on decisive contributions from mathematics to physics and astronomy, allowing, ultimately, such empirical sciences to know what (and where) to look for. From this perspective, the appreciation of the mathematical approach to black holes – from the presentation of the Schwarzschild metric – is the objective of this article.

Palavras-chave: buracos negros, métrica de Schwarzschild, relatividade geral.

Keywords: black holes, Schwarzschild metric, general relativity.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.34640](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.34640)

1 Introdução

Os buracos negros podem ser caracterizados como a região do tecido do espaço-tempo – conceito este deduzido a partir da teoria da relatividade geral (TRG) de Einstein – no qual a gravidade é suficientemente expressiva para que rigorosamente nada possa escapar-lhes, o que se aplica à matéria e à radiação eletromagnética (a luz incluída).

As concepções originárias afins aos buracos negros – termo cunhado pelo físico estadunidense John Wheeler [1] – podem ser buscadas no século XVIII, a partir dos trabalhos de John Michell. De fato, este último autor propôs, em um artigo de 1783, que uma estrela suficientemente massiva e compacta teria um campo gravitacional especialmente intenso, a ponto de não deixar sair a luz [2]. Tais corpos celestes poderiam ser “sentidos” (gra-

vitacionalmente), mas não “vistos” (pois, a luz não chegaria a um eventual observador). Doze anos mais tarde, Pierre Simon Laplace propôs ideia similar, ao considerar que corpos particularmente massivos do universo seriam provavelmente invisíveis, pela impossibilidade da luz escapar de sua superfície [3]. Ambos os autores, Mitchell e Laplace, propuseram o conceito de “corpo escuro” – para os quais a velocidade de escape é superior à velocidade da luz – no bojo da teoria newtoniana. Todavia, ainda que tal propriedade seja associada aos buracos negros, estes últimos somente serão formulados – com uma estrutura causal particular e um horizonte de eventos – a partir da TRG, como será discutido adiante.

Tais proposições caíram em certo ostracismo, em virtude da preeminência adquirida pela teoria ondulatória da luz, em detrimento da proposta corpuscular, no século 19, cenário modificado a partir da formulação do contínuo espaço-temporal – no contexto da já referida TRG, em 1915 [4] e dos trabalhos de Subrahmanian Chandrasekhar, físico que demonstrou que uma estrela, após a exaustão do “combustível estelar”, tenderia ao colapso caso apresentasse uma massa superior a cerca de 1,4 vezes a massa do sol, número que passou a ser denominado Limite de Chandrasekhar [5, 6].

Contemporaneamente, considera-se a existência dos seguintes tipos de buracos negros: 1) ultramassivos, com massas superiores 10 bilhões de massas solares [7, 8]; 2) supermassivos, com massas da ordem de 100 mil a um bilhões de massas solares, origem ainda controversa e localizados nos centros das galáxias [9, 10]; 3) estelares, os quais são oriundos de “morte das estrelas” de grande massa (em geral, dezenas de massas solares), ou seja, provêm do colapso desses corpos celestes ao final de seu “ciclo de vida” [11], como antevisto por Chandrasekhar [12]; 4) primordiais, os quais teoricamente se formaram nos momentos iniciais do próprio universo, na “Era do Big Bang”, com destaque para a possibilidade de serem dotados de massas bastante variáveis, o que segundo alguns autores colocam-nos como candidatos à matéria escura [13, 14]; e (5) miniburacos negros, hipotéticos, cujo limite seria a massa de Planck, ou seja, cerca de 2×10^{-8} kg e nos quais os efeitos da mecânica quântica seriam essenciais [15, 16].

O conhecimento produzido acerca dos buracos

negros depende, desde suas origens, do uso ferramentas matemáticas, as quais permitem a previsão dos comportamentos, pressuposto para a investigação empírica de tais corpos celestes. De fato, citam-se, por exemplo, o pioneiro trabalho de Karl Schwarzschild de solução das equações de campo de Einstein (cuja consequência foi a previsão do buraco negro de Schwarzschild), as investigações de Stephen Hawking e Roger Penrose [17, 18], os estudos que permitiram a detecção das ondas gravitacionais em pela equipe do LIGO – Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory [19]) – e a produção da primeira imagem do objeto M87*, um buraco negro supermassivo situado na região central da galáxia Messier 87 [20].

A partir dessas breves considerações, o objetivo do presente artigo é a apresentação de aspectos da abordagem matemática dos buracos negros estelares [21–23] – enfatizando a métrica de Schwarzschild e comentando-se, sucintamente, os desenvolvimentos de métricas posteriores (Reissner-Nordström, Kerr e Kerr-Newman) – a qual será precedida pela apresentação (1) dos conceitos chaves para o entendimento de tais objetos astronômicos e (2) por breves considerações acerca da teoria da relatividade geral de Albert Einstein.

2 Conceitos Básicos

2.1 Singularidade

Localizada no “centro” do buraco negro, apresenta um “ponto” infinitamente denso, conforme demonstração publicada por Roger Penrose e Stephen Hawking, obtida a partir da TRG [17]. Nesse âmbito, as leis da física, conhecidas, não seriam aplicáveis à descrição da realidade [24].

2.2 Horizonte de eventos

Refere-se aos limites da região do espaço-tempo a partir dos quais nada, nem mesmo a luz, pode escapar. O que quer que ultrapasse o horizonte de eventos “cairá” no buraco negro, sem jamais poder retroceder, ou seja, é impossível fazer o caminho de volta, dada a intensidade da força gravitacional nas vizinhanças da singularidade.

2.3 Ergosfera

Trata-se da região do espaço-tempo imediatamente externa ao horizonte de eventos dos buracos negros em rotação; apresenta um “formato de abóbora” que coincide com o horizonte de eventos nas regiões polares) [24]. Tanto objetos quanto radiação conseguem sair da ergosfera.

2.4 Disco de acreção

Trata-se de um disco giratório – constituído por poeira e gás superaquecido, que se movimenta com grande velocidade –, formado ao redor de um buraco negro. A energia gravitacional envolvida é convertida em calor, descrevendo-se também a emissão de raios X [25].

2.5 Grandezas

As grandezas utilizadas para caracterizar os buracos negros são três: massa (M), momento angular (J) e carga (Q). Descrevem-se, então, as seguintes possibilidades de buraco negro: de Schwarzschild – se $M \neq 0$, $J = 0$ e $Q = 0$; de Kerr, se, $M \neq 0$, $J \neq 0$ e $Q = 0$; de Reissner-Nordström, se $M \neq 0$, $J = 0$ e $Q \neq 0$; de Kerr-Newman, se $M \neq 0$, $J \neq 0$ e $Q \neq 0$.

3 A teoria da relatividade geral

A descrição dos buracos negros estelares – estruturas sobre as quais as primeiras ideias correlatas, “corpos escuros”, foram apresentadas ainda no século 18, como anteriormente comentado – consubstanciou-se, em caráter definitivo, no século 20, a partir dos desdobramentos dos trabalhos de Albert Einstein. A ideia básica que permitiu tais encaminhamentos pode ser recuperada a partir da equação da gravidade descrita por Newton [26], a qual pode ser expressa do seguinte modo,

$$F = \frac{GmM}{R^2}, \quad (1)$$

onde F é o módulo da força gravitacional entre dois corpos; M e m são as massas dos dois corpos; R é a distância entre os centros de massa dos dois corpos; e G é a constante universal da gravitação, cujo o valor no SI (sistema internacional) é $6,67 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$. A partir da equação (1) é possível obter a equação (2), abaixo, a qual permite o cálculo da aceleração da gravidade, ainda

de uma perspectiva newtoniana, na superfície de qualquer corpo celeste,

$$a_g = \frac{GM}{r^2}, \quad (2)$$

sendo a_g a aceleração da gravidade; M a massa do corpo celeste; r a distância do centro de massa do corpo celeste.

Em 1915, Albert Einstein propôs a TRG, em um conjunto de dezesseis equações – denominadas equações de campo de Einstein (ECE) –, as quais definem a geometria do espaço-tempo e as influências – materiais e eletromagnéticas – sofridas por este tecido [27]. O próprio Einstein considerava que “a teoria do campo gravitacional puro, assentada sobre a TRG, é facilmente acessível, pois podemos estar confiantes de que o espaço ‘livre de campo’ de Minkowski (...) deve corresponder às leis gerais de campo”. Ademais, é comum “considerar a realidade física como um campo (...)” [28].

As ECE podem ser apresentadas de modo compacto como [29]

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (3)$$

onde $G_{\mu\nu}$ é denominado tensor de Einstein (uma equação diferencial de segunda ordem); $T_{\mu\nu}$ é o tensor de energia-momento (conteúdo material do espaço-tempo); c é a velocidade da luz no vácuo; e G é a constante universal da gravitação. Deve ser destacado que $G_{\mu\nu}$ pode ser escrito, igualmente, do seguinte modo:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{g_{\mu\nu}}{2} R + \Lambda g, \quad (4)$$

onde $R_{\mu\nu}$ é o tensor de curvatura de Ricci; R é o escalar de curvatura de Ricci; e Λ é a constante cosmológica. O primeiro termo da equação (3), $G_{\mu\nu}$, diz respeito ao conteúdo geométrico de um dado ponto do espaço-tempo; o segundo termo, $T_{\mu\nu}$, se refere ao conteúdo material atinente ao mesmo ponto do espaço-tempo.

4 A métrica de Schwarzschild

As ECE representaram um substantivo avanço na descrição da realidade física, mesmo reconhecendo-se as dificuldades atinentes às suas soluções, por se tratarem de equações não-lineares. De todo modo, uma primeira

solução não trivial das ECE [cf. (3)] no vácuo (ou seja, quando $T_{\mu\nu} = 0$ e, portanto, $R_{\mu\nu} = 0$) foi obtida por Karl Schwarzschild, em 1916, naquilo que posteriormente convencionou-se nomear como métrica de Schwarzschild [30]. A referida solução descreve o campo gravitacional exterior a uma determinada massa ($M \neq 0$), com simetria esférica, momento angular zero ($J = 0$) e carga elétrica nula ($Q = 0$), em um espaço plano. Com efeito, a métrica pode ser descrita do seguinte modo,

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2, \quad (5)$$

onde M é a massa do corpo e $d\Omega^2$ é o elemento de ângulo sólido da esfera, dada por $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$. Ao se considerar as coordenadas $(x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, r, \theta, \phi)$, a métrica poderá ser descrita como uma matriz diagonal 4×4 , de caráter lorentziano, uma vez que possui elementos positivos e negativos na diagonal principal (respectivamente = g_{00}, g_{11}, g_{22} e g_{33}) [31]:

$$g = \begin{bmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} & g_{03} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{30} & g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

A métrica, Eq. (6), refere-se ao espaço-tempo (plano) de Minkowski da teoria da relatividade especial (TRE). No caso da solução de Schwarzschild, o tensor métrico adquire a forma dada a seguir:

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} -(1 - \frac{2GM}{rc^2}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (1 - \frac{2GM}{rc^2})^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & r^2 \sin^2(\theta) \end{bmatrix}$$

A partir do entendimento da expressão acima e da equação (5), pode-se reescrever a equação (2), referente ao cálculo da aceleração da gravidade da mecânica de Newton, do seguinte modo,

$$a_g = \frac{GM}{r^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{rc^2}}}, \quad (7)$$

onde o termo

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{rc^2}}}, \quad (8)$$

pode ser denominado correção de Schwarzschild. O resultado expresso na equação (7) pode ser derivado a partir do chamado limite newtoniano, estudando-se a geodésica de uma partícula massiva no campo gravitacional da fonte – a massa M – como apresentado nas Seções 4 e 5 do Capítulo 3 do livro citado na referência [32]. Na mencionada seção 4, onde se considera o limite newtoniano, adota-se a aproximação linearizada para se relacionar a componente puramente temporal da perturbação da métrica ao potencial newtoniano. Entretanto, nesta etapa, aparece o fator de dilatação temporal, que é tomado igual a 1, já que se está trabalhando na aproximação linearizada na perturbação da métrica. Por outro lado, na referida seção 5 – do Capítulo 3 de [32] – o fator de dilatação está associado à raiz quadrada do componente g_{00} da métrica, tendo em vista a derivação da dilatação temporal. Para se chegar à equação (7) foi, então, introduzido o fator de dilatação completo na equação do potencial (dada pela relação (3.4.2) da seção 4, Capítulo 3 de [32]). Assim, abrindo mão da aproximação linear, o fator de dilatação temporal corrige a aceleração da gravidade, exatamente como dado na equação (7). Tal expressão – contida de forma implícita, como descrito acima, na referência [32] – não é muito frequente na literatura, o que justifica sua apresentação nesta seção do artigo.

Ao se considerar $2GM/rc^2$ próximo de 0 (limite em que $r \gg 2GM/c^2$, o que corresponde a distâncias muito afastadas da origem) o resultado do termo (8) aproxima-se 1 e, desse modo, a expressão (7) se reduziria à (2), o que é perfeitamente compatível com a descrição newtoniana. Sem embargo, ao se considerar distâncias tais que o valor da fração $2GM/rc^2$ seja próximo de 1, o denominador do termo (8) se aproxima de zero e, assim, a aceleração da gravidade tenderia ao infinito. Desse modo,

$$\frac{2GM}{rc^2} = 1, \quad (9)$$

define o raio de Schwarzschild,

$$r_s = \frac{2GM}{c^2}. \quad (10)$$

Nesse caso, se um objeto esférico qualquer apresentar um raio $R < r_s$ – ou seja, menor do que o raio de Schwarzschild – a equação (7) descreverá uma singularidade, ou seja, o corpo será um buraco negro, do qual nenhuma informação poderá

sair (uma vez que nada, no universo, é capaz de viajar mais rapidamente do que a velocidade da luz, c , a qual, por sua vez, não consegue “escapar” da gravidade da singularidade). Nesse sentido, pode-se considerar que a solução obtida por Schwarzschild:

“(…) descreve o campo gravitacional de uma partícula pontual massiva (sem carga e sem rotação) e apresenta em sua formulação duas singularidades: uma na origem do sistema de coordenadas, onde a massa se concentraria, e uma radial, o raio de Schwarzschild, que na época acreditava-se delimitar uma região para qual a solução não mais seria válida” [33].

Reescrevendo as consequências da solução de Schwarzschild em termos contemporâneos (veja a Seção 2), torna-se possível enunciar que o “centro” do sistema de coordenadas seria a singularidade propriamente dita e que o “raio de Schwarzschild” representaria, em última análise, o “horizonte de eventos” [34].

Os resultados obtidos por Schwarzschild foram, no início, considerados uma “curiosidade matemática” (por Einstein e, inclusive, pelo próprio autor). De fato, a existência de um objeto pontual massivo era vista como uma mera idealização, pois, nesse momento, não se considerava possível a existência de um corpo esfericamente simétrico com dimensões inferiores às descritas pelo raio de Schwarzschild [35]. Ademais, à época, reconhecia-se igualmente a existência de outras forças que poderiam atuar sobre objetos esféricos, em contraposição à gravidade, evitando – assim – a emergência de objetos com raio menor que r_S [33].

Vale ressaltar que do modo segundo o qual a métrica foi proposta, o limite de r_S também seria uma singularidade, o que não faz sentido. Para resolver tal situação, o autor substituiu a coordenada radial r por outra coordenada, considerada melhor, e definida como

$$\bar{r} = (r^3 - r_S^3)^{1/3}, \quad (11)$$

Desse modo, de acordo com o próprio Schwarzschild, a descontinuidade se move para o ponto $\bar{r} = 0$, ou seja, r_S deixa de ser entendido como uma singularidade “física” e passa a ser considerado uma “singularidade de coordenada”, conforme apresentado em detalhe no artigo citado na referência [29]. Isso explica o porquê de não ser possível, a um observador qualquer, notar o momento no qual é cruzado o horizonte de eventos de

um buraco negro. Outras soluções possíveis para abordar o problema da existência de uma singularidade em r_S foram organizadas em termos dos diagramas de Finkelstein [36] e dos diagramas de Kruskal-Szekeres [37, 38].

O trabalho de Finkelstein [36] apresenta argumentos acerca da solução encontrada por Schwarzschild, os quais permitem considerar os buracos negros como dotados de significado em termos astrofísicos (e não apenas de um ponto de vista matemático). Em relação aos diagramas de Kruskal-Szekeres [37, 38], estes revelam a estrutura espaço-temporal clássica completa da solução de Schwarzschild, a partir da descrição de um sistema de coordenadas capazes de cobrir toda a variedade do espaço-tempo, com extensão máxima. Esses resultados corroboraram a ideia de que os buracos negros deveriam ser considerados, muito mais do que uma simples possibilidade matemática, como genuínos objetos físicos.

5 Outras métricas: desenvolvimentos posteriores

O buraco negro de Schwarzschild é um caso considerado simples – em termos das possibilidades de solução das ECE – por ser estático e sem carga. Situações mais complexas – e quiçá condizentes com a realidade física – dizem respeito à existência de buracos negros com momento angular não nulo ($J \neq 0$) e com carga ($Q \neq 0$), para os quais foram apresentadas as soluções comentadas a seguir.

A solução exata das ECE para a descrição do espaço-tempo na vizinhança de um corpo com massa e carga elétrica diferentes de zero – ou seja, com a produção de campos gravitacional e elétrico, respectivamente [39] – foi proposta de modo independente pelo físico, matemático e engenheiro Hans Jacob Reissner [40], em 1916, e pelo físico Gunnar Nordström, em 1918 [41]. A métrica de Reissner-Nordström é dada pela seguinte equação,

$$ds^2 = \left[1 - \frac{r_S}{r} + \left(\frac{r_Q}{r} \right)^2 \right] c^2 dt^2 - \left[1 - \frac{r_S}{r} + \left(\frac{r_Q}{r} \right)^2 \right]^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2(\theta) d\phi^2), \quad (12)$$

onde c é a velocidade da luz; t é a coordenada do tempo (medida por um relógio qualquer, estacionário, no infinito); r é a coordenada radial; (θ, ϕ) são os ângulos esféricos; $r_S =$ raio de Schwarzschild [cf. (10)]; e r_Q é a escala de comprimento característica, definida como

$$r_Q^2 = \frac{Q^2 G}{4\pi\epsilon_0 c^4}, \quad (13)$$

destacando-se que $1/4\pi\epsilon_0$ é a constante de Coulomb.

As situações nas quais o corpo possua carga zero ($Q = 0$) e esteja em rotação (dotado, com efeito, de momento angular, ou seja, com $J \neq 0$) podem ser descritas pela equação obtida por Roy Kerr, em 1963 [42], a qual pode ser apresentada nos seguintes termos [43],

$$\begin{aligned} ds^2 = & - \left(\frac{\Delta' - a^2 \sin^2 \theta}{H'} \right) dt^2 \\ & + \frac{2a \sin^2 \theta (r^2 + a^2 - \Delta')}{H'} dt d\phi \\ & + \frac{[(r^2 + a^2)^2 - \Delta' a^2 \sin^2 \theta]}{H'} \sin^2 \theta d\phi^2 \\ & + \frac{H'}{\Delta'} dr^2 + H' d\theta^2, \end{aligned} \quad (14)$$

onde,

$$H' = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad (15)$$

e,

$$\Delta' = r^2 + a^2 - 2Mr. \quad (16)$$

Cerca de dois anos após, em 1965, Ezra Theodore Newman [44, 45] descreveu as equações para um caso ainda mais geral, considerando um corpo com carga elétrica e momento angular distintos de zero ($Q \neq 0$; $J \neq 0$). A equação que descreve a então denominada métrica de Kerr-Newman pode ser assim apresentada [43],

$$\begin{aligned} ds^2 = & - \left(\frac{\Delta - a^2 \sin^2 \theta}{H} \right) dt^2 \\ & + \frac{2a \sin^2 \theta (r^2 + a^2 - \Delta)}{H} dt d\phi \\ & + \frac{[(r^2 + a^2)^2 - \Delta a^2 \sin^2 \theta]}{H} \sin^2 \theta d\phi^2 \\ & + \frac{H}{\Delta} dr^2 + H d\theta^2. \end{aligned} \quad (17)$$

com,

$$A_a = \left[- \frac{Qr}{H} dt_a - a \sin^2 \theta d\phi_a \right], \quad (18)$$

sendo

$$H = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad (19)$$

e

$$\Delta = r^2 + a^2 + Q^2 - 2Mr. \quad (20)$$

Nas expressões acima, Q é a carga elétrica; M a massa; J o momento angular; e $a = J/M$. Observa-se que ao se definir $Q = 0$ e $A_a = 0$, obtém-se a métrica de Kerr (14); distintamente, ao se delimitar $Q \neq 0$, encontra-se a solução de Reissner-Nordström (12); ao se caracterizar $J = 0$, a solução obtida é, precisamente, a de Schwarzschild (5).

As métricas de Reissner-Nordström, de Kerr e de Kerr-Newman representam soluções para as ECE capazes de descrever buracos negros e representaram genuínos avanços, ao longo do século XX, desenvolvidos a partir da solução originária elaborada por Schwarzschild. Nessa perspectiva, contribuíram para o trabalho de investigação teórica e empírica dirigido à detecção destes corpos celestes.

6 Considerações Finais

A breve exposição acerca das “origens matemáticas” dos buracos negros representa o núcleo temático do presente ensaio. De fato, após sucinta introdução ao problema, passou-se à exposição dos conceitos chave e dos aspectos formais da teoria da relatividade geral – enfocando as equações de campo de Einstein – e da métrica de Schwarzschild (desenvolvida para um corpo massivo, sem carga e sem momento angular). Alguns desdobramentos foram mencionados, ato contínuo – soluções de Reissner-Nordström, de Kerr e de Kerr-Newman – cujas implicações históricas e conceituais poderão ser analisadas em trabalhos posteriores.

A descrição dos resultados originais obtidos por Schwarzschild permite que se conjecture, com certa segurança, sobre a potência preditiva da matemática, a qual tem se mostrado bastante útil para a descrição dos mais díspares fenômenos da

natureza. Tal afirmativa poderá soar como lugar comum, mas, é sempre oportuno reavivá-la na memória, especialmente ao se reconhecer que a investigação dos buracos negros tem potencialidade para levar a um melhor entendimento (1) da realidade – tendo em vista as possibilidades de proposição de uma teoria quântica da gravitação (unificação da TRG e da mecânica quântica) – e (2) das próprias origens do universo, ao se considerar sua promissora relevância para o entendimento do *big bang*.

Sobre os autores

Rodrigo Siqueira-Batista (rsbatista@ufv.br) é diplomado em Medicina e em Filosofia pela Universidade do Estado do Rio de Janeiro (UERJ); diplomado em Matemática pela Universidade Estácio de Sá (UNESA); especialista e mestre em Doenças Infecciosas e Parasitárias pela Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ); mestre em Filosofia pela Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro (PUC-Rio); doutor em Ciências pela Fundação Oswaldo Cruz (FIOCRUZ). Realizou estágios de pós-doutoramento no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) e na UFRJ. Atualmente, é professor associado da Universidade Feral de Viçosa (UFV); professor titular da Faculdade Dinâmica do Vale do Piranga (FADIP); docente permanente do Programa de Pós-graduação em Bioética, Ética Aplicada e Saúde Coletiva da UFRJ; docente permanente do Programa de Pós-graduação em Filosofia da Universidade Federal de São João del-Rei (UFSJ); Coordenador do BraiNNIAC (<http://www.brainniac.ufv.br/>); Bolsista de Produtividade em Pesquisa do CNPq. Tem experiência/interesse nas áreas de história e filosofia das ciências, teoria quântica, cosmologia, astrofísica e astrobiologia.

José Abdalla Helayël-Neto (helayel@cbpf.br) é diplomado (BSc) e mestre (MSc) em Física pela PUC-Rio; Magister Philosophiae (MPh) e Doctor Philosophiae (PhD) em Física pela Scuola Internazionale Superiore di Studi Avanzati (SISSA), instituição onde realizou seus estudos formativos junto ao grupo do Prof. Abdus Salam, e sob a orientação do Prof. J. J. Strathdee. Complementou a sua qualificação através de estágios de pós-doutoramento no Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (ICTP), na

SISSA, na Università degli Studi di Trieste e no CBPF. Atualmente, é pesquisador titular do CBPF, alocado na Coordenação de Astrofísica, Cosmologia e Interações Fundamentais; membro efetivo e coordenador científico do Grupo de Física Teórica José Leite Lopes (GFT-JLL), colaborando, como voluntário, na Coordenação Científica da Aprendanet, Petrópolis/RJ. Tem experiência/interesse na área de física, com ênfase em teoria geral de partículas elementares e campos, concentrando-se principalmente nos tópicos: teorias de Yang-Mills, física das interações fundamentais, supersimetria-supergravidade e extensões não-maxwellianas do eletromagnetismo.

Referências

- [1] J. A. Wheeler, *Our universe: The known and the unknown*, *American Scientist* **56**(1), 34A (1968).
- [2] J. Michell, VII. *On the means of discovering the distance, magnitude, &c. of the fixed stars, in consequence of the diminution of the velocity of their light, in case such a diminution should be found to take place in any of them, and such other data should be procured from observations, as would be farther necessary for that purpose. By the Rev. John Michell, B.D. F.R.S. In a letter to Henry Cavendish, Esq. F.R.S. and A.S.*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **74**, 35 (1784).
- [3] P. S. Laplace, *Exposition du système du monde* (De l'Imprimerie du Cercle-Social, Paris, 1796).
- [4] A. Einstein, *Relativity: The Special and the General Theory* (Ancient Wisdom Publications, London, 2010).
- [5] S. Chandrasekhar, *The maximum mass of ideal white dwarfs*, *Astrophysical Journal* **74**, 81 (1931).
- [6] S. Chandrasekhar, *The highly collapsed configurations of a stellar mass (Second paper)*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **95**, 207 (1935).
- [7] B. T. Dullo, A. Gil de Paz e J. H. Knapen, *Ultramassive black holes in the most massive*

- galaxies: $m_{\text{bh}}-\sigma$ versus $m_{\text{bh}}-r_{\text{b}}$* , *Astrophys. J.* **908**(2), 134 (2021). [ArXiv:2012.04471](#).
- [8] W. Ishibashi e A. C. Fabian, *Ultramassive black hole feedback in compact galaxies*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **472**(3), 2768 (2017). [ArXiv:1709.01551](#).
- [9] A. King, *How big can a black hole grow?*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* **456**(1), L109 (2015).
- [10] O. T. Matsuura, *A primeira imagem de um buraco negro*, *Cadernos de Astronomia* **1**(1), 52 (2020).
- [11] A. Celotti, J. C. Miller e D. W. Sciama, *As-trophysical evidence for the existence of black holes: Topical review*, *Class. Quant. Grav.* **16**, A3 (1999). [ArXiv:astro-ph/9912186](#).
- [12] S. Chandrasekhar, *On stars, their evolution and their stability (nobel lecture)*, *Angewandte Chemie International Edition in English* **23**(9), 679 (1984).
- [13] B. J. Carr e S. W. Hawking, *Black holes in the early universe*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **168**(2), 399 (1974).
- [14] J. García-Bellido, *Primordial black holes and the origin of the matter-antimatter asymmetry*, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* **377**(2161), 20190091 (2019).
- [15] B. J. Carr e S. B. Giddings, *Quantum black holes*, *SA Especial Editions* **17**(1s), 20 (2012).
- [16] J. R. Muñoz de Nova, K. Golubkov et al., *Observation of thermal hawking radiation and its temperature in an analogue black hole*, *Nature* **569**(7758), 688 (2019). [ArXiv:1809.00913](#).
- [17] S. W. Hawking, R. Penrose e H. Bondi, *The singularities of gravitational collapse and cosmology*, *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* **314**(1519), 529 (1970).
- [18] R. Penrose, *Gravitational collapse: The role of general relativity*, *Riv. Nuovo Cim.* **1**, 252 (1969).
- [19] B. P. Abbott et al., *Observation of gravitational waves from a binary black hole merger*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(6), 061102 (2016). [ArXiv:1602.03837](#).
- [20] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole*, *Astrophys. J. Lett.* **875**, L1 (2019). [ArXiv:1906.11238](#).
- [21] H. I. Baltazar, *Métricas críticas do funcional volume e não-existência de múltiplos buracos negros em espaço-tempo estático*, Tese de Doutorado, Departamento de Matemática, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza (2017).
- [22] R. R. D. V. de Oliveira, *Caos homoclinico no sistema buraco negro + halo em relatividade geral*, Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Matemática Aplicada, Campinas (2001).
- [23] C. R. Santos, *Buracos negros e a conjectura da censura cósmica*, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Goiás, Jataí (2019).
- [24] C. M. G. G. Franchi, R. G. Reis e M. F. Borges Neto, *Breve história dos buracos negros*, *Revista UNILAGO* **11**(41), 41 (2012).
- [25] R. V. Wagoner, *Relativistic and newtonian diskoseismology*, *New Astronomy Reviews* **51**(10), 828 (2008), Jean-Pierre Lasota, X-ray Binaries, Accretion Disks and Compact Stars.
- [26] *Seção Temática: A gravitação*, *Cadernos de Astronomia* **5**(1), 5 (2020). Disponível em <https://periodicos.ufes.br/astronomia/issue/view/1212>, acesso em jul. 2021.
- [27] A. J. Kox, M. J. Klein e R. Schulmann (eds.), *The Collected Papers of Albert Einstein* (Princeton University Press, 1997).
- [28] A. Einstein, *A Teoria da Relatividade Especial e Geral* (Contraponto, Rio de Janeiro, 1999).
- [29] C. H. Coimbra-Araújo, *Carter-Penrose diagrams in general relativity: black holes and other explicit examples*, *Rev. Bras. Ens. Fis.* **38**(3), e3305 (2016).

- [30] K. Schwarzschild, *Über das gravitationsfeld eines massenpunktes nach der Einsteinschen theorie*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin 189–196 (1916).
- [31] D. Soares, *From Schwarzschild to Newton*, *Rev. Bras. Ens. Fis.* **42**, e20190262 (2020).
- [32] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity* (Wiley, New York, NY, 1972).
- [33] C. R. Almeida, *A pré-história dos buracos negros*, *Rev. Bras. Ens. Fis.* **42**(e202001) (2020).
- [34] R. Stannard, *Relatividade* (L&PM, Porto Alegre, 2013).
- [35] C. R. Almeida, *Buracos negros: mais de 100 anos de história*, *Cadernos de Astronomia* **2**(1), 93 (2021).
- [36] D. Finkelstein, *Past-future asymmetry of the gravitational field of a point particle*, *Phys. Rev.* **110**, 965 (1958).
- [37] M. D. Kruskal, *Maximal extension of schwarzschild metric*, *Phys. Rev.* **119**, 1743 (1960).
- [38] G. Szekeres, *On the singularities of a Riemannian manifold*, *Publicationes Mathematicae Debrecen* **7**, 285 (1960).
- [39] J. P. B. Brito, R. P. Bernar et al., *Movimento de partículas-teste no espaço-tempo de Reissner-Nordström*, *Rev. Bras. Ens. Fis.* **42**, e20200015 (2020).
- [40] H. Reissner, *Über die eigengravitation des elektrischen felde nach der Einsteinschen theorie*, *Annalen der Physik* **355**(9), 106 (1916).
- [41] G. Nordström, *On the energy of the gravitation field in einstein's theory*, *Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen Proceedings Series B Physical Sciences* **20**, 1238 (1918).
- [42] R. P. Kerr, *Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics*, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 237 (1963).
- [43] E. Gausmann, *Termodinâmica de buracos negros*, Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual Paulista, Instituto de Física Teórica, São Paulo (1996).
- [44] E. T. Newman e A. I. Janis, *Note on the kerr spinning-particle metric*, *Journal of Mathematical Physics* **6**(6), 915 (1965).
- [45] E. T. Newman, E. Couch et al., *Metric of a rotating, charged mass*, *Journal of Mathematical Physics* **6**(6), 918 (1965).

Análise computacional do hidrocarboneto aromático policíclico antraceno e sua aplicação na astroquímica

Rosiane C. da Rosa¹, Dinalva A. Sales¹, Carla M. Canelo² e Brenda M. A. Miranda¹

¹Universidade Federal do Rio Grande - FURG

²Universidade de São Paulo

Resumo

Este trabalho objetiva analisar o espectro de emissão na região entre 5 e 15 μ m do antraceno, uma espécie química de relevância astroquímica, obtido por modelagem computacional. E também comparar resultados obtidos com conjuntos de bases diferentes. A classe molecular escolhida possui características que permitem sua presença abundante em ambientes hostis do espaço, despertando interesse acerca de suas propriedades físico-químicas. A estrutura molecular foi desenhada na plataforma Gabedit e os cálculos da abordagem quântica realizados pelo software ORCA. Foram utilizadas duas funções de base, 6-31G* e 6-31G**, para comparação entre resultados. Para a análise dos métodos e inferências de semelhanças e diferenças, foi utilizado o NASA Ames PAH IR Spectroscopic Database (PAHdb), como banco de dados de referência. Os resultados obtidos apresentam um avermelhamento nas bandas vibracionais, mesmo utilizando a função descrita pelos autores do PAHdb, expondo a direta relação entre complexidade e eficácia dos métodos comparados. Ainda assim, os resultados obtidos foram satisfatórios. Uma vez que as bandas de emissão desta molécula, em comparação com dados espectroscópicos, permitem inferir a presença da mesma em galáxias ativas, como Seyfert 1, Seyfert 2 e Starburst.

Abstract

This work aims to analyze the emission spectrum in the region between 5 and 15 μ m of anthracene, a chemical species of astrochemical relevance, obtained by computational modeling. And also to compare the results obtained with different sets of bases. The chosen molecular class has characteristics that allow its abundant presence in hostile space environments, arousing interest in its physicochemical properties. The molecular structure was designed on the Gabedit platform and the calculations of the quantum approach were performed by the ORCA software. Two base functions, 6-31G* and 6-31G**, were used to compare the results. For the analysis of methods and inferences of similarities and differences, the NASA Ames PAH IR Spectroscopic Database (PAHdb) was used as a reference database. The obtained results show a reddening in the vibrational bands, even using the function described by the authors of the PAHdb, exposing the direct relationship between complexity and effectiveness of the compared methods. Nevertheless, the obtained results were satisfactory. Since the emission bands of this molecule, in comparison with spectroscopic data, allow us to infer its presence in active galaxies, such as Seyfert 1, Seyfert 2 and Starburst.

Palavras-chave: astroquímica, PAH, modelagem computacional, DFT.

Keywords: astrochemistry, PAH, computational modeling, DFT.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35751](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35751)

1 Introdução

As últimas décadas apresentaram pesquisas promissoras sobre a física e a química em ambientes astrofísicos. Isso se deve à grande quantidade de dados observacionais disponíveis, além do avanço nas técnicas computacionais. Decor-

rido mais de 80 anos que as primeiras moléculas simples com dois átomos foram identificadas no espaço, outros espécimes complexos também foram descobertos [1].

Todos esses exemplares contribuem para o ciclo de vida no meio interestelar (ISM), onde explo-

ções de supernova ou estrelas no ramo assintótico das gigantes (AGB) liberam elementos sintetizados em seu núcleo, que mais tarde evoluíram para estruturas como galáxias, estrelas e planetas [2]. Dentre as diversas classes moleculares, verificou-se que vários objetos emitiam bandas espectrais até então não identificadas e que mais tarde foram atribuídas aos hidrocarbonetos aromáticos policíclicos (PAHs) [1].

Aproximadamente 20% ou mais do carbono existente no meio interestelar encontra-se na forma de PAHs, e grande parte da emissão no infravermelho médio (MIR), conhecida por AIBs (do inglês *Aromatic Infrared Bands*), deriva dessa classe molecular [3]. Além disso, PAHs podem ter alguns de seus átomos de carbono substituídos por nitrogênio ou oxigênio, dando origem a compostos complexos que desempenham importante participação na origem da vida.

Neste artigo será analisado o espectro de emissão no infravermelho (IR) do PAH antraceno, composto por três anéis aromáticos. Esta espécie foi escolhida por representar um PAH simples, o que facilita a análise de sua estrutura e processos numéricos posteriores. Além disso, pesquisas recentes inferem à presença de sua versão catiônica na Nuvem Molecular Perseus [4].

O espectro foi simulado utilizando o Gabedit¹, uma interface gráfica utilizada em pacotes de química computacional, e ORCA², um software disponível para acadêmicos e que apresenta métodos modernos de estrutura eletrônica. Dentre nossos objetivos estão entender algumas das propriedades que permitem a existência dessas moléculas em ambientes tão inóspitos, mas que podem dar origem aos tijolos da vida no Universo.

Uma vez que a região do IR fornece informações fundamentais a respeito de ambientes astrofísicos como a temperatura e a taxa de formação estelar [5], a compreensão da química desses compostos pode colaborar com o desenvolvimento de tecnologias voltadas para o meio ambiente, visto que em ambientes terrestres os PAHs são altamente poluentes.

2 Materiais e métodos

Neste trabalho foram utilizados dados obtidos por meio da modelagem computacional. A es-

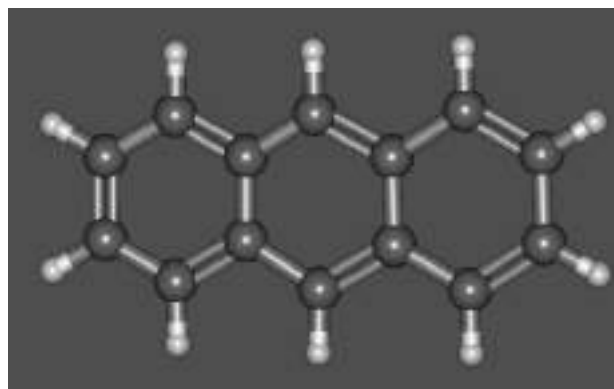


Figura 1: Molécula de Antraceno simulada na interface gráfica do software Gabedit. Fonte: Gabedit

colha deste método se deu pela necessidade de se detalhar comportamentos moleculares específicos e, tendo em vista que a resolução de métodos analíticos para um sistema multi-eletrônico seria inviável, os softwares de química computacional permitem que cálculos mais complexos sejam realizados.

A estrutura inicial da molécula foi desenhada no Gabedit. Este programa é uma interface gráfica de usuário para pacotes de química computacional. Exibe diversos resultados de cálculos e suporta grande parte dos formatos de arquivos moleculares. Também gera arquivos de entrada e permite desenhar e visualizar estruturas em três dimensões, bem como os espectros após a realização dos cálculos.

A realização dos cálculos e aproximações quânticas foi através do programa ORCA. Com fácil e eficiente uso, esta ferramenta permite aplicar códigos de química computacional, especificamente voltados para propriedades espectroscópicas de sistemas. Apresenta diversos métodos quânticos, dentre semi-empíricos e *ab initio*, bem como métodos híbridos que combinam parcelas dos métodos anteriores e que será o foco deste trabalho.

Ambos os programas são gratuitos, disponíveis para uso não-comercial. Finalizada a estrutura como mostra a Figura 1, é possível que ligações e ângulos estejam diferentes dos valores de equilíbrio, sendo necessário o uso de um campo de força para ajustar a geometria molecular, de acordo com a energia potencial estabelecida para os mesmos.

A Tabela 1 fornece os comandos utilizados para este estudo. A opção frequência é apresentada como tipo de trabalho, uma vez que o modo de vibração molecular corresponde ao espectro IR da

¹<http://gabedit.sourceforge.net/>

²<https://orcaforum.kofo.mpg.de/app.php/dlxt/>

substância.

O cálculo de energia foi feito no estado neutro, uma vez que grande parte da contribuição da emissão em galáxias se dá por espécies neutras e também devido a otimização do tempo computacional. A escolha de uma função de base permite maior precisão no cálculo da estrutura eletrônica. As funções tipo Gaussianas (GTFs) do conjunto de bases de Pople foram escolhidas, uma vez que a literatura aponta vantagens em relação a outros conjuntos [6].

Ainda, é um dos conjuntos de bases utilizado pelo NASA Ames PAH IR Spectroscopic Database (PAHdb) [7–9], que será usado para fins de comparação com os resultados obtidos. Como método de trabalho foi escolhido um dos mais utilizados em química quântica, a Teoria do Funcional da Densidade, mais especificamente o funcional híbrido B3LYP. Este funcional combina dois ou mais funcionais, permitindo uma sensível melhora nas soluções apresentadas. Determinados os procedimentos de entrada para a modelagem, a ferramenta iniciará o processo.

2.1 Teoria do funcional da densidade

A mecânica quântica facilitou uma compreensão mais profunda da estrutura da matéria. Por meio da equação que descreve a função de onda do elétron é possível obter toda a informação necessária para determinar o estado de um sistema, seja átomo, molécula ou sólido. Porém, poucos sistemas físicos possuem solução analítica, e mesmo a solução numérica aproximada pode ser computacionalmente inviável, sendo necessárias aproximações que possibilitem o uso em sistemas moleculares.

Uma vez que a função de onda depende de $3N$ coordenadas (x, y e z de cada elétron), só é possível a resolução para o átomo de hidrogênio, que possui um único elétron. Para contornar esse problema, é necessário o uso de aproximações baseadas na densidade eletrônica ρ , já que essa variável não depende do número de elétrons e sim das coordenadas x, y e z .

O uso da densidade eletrônica foi proposto em 1927 por Thomas e Fermi. E, apesar deste modelo possuir limitações nas previsões de sistemas reais, precedeu o surgimento da moderna teoria usada até hoje. Por considerar uma distribuição homogênea de elétrons e negligenciar o termo de troca na interação entre elétrons, o método foi

aprimorado por Paul Dirac em 1930, ao adicionar um termo de troca [10].

O desenvolvimento formal da teoria do funcional da densidade (DFT) por Pierre Hohenberg e Walter Kohn ocorreu em 1964, utilizando a densidade eletrônica ρ como variável básica para calcular a equação de Schrödinger e propondo soluções para o impasse no modelo Thomas-Fermi por meio de dois teoremas [11].

O primeiro teorema afirma que o hamiltoniano e todas as propriedades resultantes podem ser obtidas a partir da densidade eletrônica. O segundo teorema mostra que o funcional da densidade também pode ser obtido pelo método variacional. Neste processo, o hamiltoniano correspondente pode ser determinado de acordo com a densidade aproximada eletrônica, enquanto a energia pode ser obtida através da equação de Schrödinger. As funções da densidade eletrônica que resultam no menor valor de energia serão as mais corretas.

No ano seguinte, Walter Kohn e Lu Jeu Sham demonstraram um conjunto de equações nas quais o sistema de partículas interagentes é substituído por um de partículas não-interagentes, submetidas a um potencial e reproduzindo as condições do sistema interagente. Essa mudança considera o fato de que em ambos, a densidade eletrônica será sempre a mesma. A equação geral de Kohn-Sham para a energia eletrônica do estado fundamental se torna

$$E[\rho] = \int V_{ext}(r)\rho(r)dr + F[\rho], \quad (1)$$

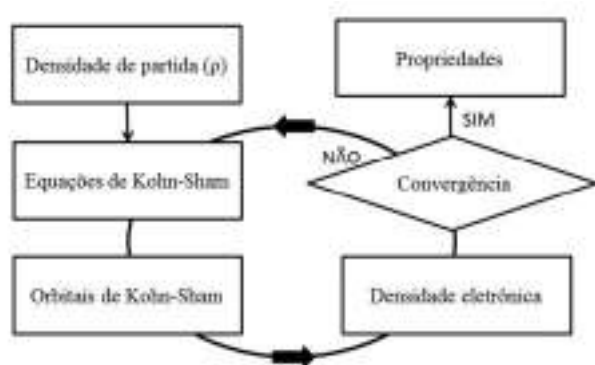
sendo V_{ext} o potencial externo e $F[\rho]$ o funcional da densidade independente do potencial externo. Conhecer a densidade permite o cálculo do potencial externo, do hamiltoniano e da função de onda, mas ainda é necessária uma função de onda para que ρ obtenha bons resultados. E para chegar na energia eletrônica de diversas contribuições, surge a proposta de utilizar funcionais aproximados,

$$E[\rho] = T[\rho] + V_{Ne}[\rho] + V_{ee}[\rho] + E^{XC}[\rho], \quad (2)$$

onde $T[\rho]$ é a energia cinética dos elétrons não-interagente, $V_{Ne}[\rho]$ o potencial externo, $V_{ee}[\rho]$ o potencial de interação elétron-elétron e $E^{XC}[\rho]$ a energia de troca e correlação. O último termo pode ser separado em um termo de troca $E^X[\rho]$ e um termo de correlação $E^C[\rho]$. O segundo

Tabela 1: Parâmetros de entrada para o cálculo realizado pelo ORCA.

ORCA input	
	Especificação de Trabalho
Tipo de Trabalho	Frequências
Tipo de Método	Funcionais Híbridos
Método	B3LYP
Estado excitado	Não
Bases	6-31G* / 6-31G**

**Figura 2:** Modelo do ciclo de cálculos do DFT. Fonte: [12]

teorema de Hohenberg-Kohn permite o cálculo de um conjunto de orbitais ϕ^{KS} , que minimizam $E[\rho]$, utilizando o operador de um elétron de Kohn-Sham \hat{h}_i^{KS} , equacionado como

$$\hat{h}_i^{KS} = -\frac{1}{2}\nabla_i^2 - \sum_k^{\text{núcleos}} v_i \frac{Z_k}{|r_i - r_k|} + \int \frac{\rho(r')}{|r_j - r'|} dr' + V^{XC}, \quad (3)$$

em que $V^{XC} = \delta E^{XC} / \delta \rho$ é o potencial de troca e correlação, acessível caso se tenha valores da energia de troca e correlação E^{XC} . Após a resolução das equações de Kohn-Sham, os orbitais são calculados e tem-se uma nova densidade eletrônica [12], em um ciclo que é refeito tantas vezes for necessário até que os critérios iniciais sejam satisfeitos, como mostra a Figura 2.

2.2 Aproximações dos potenciais e funcionais híbridos

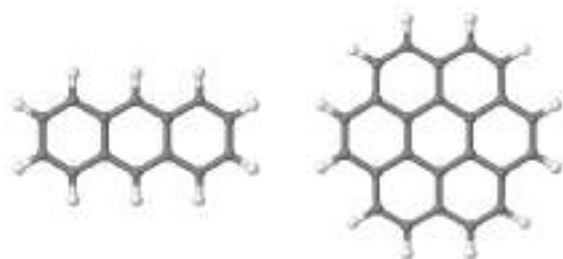
O potencial de troca e correlação E^{XC} não possui solução analítica e a utilização de aproximações é necessária. Dentre as mais conhecidas, estão a Aproximação da Densidade Local (LDA -

Local Density Approximation) e a Aproximação do Gradiente Generalizado (GGA - Generalized Gradient Approximation). Ambas as aproximações têm alta eficácia e baixo custo computacional, porém podem não ser adequadas em outras utilizações mais complexas. Neste caso, a literatura aponta para os *funcionais híbridos*, desenvolvidos a partir da combinação de funcionais para a energia de troca com um funcional para a energia de correlação de diferentes métodos.

Este trabalho utiliza o funcional híbrido B3LYP, também utilizado pelo NASA Ames PAH IR Spectroscopic Database (PAHdb) na modelagem do antraceno disponível na biblioteca [13,14]. Além disso, entre 2015-2020 o B3LYP aparece em aproximadamente 4.697 ocorrências dos 5.926 funcionais híbridos da categoria Físico-Química do Science Citation Index Expanded - SCIE, aproximadamente 80% [15]. O aspecto híbrido desse funcional é comprovado na energia de troca e correlação E_{xc} , descrito pela seguinte equação,

$$E_{xc} = (1 - a_0)E_x^{LDA} + a_0E_x^{HF} + a_xE_x^{B88} + a_cE_c^{LYP88} + (1 - a_c)E_c^{VWN80}, \quad (4)$$

onde os três primeiros termos são as aproximações LDA, HF e Becke 1988 (B88) para interação de troca, os dois últimos termos são aproximações Lee-Yang-Parr 1988 (LYP88) e Vosko-Wilks-Nusair 1980 (VWN80) para correlação eletrônica, e os coeficientes $a_0 = 0,2$, $a_x = 0,72$ e $a_c = 0,81$ são parâmetros definidos experimentalmente. Devido à combinação de diferentes parâmetros diferentes de cálculo, o método B3LYP permite a obtenção de resultados satisfatórios e que dependem das propriedades desejadas do objeto de estudo. Também existe uma variação desse funcional, o CAM-B3LYP, que possui resultados superiores aos do funcional B3LYP, porém



(a) Catacondensado.

(b) Pericondensado.

Figura 3: Exemplos de estruturas moleculares. Fonte: NASA Ames PAH IR Spectroscopic Database (PAHdb).

com um alto custo computacional. Por isso, não será abordado aqui, mas deixado como possibilidade de um novo estudo utilizando este método.

2.3 Hidrocarbonetos aromáticos policíclicos (PAHs)

Os PAHs são compostos orgânicos arranjados em anéis aromáticos, apresentam estruturas hexagonais ligadas à sua estabilidade e são classificados em pericondensados, catacondensados e aqueles com uma ligação simples entre carbonos. Como visto na Figura 3, enquanto os catacondensados são lineares, os pericondensados são núcleos compactos de carbono, o que garante mais estabilidade a molécula.

Vários objetos astronômicos como regiões HII e estrelas ricas em carbono possuem bandas de emissão atribuídas aos PAHs, bem como nebulosas planetárias e galáxias de núcleo ativo (AGNs). Isso infere que são materiais resistentes e abundantes no ISM [2]. A intensa radiação ultravioleta (UV) dessas regiões atinge essas moléculas, que ficam altamente excitadas, vibram e emitem no IR, durante o processo de desexcitação [16]. A Figura 4 apresenta espectros de pequenos PAHs, em que é possível perceber a semelhança nas posições de banda, uma vez que são construídos de uma mesma unidade básica.

Perto de 50% da luminosidade no MIR pode ser associada às bandas de emissão mais intensa dessas moléculas. Estas variam de acordo com o tamanho, a geometria molecular e são características dos modos de excitação vibracional, *bending* (dobramento) e *stretching* (estiramento) [17]. As características da emissão dos PAHs são bem conhecidas na literatura [16], no entanto este trabalho se dedica ao intervalo entre 5-15 μm , apre-

Tabela 2: Características de emissão IR interestelar e PAHs. Fonte: Adaptado de [16].

Bandas de emissão e modo de excitação	
5.2 μm	C-H flexão e C-C alongamento
5.65 μm	C-H flexão e C-C alongamento
6.2 μm	C-C alongamento
7.6 μm	C-C alongamento e C-H flexão
7.8 μm	C-C alongamento e C-H flexão
8.6 μm	C-H flexão
11.0 μm	C-H flexão
11.2 μm	C-H flexão
12.7 μm	C-H flexão
13.6 μm	C-H flexão
14.2 μm	C-H flexão

sentado na Tabela 2.

2.4 Base de dados do NASA Ames PAH IR

O PAHdb reúne espectros de simulações experimentais e computacionais de PAHs, na faixa espectral de 2,5 - 4000 μm . Contém dados de PAHs puros (carbono e hidrogênio) e espécies com nitrogênio, oxigênio ou magnésio, bem como em seus estados neutros e ionizados. Disponibiliza estruturas, fórmulas químicas, conversão de vibração, referências da literatura e outros atributos, quando disponíveis. Todas essas informações podem ser baixadas no módulo de tabela XML ou ASCII de uma única molécula ou um *cluster* molecular.

Além disso, fornece várias interfaces de programação de aplicativos (API, *Interface de Programação de Aplicativos*, em inglês), como AmesPAHdbIDLSuite, AmesPAHdbPythonSuite e uma versão simplificada do conjunto de ferramentas pyPAHdb [18]. Atualmente, contém 4.233 espécies teóricas na versão 3.20 e 84 espécies experimentais na versão 3.00. Além disso, será de grande importância nas futuras observações do James Webb Space Telescope (JWST).

Esta biblioteca online e de livre acesso será utilizada para compararmos os resultados obtidos com espectros disponíveis da mesma molécula. Também será possível inferir qual função de base melhor se adéqua ao encontrado na literatura. Os

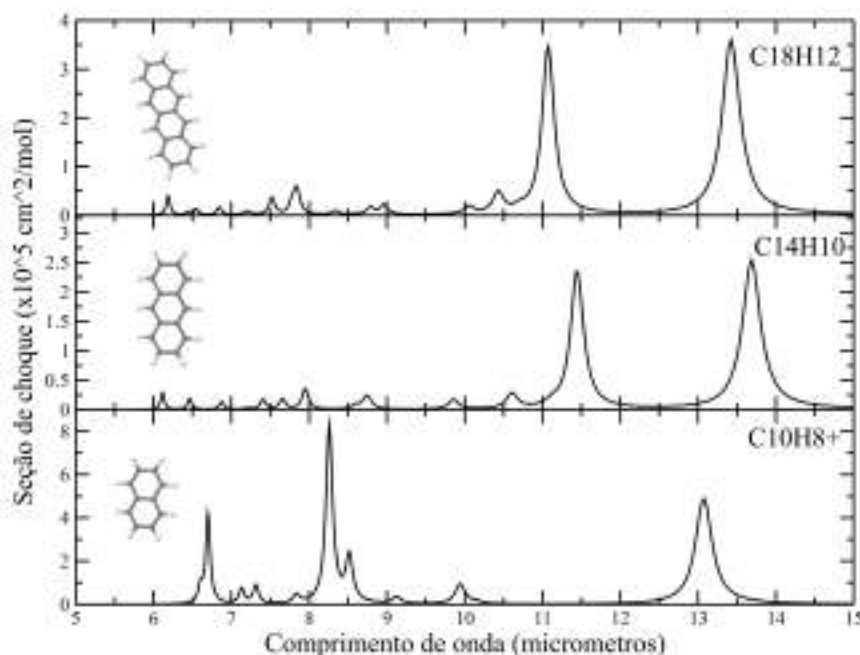


Figura 4: Espectro IR de PAHs. Fonte: NASA Ames PAH IR Spectroscopic Database (PAHdb).

resultados também serão comparados com dados espectroscópicos de galáxias, a fim de verificar a presença do PAH antraceno nessas regiões. Uma vez que encontra-se na literatura o uso desse tipo de modelagem para tal fim [19].

3 Resultados e discussões

A Figura 5 apresenta os espectros no IR do PAH antraceno, obtidos com as diferentes funções de base. É possível perceber os picos de emissão em regiões próximas às bandas de emissão associadas aos PAHs interestelares. Notamos leve diferença entre as posições e também na intensidade de bandas. A comparação entre os dados disponíveis na biblioteca de referência permite notar um avermelhamento nas bandas vibracionais, mesmo utilizando a função de base 6-31G*, descrita pelos autores do PAHdb [7–9].

A Figura 6 mostra os resultados obtidos pela nossa modelagem do antraceno e da modelagem realizada pelo PAHdb da mesma molécula. Podemos perceber que a modelagem realizada neste trabalho possui um desvio para o vermelho nas bandas de emissão, especialmente nos comprimentos de onda de 11,9 e 14,1 μm .

Uma possibilidade para essa ocorrência é o fato de existirem estados de excitação muito baixos na molécula em questão, o que em nosso trabalho foi

desconsiderado. Ainda, a aproximação realizada pelo B3LYP desconsidera a anarmonicidade, ou seja, reduz um sistema de 24 átomos, o antraceno em questão, a um oscilador harmônico.

A Figura 7 mostra o espectro PAHdb contrastado ao resultado obtido com a função de base 6-31G**. É possível perceber uma maior semelhança entre ambos, com bandas de emissão mais próximas, em 11,7 μm e 13,9 μm . Utilizar uma função mais complexa contribuiu para um melhor resultado.

Os métodos de cálculos numéricos realizam aproximações que permitem a resolução para sistemas complexos, como moléculas de PAH. Embora a espécie escolhida seja pequena e simples, comparada à complexidade das emissões interestelares, é necessária a inclusão de funções que descrevam propriedades moleculares e mantenham semelhança com dados experimentais já conhecidos.

Para isso, constatou-se a necessidade da inclusão de funções que permitam maior aproximação dos resultados [6]. Essas funções são classificadas em dois tipos principais: funções de polarização e funções difusas. As funções de polarização descrevem distorções na nuvem eletrônica. Já as funções difusas são indicadas para sistemas iônicos, pois descrevem a expansão da nuvem eletrônica desses sistemas.

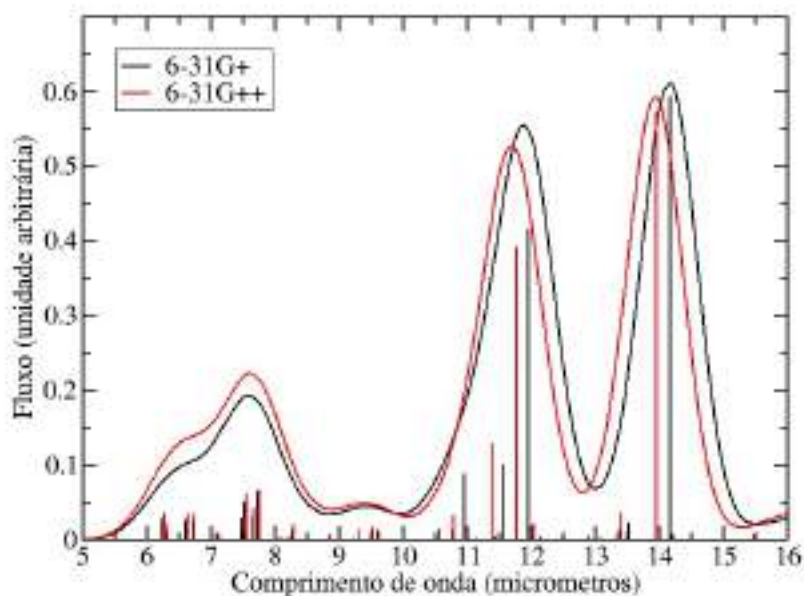


Figura 5: Espectros obtidos com as função de base 6-31G* e 6-31G**, utilizando FWHM = 5. Fonte: Gabedit

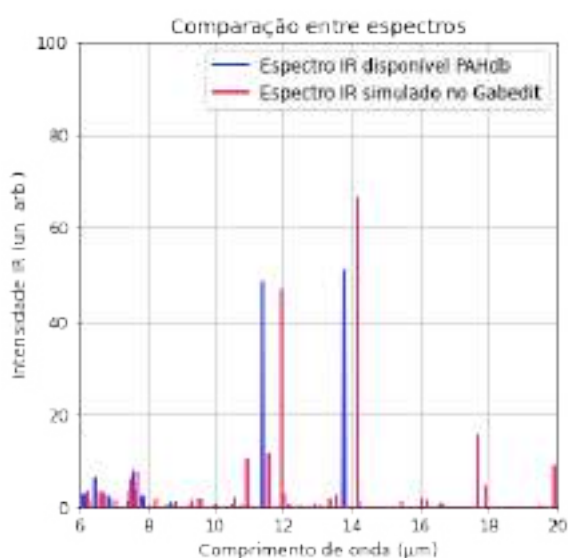


Figura 6: Comparação entre espectro PAHdb e simulado com a função de base 6-31G*.

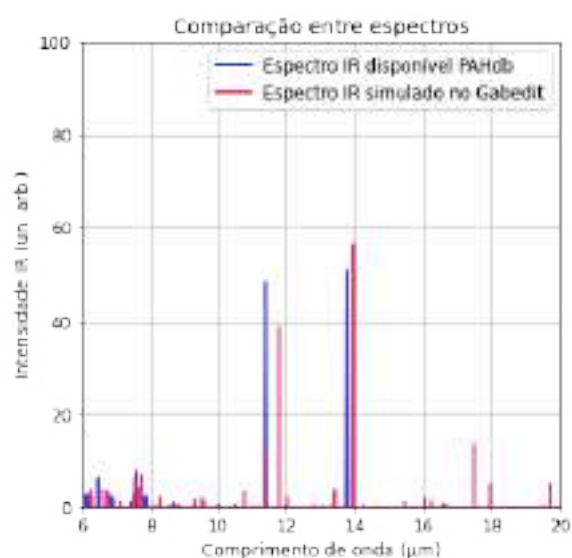


Figura 7: Comparação entre espectro PAHdb e simulado com a função de base 6-31G**.

Os dois conjuntos de base utilizados neste trabalho foram sugeridos por Pople e colaboradores [6], e os símbolos (* e **) indicam a inclusão de funções de polarização somente para átomos diferentes de hidrogênio ou a inclusão em todos os átomos do sistema, respectivamente. Esse fato justifica os resultados obtidos, uma vez que a espécie escolhida possui 10 átomos de hidrogênio que foram desconsiderados na primeira simula-

ção. Já o segundo conjunto, 6-31G**, aplica funções de polarização em todos os átomos do sistema, contribuindo para um melhor resultado.

A Figura 8 apresenta os resultados obtidos em paralelo com dados espectroscópicos de galáxias do tipo Starburst, Seyfert 1 e Seyfert 2, disponíveis na amostra do Projeto Spitzer/ATLAS [5]. Percebe-se que as emissões dos espectros simulados podem prever as bandas de PAH presentes

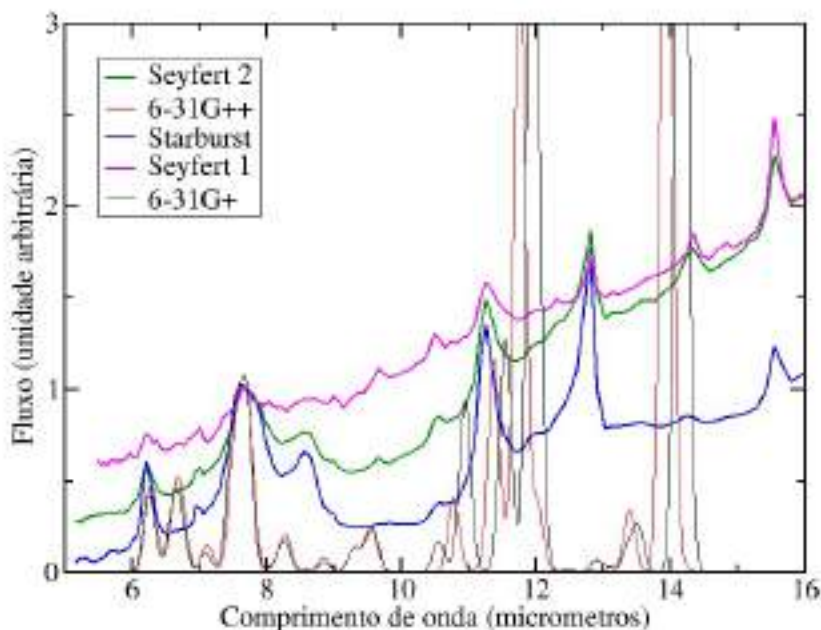


Figura 8: Análise dos resultados com dados espectroscópicos de galáxias Seyfert 1, Seyfert 2 e Starburst.

nessas galáxias, em comprimentos de onda mais azuis entre 6 e 10 μm . Essa característica em galáxias ativas permite estimar, ainda que indiretamente, a taxa de formação estelar [5].

É necessário citar que o funcional híbrido utilizado combina dois métodos de cálculo – uma parcela mais adequada para moléculas grandes (DFT), mas com resultados pouco confiáveis; e uma parcela complementar, indicada para moléculas pequenas (*ab initio*), mas que fornece mais precisão. Isso garante um resultado mais próximo ao experimental. O uso de diferentes funções de base altera importantes propriedades moleculares, o que possibilita analisar qual é mais adequada ao sistema proposto, sendo, neste caso, o PAH antraceno.

Os resultados obtidos através do uso da DFT, com dois conjuntos de base demonstraram-se satisfatórios. Uma vez que a modelagem computacional da molécula antraceno identificou contribuições em comprimentos de onda mais azuis no intervalo de 6 a 10 microns, as mesmas observadas em galáxias ativas. Nesse sentido podemos concluir que essa molécula pode estar presente em objetos extragalácticos. Além disso mudanças nos parâmetros de cálculo mostrou que ferramentas computacionais possibilitam a resolução de sistemas complexos como os PAHs.

4 Conclusões

A astroquímica vem se expandindo nas últimas décadas devido à grande quantidade de dados disponíveis e ao avanço nos métodos de cálculo. Dentre as diversas classes moleculares existentes no ISM, os PAHs possuem grande importância para se entender a química de ambientes astrofísicos. Os PAHs são responsáveis por grande parte da luminosidade no MIR, pois eles aquecem ao absorver um fóton de radiação UV e, durante o processo de desexcitação, emitem em IR. Devido a sua resistência, compõem o material orgânico predominante do espaço e podem combinar-se com nitrogênio, tornando-se PANHs (heterocíclicos policíclicos aromáticos nitrogenados), que podem exercer importante papel na origem da vida no Universo.

A simulação realizada permitiu identificar as bandas de emissão predominantes do antraceno, bem como inferir as características nas frequências vibracionais encontradas ao se utilizar funções de base distintas, o que mostra a relação existente entre a complexidade e a eficiência do método. Nossos resultados foram bastante satisfatórios, uma vez que foi possível obter informações semelhantes ao espectro de referência. Além da identificação de bandas de emissão em intervalos observados em galáxias ativas.

Ainda, métodos computacionais permitem

aproximar os estudantes de processos complexos, como o espectro do PAH antraceno, sem a necessidade de supercomputadores. Como perspectiva de continuação para este trabalho, pretendemos simular moléculas maiores do que o disponível na literatura, uma vez que em galáxias ativas podemos encontrar espécies de até 1000 átomos de carbono [17], enquanto o maior PAH na amostra do PAHdb possui em torno de 300 átomos de carbono.

Agradecimentos

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001. D. A. Sales agradece ao CNPq e FAPERGS.

Sobre as autoras

Rosiane Carneiro da Rosa (rosianecarneiroda-rosa@outlook.com) é Graduada em Física pelo Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia Farroupilha - Campus São Borja (2019). Mestranda em Física na Universidade Federal do Rio Grande e possui foco de suas pesquisas na área de astroquímica, atuando principalmente nas pesquisas em moléculas complexas e simulações computacionais.

Dinalva Aires de Sales (dinalvaires@gmail.com) é Graduada em Matemática pela Universidade do Vale do Paraíba (2005), Mestre em Física e Astronomia pela Universidade do Vale do Paraíba (2007) e Doutora em Física pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul (2012). Foi NASA Postdoctoral Fellow no Rochester Institute of Technology (2012/2013) e pós-doutoranda da DOCFIX-FAPERGS/CAPES na Universidade Federal do Rio Grande do Sul (2013/2016). Tem experiência na área de Astrofísica, atuando principalmente nos seguintes temas: núcleo ativo de galáxia, galáxias em interação, moléculas complexas, espectroscopia e imageamento. Atualmente é professora adjunta do Instituto de Matemática, Estatística e Física (IMEF) da Universidade Federal do Rio Grande (IMEF-FURG) e Coordenadora do Programa de Pós-Graduação em Física (PPG-Física) do IMEF-FURG.

Carla Martinez Canelo (camcanelo@gmail.com) é Graduada em Física pela Universidade de São Paulo (2013). Também é Mestra (2016) e Doutora (2020) em Astronomia pela mesma instituição. Possui experiência na área de Astronomia, com ênfase em Astrobiologia e Astroquímica, e em divulgação científica.

Brenda Matoso Abreu Miranda (brendamatoso@live.com) é Graduada em Física pelo Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia Farroupilha - Campus São Borja (2017). Especialista em Docência do Ensino Superior pela Universidade Anhanguera (2019) e Mestra em Física pela Universidade Federal do Rio Grande - FURG (2020).

Referências

- [1] M. D. Becker, *Astrochemistry: the issue of molecular complexity in astrophysical environments*, Bulletin de la Société Royale des Sciences de Liège **82**, 33 (2013). [ArXiv: 1305.6243](https://arxiv.org/abs/1305.6243).
- [2] A. G. G. M. Tielens, *The molecular universe*, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1021 (2013).
- [3] C. M. Canelo, *O mundo aromático – dos PAHs no meio interestelar às condições bióticas*, Dissertação de Mestrado, IAG - Universidade de São Paulo, São Paulo (2016). Disponível em <https://www.iag.usp.br/pos/>, acesso em jul. 2021.
- [4] S. Iglesias-Groth, A. Manchado et al., *A search for interstellar anthracene towards the Perseus anomalous microwave emission region*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **407**(4), 2157 (2010).
- [5] A. Hernan-Caballero e E. Hatziminaoglou, *An atlas of mid-infrared spectra of star-forming and active galaxies*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 500 (2011). [ArXiv: 1101.4794](https://arxiv.org/abs/1101.4794).
- [6] N. H. Morgon e R. Custódio, *Funções de base: o ajuste variacional*, *Revista Chemkeys* (2), 1 (2018).
- [7] J. Bauschlicher, Charles W., A. Ricca et al., *The NASA Ames PAH IR Spectroscopic Database: Computational version 3.00 with up-*

- dated content and the introduction of multiple scaling factors*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **234**(2), 32 (2018).
- [8] C. Boersma, C. W. Bauschlicher et al., *The NASA Ames PAH IR Spectroscopic Database version 2.00: Updated content, web site, and on(off)line tools*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **211**(1), 8 (2014).
- [9] A. L. Mattioda, D. M. Hudgins et al., *The NASA Ames PAH IR Spectroscopic Database: The laboratory spectra*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **251**(2), 22 (2020).
- [10] P. A. M. Dirac e R. H. Fowler, *Quantum mechanics of many-electron systems*, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* **123**(792), 714 (1929).
- [11] P. Hohenberg e W. Kohn, *Inhomogeneous Electron Gas*, *Phys. Rev.* **136**, B864 (1964).
- [12] R. T. Santiago, *Novas parametrizações de funcionais híbridos para uso em cálculos relativísticos*, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo (2014). Disponível em <https://doi.org/10.11606/D.75.2014.tde-27012015-093530>, acesso em jul. 2021.
- [13] A. Mattioda, C. Bauschlicher et al., *Infrared spectroscopy of matrix-isolated neutral polycyclic aromatic nitrogen heterocycles: The acridine series*, *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy* **181**, 286 (2017).
- [14] S. Langhoff, *Theoretical infrared spectra for polycyclic aromatic hydrocarbon neutrals, cations and anions*, *The Journal of Physical Chemistry* **100**(8), 2819 (1996).
- [15] *Science citation index expanded - scie*. Disponível em <https://www.webofscience.com>, acesso em jul. 2021.
- [16] A. G. G. M. Tielens, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium* (Cambridge University Press, 2005).
- [17] D. A. Sales, M. G. Pastoriza et al., *Polycyclic aromatic hydrocarbon in the central region of the Seyfert 2 galaxy NGC1808*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **429**(3), 2634 (2013). [ArXiv:1212.1357](https://arxiv.org/abs/1212.1357).
- [18] Matthew J. Shannon e Christiaan Boersma, *Organic molecules in space: Insights from the NASA Ames Molecular Database in the era of the James Webb Space Telescope*, in *Proceedings of the 17th Python in Science Conference*, editado por Fatih Akici, David Lippa et al. (2018), 99 – 105.
- [19] B. M. A. Miranda, D. A. Sales et al., *Estudo da emissão do benzeno em galáxias usando a teoria do funcional de densidade*, *Rev. Mundi Eng. Tecnol. Gest.* **4**, 136 (2019).

Uma jornada pela vida no cosmos: relato de experiência de ensino de astrobiologia na escola

Felipe Sérvulo Maciel Costa

Escola Cidadã Integral Técnica Estadual Melquíades Vilar, Taperoá/PB

Resumo

Nos últimos anos, uma nova ciência vem se destacando entre as áreas de conhecimento científico: a astrobiologia, um campo multidisciplinar derivado da astronomia e que ainda é raramente abordado em livros didáticos ou até mesmo na sala de aula. O presente artigo descreve uma experiência pedagógica com alunos de uma disciplina eletiva, dentro da parte diversificada do currículo do ensino médio/técnico da Escola Cidadã Integral Técnica Estadual Melquíades Vilar, localizada no município de Taperoá, Paraíba, Brasil. Os alunos tiveram a oportunidade de conhecer parte do arcabouço teórico da astrobiologia, realizaram experimentos, oficinas, e participaram de aulas de campo. Ao final da aplicação do projeto da disciplina, foram alcançadas melhorias no índice de aprendizagem dos alunos nas disciplinas da área de ciências da natureza e matemática, especialmente aquelas associadas à astronomia. Especificamente, durante a aplicação do projeto, houve um crescimento nas médias das disciplinas de física, química, biologia e matemática (todas elas abordadas direta e indiretamente no projeto) o que refletiu, por sua vez, no interesse geral dos alunos nestas componentes curriculares. O projeto, portanto, forneceu resultados pedagógicos positivos.

Abstract

In recent years, a new science has stood out among the areas of scientific knowledge: astrobiology, a multidisciplinary field derived from astronomy and which is still rarely addressed in textbooks or even in the classroom. This article describes a pedagogical experience with students of an elective class, within the diversified part of high school/technical school curriculum of the Escola Cidadã Integral Técnica Estadual Melquíades Vilar, located in the city of Taperoá, Paraíba, Brasil. The students had the opportunity to know part of the theoretical framework of astrobiology, conducted experiments, workshops, and participated in field classes. At the end of the application of the subject's project, improved results were achieved in the students' learning index in the subjects in the area of Natural Sciences and Mathematics, especially those associated with astronomy. Specifically, during the application of the project, there was an increase in the averages of the subjects of Physics, Chemistry, Biology and Mathematics (all of them addressed directly and indirectly in the project) which, in turn, reflected in the general interest of students in these components curricular. The project, therefore, provided positive pedagogical results.

Palavras-chave: ensino de astrobiologia, ensino de astronomia, astrobiologia, ensino de física, multidisciplinaridade.

Keywords: astrobiology teaching; astronomy teaching, astrobiology, physics teaching, multidisciplinary.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.34052](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.34052)

1 Introdução

Desde o seu alvorecer, ao contemplar o firmamento e os mistérios que os cercavam, a humanidade tem se perguntado sobre nossas origens, sobre a origem do Universo, sobre nosso lugar no cosmos e, sobretudo, a respeito de nosso futuro no planeta. Através do estudo das ciências naturais, podemos ter algumas destas respostas, ou

pelo menos algo próximo delas.

Nos últimos anos, um novo campo de estudo vem se destacando entre as áreas de conhecimento, principalmente no que tange à astronomia e suas ciências derivadas: a astrobiologia, uma ciência que fundamenta-se nas perguntas “de onde viemos?”, “para onde vamos?” e “estamos sozinhos?”. Estas perguntas esbarram nos questionamentos feitos pela humanidade há milênios, e

que ainda cercam o imaginário popular.

Etimologicamente, a astrobiologia é uma ciência que estuda a possibilidade de vida no Universo. Ela surgiu da necessidade de sabermos se estamos ou não sozinhos na imensidão do Universo, se há alguma forma de vida lá fora, como ela pode se parecer, como ela pode evoluir, se comunicar e, eventualmente, extinguir-se. A astrobiologia possui caráter multidisciplinar e interdisciplinar, tornando-se uma “empreitada” que envolve diversos campos de conhecimento e, por consequência, uma força-tarefa que reúne diversos cientistas em um só objetivo [1]. A astrobiologia também esbarra em questões éticas e de importância ímpar para a humanidade nos dias de hoje, como o futuro da raça humana no espaço, a questão ética de colonizar outros planetas que já tem alguma forma de vida, e nossa responsabilidade para com nosso próprio planeta dentro das questões socioambientais que estão sendo largamente discutidas nos dias de hoje [2].

Diante do exposto, é inquestionável a importância do estudo da astrobiologia na sociedade. Entretanto, a sua difusão no meio social ainda é escassa, e isto inclui o âmbito educacional. Uma das formas de contornar essa escassez é a introdução do estudo da astrobiologia dentro de conteúdos programáticos de disciplinas como a física e a biologia, vinculadas aos conteúdos de astronomia, uma vez que esta última já faz parte da Base Nacional Comum Curricular (BNCC) [2], já incluída nos itinerários formativos e das competências específicas da área de ciências da natureza e suas tecnologias. Na educação básica, a astronomia, por exemplo, passou a ser abordada dentro do currículo, fazendo parte dos conteúdos didáticos das componentes curriculares de geografia e ciências (no ensino fundamental), e em conteúdos como os modelos cosmológicos, gravitação, leis de Newton, leis de Kepler, relatividade geral, entre outros, na componente curricular de física (no ensino médio). Entretanto, a realidade é outra, uma vez que pouquíssimas escolas, ou até mesmo professores que não estão familiarizados com o tema, têm interesse de abordá-los, ou até mesmo não estão preparados para trabalhar o tema em sala de aula.

Essa escassez é refletida também na falta de material didático necessário e adequado para a prática pedagógica do ensino de astronomia, se estendendo também para o estudo da astrobiolo-

gia, o que leva a expandir o problema dentro do ambiente escolar. Diante do exposto, o projeto de disciplina intitulado *Uma jornada pela vida no cosmos* foi criado e executado na Escola Cidadã Integral Técnica Estadual Melquíades Vilar, no município de Taperoá, Paraíba, Brasil, no período de fevereiro a outubro de 2019, como componente curricular dentro da parte diversificada do modelo da Escola Cidadã Integral do estado da Paraíba.

A disciplina teve como objetivo apresentar soluções para introduzir conteúdos de astrobiologia no currículo do ensino médio, através de uma proposta inter e multidisciplinar, apresentando conceitos introdutórios de astrobiologia, realizando, também, atividades práticas, associando-as aos conteúdos programáticos dentro da componente curricular de física no ensino médio. A proposta também buscou envolver outras disciplinas da Base Nacional Comum Curricular, como biologia, geografia, história, sociologia, filosofia, química, matemática, e até mesmo disciplinas da grande área de linguagens e suas tecnologias.

Os educandos tiveram a oportunidade de estudar a origem do Universo, a formação dos planetas, a origem da vida no planeta Terra e sua evolução biológica, a possibilidade de vida em outros planetas, ademais, eles também participaram de atividades práticas. O projeto ainda buscou diminuir a evasão e o êxodo escolar, melhorando, por sua vez, os índices de aprendizagem dos educandos dentro das componentes estudadas e, paralelamente, além de trabalhar as competências e habilidades de diversas disciplinas, poderá enriquecer os conhecimentos prévios dos subtemas abordados dentro da astrobiologia, refletindo positivamente na melhoria do desempenho do aluno na escola.

1.1 A importância do estudo introdutório da astrobiologia no ensino médio

O estudo da origem, evolução e o destino da vida na Terra é um dos conteúdos mais importantes no âmbito escolar. No entanto, um tema pouco abordado - mas que é derivado da investigação da vida na Terra - é a busca por vida extraterrestre, bem como a caça por planetas como a Terra e como a vida como conhecemos pode se desenvolver em ambientes exóticos. Isto inclui, também, o futuro da raça humana e sua sobrevivência. Uma das formas de abordar essa temática

é através do estudo da astrobiologia que, por sua vez, pode ser iniciada no ensino básico através das disciplinas que envolvem o estudo dos corpos celestes, a formação do planeta Terra e a origem da vida, que são abordados, respectivamente, nas disciplinas de física, geografia e biologia. Entretanto, tais relações não são discutidas, ou são pouco apresentadas, no âmbito escolar. Especificamente, a relação entre a física e a biologia, por exemplo, é pouco ou quase nunca explorada de forma interdisciplinar. O intuito da disciplina foi despertar questões filosóficas a respeito da possibilidade de estarmos ou não sozinhos no Universo, da probabilidade de planetas ou luas habitáveis e de como a humanidade poderá usar estes locais como um refúgio ou colônia em um futuro distante.

Desta forma, fica evidenciada a importância do aluno de conhecer a sua própria origem, compreender o destino da raça humana e a obrigação de preservar o planeta para as atuais e futuras gerações. O estudo da astrobiologia ajuda a esclarecer e sondar estes conhecimentos que, por sua vez, também permitem fazer uma ponte com disciplinas indicadas na Base Nacional Comum Curricular (BNCC), através das componentes curriculares física (surgimento dos planetas, temperatura das estrelas, gravitação), biologia (origem da vida, evolução biológica), matemática (distância entre planetas e estrelas, cálculo da zona habitável, equação de Drake), química (origem dos elementos químicos que formam a base para a vida, datação por carbono 14 ou radiocarbono, origem dos elementos químicos, nucleossíntese), além de conhecimentos de história (a origem e evolução da civilização humana na Terra, eras geológicas), geografia (separação dos continentes, mudanças climáticas), filosofia (perspectiva empirista a respeito da vida em outros planetas), sociologia (relações adaptativas da espécie homo). Ademais, o estudo da astrobiologia também conecta-se com o estudo das linguagens, introduzindo noções de arte rupestre, por exemplo, mostrando como formas de vida inteligente podem comunicar-se usando a linguagem e a arte, assim como fez a raça humana, e isto pode ser abordado através do estudo de figuras rupestres, por exemplo.

O estudo da formação da vida na Terra e no Universo deixa a humanidade mais próxima de responder questões como a origem da vida, do

Universo e a si próprio. A astrobiologia também se configura como uma experiência de autorreflexão e de responsabilidade socioambiental. A descoberta recente de centenas de planetas semelhantes à Terra levou a humanidade a uma nova perspectiva: de um planeta que era o centro do Universo, na antiguidade, a um frágil e pequeno objeto entre a imensidão cósmica. A astrobiologia também nos faz refletir sobre a responsabilidade de cuidar do único lar que conhecemos - e, até o momento, o único que sabemos que sustenta a vida - que aumentou a partir deste ponto de vista. Além disso, a noção do seu lugar na imensidão do cosmos é uma experiência de responsabilidade ambiental, humildade e autonomia, e pode refletir diretamente como uma motivação para o ensino-aprendizagem de física e das outras disciplinas que envolvem a astronomia.

A disciplina também abordou temas transversais (arqueologia, geologia, astrofísica, paleontologia), conceitos teóricos básicos de física dentro da grande área da astrobiologia, assim como das outras disciplinas envolvidas e atividades práticas que envolvem o estudo da vida no cosmos.

1.2 Astrobiologia: os fundamentos, a abrangência e as perspectivas de uma ciência em ascensão

A ideia por trás da possibilidade de vida extraterrestre surgiu desde que o primeiro ser humano começou a questionar-se a respeito de nossa solidão cósmica. A resposta para sabermos se estamos ou não sozinhos no Universo pode ser rastreada desde os primórdios do pensamento humano. Há 4000 anos, os povos da antiga Mesopotâmia acreditavam que o Universo seria tudo aquilo que a visão conseguiria alcançar, uma abóboda celeste repleta de estrelas com uma Terra plana no centro, rodeada pelos astros sol e lua [4].

Na Idade Média, em 1584, o filósofo italiano Giordano Bruno foi um dos primeiros a, historicamente, idealizar a existência de outros sóis com outros mundos, que seriam, assim como a Terra, repletos de vida, tentando o que seria a resposta para a pergunta “estamos sozinhos no Universo?”. Bruno pagou um alto preço por ter vivido na era da Inquisição e foi morto em praça pública, acusado de heresia. Apesar disso, Bruno foi um precursor do pensamento e das ideias que levaram ao surgimento da ciência que hoje conhecemos como astrobiologia.

Antes de a astrobiologia ser conhecida como ciência propriamente dita, diversos grupos e associações já vinham utilizando termos como “exobiologia”, “bioastronomia” e “cosmobiologia” ou “astrobotânica”, que, apesar de estarem, hoje, caindo em desuso, ainda são encontrados com significados muito similares ao da atual astrobiologia [2, 5].

“A expansão da exobiologia para a atual astrobiologia se deu exatamente quando a comunidade científica percebeu que a busca de vida fora da Terra deveria ser orientada pelo melhor conhecimento da vida no próprio planeta. Por exemplo, para entendermos se a vida pode se originar em outro planeta, temos que estudar amplamente o caso terrestre, considerando o meio astronômico, a geologia do planeta, os eventos atmosféricos e as reações químicas que poderiam ocorrer. Da mesma forma, para sabermos o que procurar em outro planeta, tomamos como base a vida como a conhecemos na Terra e tentamos extrapolar nosso conhecimento biológico para as condições ambientais extraterrestres” [2, p. 30].

Segundo Cockell [6], o termo astrobiologia foi primeiramente utilizado pela União Soviética, durante a Corrida Espacial em 1953, para descrever a busca por vida em outros mundos.

A astrobiologia é uma área recente de pesquisa científica inter e multidisciplinar. Segundo Blumerg [7], a astrobiologia é definida como um campo de pesquisa dedicado a entender a origem, a evolução, a distribuição e o futuro da vida, na Terra ou fora dela. Ela é uma ciência relativamente nova, e foi motivada a partir das famosas perguntas que os astrobiólogos tentam responder, e que se baseiam nos principais questionamentos feitos pela humanidade desde os seus primórdios: “como a vida se originou e evoluiu na Terra?”, “existe vida em outros planetas?” e “como a vida se adaptou a um planeta em constante mudança e como ela o fará no futuro?” [8].

Paulo Freire, em sua obra *Pedagogia da Autonomia* [9], ressalta que a interdisciplinaridade é o processo metodológico de construção do conhecimento pelo sujeito com base em sua relação com o contexto, com a realidade, com sua cultura. Segundo ele, a expressão “interdisciplinaridade” é a caracterização de dois movimentos dialéticos: a problematização da situação, pela qual se desvela a realidade, e a sistematização dos conhecimentos de forma integrada [9]. Assim, o projeto visa uma abordagem contextualizada dos conteúdos em um

contexto interdisciplinar, mostrando que a astronomia está presente nas relações do homem com o meio onde ele surgiu e evoluiu e é vivenciada até os dias de hoje.

Já a multidisciplinaridade, segundo Nicolescu et al. [10], corresponde à busca da integração de conhecimentos por meio do estudo de um objeto por uma mesma e única disciplina ou por várias delas ao mesmo tempo. Este tipo de pesquisa traz contribuições significativas a uma disciplina específica, uma vez que ultrapassa as disciplinas, entretanto, sua finalidade continua inscrita na estrutura da pesquisa disciplinar.

Entretanto, segundo Pilco et. al [11], até 1988, a astrobiologia não era considerada como uma ciência interdisciplinar. Entretanto, após décadas de exploração espacial, a consolidação da busca por vida extraterrestre na agenda científica global através da colaboração de biólogos, químicos, astrônomos e engenheiros, a astrobiologia, hoje, se tornou uma área inter e multidisciplinar.

“[...] até 2003, astrobiologia era multidisciplinar, mas com o avanço das missões espaciais, desde 2008, tornou-se uma ciência com execução interdisciplinar. Seu sucesso depende criticamente da coordenação próxima de várias disciplinas e programas científicos, incluindo missões espaciais planejadas para o futuro” [11, p. 03].

A astrobiologia, por seu caráter multidisciplinar, possuiu um grande potencial para enriquecer o ensino-aprendizagem e é uma das poucas ciências que conseguem conectar todas as grandes áreas de conhecimento, das ciências naturais e exatas, passando pelas ciências humanas e chegando às linguagens.

É possível utilizar diversos processos para ensinar astrobiologia, bastando, para isso, compor um quadro criativo de aprendizado, agregando recursos didáticos corretos e aplicando estratégias de multidisciplinaridade. As estratégias de ensino-aprendizado utilizadas durante a elaboração e aplicação do projeto buscaram levar o aluno a compreender o contexto histórico onde se dá a evolução e a construção dos conceitos científicos, uma vez que estes são elaborados pelo ser humano, a partir de suas necessidades concretas de existência, tomando como base o método científico, associando a prática pedagógica com a experimentação e a ludicidade.

2 Metodologia

As primeiras ações do projeto da disciplina ocorreram no mês de maio de 2019 na ECIT Melquíades Vilar, na cidade de Taperoá, Paraíba, Brasil. Foram apresentados conceitos básicos de astrobiologia, sua importância e relevância no âmbito científico, social e cultural. Outro aspecto abordado foi a influência da astrobiologia na sociedade através de temas transversais voltados principalmente às questões ambientais, ecológicas e sustentáveis. Por exemplo, através do estudo do efeito estufa em Vênus, nos anos 1960, descobriu-se que o planeta se tornou inóspito à vida. Vênus se tornou um exemplo do que poderá ocorrer com a Terra, caso as mudanças climáticas antrópicas não forem controladas, o que reflete diretamente em temas como preservação do meio ambiente, efeito estufa, mudanças climáticas, energias renováveis, desmatamento e a busca por um novo refúgio para a humanidade, caso o “plano A” não funcione. Durante a aula inicial, os alunos foram induzidos a um debate filosófico a respeito das questões-chave da astrobiologia: “de onde viemos?”, “para onde vamos?” e “estamos sozinhos no Universo?”. O momento foi uma problematização inicial e uma sondagem de conhecimentos prévios, como também uma motivação para introdução do tema. Foram abordados conceitos básicos da disciplina, tais como a busca por vida extraterrestre em ambientes habitáveis do Sistema Solar através da história da exploração espacial e conceitos como zona habitável e exoplaneta.

Posteriormente, foram abordados conceitos básicos de biologia, tais como a Origem da Vida e os *extremófilos*, com destaque para o filo tardigrada (Figura 1). Os tardígrados são considerados um dos seres vivos mais resistentes da Terra, sendo capazes de sobreviver à temperaturas extremas, pressões extremas, privação de ar, radiação, desidratação, além de também terem sobrevivido até mesmo ao vácuo do espaço [12]. Os tardígrados são referência para o estudo a formação da vida em ambientes hostis dentro da astrobiologia.

A ação seguinte consistiu na exibição do documentário *Cosmos*, de 1980, apresentado e escrito por Carl Sagan (1934 – 1996), astrônomo, astrofísico, cosmólogo e escritor americano. *Cosmos* é um dos mais formidáveis exemplos de projetos de divulgação científica audiovisual. A série é considerada uma das mais importantes e influentes do século XX [13]. Durante a aula, foi exibido o

episódio 2: As Origens da Vida, onde Carl Sagan comenta sobre as origens da vida e a evolução das espécies, especulando sobre a hipótese da existência de seres vivos noutros planetas. O final do episódio mostrou o tema sobre vida extraterrestre, no qual Sagan e seu colega, o físico E. E. Salpeter (1924-2008), da Universidade de Cornell, nos dão um vislumbre de como seriam os seres extraterrestres e como seria a capacidade de se adaptarem e viverem em ambientes como a superfície gasosa do planeta Júpiter.

Seguindo o cronograma das ações, os alunos participaram de uma oficina de modelagem de fósseis de argila e gesso. A oficina foi realizada no pátio da escola (Figura 2). O material de modelagem (gelo, argila, massa de trigo, foi fornecido pela escola). Na primeira parte da oficina, os alunos puderam criar modelos em argila de trilobites (considerados os primeiros animais a desenvolverem olhos complexos e também os primeiros artrópodes). Na segunda parte da oficina, os alunos puderam replicar uma técnica bastante utilizada na paleontologia profissional, que consiste em criar réplicas em gesso com fósseis já existentes. Foram utilizados pequenos dinossauros de borracha para criar os moldes. Os alunos mais habilidosos criaram réplicas de pegadas de dinossauros de pequeno porte. A oficina foi o primeiro contato na prática do método científico e empírico por trás do estudo da vida extraterrestre, usando o modelo de formas de vida na Terra, além disso, os alunos puderam comparar a anatomia das formas de vida de bilhões de anos atrás, observaram sua anatomia e puderam compreender a complexidade das formas de vida no período onde as espécies de vida na Terra evoluíram e multiplicaram-se, de acordo com o ambiente onde viviam.

Dentro desta perspectiva, segundo Charles Darwin (1808 – 1882), em seu livro “A Origem das Espécies”:

“[...] há uma grandeza nesta visão da vida, com os seus vários poderes originalmente soprados em algumas formas, ou em apenas uma; e enquanto este planeta foi girando na sua órbita, obedecendo à lei fixa da gravidade, intermináveis formas, belas e admiráveis, a partir de um começo tão simples, evoluíram e continuam a evoluir” [14].

Foram trabalhadas, nestas aulas, competências e habilidades na área de ciências da natureza, mais especificamente, na disciplina de biologia,

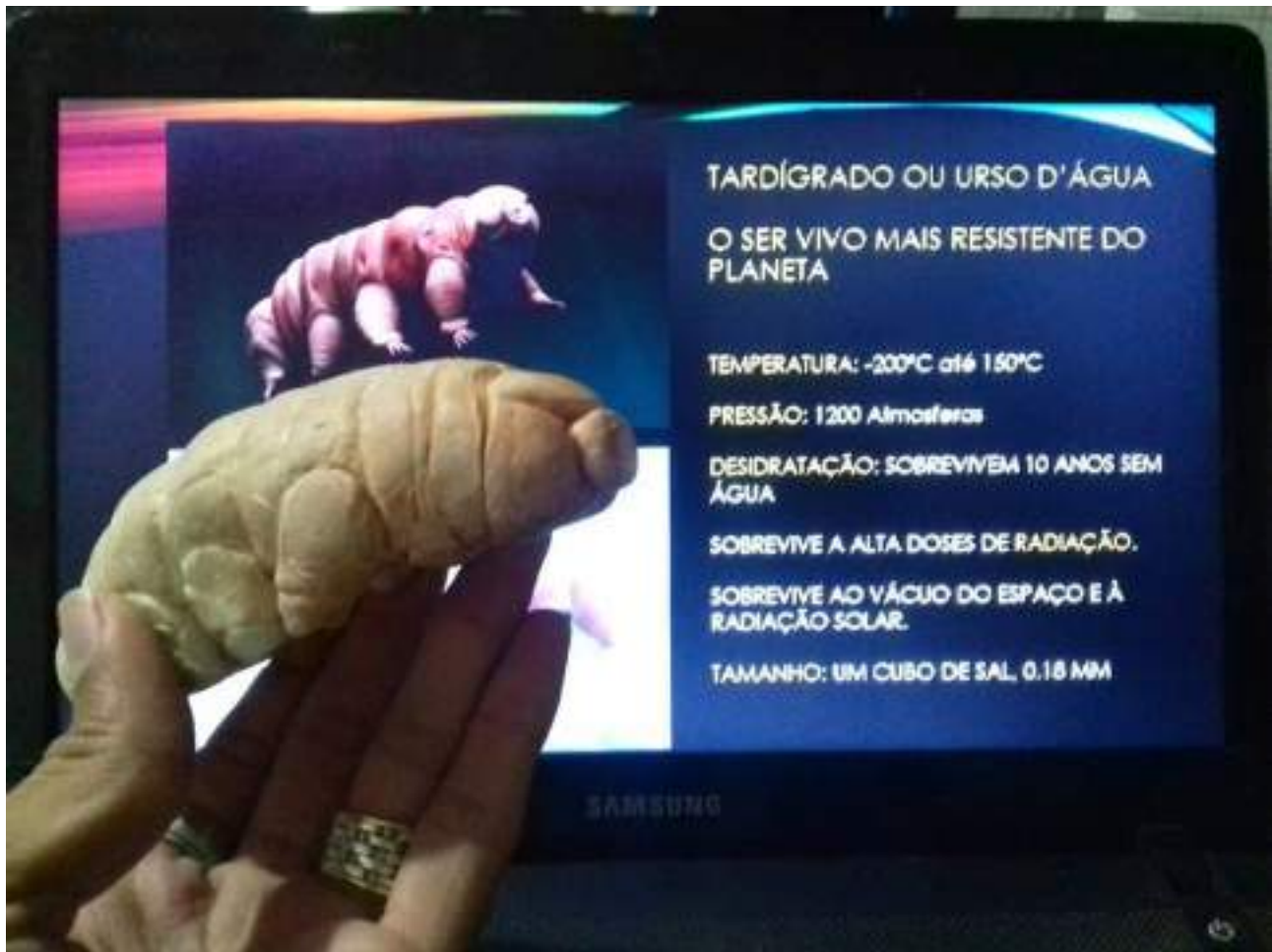


Figura 1: Réplica de um tardígrado (fora de escala) apresentada durante a aula introdutória de astrobiologia.



Figura 2: Alunos produzindo e exibindo os fósseis de quatro espécies de dinossauros (tricerátopo, pterossauro, velociraptor e brontossauro).

consolidando a proposta interdisciplinar. Os alunos ainda tiveram contato com um fóssil real de um trilobite, considerado um dos primeiros animais com estrutura complexa do planeta, que viveu há 400 milhões de anos. Este fóssil é de posse

do professor Felipe Sérvulo, responsável pelo projeto, que levou o mesmo para a sala de aula para que os alunos pudessem ter esse primeiro contato. Esse foi um dos momentos mais dinâmicos e importante das aulas, pois, agregou um valor cultural de inclusão, uma vez que muitos alunos nunca tiveram acesso a um museu, ficando, por sua vez, distantes de um conhecimento que lhes é de direito. A oficina dos fósseis, bem como a mostra de um fóssil real, tornou o ambiente de aprendizado mais lúdico e dinâmico [15].

A segunda atividade teórica consistiu em uma oficina de arte científica no qual os alunos puderam confeccionar modelos de dinossauros feitos com papelão reforçado, criando réplicas que puderam dar um vislumbre aos alunos a respeito da anatomia dos grandes répteis que dominaram a cadeia alimentar da Terra, porém foram extintos. Esta oficina também foi realizada no pátio da escola. Os alunos ficaram encarregados de fornecer o papelão, enquanto a escola forneceu os restantes dos materiais: tesouras, estiletes e im-



Figura 3: Alunos reproduzindo registros fósseis de dinossauros em miniatura com argila e gesso.

pressão dos moldes. Os alunos foram divididos em quatro grupos e cada um deles recebeu um molde impresso de uma espécie de dinossauro diferente (Figura 3). A oficina ainda contou com a participação e contribuição da professora de biologia, que doou algumas tintas spray brancas para a pintura final dos modelos de dinossauros.

A oficina seguinte consistiu em resolver a famosa equação de Drake, um argumento probabilístico utilizado para estimar a quantidade de civilizações na galáxia Via Láctea, através de informações como a taxa de formação de estrelas na galáxia, a fração de tais estrelas que possuem planetas em órbita, o número médio de planetas que potencialmente permitem o desenvolvimento de vida por estrela que tem planetas, a fração dos planetas com potencial para vida que realmente desenvolvem vida, a fração dos planetas que desenvolvem vida inteligente e a fração dos planetas que desenvolvem vida inteligente e que têm o desejo e os meios necessários para estabelecer comunicação e o tempo esperado de vida de tal civilização [16].

Com esta prática, os alunos puderam desenvolver habilidades em matemática, uma vez que a equação trabalha frações, potência e números decimais. Durante a atividade, a turma foi dividida em grupos, onde cada um deles foi responsável por calcular um número de civilizações na Via Láctea através de uma estimativa criada por eles, sendo que duas delas foram otimistas, mostrando um número elevado de civilizações, e outros dois grupos apresentaram resultados pessimistas, mostrando que a vida extraterrestre inteligente e civilizada é rara na galáxia, mesmo com inúmeros planetas e estrelas (Figura 4). A atividade também possibilitou trabalhar a interdisciplinaridade, uma vez que envolveu a matemática e a física.

Um dos ápices do projeto foi a visita às Itacotiataras de Ingá, localizadas a 100 km da capital João Pessoa, onde encontra-se o Sítio Arqueológico de Ingá (conhecido popularmente como Pedra de Ingá) e o Museu de História Natural, localizado nas imediações do Sítio (Figura 5). A Pedra de Ingá foi o primeiro sítio arqueológico a ser tombado como patrimônio histórico no Brasil e um dos mais conhecidos no mundo. Os alunos tiveram a oportunidade de visitar o monólito com figuras rupestres ainda não decifradas, provavelmente feitas pelos primeiros habitantes da região, localizado às margens do Rio Ingá.

Ainda no mesmo local, os alunos tiveram a oportunidade de conhecer o Museu de História Natural de Ingá, onde estão expostos fósseis e réplicas de animais da megafauna que habitaram a Paraíba no período Pleistoceno, há 1,8 milhão de anos. As pinturas rupestres do local são um exemplo de como os primeiros seres humanos inteligentes usaram a arte para se comunicarem, e como isso pode dar um vislumbre de como civilizações extraterrestres podem se comunicar também através da arte e da simbologia. Ademais, para a maioria dos alunos, esse foi o primeiro contato com formas de vida antigas, o que proporcionou uma experiência de ensino aprendizagem que rompeu as barreiras de escola, e também do tempo propriamente dito.

Após a visita a Ingá, em colaboração com a historiadora Profa. Izabelle Mayara Ramos, alguns alunos fizeram uma visita observacional ao Sítio Arqueológico Lagoa do Escuro, localizado na zona rural da cidade de Taperoá-PB, através de uma ação onde foi trabalhada a preservação e conservação do patrimônio histórico e arqueológico do município, conciliando com um dos objetivos do projeto de disciplina que foi de demonstrar na prática como as formas de vida inteligente na Terra puderam encontrar uma forma de se comunicar com outros seres humanos, rompendo os limites do tempo, e como esta técnica poderia ser usada por civilizações inteligentes fora do planeta Terra. A maioria dos símbolos da pedra da Lagoa do Escuro foram gravados na rocha em baixo relevo. Há também figuras que assemelham-se àquelas encontradas na Pedra de Ingá (Figura 6).

Durante essa aula de campo, os alunos puderam entender a importância de preservar os registros arqueológicos para as próximas gerações através das aulas de educação patrimonial e como

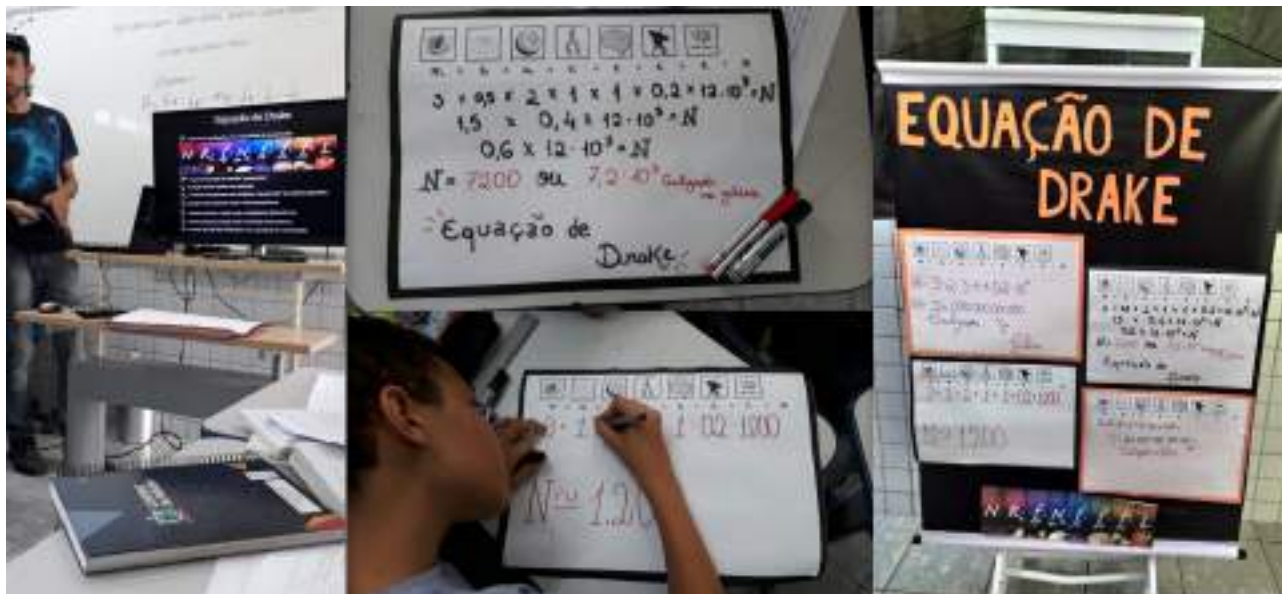


Figura 4: Apresentação teórica da equação de Drake e atividade prática onde os alunos puderam estimar a quantidade de civilizações na galáxia, usando suas habilidades em matemática e trabalhando a interdisciplinaridade.

a humanidade pode aprender através da preservação da passagem dos primeiros homínídeos na Terra, mais especificamente, a passagem dos nativos (Cariris) que, segundo Almeida [17] possivelmente foram os autores dos registros que foram desenhados, possivelmente, entre 1000 e 6000 anos atrás, quando os povos Cariris dominavam a região.

A última ação do projeto de disciplina foi realizada no dia 23/10/2019 na Escola Cidadã Integral Técnica Estadual Melquíades Vilar, que consistiu na culminância do projeto e da exibição de todo o material desenvolvido nas oficinas e apresentações orais realizadas pelos próprios alunos, onde foi apresentado todo o arcabouço teórico assimilado da disciplina de astrobiologia. Uma das salas de aula da escola foi transformada em um pequeno museu, onde foram exibidos os fósseis de argila, de gesso e os modelos de dinossauros em papelão, além de uma pequena exposição científica sobre a astrobiologia. Os alunos foram divididos em grupos, e cada um dos grupos apresentou os momentos e ações realizadas no projeto para as turmas de alunos que visitavam a exposição em horários específicos. O momento também foi a oportunidade de os alunos exercerem, por sua vez, o protagonismo e a autonomia.

3 Resultados

O projeto pôde proporcionar uma oportunidade para que os alunos desenvolvessem habilidades criativas, como foi o exemplo das oficinas de fósseis, na qual os alunos puderam usar as mesmas técnicas utilizadas por paleontólogos profissionais. Os alunos também puderam, através do projeto, ter uma oportunidade de ampliar seu espaço de aprendizagem, uma vez que as visitas de campo, como a da Pedra de Ingá, ao Museu de História Natural de Ingá, e a visita ao sítio arqueológico Lagoa do Escuro, em Taperoá, puderam ampliar o horizonte de aprendizagem, proporcionando mais um canal de aprendizagem além do convencional dentro das paredes da sala de aula.

Além disso, como foi observado durante a culminância, os alunos tiveram a oportunidade de exercer seu protagonismo e desenvolver sua oratória durante a apresentação do projeto para o público. Também foi observado, durante as etapas do projeto, que as aulas práticas prenderam a atenção dos alunos e os mesmos puderam ter uma aprendizagem mais significativa, e isto foi evidenciado nos depoimentos dos alunos que foram colhidos após a culminância. Foi solicitado, neste depoimento, que os alunos fizessem uma avaliação do projeto, assim como uma autoavaliação, relatando o que eles puderam aprender durante a execução do projeto (ver figura 7). Um dos resultados mais significativos foi percebido através da evolução das notas bimestrais dos alunos, como



Figura 5: Visita às Itacoatiras de Ingá e aula de campo no Museu de História Natural de Ingá.



Figura 6: Aluno visitando o Sítio Arqueológico Lagoa do Escuro e conferindo visualmente as figuras rupestres.

evidenciam os gráfico da evolução das médias bimestrais das disciplinas da BNCC que foram trabalhadas paralelamente à astrobiologia, de forma multidisciplinar, a saber, química, física, biologia e matemática, da turma escolhida para participar do projeto - o 2º ano A do ensino médio (ver Figura 8). Os depoimentos escritos, assim como as notas, também evidenciam um aumento no interesse geral nas disciplinas das áreas de ciências da natureza e matemática.

4 Conclusão

Uma das maiores vantagens de se trabalhar o ensino de astrobiologia em sala de aula é o seu rico escopo teórico que proporciona ao alunado fazer conexões inter e multidisciplinares, fazendo com que ele enxergue uma ponte de aprendizado

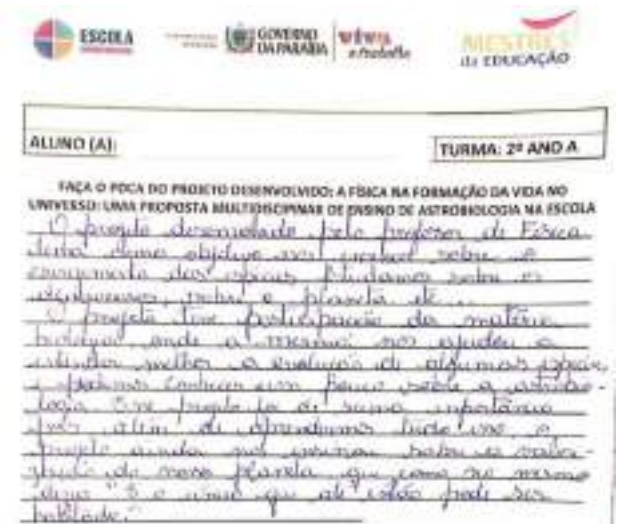


Figura 7: Recorte de um dos depoimentos escritos pelos alunos a respeito do projeto.

onde antes havia muros. No decorrer da aplicação do projeto, observou-se um aumento no interesse pelas disciplinas de área de ciências da natureza e matemática, especialmente a física, que, assim como a matemática, representa uma componente curricular com uma grande defasagem de aprendizado e de interesse do aluno, como mostra, historicamente, a realidade escolar brasileira, e até mesmo mundial.

O projeto também pôde mostrar a relação intrínseca entre as disciplinas de física, química, bi-

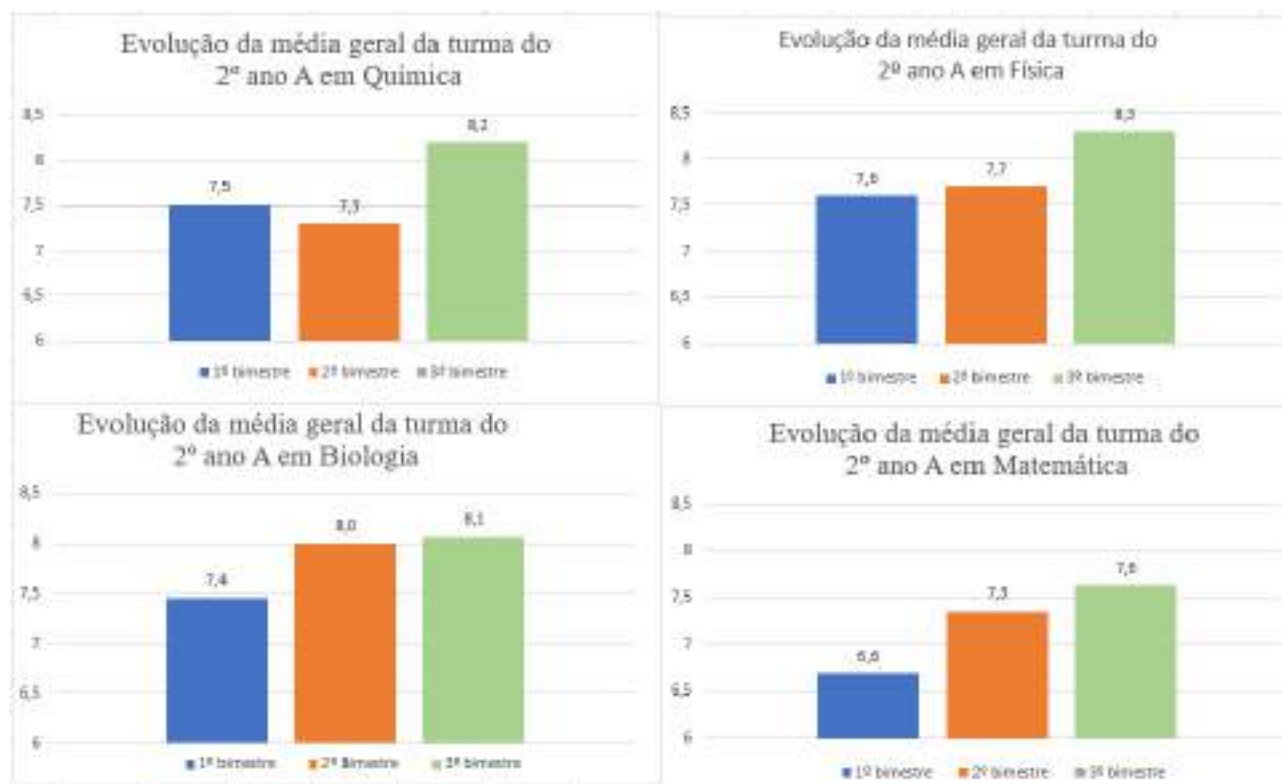


Figura 8: Gráficos exibindo a evolução da média geral da turma do 2º ano A para as disciplinas de física, química, biologia e matemática durante os três bimestres do ano letivo de 2019. É possível perceber que o terceiro bimestre (em verde) - período no qual o projeto foi encerrado - foi o que apresentou as maiores médias. Fonte: Sistema Saber/Secretaria de Estado da Educação da Paraíba.

ologia e matemática, e até mesmo de outras áreas ou temas transversais como astronomia, Arqueologia e Paleontologia durante as atividades que se sucederam do primeiro momento até a culminância. Ademais, o interesse dos alunos durante as atividades foi visível, tanto na apresentação teórica, quanto nos experimentos práticos. Pedagogicamente, a proposta interdisciplinar do projeto mostrou aos alunos que é possível integrar disciplinas em uma só abordagem científica. Isso é possível com o estudo da astrobiologia. O projeto também ajudou a contribuir com a diminuição da escassez do ensino, divulgação e popularização da astrobiologia nas escolas públicas, contribuiu com a alfabetização científica, e proporcionou uma significativa melhoria nas notas da disciplina de física. Diante do exposto, é possível concluir, portanto, que o projeto cumpriu com seus objetivos.

Agradecimentos

O autor agradece à equipe do Museu de História Natural de Ingá, que gentilmente recebeu a escola e ofereceu uma visita guiada ao museu

e às Itacoatiaras, apoiando e contribuindo diretamente com a execução da última ação do projeto; à Profa. Me. Isabelle Mayara Ramos, pela valerosa contribuição e compartilhamento de experiências no campo da história e educação patrimonial; à professora de biologia Maria Rosângela Diniz, pela parceria junto ao projeto de disciplina, e a todos os colegas professores, gestores e funcionários da Escola Cidadã Integral Técnica Estadual Melquíades Vilar que contribuíram direta e indiretamente para a execução deste projeto.

Sobre o autor

Felipe Sérvulo Maciel Costa (felipe.costa1@professor.pb.gov.br) é Mestre em Física, com ênfase em cosmologia, pela Universidade Federal de Campina Grande (UFCG) e licenciado em Física pela Universidade Estadual da Paraíba (UEPB). Atua como professor de física na Escola Cidadã Integral Técnica Estadual Melquíades Vilar (ECIT Melquíades Vilar), onde ministra aulas para o ensino médio. É astrônomo amador associado à Sociedade Astronômica Brasileira (SAB)

e divulgador científico, atuando como redator de artigos de divulgação.

Referências

- [1] J. I. Lunine, *Astrobiology: A Multidisciplinary Approach* (Pearson Addison Wesley, São Francisco, 2005).
- [2] D. Galante, E. P. Silva, F. Rodrigues et al. (orgs.), *Astrobiologia [livro eletrônico]: uma ciência emergente* (Tikinet Edição (IAG/USP), São Paulo, 2016).
- [3] Brasil, Ministério da Educação (MEC), *Base nacional comum curricular* (2018). Disponível em <http://basenacionalcomum.mec.gov.br>, acesso em jun. 2021.
- [4] W. G. Lambert, *Babylonian creation myths* (Eisenbrauns, Winona Lake, 2013).
- [5] F. Rodrigues, D. Galante et al., *Astrobiology in Brazil: early history and perspectives*, *International Journal of Astrobiology* **11**(4), 189 (2012).
- [6] C.S. Cockell, *Astrobiology - a new opportunity for interdisciplinary thinking*, *Space policy* **18**(4), 263 (2002).
- [7] B. S. Blumberg, *The nasa astrobiology institute: Early history and organization*, *Astrobiology* **3**(3), 463 (2003).
- [8] D. J. D. Marais e M. R. Walter, *Astrobiology: Exploring the origins, evolution, and distribution of life in the universe*, *Annual Review of Ecology and Systematics* **30**(1), 397 (1999).
- [9] P. Freire, *Pedagogia da autonomia : saberes necessários à prática educativa* (Paz e Terra, São Paulo, 1997).
- [10] B. Nicolescu, *Educação e transdisciplinaridade* (UNESCO, Brasília, 2001).
- [11] R. E. Quispe-Pilco, S. C. Rodriguez-Venturo et al., *Conformation of an astrobiology interdisciplinary research group: The “team killalab” case study*, *Proceedings* **24**(1), 2 (2019).
- [12] K. I. Jönsson, E. Rabbow et al., *Tardigrades survive exposure to space in low earth orbit*, *Current Biology* **18**(17), R729 (2008).
- [13] C. Sagan, *Cosmos* (Francisco Alves, Rio de Janeiro, 1980).
- [14] C. Darwin, *A Origem das Espécies* (Martin Claret, São Paulo, 2014).
- [15] S. Gould, *The flamingo’s smile : reflections in natural history* (W.W. Norton & Company, New York, 1985).
- [16] M. J. Burchell, *W(h)ither the drake equation?*, *International Journal of Astrobiology* **5**(3), 243 (2006).
- [17] R. T. Almeida, *A arte rupestre nos Cariris Velhos* (Editora Universitária, João Pessoa, 1979).

III Mostra de Astronomia do Espírito Santo MAES 2020

Em 2020, o Programa de Pós-Graduação em Astrofísica, Cosmologia e Gravitação (PPG-Cosmo), em parceria com o Núcleo Cosmo-ufes e o Observatório Astronômico do IFES Guarapari (OAIG), organizou a III Mostra de Astronomia do Espírito Santo (MAES 2020). Durante o ano de 2020 o evento foi financiado pelo CNPq, FAPES, UFES e IFES. A MAES é uma competição entre trabalhos versando sobre temas científicos cujos protagonistas são alunos matriculados no último ano do ensino fundamental ou no ensino médio. Neste sentido, incentivamos o uso de metodologias por investigação aplicada ao ensino de astronomia como ferramenta de apoio ao ensino, na popularização da prática científica no meio estudantil e na formação de jovens pesquisadores no estado do Espírito Santo. Assim, a MAES proporciona um ambiente de debate, troca de ideias entre todos os participantes e aproxima o meio acadêmico da realidade estudantil, trazendo inclusive pesquisadores, da área de astronomia e física, para atuar como avaliadores dos trabalhos inscritos, ministrar seminários e mini-cursos para os participantes e para a comunidade em geral.

Os melhores trabalhos receberam como prêmio bolsas de Iniciação Científica Jr. e, desde 2020, tiveram espaço reservado para publicação nesta revista. Para obter maiores informações sobre a MAES 2020 basta acessar o site www.cosmo-ufes.org/maes2020.

Na edição anterior dos Cadernos de Astronomia já veiculamos alguns dos trabalhos ganhadores da MAES. Nesta edição da revista, temos os seguintes textos construídos por alunos do ensino fundamental e médio junto com seus professores-tutores:

- **Conhecendo os Eclipses com a utilização do Stellarium**

Os autores do artigo apresentam a série histórica dos eclipses (solar e lunar), destacando aqueles visíveis do Brasil. O aluno de 9^o ano, responsável pelo desenvolvimento do trabalho, utilizou o Stellarium para reproduzir a forma como estes eventos foram observados. Este estudo alinha-se às habilidades e competências previstas pela Base Nacional Comum Curricular (BNCC) e foi trabalhado como prática de pesquisa, auxiliando na compreensão do fenômeno, do ponto de vista científico e na divulgação científica. Assim, o texto deixa uma sugestão de prática que pode ser abordada por outros professores da área de ensino de ciências, em sala de aula.

- **Espectroscopia solar com instrumento alternativo**

O texto traz uma reconstrução de um espectroscópio utilizando materiais alternativos. O instrumento foi empregado pelos monitores do Observatório Astronômico do IFES Guarapari (OAIG), alunos do ensino médio, para obter o espectro solar. Os resultados apresentados estão coerentes com a literatura, dentro da faixa de sensibilidade da câmera e da

rede de difração utilizadas. Os alunos que assinam o artigo, estudaram conceitos de física quântica e óptica física, para explicar as linhas de absorção. Este tipo de prática, traz uma alternativa para o ensino de fundamentos de física moderna para alunos do ensino médio.

Desse modo, a revista *Cadernos de Astronomia* procura incentivar a pesquisa e a difusão do conhecimento entre os estudantes de todos os níveis.

Comitê Organizador da MAES 2020

Conhecendo os eclipses com a utilização do Stellarium

Cibele K. S. Machado e Antonio Carlos P. Carvalho

EMEIEF Élson Garcia, Anchieta/ES

Resumo

Quando um eclipse solar e lunar ocorre, a mídia faz uma intensa divulgação, porém pouco explica sobre as condições científicas que envolvem este fenômeno e o porquê do corpo celeste ficar encoberto. Este trabalho tem o intuito de apresentar uma sequência didática relacionada aos eclipses, que foi aplicada a um aluno do 9º ano do ensino fundamental II. Nessa sequência didática foi proposta a pesquisa sobre o que são, quais os tipos possíveis e as condições necessárias para que um eclipse ocorra. Para que este estudo pudesse ser realizado e as imagens obtidas, foi utilizado o Stellarium, que consiste em um planetário de código aberto que pode ser utilizado no computador. Além desse estudo inicial foi proposta, também com o uso de Stellarium, a criação de um calendário de possíveis datas de futuros eclipses. A terceira etapa da sequência didática foi a da divulgação científica, dentro do ambiente escolar e, para isso, foi realizado um seminário científico virtual sobre o tema proposto. O resultado da aplicação da sequência didática foi suprir a falta de explicação pela mídia e a falta de conhecimento, por parte dos alunos participantes do seminário virtual, das condições científicas necessárias para que ocorram os eclipses. Com a apresentação desta proposta de trabalho na III MAES, obtivemos o primeiro lugar na categoria 9º ano do ensino fundamental II.

Abstract

When a solar or lunar eclipse occurs, the media makes an intense publicity of these events, but explains very little about the scientific conditions involving such phenomena and the conditions why the celestial body in question has been covered up. The goal of this paper is to present a teaching sequence related to eclipses, which was applied to a student in the last year (9^o) of elementary school. In this teaching sequence, a research was proposed about what eclipses are, the possible types of eclipses and the necessary conditions. To perform this research, the images were obtained with the use of Stellarium, which consists of an open planetary code that can be used with a computer. Besides this initial study, the creation of a calendar for future eclipses was also proposed. The third step of the teaching sequence was the scientific outreach within the school environment and, to do that, a virtual scientific seminar was organized. The result of applying the teaching sequence proposed here was to suppress the lack of explanation by the media and the lack of knowledge by the students on the necessary conditions for eclipses to occur. With the presentation, at III MAES, of the teaching sequence proposed in this work, we obtained first place in the category 9th year of elementary school.

Palavras-chave: eclipses, stellarium, ensino

Keywords: eclipses, stellarium, teaching

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35776](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35776)

1 Introdução

Os eclipses são fenômenos astronômicos que, quando ocorrem, são muito comentados pela mídia, mas as condições para que estes ocorram e suas particularidades são pouco discutidas.

Eclipses são definidos como fenômenos que ocorrem quando um astro se posiciona entre dois outros, impedindo a passagem da luz e assim fa-

zendo sombra em um dos outros astros. Para o planeta Terra, os eclipses mais importantes são o eclipse solar e lunar. O eclipse solar é o fenômeno que ocorre quando a Lua se posiciona entre a Terra e o Sol e sempre acontece quando a Lua está em sua fase nova. Já o eclipse lunar, ocorre na fase cheia, quando a Terra se posiciona entre a Lua e o Sol. A Figura 1 mostra um esquema representativo de um eclipse solar e lunar, respec-

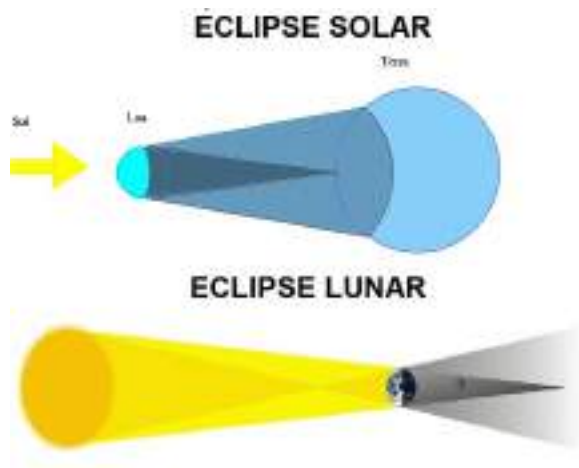


Figura 1: Imagens representativas dos eclipses solar e lunar, mostrando a posição dos astros para que os fenômenos aconteçam. Esta imagem foi retirada da referência [5].

tivamente.

Quando analisamos o tema eclipse junto à Base Nacional Comum Curricular (BNCC) [2], implantada em 2018 em todas as escolas brasileiras, vemos que ele deve ser abordado no 8º ano do ensino fundamental II. É interessante que os alunos já cheguem com pré-requisitos sobre o assunto, para que entendam com mais facilidade a temática proposta.

Pensando em facilitar o entendimento do conteúdo relacionado aos Eclipses e apresentar o projeto na III Mostra Estadual de Astronomia do Espírito Santo (MAES), foi elaborada uma sequência didática (SD) relacionada ao tema. A SD teve o intuito de propor uma pesquisa sobre o que são, quais os tipos possíveis e as condições necessárias para que um eclipse ocorra. Para auxiliar no estudo e na obtenção das imagens de eclipses, recorreremos ao uso do Stellarium, que consiste em um planetário de código aberto que pode ser utilizado no computador.

Além desse estudo inicial foi proposta, também com o uso de Stellarium, a criação de um calendário de possíveis datas de futuros eclipses. Um seminário *on-line*, visando a divulgação científica, dentro do ambiente escolar, sobre o tema proposto também foi realizado. A opção virtual foi escolhida pois toda a SD teve de ser realizada remotamente devido à pandemia, fato que foi mais um desafio para que atingíssemos nosso objetivo.

2 Metodologia

A sequência didática proposta pela professora da Escola Municipal de Ensino Infantil e Fundamental Élson Garcia, localizada no bairro Ubú, município de Anchieta-ES, foi aplicada a apenas um aluno de 9º ano do ensino fundamental II. A realização da SD foi proposta para o aluno do 9º ano, devido a MAES ter uma categoria específica para alunos desta série, e o tema escolhido foi eclipses, devido o interesse do aluno pelo tema central desse trabalho.

Por mais que a sequência didática tenha sido realizada por apenas um aluno, ela pode ser disseminada em todo o ambiente escolar, sendo realizada por mais de um aluno ou até mesmo por várias turmas.

O início do trabalho se deu por uma abrangente pesquisa, por parte do aluno, sobre os eclipses. Neste estudo, o educando levou em consideração as diferenças e tipos, tanto de eclipses solares quanto lunares, bem como as condições necessárias para que os eclipses ocorram. Nessa pesquisa o aluno teve conhecimento que os eclipses solares e lunares são diferentes devido ao posicionamento dos astros, e também de acordo com a fases da lua. Foi visto que os eclipses podem ocorrer de maneiras diferentes, de acordo com a parcela do astro que é encoberto. Desta forma os eclipses são classificados como:

- Eclipse solar total: é o fenômeno que ocorre quando o Sol é encoberto totalmente pela Lua e, assim, a luz não consegue chegar a Terra transformando o dia em noite, durante o período da ocultação.

- Eclipse solar parcial: é o fenômeno que ocorre quando a Lua encobre apenas uma parte do Sol e, nesse caso, a variação da luminosidade da Terra praticamente não é alterada.

- Eclipse solar anular ou anelar: é o fenômeno que ocorre quando o tamanho aparente da Lua não é suficiente para encobrir toda a projeção solar, formando um anel em torno da Lua. Este fato ocorre quando a Lua está a uma distância maior da Terra.

- Eclipse lunar total: fenômeno no qual toda a superfície da Lua é encoberta pela sombra da Terra, ficando o satélite natural do planeta por cerca de uma hora na escuridão total. O processo completo pode levar várias horas de duração.

- Eclipse lunar parcial: fenômeno no qual apenas uma parte da Lua é encoberta pela sombra

da Terra.

- Eclipse lunar penumbral: fenômeno que ocorre quando a Lua é encoberta por uma parte mais clara da sombra da Terra, chamada de penumbra.

Um dos principais pontos verificados na pesquisa é que o mesmo eclipse pode ser visto de diferentes formas, dependendo da posição do observador.

Esta primeira etapa teve o objetivo de aumentar o grau de conhecimento do aluno sobre a temática. As informações obtidas pelo aluno nessa pesquisa foram utilizadas no seminário virtual realizado.

Em um segundo momento foi proposta a reprodução de eclipses, tanto solares quanto lunares. Para que este estudo pudesse ser realizado foi utilizado o Stellarium. O Stellarium consiste em um simulador do céu em três dimensões, que utiliza código aberto e pode ser baixado no computador ou utilizado de forma *on-line*.

Com o auxílio deste software pudemos simular e fotografar eclipses que ocorreram desde o ano de 2006 até o ano de 2020. Essa simulação pode ser realizada pois o Stellarium possibilita escolher a data e hora específica do céu que será projetado. É possível também fixar o corpo celeste escolhido e analisar o movimento das outras estruturas em torno dele.

As etapas para simular um eclipse utilizando o Stellarium são:

1. Escolher a data e local do eclipse;
2. Localizar o corpo celeste escolhido para visualização do eclipse;
3. Aumentar a velocidade do tempo do simulador para acompanhar o fenômeno mais rapidamente.

A data de início das simulações foi escolhida a partir do ano do nascimento do aluno responsável pela pesquisa. Na Figura 2 são mostrados eclipses solares e lunares que ocorreram nos anos de 2006 e 2015.

Além disso, ainda nesta etapa, foi proposta a criação de um calendário de eclipses, para analisarmos a regularidade de ocorrência dos mesmos. Iniciamos o trabalho com a tentativa de reprodução dos eclipses utilizando o Stellarium. Mas o curto período de tempo disponível, e o período



Figura 2: Eclipse solar ocorrido em 29/03/2006, visto na região Nordeste (à esquerda) e eclipse lunar ocorrido em 28/09/2015 (à direita). Fonte: Stellarium.

Data	Eclipse	Visível no Brasil
9 de março de 2006	eclipse total solar	visível no nordeste do Brasil ao amanhecer
22 de setembro de 2006	eclipse anular solar	eclipse parcial visto pela manhã no Brasil
16 de março de 2007	eclipse solar parcial	não visível no Brasil
11 de setembro de 2007	eclipse solar parcial	eclipse parcial visto próximo das 8:45 da manhã no Brasil, exceto no extremo sudeste
7 de fevereiro de 2008	eclipse anular do Sol	não visível no Brasil
1 de agosto de 2008	eclipse solar total	não visível no Brasil
26 de janeiro de 2009	eclipse anular do Sol	não visível no Brasil
22 de julho de 2009	eclipse solar total	não visível no Brasil
15 de janeiro de 2010	eclipse anular do Sol	não visível no Brasil
17 de julho de 2010	eclipse solar total	eclipse parcial visto no sul do Brasil
20 de maio de 2012	eclipse solar anular	não visível no Brasil
13 de novembro de 2012	eclipse solar total	não visível no Brasil
10 de maio de 2013	eclipse solar anular	não visível no Brasil
3 de dezembro de 2013	eclipse solar híbrido	não visível no Brasil
20 de abril de 2014	eclipse solar anular não central	não visível no Brasil
20 de março de 2015	eclipse solar total	visível no Brasil
1 de setembro de 2015	eclipse anular solar	não visível no Brasil
8 de março de 2016	eclipse solar total	não visível no Brasil
26 de fevereiro de 2017	eclipse solar anular	não visível no Brasil
21 de agosto de 2017	eclipse solar total	não visível no Brasil
15 de fevereiro de 2018	eclipse solar parcial	não visível do Brasil
13 de julho de 2018	eclipse solar parcial	não visível do Brasil
11 de agosto de 2018	eclipse solar parcial	não visível do Brasil
6 de janeiro de 2019	eclipse parcial do Sol	não visível do Brasil
2 de julho de 2019	eclipse solar total	não visível do Brasil
26 de setembro de 2019	eclipse anular do Sol	não visível do Brasil
21 de junho de 2020	eclipse anular do Sol	não visível do Brasil
14 de dezembro de 2020	eclipse solar total	visível parcial no Brasil
10 de junho de 2021	eclipse anular do Sol	não visível do Brasil
4 de dezembro de 2021	eclipse solar total	não visível do Brasil

Figura 3: Tabela dos eclipses solares que aconteceram entre os anos de 2006 a 2021, retirada da referência [5]. Nela é apresentada a data e o tipo dos eclipses. Destacamos em amarelo aqueles que puderam ser observados do Brasil.

remoto devido à pandemia, inviabilizaram o cumprimento desta tarefa. Para que a etapa de proposta do calendário de eclipses não fosse abandonada, realizamos uma pesquisa bibliográfica em livros e sites que tratavam sobre o assunto. Com base nas pesquisas, pudemos constatar que não é comum observar eclipses no Brasil. As Figuras 3 e 4 mostram um resumo do calendário dos eclipses entre os anos de 2006 e 2021.

A terceira etapa do projeto foi a realização de um seminário de divulgação científica *on-line*. Nesse momento, o aluno fez a apresentação dos conceitos estudados em relação ao tema eclipses, e também explanou sobre o funcionamento do Stellarium. Essa demonstração se deu por meio da

Data	Eclipse	Visível no Brasil
14-15 de março de 2006	eclipse lunar penumbral	
7 de setembro de 2006	eclipse lunar parcial	
3 de março de 2007	eclipse lunar total	
28 de agosto de 2007	eclipse lunar total	
21 de fevereiro de 2009	eclipse lunar total	
16 de agosto de 2009	eclipse lunar parcial	
9 de fevereiro de 2009	eclipse lunar penumbral	
7 de julho de 2009	eclipse lunar penumbral	
6 de agosto de 2009	eclipse lunar penumbral	
31 de dezembro de 2009	eclipse lunar parcial	visível somente no setentrion nordeste do Brasil
26 de junho de 2010	eclipse lunar parcial	
21 de dezembro de 2010	eclipse lunar total	
15 de junho de 2011	eclipse lunar total	
10 de dezembro de 2011	Eclipse lunar total	
4 de junho de 2012	Eclipse lunar parcial	
28 de novembro de 2012	Eclipse lunar penumbral	
25 de abril de 2013	Eclipse lunar parcial	
20 de maio de 2013	Eclipse lunar penumbral	
18 de outubro de 2013	Eclipse lunar penumbral	
15 de abril de 2014	Eclipse lunar total	
8 de outubro de 2014	Eclipse lunar total	
4 de abril de 2015	Eclipse lunar total	Não visível do Brasil
23 de setembro de 2015	Eclipse lunar total	Visível no Brasil
23 de março de 2016	Eclipse lunar penumbral	
16 de setembro de 2016	Eclipse lunar penumbral	
11 de fevereiro de 2017	Eclipse lunar penumbral	
7 de agosto de 2017	Eclipse lunar parcial	
31 de janeiro de 2018	Eclipse lunar total	
27 de julho de 2018	Eclipse lunar total	
21 de janeiro de 2019	Eclipse lunar total	Totalmente visível no Brasil
16 de julho de 2019	Eclipse lunar parcial	
10 de janeiro de 2020	Eclipse lunar penumbral	Não visível no Brasil
5 de junho de 2020	Eclipse lunar penumbral	Visível do Brasil
5 de julho de 2020	Eclipse lunar penumbral	
30 de novembro de 2020	Eclipse lunar penumbral	
26 de maio de 2021	Eclipse total da Lua	Não visível do Brasil
18/19 de novembro de 2021	Eclipse parcial da lua	Visível do Brasil

Figura 4: Tabela dos eclipses lunares que aconteceram entre os anos de 2006 a 2021, retirada da referência [5]. Nela está apresentada a data e o tipo de eclipse. Os eclipses que não apresentam informações da visibilidade são aqueles que foram vistos apenas no hemisfério norte.

simulação de alguns eclipses estudados. Esse seminário aconteceu no dia 25 de novembro de 2020 e teve como público alvo os alunos da EMEIEF Élson Garcia, escola da rede municipal de Anchieta – ES, na qual o estudante a quem se aplicou a sequência didática estava matriculado.

3 Conclusão

Como resultado da sequência didática tivemos, primeiramente, a divulgação da temática astronomia no ambiente escolar, tema este que muitas vezes não é abordado pelo professor por diversos motivos. Com a realização do seminário científico conseguimos, na comunidade escolar:

1. Apresentar as condições científicas necessárias para que eclipses ocorram;
2. Mostrar o funcionamento do Stellarium e;
3. Despertar o interesse dos alunos pelo uso do Stellarium.

Pudemos perceber o interesse dos alunos pelo tema, devido ao número de participantes no seminário. Dos 93 alunos matriculados no ensino fundamental II, 75 alunos assistiram à palestra. Com a realização de toda a sequência didática e a apresentação dos resultados na III Mostra de Astronomia do Espírito Santo (MAES 2020), conseguimos obter o 1º lugar na categoria 9º ano do ensino fundamental.

Como perspectivas futuras, será realizado um estudo mais detalhado sobre o eclipse de Sobral de 1919, bem como o eclipse de 10 de outubro de 1912, que pôde ser visto da cidade de Passa Quatro - MG. Também será realizado um comparativo fotográfico entre fotos reais destes dois fenômenos e imagens tiradas do Stellarium na localidade de Anchieta-ES. Esse comparativo será utilizado para analisar os diferentes aspectos vistos por observadores localizados em cidades diferentes.

4 Agradecimentos

Os autores agradecem ao CNPq pela bolsa concedida ao aluno, ao Cosmo-ufes pelo apoio técnico, a organização da Mostra de Astronomia do Espírito Santo e à professora Sineia Aparecida de Oliveira Mongin, por suas sugestões de escrita.

Sobre o autor

Cibele Kemeicik da Silva Machado (cikemeicik@gmail.com) é Mestre em Ensino da Física pelo Instituto Federal do Espírito Santo (IFES), licenciada em Ciências e Biologia pelas Faculdades Integradas Espírita e atua como professora de Ciências da Prefeitura de Anchieta/ES, onde ministra aulas para os ensinos fundamental, e como formadora no curso de Projetos e Metodologia Inovadoras oferecido pela Secretaria Municipal de Educação do Município de Anchieta - ES. Ganhadora do Prêmio Shell de Educação Científica, categoria ensino fundamental II, no estado do Espírito Santo em 2020. Foi professora orientadora dos projetos vencedores da III Mostra de Astronomia do Espírito Santo, categoria 9º ano do ensino fundamental II (1º e 2º lugar).

Antonio Carlos Pereira Carvalho (antoniope-reiracarvalho79@gmail.com) é aluno do primeiro ano do ensino médio, na EEEM Coronel Gomes e

foi vencedor da III Mostra de Astronomia do Espírito Santo, na categoria ensino 9^o ano do ensino fundamental II.

Referências

[1] K. S. Oliveira Filho e M. F. O. Saraiva, *Astronomia e Astrofísica* (Editora Livraria de

Física, São Paulo, 2017).

[2] Brasil, Ministério da Educação, *Base nacional comum curricular* (2017). Disponível em basenacionalcomum.mec.gov.br, acesso em jun. 2021.

Espectroscopia solar com instrumento alternativo

Guilherme L. Schmidt, Thalita S. Benincá e Adriano M. Oliveira

Instituto Federal do Espírito Santo, Guarapari - ES

Resumo

Neste trabalho, os monitores do Observatório Astronômico do Ifes Guarapari (OAIG), que são alunos do Ensino Médio, construíram um espectroscópio baseado no trabalho [1]. Como a proposta era desenvolver um instrumento de baixo custo e acessível, foram feitas algumas modificações no modelo. Essas alterações consistiram na substituição da rede de difração por um DVD e também na troca do dispositivo de captura de imagem por uma webcam. O aparato construído foi utilizado para coletar o espectro solar. Apesar das limitações impostas, devido a faixa de sensibilidade da webcam e ao poder de resolução do DVD, os resultados obtidos mostraram que algumas linhas de Fraunhofer coincidem com aquelas presentes na literatura, com destaque para o Fe I e Mg I. Apesar desta limitação, o aparato cumpre seu objetivo didático e possibilita a abordagem de temas ligados à física quântica e a óptica física. Por outro lado, o uso da CCD e de uma rede de difração comercial com mais ranhuras, melhorariam significativamente os resultados obtidos, do mesmo modo que, aumentaria o custo de construção.

Abstract

In this work, the monitors of OAIG, who are students of high school, constructed a spectroscope based in reference [1]. Here the proposal was to develop a cheaper instrument, thus some modifications were made to the model. We changed the diffraction grating to a DVD and replace the image capture device by a webcam. With this instrument we obtained the solar spectrum. Though of limitations of instruments, that generated a little gap of sensibility and a low resolution power, the results show some Fraunhofer's line in agreement with the literature, specially for Fe I and Mg I. The instrument meets with its educational goal and it makes possible the teaching of quantum and optical physics in high schools. On the other hand, using CCD and a commercial diffraction grating could improve significantly the results, although the cost would increase too.

Palavras-chave: ensino, astronomia, práticas de ensino, mostra de astronomia, observatório astronômico

Keywords: learning, astronomy, teaching practices, astronomical show, astronomical observatory

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.35774](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.35774)

1 Introdução

A espectroscopia é um ramo da física que estuda a interação entre radiação e matéria, sendo ela uma importante ferramenta para a astronomia. Sua utilização permite, por exemplo, obter informações sobre a composição química, luminosidade, temperatura, massa, raio e velocidade das estrelas, além de possibilitar a obtenção de informações que permitem determinar diversas características físicas de planetas e galáxias. Utilizando a espectroscopia podemos também *i*) dividir as estrelas em grupos espectrais específicos, criar modelos de processos de evolução estelar e expressar estes resultados em diagramas, como o diagrama de cor de Hertzsprung-Russel.

Uma prática pedagógica que aborda a construção deste diagrama foi publicada na primeira edição desta revista, assim para maiores detalhes veja a referência [2]; *ii*) constatar a falta de matéria em galáxias e inferir a existência de matéria escura. Nesse sentido, uma abordagem introdutória sobre o assunto pode ser encontrada nos artigos [3,4]; e *iii*) comprovar a expansão acelerada do Universo mas também a existência de fluido exótico, cujo melhor candidato é a constante cosmológica.

Desde a antiguidade, as civilizações observavam fenômenos envolvendo a difração da luz na natureza. No entanto, somente no século XVII, o físico Isaac Newton (1643-1727) realizou experimentos de decomposição da luz solar com um prisma, obtendo um contínuo de cores que ele de-

nominou de *spectrum*. Esse foi o início do estudo do espectro eletromagnético que vai além da faixa visível observada por Newton, englobando também o infravermelho, ultravioleta, raio-X, microondas, raios gama e ondas de rádio. Posteriormente, Joseph von Fraunhofer (1787-1826) descobriu que bandas escuras surgem em meio ao espectro quando a luz é suficientemente dispersada. Mais que isso, ele realizou a caracterização dessas linhas e observou similaridades entre o espectro solar e o de outras estrelas próximas. Contudo, tais bandas só puderam ser compreendidas após os trabalhos de Gustav Kirchhoff (1834-1887) e Robert Bunsen (1811-1899), que propuseram que as linhas escuras estavam ligadas à absorção seletiva do espectro contínuo produzido pelas altas temperaturas no interior do Sol pelas camadas de gases mais externos. A partir disso, Kirchhoff determinou três leis que explicam a formação dos espectros: *i*) O espectro contínuo é emitido por um corpo opaco quente (muito denso), sendo sólido, líquido ou gasoso; *ii*) Um gás transparente (pouco denso), produz um espectro de linhas brilhantes (de emissão). O número e a cor dessas linhas dependem dos elementos químicos presentes no gás; *iii*) O espectro de absorção é produzido quando um espectro contínuo passar por um gás a temperatura mais baixa, o gás frio causa a presença de linhas escuras (de absorção). Assim como no espectro de emissão, o número e a posição dessas linhas dependem dos elementos químicos presentes no gás [5]. O primeiro espectro estelar foi observado por Fraunhofer e Angelo Secchi (1818-1878) [6].

Dentro deste contexto, no século XX, Williamina Fleming [7] e outras nove colaboradoras mudaram a forma de se fazer astronomia. Elas abriram caminho para o uso da fotometria e estudos espectrais, indo muito além das atividades atribuídas à área, que até então se resumiam em determinar a posição e os movimentos de corpos celestes. Neste contexto, astrônoma Annie Jump Cannon, identificou e catalogou os espectros de mais de dez mil estrelas, além de contribuir com novas classificações espectrais, ampliando o modelo de Secchin para 16 tipos e usando como referência as linhas de absorção do Hidrogênio. O sistema desenvolvido, que divide as estrelas em ordem decrescente de temperatura, foi publicada como Catálogo Henry Draper e continua sendo utilizado.

A obtenção de espectros estelares, como o do Sol, por exemplo, passa pelo entendimento de conceitos de óptica geométrica e mecânica quântica, visto que envolve conceitos como corpo negro, difração e Lei de Planck. Destaca-se que tais conceitos estão previstos nos currículos do ensino básico, na graduação de física, astronomia e afins. Assim, neste trabalho, o estudo destes conceitos será motivado pela construção de um espectroscópio com material alternativo [1] e a obtenção do espectro solar. Neste sentido, este trabalho torna-se uma ampliação do que foi proposto no referido artigo, tendo como diferencial os testes do espectroscópio na obtenção do espectro do Sol e sua comparação com a literatura. Isso possibilita uma análise de confiabilidade do aparato construído e permite a verificação de suas limitações, que no nosso caso, em particular, ocorre nas proximidades do infravermelho e do ultravioleta. A restrição a faixa do visível está ligada à câmera utilizada para capturar as imagens, uma vez que os filtros (de fábrica) da câmera não foram retirados. Além disso, o poder de resolução limita as linhas de absorção obtidas, uma vez que são restringidas pela rede de difração “improvisada” com um DVD, impossibilitando a distinção de algumas linhas dentro da faixa de sensibilidade da webcam.

Com a finalidade de difundir este tipo de atividade como prática de ensino, nos diversos níveis, descrevemos a forma como os alunos do ensino médio, participantes da MAES 2020 com este trabalho, construíram o espectroscópio e obtiveram os dados utilizados aqui para fazer um paralelo com a literatura. Os alunos que assinam este artigo, atuaram como protagonistas em todo o projeto, cabendo ao professor apenas a orientação e o direcionamento, acerca do que deveria ser estudado. Destaca-se que este tipo de prática pode contribuir significativamente para a formação dos discentes, visto que desde o dimensionamento dos itens utilizados para construção do equipamento, até a fundamentação teórica necessária para compreender e interpretar as linhas de absorção, estão presentes nos currículos da formação básica e dos cursos de graduação da área de exatas.

2 Construindo o espectroscópio

Os alunos utilizaram como base, para a construção do instrumento de captura de imagens, a



Figura 1: Itens Necessários: (a) uma caixa de MDF de (30x20x12) cm; (b) um suporte para lâmpada, para facilitar os testes; (c) uma conexão de 50 mm, para segurar as duas lentes de 2° de dioptria, fixadas na parte externa da caixa; (d) no interior da caixa utilizamos outra conexão, para segurar a lente de 6° de dioptria, e metade de um DVD atuando como a rede de difração; (e) uma webcam, para realizar a captura dos espectros; e (f) ilustra a disposição geral no interior da caixa

referência [1]. Para a montagem do aparato foram necessários os seguintes itens: um suporte para lâmpada, um suporte de madeira, uma caixa de MDF, duas conexões de 50 mm, duas lentes de 2° de dioptria, uma lente de 6° de dioptria, um DVD que funcionou como uma rede de difração, uma webcam e um computador para coletar e tratar os dados. Na Figura 1 pode-se ter uma ideia geral da disposição destes itens.

O tamanho do aparato pode ser reduzido, se utilizarmos lentes com maior curvatura, o que pode aumentar significativamente o valor do instrumento. O mesmo ocorre dependendo da rede de difração utilizada. Com os itens em mãos, foi realizada a montagem como ilustrada na Figura 2, seguindo os seguintes passos:

1. Fixou-se em um dos extremos da base um suporte para as lâmpadas. Este suporte facilita a troca das lâmpadas, as quais desejamos estudar, além de facilitar a localização da posição onde devemos fixar a primeira lente (L_1), já que esta lâmpada deve ficar no foco da referida lente;
2. Marcou-se a posição da lente L_1 a 50 cm do suporte, uma vez que a lente utilizada tem 2° de dioptria. Assim, todos os raios luminosos, provenientes da lâmpada, emergem

desta lente paralelamente ao eixo principal da lente;

3. A posição da lente L_2 não afetará os resultados, desse modo, para fixar as duas lentes (L_1 e L_2) utilizou-se um cano de PVC e luvas de 50 cm, mantendo as duas lentes paralelas e, conseqüentemente, coincidindo os eixos principais destas. Assim, os raios luminosos incidentes em L_2 , que chegam todos paralelos ao eixo principal, convergem para seu foco. No caso em questão, como utilizamos uma lente L_2 de 2° de dioptria, determinou-se a posição onde deveria ser colocada a caixa de MDF como a 50 cm da segunda lente, já que o foco desta deve coincidir com o orifício feito em um dos lados da caixa. O uso destas duas lentes, garante que toda luz que chega à rede de difração é proveniente do objeto de estudo.
4. Dentro da caixa, a luz proveniente do orifício, deve alcançar uma lente L_3 , em nosso caso, de 6° de dioptria. Assim, o orifício precisa estar no foco desta lente, culminando em sua montagem a aproximadamente 17 cm do orifício. Desse modo, os raios emergentes da lente são todos paralelos ao eixo principal da lente;
5. Estes raios luminosos, que deixam L_3 , atingem uma rede de difração, que pode ser um dos lados de um DVD não gravado, por exemplo, posicionado com uma inclinação de 35° em relação aos raios incidentes. Desse modo, o instrumento de captura (no nosso caso uma webcam), colocada na tampa da caixa e apontada para o DVD, consegue observar a luz difratada pela rede de difração.

3 A interpretação da decomposição da luz

A nucleossíntese estelar é responsável pela formação dos núcleos atômicos mais pesados e ocorre no núcleo das estrelas, para isso temperaturas extremamente elevadas devem ser atingidas $\approx 10^6$ Kelvin, para estrelas da sequência principal. Este processo acarreta na liberação de uma quantidade gigantesca de energia, emitindo uma luminosidade de $\approx 10^{26}$ W. É esta energia que gera a pressão de radiação responsável por sustentar a

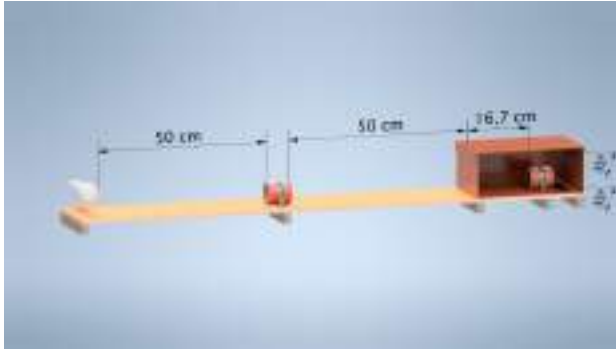


Figura 2: Representação do dimensionamento do espectroscópio construído com itens de “baixo” custo. Na figura estão representadas as distâncias e ângulos essenciais dos principais elementos do aparato.

estabilidade da estrela, sem a qual a estrela colapsaria sob sua própria gravidade. Para mais detalhes e um estudo mais aprofundado sobre estabilidade estelar, veja as referências [8,9].

A radiação emitida por uma estrela se aproxima à de um corpo negro [10], ou seja, a radiância espectral (F) destas estruturas deve ser dada por

$$F(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1 \right)}, \quad (1)$$

onde λ é o comprimento de onda da radiação, T é a temperatura do corpo negro, h é a constante de Planck, c a velocidade da luz no vácuo e k é a constante de Boltzmann. A Figura 3 mostra o perfil das curvas para quatro temperaturas diferentes. Os picos de intensidade estão ligados à lei de Wien,

$$\lambda_{\text{Max}} \propto T^{-1}, \quad (2)$$

onde T é a temperatura da estrutura que emite a radiação e λ_{Max} refere-se ao comprimento de onda de máxima emissão. Ou seja, para cada temperatura tem-se um máximo de emissão, o qual se relaciona a λ_{Max} através da lei de Wien. Com o aumento de temperatura, este λ_{Max} é deslocado para a esquerda e observa-se um aumento na intensidade da radiação emitida. Este comportamento fica evidenciado na Figura 3. Além disso, nota-se, nesta figura, que a partir de certa temperatura (4000 K) todo espectro visível é emitido. Para valores menores que este o corpo não emite luz visível, ou emite apenas parte do espectro visível, como é o caso da curva correspondente a 3000 K, onde temos a emissão da radiação até o azul, aproximadamente, comprimentos de ondas menores que este não são emitidos. Assim,

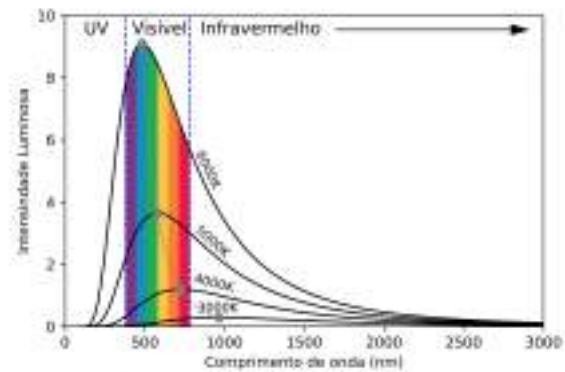


Figura 3: Curvas de corpo Negro: Utilizando a equação 1 ilustramos quatro curvas para diferentes temperaturas. Evidenciando que o aumento de temperatura acarreta: deslocamento para a esquerda dos pontos de máxima emissão, um aumento da intensidade da radiação no visível e a ampliação da faixa espectral emitida.

a faixa de emissão também depende da temperatura do corpo. Vale destacar que para obter a relação correta entre a observação e a teoria, obtidas através da equação (1), é necessário assumir que a energia é quantizada, resolvendo assim, o problema teórico da catástrofe do ultravioleta, previsto pela teoria clássica de Maxwell. Veja a referência [11] para maiores detalhes.

Devido ao fato da energia ser quantizada, apenas alguns comprimentos de onda, da radiação proveniente do núcleo estelar, são absorvidos pelos átomos presentes nas camadas mais externas da estrela, em particular pela fotosfera [5]. Os pacotes de energia da radiação absorvida nesta região são dados por

$$E = h\nu, \quad (3)$$

sendo h a constante de Planck e ν a frequência da radiação absorvida. Note que cada frequência tem valores bem determinados de energia.

Ao passarmos essa luz por uma rede de difração veremos um contínuo de radiação, devido à diversidade de transições eletrônicas que podem ocorrer no interior das estrelas, além de algumas faixas escuras. Para um estudo mais aprofundado sobre difração veja as referências [12,13]. Tais faixas estão ligadas à energia absorvida pelos átomos presentes na fotosfera, por exemplo. Desse modo, comparando as faixas faltantes com o espectro dos elementos químicos, obtidos em laboratório, podemos determinar o elemento que absorveu a radiação. Utilizando este princípio podemos determinar os constituintes presentes na

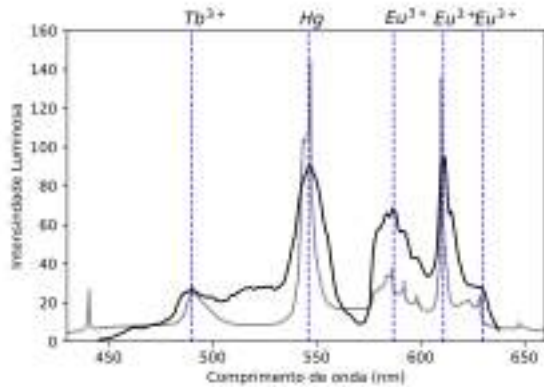


Figura 4: Sobreposição do espectro obtido sobre o espectro de referência para a lâmpada fluorescente, retirado de [14]. Neste estão demarcadas algumas das diversas linhas de emissão coincidentes, sendo que duas destas, correspondentes aos comprimentos de onda 546 nm e 611 nm, respectivamente, foram escolhidos como pontos de calibração.

superfície do Sol. Para obter este espectro, utilizando o espectroscópio construído, deve-se remover a lente L_1 e alinhar o eixo principal de L_2 com o centro do disco solar. Feito isso, os raios solares que chegam paralelos a lente L_2 serão focalizados para o furo da caixa, o que possibilitará a captura da imagem.

4 Dados obtidos

Para a obtenção dos dados utilizamos dois programas: o SharpCap [15], utilizado para capturar a imagem do espectro, e o Tracker [16], utilizado para relacionar o comprimento de onda com a luminosidade correspondente. Para que Tracker funcione corretamente é necessário realizar a calibração do programa. No Apêndice A apresentamos o passo a passo para a calibração do Software em questão.

A calibração, no nosso caso, foi realizada com uma lâmpada fluorescente, comparando-se o espectro obtido com os resultados apresentados por [1]. Uma lâmpada fluorescente consiste em um tubo de vidro preenchido com uma mistura de vapor de mercúrio e argônio, sendo que produz luz visível pela fluorescência de um revestimento fosfórico que pode ter como componentes o Európio e o Têrbio [17]. De tal modo, ao passar a radiação proveniente desta fonte pelo aparato, espera-se obter as linhas espectrais das referidas substâncias químicas.

A Figura 4 compara o espectro obtido por meio

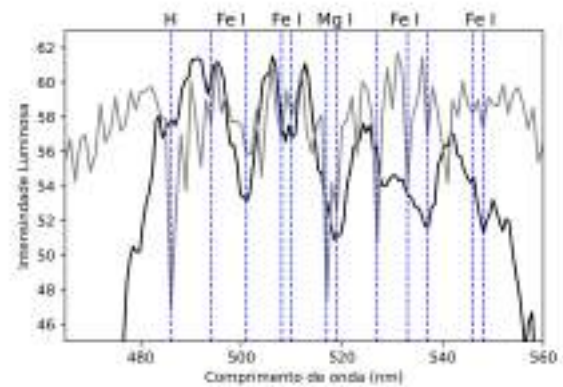


Figura 5: Espectro Solar: Esta figura ilustra o espectro solar obtido utilizando o aparato construído pelos alunos (em preto), o espectro solar obtido por um aparato profissional (em cinza) [20] e as linhas de Fraunhofer, linhas de absorção (em azul) retiradas de [21]. A figura foi recortada para destacar a faixa do visível, por isso as linhas correspondentes aos elementos presentes na atmosfera não aparecem.

do aparato construído (em preto) com o espectro de referência encontrado em [14] (em cinza). Assim, podemos verificar a correspondência entre alguns picos que estão ligados às linhas de emissão do Mercúrio obtidas em laboratório $\lambda = 546$ nm e $\lambda = 577$ nm, do Têrbio, que emite em $\lambda = 486$, e do Európio, que emite em $\lambda = 588$ nm, $\lambda = 611$ nm e $\lambda = 631$ nm.

Dessa forma, é possível constatar que há uma correlação entre os dados obtidos e a literatura, evidenciando, pois, a presença desses elementos químicos na composição da lâmpada, como já era esperado. Para uma discussão mais ampla sobre a composição química da lâmpada fluorescente veja as referências [1] e [18]. Ou seja, dentro da faixa de sensibilidade da webcam, a rede de difração construída com um DVD, que apresenta aproximadamente 1350 ranhuras [19], resolve de forma satisfatória as linhas do espectro observado para a lâmpada fluorescente.

Analogamente pode-se obter o espectro solar utilizando o aparato construído. Os dados coletados e tratados pelo Tracker estão representados pela linhas pretas na Figura 5. Nela podemos observar alguns pontos de mínimo local, que surgem como súbitas reduções de intensidade no diagrama. Tais regiões ficam mais evidentes quando observamos as linhas cinzas nesta mesma figura, que foi obtida utilizando os dados da referência [20]. Estas, por sua vez, estão ligadas a valores específicos de comprimento de onda e

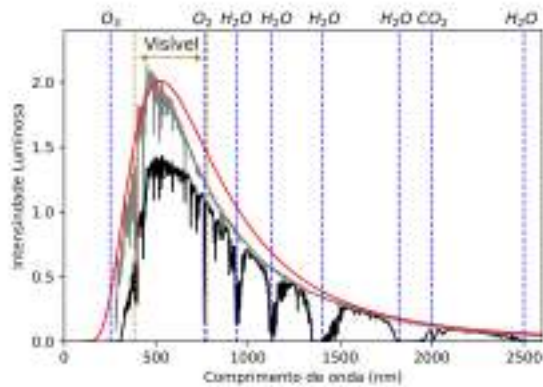


Figura 6: O espectro de irradiância da radiação solar ao nível do mar, destacado em preto, fora da atmosfera terrestre, em cinza, e um corpo negro ideal a 5525 K, em vermelho. Figura criada a partir de dados provenientes de [20].

correspondem às linhas faltantes do espectro, conhecidas como linhas de Fraunhofer ou linhas de absorção. As linhas de Fraunhofer, surgem no espectro solar devido à absorção de determinados comprimentos de onda pelos átomos presentes, em particular na fotosfera solar e na atmosfera terrestre. Desse modo, os elementos que compõem tais regiões deixam suas marcas no espectro coletado e, conseqüentemente, no diagrama de corpo negro, como mostra a Figura 6.

Nota-se que há uma redução da intensidade da radiação quando a luz solar atravessa a atmosfera. As intensidades destacadas em cinza são, em geral, maiores que as destacadas em preto, na Figura 6. Além disso, pode-se observar as reduções súbitas de intensidades para alguns comprimentos de ondas específicos no diagrama destacado em preto, que são gerados pelos gases das camadas mais externas do Sol (na região do visível) e aqueles presentes na atmosfera terrestre, ou seja, estes comprimentos de onda são absorvidos pelo O_3 , O_2 , H_2O e CO_2 , como apresentado na figura. Por outro lado, o Nitrogênio, que é o gás mais abundante da atmosfera, não é um bom absorvedor da radiação solar incidente e suas linhas de absorção estão próximas de 200 nm e 2000 nm, por isso não são destacadas nesta figura.

Como visto acima, o espectro de emissão solar é muito amplo, ou seja, percorre grande parte do espectro eletromagnético, incluindo o infravermelho e o ultravioleta. Entretanto, o intervalo de sensibilidade da câmera usada (webcam) não é tão amplo. Por este motivo, observa-se, na Figura 5, diferenças entre as intensidades luminosas de-

tectadas pelo aparato e as apresentadas em [20]. Ainda assim, verifica-se que grande parte das linhas de absorção ligadas ao Fe I e ao Mg I, destacadas em azul na Figura 5, são correspondente. A ausência da linha correspondente ao Hidrogênio e outras ligadas ao Fe I, deve-se às limitações da rede de difração utilizada, ou seja, a quantidade de ranhuras presentes nesta não é suficiente para resolver tais linhas.

Por outro lado, as linhas de absorção dos elementos presentes na atmosfera terrestre, como mostrado na Figura 6, estão fora da faixa do visível ou próxima ao limite do visível, ou seja, os comprimentos de onda absorvidos na atmosfera terrestre estão fora da faixa de sensibilidade da webcam utilizada e, portanto, os dados coletados não sofrem influência dos gases presentes nela.

5 Conclusão

Neste trabalho os alunos de ensino médio construíram um aparato capaz de capturar o espectro de diferentes fontes luminosas, com base no trabalho [1]. Foram adaptados, ao projeto original, o uso de um DVD no lugar da rede de difração comercial e o conjunto de lentes. Durante a construção do aparato e análise dos resultados coletados, os alunos estudaram temas ligados à física quântica e à natureza ondulatória da luz. Em particular, utilizaram estes estudos para fundamentar o surgimento de linhas de Fraunhofer no espectro solar e os picos de emissão da lâmpada fluorescente, utilizada para ajustar o aparato.

Os dados obtidos, apresentados na Figura 5, mostram que, dentro da faixa de sensibilidade da webcam, algumas linhas de absorção se relacionam com aquelas previstas pela literatura [20], levando-se em conta a limitação da rede de difração utilizada. Tais limitações ficaram evidenciadas já na calibragem do aparato, para a qual utilizou-se uma lâmpada fluorescente. Especificamente para esta fonte luminosa, a Figura 4 mostra que compatibilidade entre as linhas de emissão do Mercúrio, Tório e Európio, que, por sua vez, estão dentro da faixa do visível, entre 400 nm e 700 nm. Por outro lado, os picos nas proximidades do infravermelho e do ultravioleta não aparecem com tanta clareza, o que comprova a limitação do instrumento de captura de imagem e a baixa resolução da rede de difração utilizada.



Figura 7: A opção “Mostrar ou ocultar os eixos de coordenadas”, destacada em azul do lado direito, é responsável por exibir o eixo de coordenadas, permitindo ajustá-lo.

Para o Sol, em particular, grande parte das linhas de absorção correspondentes ao Fe I e Mg I aparecem no espectro coletado pelos alunos. Contudo, o aparato não foi capaz de resolver a linha do Hidrogênio e não apresenta sensibilidade suficiente para obter as linhas de Fraunhofer dos gases presentes na atmosfera terrestre, N_2 , O_3 , O_2 , CO_2 e o H_2O , uma vez que as referidas linhas encontram-se na faixa correspondente ao infravermelho.

Para melhorar a qualidade dos dados coletados pode-se utilizar uma CCD e uma rede de difração comercial com mais ranhuras do que o DVD. Assim a faixa de sensibilidade será ampliada, o que permitirá capturar o espectro além do visível e aumentará a intensidade da luz capturada, além de ampliar o poder de resolução do aparato. Contudo, o uso de tais instrumentos aumentaria significativamente o valor do aparato construído, o que nos desviaria do objetivo de minimizar os custos de montagem.

Agradecimentos

Os autores agradecem à Fundação de Amparo à Pesquisa do Espírito Santo (Fapes), Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e ao Instituto Federal do Espírito Santo (IFES) pelo financiamento do projeto e apoio com bolsas, ao Núcleo Cosmo-ufes e Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG) pelo apoio técnico e aos alunos de ensino médio ligados ao Observatório Astronômico do IFES Guarapari (OAIG), que ajudaram com discussões. Agradecemos também aos organizadores da MAES 2020, pela oportunidade de apresentar nosso trabalho.

Apêndice A: Como obter o espectro utilizando o Tracker

Para relacionar o comprimento de onda com a luminosidade correspondente, deve-se seguir os seguintes passos.

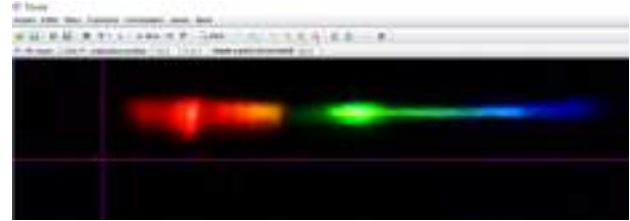


Figura 8: Os eixos de coordenadas, mostrados em rosa nesta figura, devem ser posicionados paralelamente ao espectro, como está apresentado.

1. Após a captura do espectro, realizado com o SharpCap, o arquivo deve ser aberto no Tracker. Ao fazer isso, a imagem será mostrada na tela e pode-se iniciar os ajustes de coordenadas, utilizado para a determinação dos comprimentos de onda no espectro. Para tal, deve-se selecionar a opção “Mostrar ou ocultar os eixos de coordenadas”, destacada na Figura 7. Feito isso, será possível ajustar a angulação do eixo de coordenadas, agora visível, de modo que este fique paralelo à imagem espectral, conforme indicado na Figura 8. Tal ajuste pode ser feito digitando o ângulo requerido na caixa correspondente, que estará visível logo acima da imagem, ou então utilizando o mouse para clicar e arrastar o eixo horizontal dos eixos de coordenadas.
2. Deve-se selecionar a faixa do espectro que será analisado, para isso escolhemos a opção “Perfil de Linha”, em “Trajetória”, seguido de “Novo”. Depois basta arrastar o cursor sobre o espectro enquanto pressiona “Shift” + botão esquerdo do mouse.
3. Para garantir o alinhamento entre o perfil criado e a imagem espectral, deve-se clicar em “perfil A” e selecionar a opção “Paralelo ao Eixo X” em “Orientação”.
4. O perfil deve ser agora ajustado de forma a compreender toda a luz captada, alargando-o. Para isso, basta redefinir o número na opção “expandir” para outro maior, conforme indicado na Figura 9, resultando em um perfil como o da Figura 10.
5. O próximo passo é ajustar a escala da figura. Para isso é necessário mudar a unidade de escala feita através da opção “Unidades” no menu “Coordenadas”, que abrirá uma janela onde deverá ser substituído o “m” em “length” por “nm”, indicado na Figura 11.

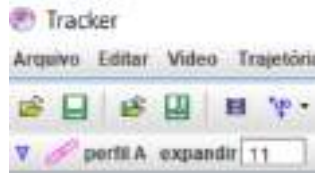


Figura 9: Indicação do valor a ser redefinido para o redimensionamento do perfil, adotando um valor de 11 no caso em estudo.

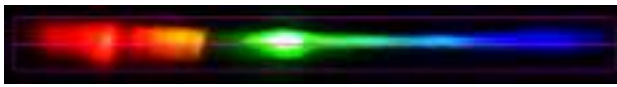


Figura 10: O resultado do ajuste realizado para compreender toda a luz de interesse, amplia a espessura do perfil. Esse efeito pode ser observado se compararmos esta figura com a Figura 8.

6. Para calibrar a escala, deve-se utilizar a opção “Pontos de Calibração” em “Ferramentas de Calibração”, no menu “Trajetórias”. Tendo selecionado a opção, basta clicar, pressionando shift simultaneamente, em dois pontos de alta luminosidade no espectro. Em seguida, seleciona-se a opção “Somente X” e tomamos nota dos valores em X de ambos os pontos, para uso posterior, visível na Figura 12. Neste momento também deve ser anotada a posição do eixo na imagem, visível ao selecioná-lo, de modo semelhante à dos pontos de calibração.
7. Agora, utilizando um espectro conhecido para a mesma fonte luminosa (uma lâmpada fluorescente, nesse caso) deve-se identificar o comprimento de onda dos picos de luminosidade demarcados. Através do espectro de referência, infere-se que os picos demarcados pelos pontos de calibração tratam-se dos picos 5 e 12, de comprimentos de onda 546 nm e 611 nm, respectivamente. Veja a Figura 4.
8. Determinados os valores correspondentes dos pontos de calibração, estes devem ser substituídos, adequando a escala de forma a corresponder à realidade. É necessária atenção para relacionar o comprimento de onda ao ponto de calibração correto. Por fim, obtém-se o espectro da imagem espectral em estudo, relacionando comprimento de onda com a luminosidade correspondente, podendo ser ampliado, salvo em pdf ou em formato de tabela, relacionando comprimentos de onda à luminosidade.



Figura 11: O campo em amarelo mostra onde deve ser substituída a unidade de medida de distância. Onde está m (correspondente a unidade de medida *metro*) deve ser substituída para nm (*nanómetro*).



Figura 12: Demonstração da localização dos pontos de calibração, destacados pela cruz em rosa, posicionados em picos de luminosidade, um mais à esquerda, na região do vermelho, e outro na parte central, na região do verde. Além disso, pode-se observar as coordenadas destes pontos, sendo (x_1, y_1) a coordenada mais à esquerda e (x_2, y_2) a coordenada do ponto mais central.

Para a obtenção de espectros futuros, o processo de calibração se torna muito mais simples, bastando posicionar o eixo de coordenadas na posição anotada e colocar os pontos de calibração em suas respectivas posições, utilizando a localização fornecida no canto inferior esquerdo da janela para determinar a posição correta, substituindo seus valores, em seguida, pelos correspondentes do espectro já calibrado.

Sobre os autores

Adriano Mesquita Oliveira (adriano.oliveira@ifes.edu.br) é Doutor em Física pela UFES e atua como professor de física do IFES-Guarapari, onde ministra aulas para os ensinos médio e superior. Coordena o Observatório Astronômico do IFES Guarapari (OAIG) e o curso de Formação Continuada para Professores do Ensino Fundamental. Atualmente é diretor de Pesquisa, Pós-Graduação e Extensão o IFES-Guarapari e faz parte da equipe organizadora da Mostra de Astronomia do ES, Encontro de Astronomia do ES, Astronomia nas Montanhas Capixabas, dentre outras ações em parceria com o Núcleo Cosmo-ufes.

Guilherme L. Schmidt (guilherme220403@hotmail.com) é aluno do quarto ano do Curso Técnico, Integrado ao Ensino Médio, em Mecânica e atua como monitor do OAIG.

Thalita S. Benincá (thalitasartoribeninca@gmail.com) é aluna do quarto ano do Curso Técnico, Integrado ao Ensino Médio, em Administração e atua como monitora do OAIG.

Referências

- [1] A. L. Azevedo, A. K. Sousa e T. J. Castro, *Espectroscopia óptica de baixo custo: uma estratégia para a introdução de conceitos de física quântica no ensino médio*, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **41**(4), e20180349 (2019).
- [2] A. Oliveira, C. Kemeicik et al., *Sequência didática para o ensino de astronomia por investigação utilizando o stellarium*, *Cadernos de Astronomia* **1**(1), 123 (2020).
- [3] H. Velten, *Matéria escura e as estruturas cósmicas*, *Cadernos de Astronomia* **2**(1), 58 (2021).
- [4] A. Hernández-Arboleda e D. C. Rodrigues, *Rotação de galáxias e matéria escura*, *Cadernos de Astronomia* **2**(1), 6 (2021).
- [5] K. S. Oliveira e M. F. O. Saraiva, *Astronomia e Astrofísica* (Editora Livraria de Física, São Paulo, 2017), 4^a ed.
- [6] P. Massey e M. M. Hanson, *Astronomical Spectroscopy*, in *Planets, Stars and Stellar Systems*, editado por T. D. Oswalt e H. E. Bond (Springer, Dordrecht, 2013), 35–98.
- [7] J. A. C. Almazán, *A empregada doméstica que descobriu 10.000 estrelas*, El País (2015). Disponível em https://brasil.elpais.com/brasil/2015/10/28/ciencia/1446051155_519282.html, acesso em jul. 2021.
- [8] S. Chandrasekhar, *An Introduction to the Study of Stellar Structure* (Dover Publications, 1958).
- [9] A. C. Phillips, *The physics of stars* (John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, 1999).
- [10] N. F. Comins e W. J. Kaufmann III, *Descobrimos o Universo* (Bookman, 2010), 8^a ed.
- [11] R. Eisberg e R. Resnick, *Física quântica* (Elsevier, Rio de Janeiro, 1979).
- [12] H. M. Nussenzveig, *Curso de física básica: Ótica, relatividade, física quântica (vol. 4)* (Blucher, São Paulo, 2014), 2^a ed.
- [13] D. Halliday, R. Resnick e J. Walker, *Fundamentos de Física: Óptica e Física Moderna. Vol. 4* (LTC, São Paulo, 2000), 9^a ed.
- [14] H. Padleckas, *Fluorescent lighting spectrum with emission peaks numbered* (2005). Disponível em https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Fluorescent_lighting_spectrum_peaks_labelled.png, acesso em jul. 2021.
- [15] *Sharpcap*. Disponível em <https://www.sharpcap.co.uk/sharpcap/downloads>, acesso em jul. 2021.
- [16] *Tracker*. Disponível em <https://physlets.org/tracker/>, acesso em jul. 2021.
- [17] A. Srivastava e T. Sommerer, *Fluorescent lamp phosphors*, *Electrochemical Society Interface* **7**(2), 28 (1998).
- [18] *Fluorescent lamp*, Wikipedia – The Free Encyclopedia (2021). Disponível em https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Fluorescent_lamp&oldid=1035565638, acesso em jul. 2021.
- [19] R. Balachandran e K. P. Davis, *Using CDs and DVDs as diffraction gratings* (2009). Disponível em https://www.nnin.org/sites/default/files/files/Karen_Rama_USING_CDs_AND_DVDs_AS_DIFFRACTION_GR, acesso em jul. 2021.
- [20] C. B. Honsberg e S. G. Bowden, *Standard solar spectra* (2019). Disponível em <http://www.pveducation.org/pvcdrom/appendices/standard-solar-spectra>, acesso em jul. 2021.
- [21] C. E. Moore, M. G. J. Minnaert e J. Houtgast, *The Solar Spectrum 2935 Å to 8770 Å: Second Revision of Rowland's Preliminary*

Table of Solar Spectrum Wavelengths (U.S. Gov. Print. Off., Washington D.C., 1966).

As estrelas cefeidas enquanto velas padrão: a relação período-luminosidade tal qual apresentada por sua descobridora

Daniel Iria Machado

Universidade Estadual do Oeste do Paraná

Resumo

A relação entre o período e a luminosidade das estrelas cefeidas está na base de um método fundamental para a determinação de distâncias a galáxias próximas. Neste artigo, apresenta-se uma tradução do inglês para o português do trabalho de Henrietta Swan Leavitt no qual a relação período-luminosidade foi originalmente proposta.

Abstract

The relation between the period and the luminosity of Cepheid stars is at the basis of a fundamental method for the determination of distances to nearby galaxies. In this paper, I present a translation from English to Portuguese of the work of Henrietta Swan Leavitt in which the period-luminosity relation was originally proposed.

Palavras-chave: cefeidas clássicas, relação período-luminosidade, estrelas variáveis.

Keywords: classical Cepheids, period-luminosity relation, variable stars.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v2n2.34906](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v2n2.34906)

1 Introdução

A determinação da distância dos objetos celestes à Terra é um problema astronômico relevante não só para a caracterização mais completa das propriedades dos astros, mas também para a compreensão da própria estrutura e evolução do universo.

Um passo crucial para se avançar nesta questão foi dado pela astrônoma estadunidense Henrietta Swan Leavitt (1868–1921), que se destacou na pesquisa de estrelas variáveis, cujo brilho se modifica ao longo do tempo. Leavitt trabalhou no Observatório da Faculdade de Harvard, em Cambridge, Estados Unidos, onde atuou em projetos envolvendo a medição do brilho de estrelas registradas nas placas fotográficas do acervo da instituição [1].

Um resultado notável foi obtido por Leavitt ao examinar cuidadosamente 25 estrelas variáveis do grupo das cefeidas clássicas, identificadas na Pequena Nuvem de Magalhães, galáxia satélite da

Via Láctea. As cefeidas clássicas são estrelas pulsáteis, cujo brilho varia de maneira cíclica, com período bem definido. Valores típicos do período de cefeidas clássicas situam-se entre 1 e 50 dias, podendo, no entanto, chegar a 200 dias em alguns casos extremos [2].

Leavitt encontrou uma relação matemática entre o período desses objetos celestes e sua luminosidade. Na astronomia, a luminosidade corresponde à quantidade de energia que uma estrela emite por unidade de tempo. A descoberta da relação período-luminosidade teve implicações significativas, pois, quando devidamente calibrada, fornece um método para determinar a distância a estruturas da Via Láctea e a outras galáxias que contêm cefeidas clássicas [3].

O termo vela padrão é muitas vezes usado para designar astros cuja luminosidade é bem estabelecida, permitindo que sua distância seja calculada a partir da medida de seu brilho. O brilho está associado ao fluxo radiante, dado pela quantidade de energia luminosa, abrangendo todos os compri-

mentos de onda, que atravessa uma área unitária perpendicular à direção de propagação da luz por unidade de tempo [4]. Se duas fontes de luz possuem luminosidades idênticas, aquela que estiver mais distante do observador será vista com um brilho mais fraco.

Para uma fonte puntiforme cuja luz se propaga sem ser espalhada ou absorvida, pode-se considerar que, a uma distância r , a energia emitida se distribui uniformemente sobre uma superfície esférica de área $4\pi r^2$. Nestas condições, deduz-se que o fluxo radiante F decresce de acordo com uma lei do inverso do quadrado da distância, relacionando-se com a luminosidade L por meio da equação $F = L/4\pi r^2$ [4]. Desse modo, medindo-se o brilho de uma cefeida clássica a partir da Terra, torna-se factível, em princípio, calcular a distância a que ela se encontra, caso sua luminosidade seja conhecida.

A possibilidade de utilizar as cefeidas clássicas enquanto velas padrão abriu caminho para novos progressos na cosmologia observacional. Por serem muito luminosas, as cefeidas clássicas podem ser vistas mesmo em outras galáxias. Isto permitiu a Edwin Powell Hubble (1889–1953) estimar a distância até Andrômeda aplicando a relação período-luminosidade descoberta por Leavitt e calibrada por Harlow Shapley (1885–1972). Na época, ainda era debatido se objetos celestes similares a Andrômeda integravam ou não a Via Láctea, e o resultado de Hubble, publicado em 1925, foi decisivo para a aceitação da ideia de que existiam outras galáxias além da nossa, situadas a imensas distâncias [5].

Dispondo dos valores das velocidades de afastamento de diversas galáxias em relação à Terra, medidas por meio da análise do desvio para o vermelho (*redshift*) de suas linhas espectrais, e empregando novamente a relação período-luminosidade para encontrar distâncias, Hubble chegou a outra descoberta marcante. Em 1929, ele verificou a existência de uma relação linear entre as velocidades de recessão das galáxias (v) e suas distâncias à Terra (d), que passou a ser conhecida como lei de Hubble-Lemaître. Essa lei costuma ser expressa na forma $v = H_0 d$, em que H_0 é a chamada constante de Hubble. Com base nessa lei e em análises teóricas, os cosmólogos concluíram que o universo estava em expansão [5].

As cefeidas clássicas também tiveram um papel importante na determinação de H_0 , que, de

acordo com o modelo cosmológico padrão, fornece a rapidez com a qual o universo está se expandindo atualmente. Essa constante está envolvida nos cálculos de diversas grandezas cosmológicas, tais como a idade e o tamanho do universo observável [6].

A medição direta de H_0 com maior exatidão demanda, dentre outros aspectos, a obtenção de distâncias até galáxias mais remotas, cujo movimento devido à expansão do universo predomina em relação a outros tipos de deslocamento [6].

Com este propósito, pode-se inicialmente observar cefeidas clássicas em um grupo de galáxias mais próximas, usar a relação período-luminosidade para calcular o quão afastadas elas se encontram e, com esta informação, calibrar outros indicadores de distância, dentre os quais sobressaem as supernovas do tipo Ia [6].

Por se originar de uma explosão estelar extremamente energética, uma supernova pode ser enxergada em galáxias muito distantes. Nas supernovas do tipo Ia, resultantes da detonação de estrelas anãs brancas, a luminosidade alcança um valor máximo que não difere muito de um caso para outro e, além disso, pode ser correlacionada com sua taxa de declínio após o pico, tornando tais objetos celestes excelentes velas padrão [3].

Os indicadores de distância secundários, calibrados a partir das cefeidas clássicas, facultam então estabelecer distâncias até galáxias mais longínquas. Esses dados, analisados em conjunto com as velocidades de recessão das galáxias derivadas de seu desvio para o vermelho, permitem revelar o valor da constante de Hubble [6].

A primeira medição precisa de H_0 , que contou com o auxílio do Telescópio Espacial Hubble para observar cefeidas clássicas, foi realizada pela equipe liderada por Wendy Laurel Freedman (1957-) e teve seu resultado divulgado em 2001 [6, 7].

Tendo em vista a relevância do trabalho original de Leavitt e suas aplicações, apresenta-se, a seguir, uma tradução do inglês para o português do artigo contendo a primeira formulação precisa da relação período-luminosidade [8], publicado em 1912. Embora o artigo tenha sido assinado por Edward Charles Pickering (1846–1919), diretor do Observatório da Faculdade de Harvard, ele reconheceu no texto que o trabalho havia sido de fato desenvolvido por Leavitt.

Sobre o autor

Daniel Iria Machado (imachadodaniel23@gmail.com) é bacharel em Física, Mestre em Educação e Doutor em Educação para a Ciência. É professor da Universidade Estadual do Oeste do Paraná (Unioeste) no *campus* de Foz do Iguaçu. Atua na área da educação em ciências, com foco principal no campo da educação em astronomia. Desenvolve projetos de extensão dedicados ao ensino e à divulgação da astronomia. Participou de pesquisas em astronomia observando ocultações estelares, fenômenos mútuos das luas galileanas de Júpiter e aproximações mútuas desses satélites.

Referências

- [1] D. Sobel, *The glass universe: how the ladies of the Harvard Observatory took the measure of the stars* (Viking, New York, 2016).
- [2] C. Sterken e C. Jaschek (eds.), *Light curves of variable stars: a pictorial atlas* (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- [3] J. Percy, *Understanding variable stars* (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).
- [4] B. W. Carroll e D. A. Ostile, *An introduction to modern astrophysics* (Pearson Addison-Wesley, San Francisco, 2007), 2 ed.
- [5] H. Kragh, *Conceptions of cosmos: from myths to the accelerating universe : a history of cosmology* (Oxford University Press, Oxford New York, 2007).
- [6] W. L. Freedman, B. F. Madore et al., *Final results from the Hubble Space Telescope key project to measure the Hubble constant*, [The Astrophysical Journal](#) **553**(1), 47 (2001).
- [7] A. Liddle, *An introduction to modern cosmology* (Wiley, Chichester, 2003).
- [8] J. D. Fernie, *The period-luminosity relation: A historical review*, [Publications of the Astronomical Society of the Pacific](#) **81**, 707 (1969).

Períodos de 25 estrelas variáveis na Pequena Nuvem de Magalhães¹

O relatório seguinte considerando os períodos de 25 estrelas variáveis na Pequena Nuvem de Magalhães foi preparado pela Senhorita Leavitt.

Um Catálogo de 1777 estrelas variáveis nas duas Nuvens de Magalhães é fornecido em H.A. 60, No. 4.² A medição e discussão desses objetos apresenta problemas de dificuldade incomum, devido à grande área coberta pelas duas regiões, à distribuição extremamente abarrotada das estrelas nelas contidas, à tenuidade das variáveis e à curta duração de seus períodos. Visto que muitas delas nunca se tornam mais brilhantes do que a décima quinta magnitude, enquanto muito poucas excedem a décima terceira magnitude no máximo,³ longas exposições são necessárias e o número de fotografias disponíveis é pequeno. Pode ser que a determinação das magnitudes absolutas para sequências de estrelas de comparação amplamente separadas, com este grau de tenuidade, não seja completada satisfatoriamente por mais algum tempo. Com a adoção de uma escala absoluta de magnitudes para estrelas na Sequência Polar Norte,⁴ entretanto, o caminho está aberto para tal determinação.

Cinquenta e nove das variáveis na Pequena Nuvem de Magalhães foram medidas em 1904,

¹Nota do tradutor: O título original do artigo é *Periods of 25 variable stars in the Small Magellanic Cloud*, publicado nas páginas de 1 a 3, do volume 173, do periódico Harvard College Observatory Circular, em março de 1912.

²Nota do tradutor: O trabalho citado, intitulado *1777 variables in the Magellanic Clouds*, foi publicado por Leavitt no volume 60, número 4, do periódico *Annals of Harvard College Observatory*, em 1908.

³Nota do tradutor: No sistema usado em astronomia para a medição do brilho das estrelas, as mais brilhantes possuem magnitude menor do que as mais tênues. A escala de magnitudes foi definida de tal modo que uma estrela de magnitude m é 100 vezes mais brilhante do que outra de magnitude $m+5$. A magnitude aparente das estrelas mais tênues visíveis a olho nu é da ordem de 6.

⁴Nota do tradutor: A Sequência Polar Norte constitui um grupo de estrelas situadas nas vizinhanças do Polo Celeste Norte (PCN), selecionadas para servir de padrão na medição de magnitudes estelares. Em fevereiro de 1912, as magnitudes aparentes fotográficas de 96 estrelas padrão próximas do PCN foram divulgadas por Pickering no volume 170 da *Harvard College Observatory Circular*, em um trabalho que contou com a colaboração de Leavitt. Este conjunto englobava estrelas com magnitudes aparentes fotográficas entre 2,71 e 21,00.

usando uma escala de magnitudes provisória, e os períodos de dezessete delas foram publicados em H.A. 60, No. 4, Tabela VI. Elas se parecem com as variáveis encontradas em aglomerados globulares,⁵ diminuindo lentamente de brilho, permanecendo próximo do mínimo pela maior parte do tempo e aumentando muito rapidamente para um breve máximo. A Tabela 1 fornece todos os períodos que foram determinados até agora, em número de 25, dispostos na ordem de sua duração. As cinco primeiras colunas contêm o Número de Harvard, o brilho no máximo e no mínimo conforme lido da curva de luz,⁶ a época⁷ expressa em dias após D.J. 2.410.000⁸ e a duração do período expressada em dias. Os Números de Harvard na primeira coluna estão colocados em itálico quando o período não foi publicado até o presente momento. Uma relação notável entre o brilho destas variáveis e a duração de seus períodos será observada. Em H.A. 60, No. 4, chamou-se a atenção para o fato de que as variáveis mais brilhantes têm os períodos mais longos, porém naquela época considerou-se que a quantidade era muito pequena para garantir a obtenção de conclusões gerais. Os períodos de 8 variáveis adicionais que foram determinados desde aquela época, entretanto, conformam-se à mesma lei.

A relação é mostrada graficamente na Figura 1, na qual as abcissas são iguais aos períodos, expressados em dias, e as ordenadas são iguais às magnitudes correspondentes no máximo e no mínimo. As duas curvas resultantes, uma para o máximo e outra para o mínimo, são surpreendentemente suaves e de forma notável. Na Figura 2, as abcissas são iguais aos logaritmos dos períodos e as ordenadas iguais às magnitudes correspondentes, como na Figura 1. Uma reta pode prontamente ser traçada no meio de cada uma das duas séries de pontos correspondentes ao máximo

⁵Nota do tradutor: As variáveis do tipo RR Lyrae são estrelas pulsáteis em geral numerosas em aglomerados globulares. As variáveis dessa classe possuem períodos mais curtos e são menos luminosas do que as cefeidas clássicas.

⁶Nota do tradutor: A curva de luz é um gráfico do brilho de um astro em função do tempo.

⁷Nota do tradutor: A época é um instante de referência, indicando aqui o momento em que a estrela variável alcançou o brilho máximo em seu ciclo.

⁸Nota do tradutor: A data juliana (D.J.) é utilizada em astronomia para contar os dias continuamente, a partir do meio-dia do tempo universal de 1º de janeiro de 4713 a.C. do calendário juliano. Desse modo, D.J. 2.410.000 corresponde às 12h do tempo universal de 3 de abril de 1886.

Tabela 1: Períodos de estrelas variáveis na Pequena Nuvem de Magalhães

H.	Máx.	Min.	Época d.	Período d.	Res. <i>M</i>	Res. <i>m</i>	H.	Máx.	Min.	Época d.	Período d.	Res. <i>M</i>	Res. <i>m</i>
1505	14,8	16,1	0,02	1,25336	-0,6	-0,5	1400	14,1	14,8	4,0	6,650	+0,2	-0,3
1436	14,8	16,4	0,02	1,6637	-0,3	+0,1	1355	14,0	14,8	4,8	7,483	+0,2	-0,2
1446	14,8	16,4	1,38	1,7620	-0,3	+0,1	1374	13,9	15,2	6,0	8,397	+0,2	-0,3
1506	15,1	16,3	1,08	1,87502	+0,1	+0,1	818	13,6	14,7	4,0	10,336	0,0	0,0
1413	14,7	15,6	0,35	2,17352	-0,2	-0,5	1610	13,4	14,6	11,0	11,645	0,0	0,0
1460	14,4	15,7	0,00	2,913	-0,3	-0,1	1365	13,8	14,8	9,6	12,417	+0,4	+0,2
1422	14,7	15,9	0,6	3,501	+0,2	+0,2	1351	13,4	14,4	4,0	13,08	+0,1	-0,1
842	14,6	16,1	2,61	4,2897	+0,3	+0,6	827	13,4	14,3	11,6	13,47	+0,1	-0,2
1425	14,3	15,3	2,8	4,547	0,0	-0,1	822	13,0	14,6	13,0	16,75	-0,1	+0,3
1742	14,3	15,5	0,95	4,9866	+0,1	+0,2	823	12,2	14,1	2,9	31,94	-0,3	+0,4
1646	14,4	15,4	4,30	5,311	+0,3	+0,1	824	11,4	12,8	4	65,8	-0,4	-0,2
1649	14,3	15,2	5,05	5,323	+0,2	-0,1	821	11,2	12,1	97	127,0	-0,1	-0,4
1492	13,8	14,8	0,6	6,2926	-0,2	-0,4							

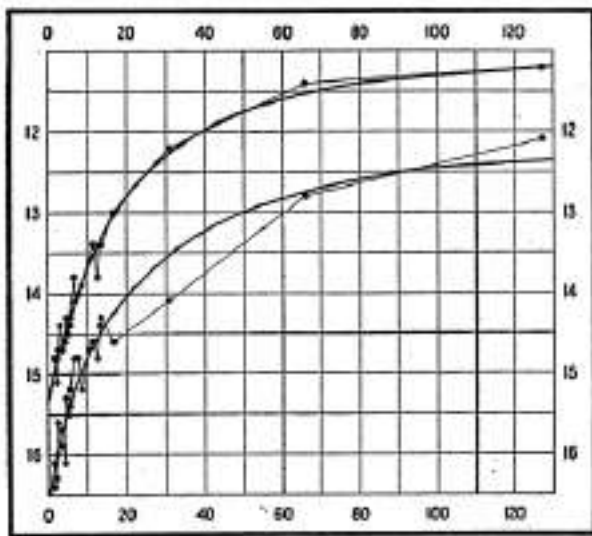


Fig. 1.

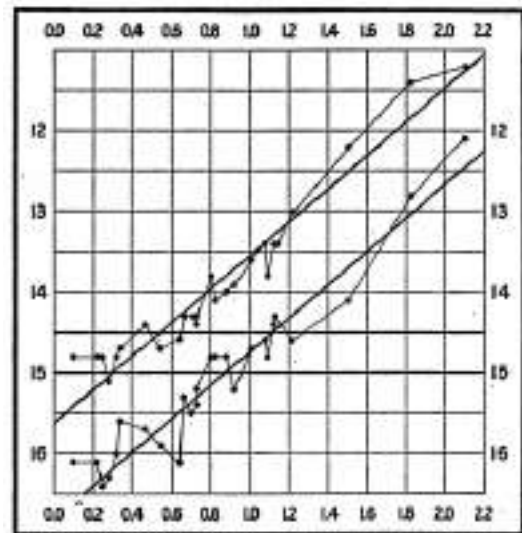


Fig. 2.

e ao mínimo, mostrando assim que há uma relação simples entre o brilho das variáveis e seus períodos. O logaritmo do período aumenta de aproximadamente 0,48 para cada aumento de uma magnitude no brilho.⁹ Os resíduos do máximo e do mínimo de cada estrela em relação às linhas na Figura 2 são dadas na sexta e sétima colunas da Tabela 1. É possível que os desvios em relação a uma reta se tornem menores quando uma escala absoluta de magnitudes for usada, e eles podem até mesmo indicar as correções que precisam ser aplicadas à escala provisória. Deve-se notar que a variação média, tanto para estrelas brilhantes quanto para tênues, é de cerca de 1,2 magnitudes. Visto que as variáveis estão provavelmente a quase a mesma distância da Terra, seus períodos estão aparentemente associados com sua real

⁹Nota do tradutor: Sendo P o período da cefeida clássica e m sua magnitude aparente no máximo (ou no mínimo), a relação encontrada por Leavitt pode ser escrita na forma $\log P + 0,48 m = \text{constante}$.

emissão de luz,¹⁰ conforme determinado por sua massa, densidade e brilho superficial.

A tenuidade das variáveis nas Nuvens de Magalhães parece impedir o estudo de seus espectros com nossos atuais recursos. Diversas variáveis brilhantes possuem curvas de luz similares, como UY Cygni, e devem recompensar um estudo cuidadoso.¹¹ A classe espectral deve ser determinada para tantos objetos semelhantes a estes quanto possível. É de se esperar também que as paralaxes de algumas variáveis desse tipo sejam medidas.¹² Duas questões fundamentais sobre as

¹⁰Nota do tradutor: A expressão “real emissão de luz” pode aqui ser entendida como a luminosidade da estrela. Esta conclusão indicou o caminho para a utilização das cefeidas clássicas na determinação de distâncias.

¹¹Nota do tradutor: A estrela UY Cygni é uma variável do tipo RR Lyrae.

¹²Nota do tradutor: A mensuração das paralaxes de algumas cefeidas clássicas tornaria possível descobrir o quão afastadas tais estrelas estavam. Conhecendo-se também os brilhos dessas cefeidas clássicas, por meio de observações

quais luz poderá ser lançada por tais investigações são se há limites definidos para a massa de estrelas variáveis do tipo aglomerado¹³ e se os espectros de tais variáveis possuindo períodos longos diferem daqueles de variáveis cujos períodos são curtos.

Os fatos conhecidos a respeito destas 25 variáveis sugerem muitas outras questões quanto à distribuição, relações com aglomerados de estrelas e nebulosas, diferenças nas formas das curvas de luz e os limites extremos da duração dos períodos. Espera-se que o estudo sistemático das mudanças da luz de todas as variáveis – em número de quase duas mil – nas duas Nuvens de Magalhães possa em breve ser empreendido neste Observatório.

EDWARD C. PICKERING.

3 de março de 1912.

feitas a partir da Terra, a lei do inverso do quadrado da distância para a luz levaria ao valor das luminosidades de tais estrelas. Desse modo, a relação período-luminosidade poderia ser calibrada, para que fosse útil na determinação de distâncias a outras cefeidas clássicas. Uma primeira tentativa de calibrar a relação período-luminosidade foi realizada por Ejnar Hertzsprung (1873–1967), analisando um grupo de 13 cefeidas da Via Láctea. Hertzsprung foi capaz então de utilizá-la para obter uma estimativa inicial, ainda imprecisa, da distância até a Pequena Nuvem de Magalhães. Os resultados de Hertzsprung foram publicados no volume 196 da revista *Astronomische Nachrichten*, em novembro de 1913.

¹³Nota do tradutor: As estrelas RR Lyrae costumavam ser denominadas variáveis do tipo aglomerado ou variáveis de aglomerado.