



UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DO SEMI-ÁRIDO
PRÓ-REITORIA DE GRADUAÇÃO
DEPARTAMENTO DECEN
CURSO DE BACHARELADO EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA

LUCAS ABRANTES SARMENTO

LENTEs GRAVITACIONAIS: TEORIA E APLICAÇÃO

PAU DOS FERROS

2021

LUCAS ABRANTES SARMENTO

LENTEs GRAVITACIONAIS: TEORIA E APLICAÇÃO

Monografia apresentada a Universidade Federal Rural do Semi-Árido como requisito para obtenção do título de Bacharel em Ciência e Tecnologia.

Orientador: Prof. Dr. Francisco Ernandes Matos Costa

PAU DOS FERROS

2021

©Todos os direitos estão reservados à Universidade Federal Rural do Semi-Árido. O conteúdo desta obra é de inteira responsabilidade do (a) autor (a), sendo o mesmo, passível de sanções administrativas ou penais, caso sejam infringidas as leis que regulamentam a Propriedade Intelectual, respectivamente, Patentes: Lei nº 9.279/1996, e Direitos Autorais: Lei nº 9.610/1998. O conteúdo desta obra tornar-se-á de domínio público após a data de defesa e homologação da sua respectiva ata, exceto as pesquisas que estejam vinculadas ao processo de patenteamento. Esta investigação será base literária para novas pesquisas, desde que a obra e seu (a) respectivo (a) autor (a) seja devidamente citado e mencionado os seus créditos bibliográficos.

A2461 Abrantes Sarmento, Lucas.

LENTEs GRAVITACIONAIS: TEORIA E APLICAÇÃO / Lucas
Abrantes Sarmento. - 2021.

44 f.: il.

Orientador: Francisco Ernandes Matos Costa.
Monografia (graduação) - Universidade Federal

Rural do Semi-árido, Curso de --Selecione um
Curso ou Programa--, 2021.

1. Teoria da Relatividade Geral. 2. Lentes
Gravitacionais. 3. Astronomia. 4. Astrofísica. I.
Ernandes Matos Costa, Francisco, orient. II.
Título.

O serviço de Geração Automática de Ficha Catalográfica para Trabalhos de Conclusão de Curso (TCC's) foi desenvolvido pelo Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação da Universidade de São Paulo (USP) e gentilmente cedido para o Sistema de Bibliotecas da Universidade Federal Rural do Semi-Árido (SISBI-UFERSA), sendo customizado pela Superintendência de Tecnologia da Informação e Comunicação (SUTIC) sob orientação dos bibliotecários da instituição para ser adaptado às necessidades dos alunos dos Cursos de Graduação e Programas de Pós-Graduação da Universidade.

LUCAS ABRANTES SARMENTO

LENTEs GRAVITACIONAIS: TEORIA E APLICAÇÃO

Monografia apresentada a Universidade Federal Rural do Semi-Árido como requisito para obtenção do título de Bacharel em Ciência e Tecnologia.

Defendida em: 17/11/2021

BANCA EXAMINADORA

FRANCISCO ERNANDES
MATOS COSTA:82460639368

Assinado de forma digital por FRANCISCO
ERNANDES MATOS COSTA:82460639368
Dados: 2021.11.21 16:28:40 -03'00'

Prof. Dr. Francisco Ernandes Matos Costa (UFERSA)

Presidente

OTAVIO PAULINO
LAVOR:99653257315

Assinado de forma digital por OTAVIO
PAULINO LAVOR:99653257315
Dados: 2021.11.19 07:26:21 -03'00'

Prof. Dr. Otávio Paulino Lavor (UFERSA)

Membro Examinador

HIDALYN THEODORY
CLEMENTE MATTOS DE
SOUZA:02755259450

Assinado de forma digital por
HIDALYN THEODORY CLEMENTE
MATTOS DE SOUZA:02755259450
Dados: 2021.11.20 23:59:39 -03'00'

Prof. Dr. Hidalyn Theodory Clemente Mattos de Souza (UFERSA)

Membro Examinador

“Eu sempre me acostumei a medir os Céus, agora eu medirei as sombras da Terra. Embora minha alma seja do Céu. A sombra do meu corpo encontra-se aqui.” (Johannes Kepler).

AGRADECIMENTOS

Começo essa sessão agradecendo a Deus por ter guiado os meus passos em todos os momentos dessa caminhada. Sei que ele estará sempre comigo. E com toda sua bondade, darei o meu melhor para enfrentar as batalhas e servir ao meu país.

Agradeço aos meus pais Gilvan e Maria do Socorro por todo esforço e dedicação desempenhados no meu processo de criação. Agradeço pelo amor, carinho e por tudo que fizeram por mim. Isso foi fundamental para que eu chegasse até aqui. Amo vocês!

Agradeço ao meu amigo Thallyson pelas grandes conversas e orientações durante a graduação. Mostrou-se uma pessoa ímpar nas mais diversas esferas. Obrigado pelas indicações. Obrigado por mostrar que a filosofia é a essência da busca pela verdade.

Agradeço ao meu grande amigo Vinicius que me apoiou e mostrou que o caminho da computação é uma grande oportunidade. Obrigado pelos ensinamentos desde o primeiro período da faculdade.

Agradeço ao meu amigo Reirysson por estar sempre disposto a ajudar e me apoiar nas mais diversas empreitadas.

Agradeço a todos que fazem parte da minha vida. Peço desculpas por não poder citar todos, mas serei eternamente grato a cada um. Obrigado!

Agradeço aos meus amigos Raphael e Emanuel pelas lições de vida e a demonstração de que sempre devemos correr atrás dos nossos sonhos.

Agradeço ao meu orientador Prof. Francisco Ernandes. Serei eternamente grato por ter entrado nesse projeto comigo. Sem você, seria bem mais difícil terminar esse trabalho com sucesso. Obrigado!

Agradeço a banca examinadora. Composta por pessoas excelentes que contribuem para o desenvolvimento da educação. Pessoas que admiro. Muito obrigado!

Agradeço a todo corpo docente da UFERSA, Campus Pau dos Ferros pelo desenvolvimento do ensino e da pesquisa científica. Obrigado!

RESUMO

O desvio da luz pela gravidade é conhecido como efeito de lente gravitacional e constitui um dos mais fascinantes fenômenos da astronomia. Esse efeito foi observado pela primeira vez em Sobral-CE e na Ilha de Príncipe, na África, durante um eclipse solar. Sendo a primeira comprovação observacional da teoria da relatividade geral. Nesta monografia investiga-se os aspectos teóricos envolvidos nos efeitos de lentes gravitacionais e suas aplicações em astrofísica e em cosmologia. A metodologia utilizada é a pesquisa bibliográfica, que abrange os principais trabalhos sobre o tema pesquisado e suas aplicações na astronomia moderna. Ao longo desta monografia, são mostrados os resultados mais relevantes obtidos por pesquisadores sobre a temática pesquisada.

Palavras-chave: Teoria da Relatividade Geral, Lentes Gravitacionais, Astronomia, Astrofísica.

ABSTRACT

The deflection of light by gravity is known as the gravitational lensing effect and is one of the most fascinating phenomena in astronomy. This effect was first observed in Sobral-CE and Príncipe Island, in Africa, during a solar eclipse. Being the first observational proof of the theory of general relativity. This monograph investigates the theoretical aspects involved in the effects of gravitational lenses and their applications in astrophysics and cosmology. The methodology used is the bibliographical research, which covers the main works on the researched topic and its applications in modern astronomy. Throughout this monograph, the most relevant results obtained by researchers on the researched topic are shown.

Keywords: Theory General Relativity, Gravitational Lenses, Astronomy, Astrophysics.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Ilustração do desvio da luz pela gravidade.	14
Figura 2 - Comportamento assintótico de um raio de luz ao passar nas imediações de um corpo massivo.	17
Figura 3 - Movimento de uma partícula confinada no plano (x, y), que corresponde ao ângulo azimutal $\pi/2$	20
Figura 4 - Comportamento assintótico do raio de luz ao passar pelo campo gravitacional de um corpo massivo.	21
Figura 5 - Geometria do fenômeno de lente gravitacional para lente e fonte alinhadas.	23
Figura 6 - Ilustração geométrica de uma lente gravitacional.	25
Figura 7 - Projeção das imagens $I_{\pm}$ quando a fonte e a lente estão desalinhadas por fator s.	27
Figura 8 - Projeção das imagens causada pelo desalinhamento entre a fonte e a lente	27
Figura 9 - Aglomerado de galáxias SDSS J1004 + 4112.	29
Figura 10 - Ilustração da atuação de uma lente fraca.	29
Figura 11 – Evolução da magnificação com o tempo.	30
Figura 12 - Magnificação total causada por LGs.	31
Figura 13 - Comportamento da magnificação de imagem positiva e negativa em função de s.	32
Figura 14 - Imagem do aglomerado de galáxias (SDSS J1110 + 6459), distorcida e ampliada pelo efeito de LG	34
Figura 15 - Reconstrução da massa de um aglomerado de galáxias.	36
Figura 16 - Abell 2142 localizado na constelação de Corona Borealis.	37
Figura 17 - Aglomerado de galáxias MS0735.6 + 7421, l.	37
Figura 18 - Imagem das galáxias NGC 2936 e NGC2937.	38
Figura 19 - Recenseamento de galáxias.	39
Figura 20 - Maior compactação de galáxias.	40
Figura 21 - Método de detecção de exoplanetas via microlente.	41

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO.....	11
2 LENTES GRAVITACIONAIS.....	13
2.1 ASPECTOS HISTÓRICOS DAS LENTES GRAVITACIONAIS	13
2.2 CÁLCULO DO DESVIO DA LUZ PELA GRAVIDADE NO CONTEXTO NEWTONIANO	14
2.3 CÁLCULO DO DESVIO DA LUZ PELA GRAVIDADE NO CONTEXTO RELATIVÍSTICO	17
3 PROPRIEDADES GEOMÉTRICAS DAS LENTES GRAVITACIONAIS	23
3.1 ANEL DE EINSTEIN E EQUAÇÃO DA LENTE	23
3.2 TIPOS DE LENTES GRAVITACIONAIS E EFEITOS	28
3.3 MAGNIFICAÇÃO	30
3.4 MÚLTIPLAS LENTES.....	33
4. APLICAÇÃO DAS LENTES GRAVITACIONAIS.....	34
4.1 TELESCÓPIOS GRAVITACIONAIS	34
4.2 DETERMINAÇÃO DA MASSA	35
4.3 DETERMINAÇÃO DA ESTRUTURA DE GALÁXIAS E AGLOMERADOS	35
4.4 DESCOBERTA DE EXOPLANETAS.....	40
5. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS.....	42

1 INTRODUÇÃO

O efeito de lente gravitacional (LG) consiste no desvio da trajetória de um raio de luz, devido a gravidade de uma dada distribuição de matéria. Esse efeito é acromático (não depende do comprimento de onda da radiação) e também não apresenta um foco definido.

As primeiras especulações do desvio da luz pela gravitação foram formuladas pelo inglês Issac Newton. Em seu livro *Óptica*, ele aborda a teoria corpuscular da luz e elabora uma hipótese de como essas possíveis partículas poderiam sofrer um desvio em sua trajetória pela gravidade (NEWTON, I. *Óptica*. São Paulo: EdUSP, 2002). Porém, ele não deixou um cálculo explícito de como isso poderia ser feito. Coube a um alemão, Soldner, usar as equações newtonianas para chegar a um valor aproximado para a deflexão da luz de 0,875 segundo de arco, para dados do sistema solar.

Em 1915, Einstein, utilizando sua teoria da relatividade geral, recalculou o ângulo de deflexão da luz encontrando um valor de 1,7 segundos de arco para dados do sistema solar; esse valor difere por um fator multiplicativo de 2 do obtido por Soldner. A confirmação das previsões teóricas feitas por Einstein ocorreu em um eclipse solar, observado em Sobral no Ceará e na Ilha do Príncipe na África, em 1919.

Desde a primeira observação do desvio da luz pela gravidade, o estudo das lentes gravitacionais teve significativos avanços e tem se mostrado de grande relevância em aplicações em astrofísica e cosmologia. As LGs funcionam como verdadeiros telescópios naturais, possibilitando ver objetos muito distantes. Por meio delas é possível estudar o comportamento da matéria escura¹, descobrir exoplanetas distantes e estimar a massa de objetos massivos etc.

As lentes gravitacionais são divididas em lentes fortes, lentes fracas e microlentes. As lentes fortes causam grandes distorções e, consequentemente, formação de múltiplas imagens, anel de Einstein e a cruz de Einstein. Já as lentes fracas causam pequenas distorções e auxiliam no estudo da matéria escura. Por fim, as microlentes causam uma separação angular muito pequena, de microssegundo de arco, em imagens múltiplas e são importantes na descoberta de exoplanetas distantes.

Nesta pesquisa, busca-se fazer um estudo teórico das LGs, destacando seus aspectos geométricos e suas aplicações em astrofísica e cosmologia.

Dessa forma, esta monografia está estruturada da seguinte forma: no capítulo 2 discute-se os aspectos gerais das lentes gravitacionais, enfatizando o cálculo do desvio da luz feito no

¹ Matéria escura: Matéria que só interage gravitacionalmente e não emite radiação. Seus efeitos podem ser estudados através de sua interação gravitacional com a matéria visível.

contexto newtoniano e relativístico. No capítulo 3 apresenta-se as propriedades geométricas das lentes gravitacionais. O capítulo 4 traz um discursão das aplicações das lentes. Finalmente, no capítulo 5 são apresentadas algumas conclusões deste estudo, bem como algumas perspectivas de investigações futuras.

2 LENTES GRAVITACIONAIS

2.1 ASPESCTOS HISTÓRICOS DAS LENTES GRAVITACIONAIS

As primeiras especulações sobre o desvio da luz pelo campo gravitacional foram feitas por Newton, em seu livro sobre óptica. Em 1801, Johann Soldner (1776-1833) quantificou a visão newtoniana publicando o primeiro cálculo explícito do desvio da luz (LIMA; SANTOS, 2019). O trabalho desenvolvido por ele reforçava ainda mais a teoria corpuscular da luz de Newton. Em contrapartida, já naquela época, havia fortes questionamentos acerca da natureza da luz: onda ou partícula? Thomas Young era um opositor da visão newtoniana e acreditava que a luz tinha um caráter ondulatório.

De acordo com Lima e Santos, (2019), para Soldner, se a luz fosse uma propagação ondulatória, não deveria haver deflexão pela gravidade, mas essa ideia mostrou-se equivocada com o advento da teoria da relatividade geral de Einstein. No contexto da relatividade geral, a luz se propaga em uma “linha reta” do espaço-tempo curvo (geodésica) e sofre naturalmente uma deflexão ao passar nas imediações de um campo gravitacional intenso. Einstein recalculou o ângulo de deflexão e obteve um valor que diferia por um fator 2 do obtido no contexto newtoniano.

De acordo com Chwolson, (1924), dado o alinhamento perfeito entre lente, observador e fonte, a imagem seria vista como um anel em torno da lente. Esse fenômeno ficou conhecido como anel de Einstein. No ano de 1937, Fritz Zwicky argumentou que o estudo de aglomerados seria importante para o teste da teoria de Einstein, um aperfeiçoamento no estudo das lentes e a determinação da massa do objeto em questão (LIMA; SANTOS, 2019). Os estudos de Zwicky não ecoaram de maneira imediata, suas ideias só foram retomadas anos mais tarde abrindo margem para novas descobertas na astronomia.

De acordo com Lima e Santos, (2019), o efeito de LGs pode fornecer uma estimativa da massa da galáxia defletora, as miragens formadas determinariam o parâmetro de Hubble² - H_0 – combinando os parâmetros observados no sistema lente-fonte e no atraso do tempo. As LGs fornecem condições para o estudo de galáxias primordiais e a possibilidade de enxergar ainda mais longe. Também, o estudo do efeito Doppler desses grandes objetos (maior desvio para o vermelho ou para o azul) fornece um maior entendimento da aceleração do Universo.

² Parâmetro de Hubble: Parâmetro que quantifica a taxa de expansão do Universo.

De acordo com Makler, (2019), o estudo das lentes gravitacionais possui aplicações nas mais diversas escalas astronômicas, desde a descoberta de planetas extra-solares até a estrutura em grande escala do Universo. E dada sua importância tanto para cosmologia quanto para a astrofísica, sem elas seria impossível observar objetos em alto redshifts. Portanto, as lentes gravitacionais são imprescindíveis para a astronomia moderna.

2.2 CÁLCULO DO DESVIO DA LUZ PELA GRAVIDADE NO CONTEXTO NEWTONIANO

De acordo com Jaki, (1978), a primeira estimativa sobre o desvio da luz pela gravidade, no contexto newtoniano, foi feita por Johann von Soldner. Dada as condições experimentais da época, ele publicou seus trabalhos e acreditava que o desvio era real e que mais à frente isso poderia ser comprovado.

A Figura 1 ilustra o desvio da luz por um corpo massivo, conforme pensava Soldner. O ponto C representa o centro da intensidade gravitacional é descrito em termos das coordenadas cartesianas (x,y). O ponto A descreve o raio de luz emergindo e a linha pontilhada denota o desvio da luz. Os ângulos φ e ω caracterizam a posição angular do ponto M e o desvio angular da luz, respectivamente.

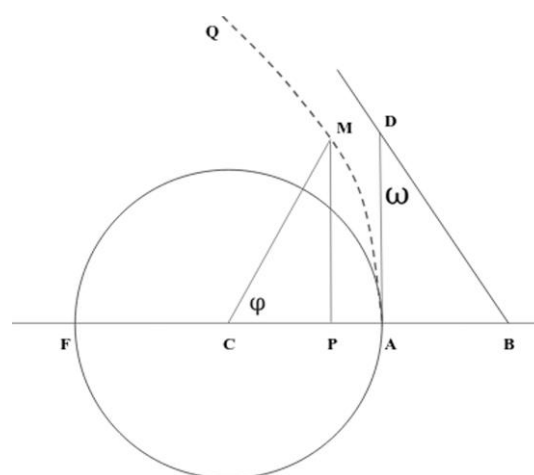


Figura 1 - Ilustração do desvio da luz pela gravidade.

Fonte: Soldner (1801).

Segundo Soldner, o termo $\frac{2g}{r^2}$ representa a força gravitacional que desvia o raio de luz. Dessa forma, aplicando a segunda lei de Newton para as componentes x e y , tem-se que

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -2gr^{-2}\cos\varphi, \quad (2.1)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -2gr^{-2}\sin\varphi, \quad (2.2)$$

onde $g = \frac{GM}{2}$, M é a massa da fonte e G representa a constante gravitacional.

Introduzindo um sistema de coordenadas polares, as Eqs. (2.1) e (2.2) podem ser reescritas como

$$\frac{d}{dt}\left(r^2\frac{d\varphi}{dt}\right) = 0, \quad (2.3)$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} - r\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = -\frac{2g}{r^2}. \quad (2.4)$$

A expressão $\frac{r^2 d\varphi}{dt}$ denota o dobro da área do triângulo por meio do vetor $\vec{r}$ no intervalo infinitesimal de tempo dt . O produto da velocidade $\vec{v}$ pelo segmento ($CA = R$) ao longo da trajetória também equivalente a duas vezes a área do triângulo. Assim,

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{v \cdot R}{r^2}. \quad (2.5)$$

Substituindo a Eq. (2.5) na Eq. (2.4) e integrando, resulta em

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{R^2 v^2}{r^2} = \frac{4g}{r} + D, \quad (2.6)$$

onde D representa uma constante de integração. A partir das equações (2.5) e (2.6), obtém-se

$$d\varphi = \frac{vR}{r^2 \sqrt{D + \frac{4g}{r} - \frac{v^2 R^2}{R^2}}} dr, \quad (2.7)$$

que integrada resulta

$$\cos(\varphi - \alpha) = \frac{(vR)^2 - 2gr}{r \sqrt{(vR)^2 D + 4g^2}}, \quad (2.8)$$

onde α é uma constante de integração. Caso $\alpha = 0$ e $r = R$, a nova equação é do tipo

$$\cos\varphi = \frac{R}{r} \frac{(vR)^2 - 2gr}{((vR)^2 - 2gR)}, \quad (2.9)$$

de outra maneira:

$$\frac{1}{r} = \frac{2g}{(vR)^2} \left(1 + \left(\frac{v^2 R}{2g} - 1 \right) \cos\varphi \right), \quad (2.10)$$

que representa a equação de uma cônica. Portanto, as equações obtidas por Soldner descrevem o desvio da luz por um campo gravitacional.

Para estimar esse desvio vamos retornar ao sistema de coordenadas cartesianas, fazendo:

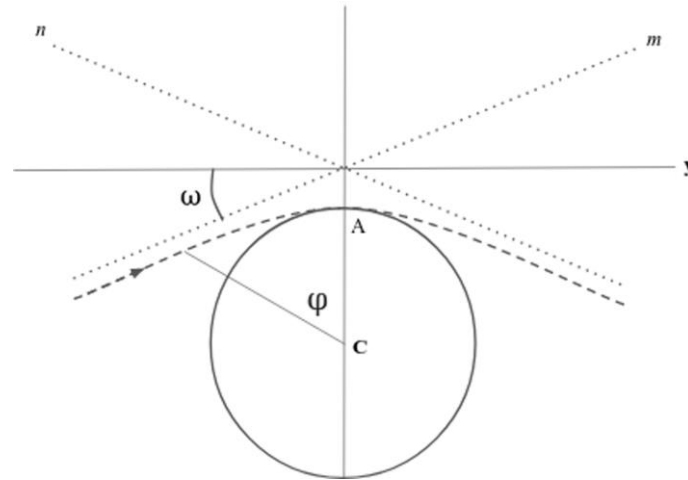
$x = R - r \cos \varphi$; $y = r \sin \varphi$; $r = \sqrt{(R - x)^2 + y^2}$. Nesse caso, a equação da trajetória fica

$$y^2 = \frac{v^2 R^2}{g} x + \frac{v^2 [v^2 R^2 - 4gR]}{4g^2} x^2, \quad (2.11)$$

que também representa a equação de uma cônica em coordenadas cartesianas. Uma função do tipo cônica é expressa por $y^2 = px + qx^2$, onde o coeficiente q representa o tipo de trajetória a ser percorrida pelo raio de luz. Desde que $v^2 R^2 > 4gR$, a trajetória será hiperbólica, ou seja, quando $q > 0$. Por meio das propriedades geométricas da hipérbole e da Figura 2, pode-se inferir o seguinte resultado

$$\tan \omega = \frac{2g}{v \sqrt{v^2 R^2 - 4gR}}. \quad (2.12)$$

Figura 2 - Comportamento assintótico de um raio de luz ao passar nas imediações de um corpo massivo.



Fonte: Soldner (1801).

Soldner encontra o valor do desvio da luz para o caso do Sol. Utilizando os seguintes valores: $G = 6,67 \times 10^{-11} \frac{m^3}{kg \cdot s^2}$; $M_{Sol} = 1,98892 \times 10^{30} kg$; $c = 2,998 \times 10^8 \frac{m}{s}$; $R_{Sol} = 6,955 \times 10^8 m$. Desse modo, chega-se a um valor de $\omega \approx 0,437''$. Logo, o valor do desvio da luz deve ser o dobro do valor calculado para ω , isto é,

$$\delta = 2\omega \approx 0,875''. \quad (2.13)$$

2.3 CÁLCULO DO DESVIO DA LUZ PELA GRAVIDADE NO CONTEXTO RELATIVÍSTICO

A teoria da relatividade geral descreve a gravitação como resultado da curvatura do espaço-tempo. Neste contexto, a geometria diz a matéria como se mover, e a matéria diz ao espaço-tempo como se curvar (NELSON, 2009). As equações de Einstein são escritas como

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (2.14)$$

onde $R_{\mu\nu}$ é o tensor de Ricci, $T_{\mu\nu}$ é o tensor energia-momento. O escalar de curvatura R é escrito como $R = g_{\mu\nu}R^{\mu\nu}$, onde $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico.

Qualitativamente, as equações de Einstein dizem como o conteúdo energético altera a geometria do espaço-tempo, ou simetricamente, como a geometria do espaço-tempo predetermina o movimento da distribuição de matéria e energia à sua volta.

Para encontrar a dinâmica de um sistema, no contexto newtoniano, deve-se conhecer as forças a priori; já no contexto relativístico, é preciso conhecer a priori, a métrica. Neste contexto, a distância entre dois pontos no espaço-tempo é dada por

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (2.15)$$

Já a equação que descreve o movimento de uma partícula “livre” no espaço-tempo curvo é denominada de equação de geodésica, isto é,

$$\frac{d^2 x^\alpha}{ds^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds}, \quad (2.16)$$

representando curvas de menor distância entre dois pontos. Na Eq. (2.16) o termo $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ são as conexões de Christoffel, que são dadas em termos de derivadas da métrica, isto é

$$\Gamma_{\mu\nu}^\alpha = \frac{1}{2} g^{\rho\beta} (\partial_{\nu} g_{\beta\mu} + \partial_{\mu} g_{\beta\nu} - \partial_{\beta} g_{\mu\nu}) \quad (2.17)$$

onde $\partial_{\nu} g_{\beta\mu} = \frac{\partial g_{\beta\mu}}{\partial x^\nu}$. Em muitas situações, é conveniente usar a aproximação de campo fraco. Neste caso, a componente temporal da métrica (g_{00}) está relacionada ao potencial gravitacional da teoria newtoniana. Assim

$$\nabla^2 g_{00} = \kappa\rho, \quad (2.18)$$

no caso de uma massa pontual, o potencial gravitacional pode ser interpretado como a primeira perturbação da métrica de Minkowski

$$g_{00} = 1 - \frac{\alpha}{r}. \quad (2.19)$$

Agora para que possamos chegar ao resultado da deflexão da luz, numa versão moderna, dentro do contexto da relatividade geral, vamos considerar o elemento de distância proposto por Schwarzschild, em 1916, isto é,

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (2.20)$$

que descreve o campo gravitacional externo a um corpo de massa M , esfericamente simétrico.

Essa relação prevê a existência de uma singularidade em $r = 0$ e outra em $r = \frac{2GM}{c^2}$.

Para obter a equação da trajetória de um feixe de luz próximo a um ponto material, as equações de geodésicas devem ser escritas na métrica de Schwarzschild. Assim,

$$\theta: \frac{d^2\theta}{ds^2} + \frac{2}{r} \frac{dr}{ds} \frac{d\theta}{ds} - \cos\theta \sin\theta \left(\frac{d\varphi}{ds} \right)^2 = 0, \quad (2.21)$$

$$\varphi: \frac{d^2\varphi}{ds^2} + \frac{2}{r} \frac{dr}{ds} \frac{d\varphi}{ds} = 0, \quad (2.22)$$

$$t: \frac{d^2t}{ds^2} + \frac{GM}{c^2 r^2} + \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right)^{-1} \frac{dr}{ds} \frac{dt}{ds} = 0. \quad (2.23)$$

O elemento de linha de um feixe de luz é nulo. Neste caso,

$$\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) = 0. \quad (2.24)$$

Assumindo as condições $\theta_{t=0} = \frac{\pi}{2}$, $\left(\frac{d\theta}{ds} \right)_{t=0} = 0$, que resulta em $\frac{d^2\theta}{ds^2} = 0$, o movimento fica contido no plano $\theta = \frac{\pi}{2}$. Com essas considerações as Eqs. (2.22) e a (2.23) são reduzidas para

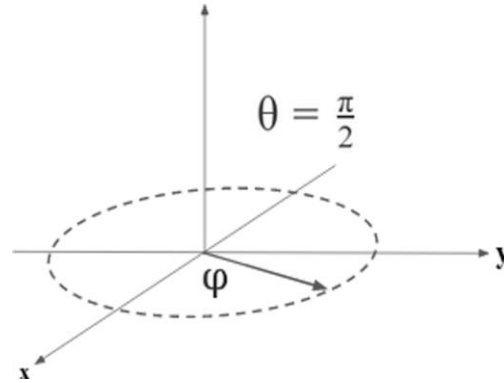
$$r^2 \frac{d\varphi}{ds} = b \quad (2.25)$$

$$\frac{dt}{ds} = \kappa \cdot \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right)^{-1} \quad (2.26)$$

onde b e κ são constantes de integração.

A Figura 3 mostra o movimento de uma partícula, confinada no plano $\theta = \frac{\pi}{2}$. A linha tracejada representa o movimento da partícula em relação ao centro da circunferência.

Figura 3 - Movimento de uma partícula confinada no plano (x, y), que corresponde ao ângulo azimutal $\pi/2$.



Fonte: Soldner (1801).

Substituindo as Eqs. (2.25) e (2.26) na (2.24), fazendo $u = \frac{1}{r}$ e realizando a derivação em relação a φ , resulta em

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u = \frac{3GM}{c^2} u^2 \quad (2.27)$$

que descreve a trajetória de uma partícula numa região do espaço-tempo que contém um objeto massivo e simetricamente esférico. Expandindo u em uma série de potências até chegar em uma ordem esperada, tem-se que

$$u = u^{(0)} + u^{(1)} + u^{(2)} + \dots \quad (2.28)$$

para a solução de u usa-se $u^{(0)}$, para a solução de $u^{(2)}$ usa-se $u^{(1)}$ e assim por diante. Neste caso, a solução em primeira ordem é do tipo

$$u = \frac{1}{R} \cos\varphi + \frac{GM}{R^2} (\cos^2\varphi + 2\sin^2\varphi), \quad (2.29)$$

ou ainda:

$$R = r \cos\varphi + \frac{GM}{c^2 R} (r \cos^2\varphi + 2r \sin^2\varphi). \quad (2.30)$$

A equação anterior pode ser escrita em coordenadas cartesianas como segue

$$x = R - \frac{GM}{c^2 R} \frac{x^2 + 2y^2}{\sqrt{x^2 + y^2}}. \quad (2.31)$$

Considerando uma fonte muito distante, tal que a coordenada $y \gg x$. Neste caso

$$x \approx R \mp \frac{GM}{c^2 R} \cdot 2y \quad (2.32)$$

que representa as equações de duas retas com coeficientes angulares

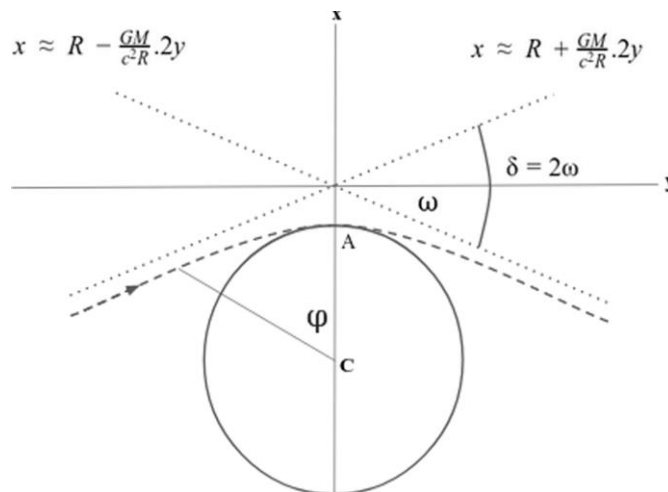
$$m_+ = \frac{2GM}{c^2 R}, \quad (2.33)$$

$$m_- = \frac{-2GM}{c^2 R}. \quad (2.34)$$

Portanto, a trajetória da luz é dada pela composição de duas soluções em que as retas tangenciam o percurso da luz.

A Figura 4 apresenta dois coeficientes que representam suas soluções para a trajetória do raio de luz. A linha tracejada descreve o trajeto de um raio de luz que tem sua trajetória desviada ao passar pelo ponto A.

Figura 4 - Comportamento assintótico do raio de luz ao passar pelo campo gravitacional de um corpo massivo.



Fonte: Soldner (1801).

Logo, o desvio angular obtido por Einstein é dado por $\delta = 2\omega$, onde $\omega = \frac{2GM}{c^2 R}$. Dessa forma,

$$\delta = \frac{4GM}{c^2 R} \approx 1,75". \quad (2.35)$$

Comparando a Eq. (2.35) com a Eq. (2.13), verifica-se que o resultado encontrado por Einstein é o dobro do encontrado no contexto newtoniano.

3 PROPRIEDADES GEOMÉTRICAS DAS LENTES GRAVITACIONAIS

Conforme já foi comentado, o efeito de lente gravitacional consiste em uma mudança na direção original do raio de luz, que ocorre devido à curvatura do espaço-tempo produzida por objetos de alta massa, como o Sol. Quando a luz passa nas imediações desses objetos, a gravidade produz um desvio na trajetória do feixe de luz. Um único astro (planeta, estrela) ou um conjunto deles (galáxia ou aglomerado de galáxias) pode atuar na produção de uma lente gravitacional. Neste capítulo, discute-se algumas propriedades geométricas associadas as lentes gravitacionais.

3.1 ANEL DE EINSTEIN E EQUAÇÃO DA LENTE

Por meio da análise do anel de Einstein é possível estimar a distância da lente até o objeto de fundo e estimar a massa dele. Portanto, essa é uma poderosa ferramenta da astronomia extragaláctica para estimar massas de aglomerados, galáxias e a distribuição de matéria escura no Universo. Por simplicidade, vamos inicialmente considerar um alinhamento perfeito entre lente, observador e fonte.

A Figura 5 ilustra um observador, uma lente (L) e um fonte (S), totalmente alinhados. Além disso, é mostrado um raio de luz emitido pela fonte e, conseqüentemente, defletido pela lente gravitacional. Devido ao efeito da lente gravitacional, o observador vê a imagem (I) da fonte a partir do ângulo θ . O ângulo α representa o desvio sofrido pela luz a uma distância r_E da lente defletora (também conhecido como parâmetro de impacto).

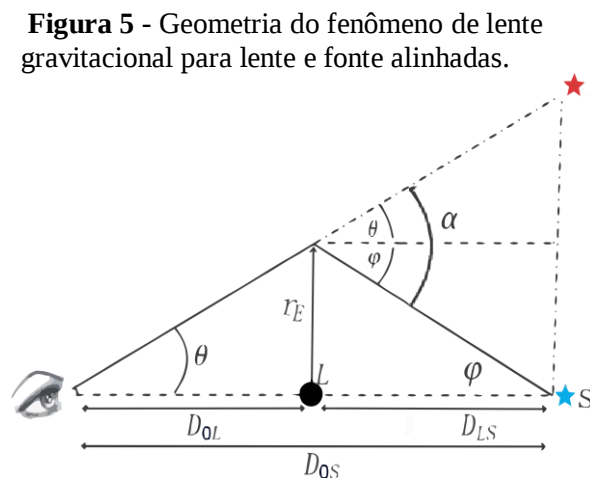


Figura 5 - Geometria do fenômeno de lente gravitacional para lente e fonte alinhadas.

Fonte: Costa (2021).

Analisando a estrutura geométrica da Figura 5, tem-se que

$$\tan \theta = \frac{r_E}{D_{OL}}. \quad (3.1)$$

Como o ângulo θ é pequeno, a aproximação de $\tan \theta \simeq \theta$ é válida. A partir disso, podemos reescrever a Eq. (3.1) na forma

$$\theta = \frac{r_E}{D_{OL}}. \quad (3.2)$$

Para o ângulo de projeção do caminho percorrido pela luz emitida pela fonte com a direção que une a lente e a fonte, tem-se que

$$\tan \emptyset = \frac{r_E}{D_{LS}}. \quad (3.3)$$

Novamente, como o ângulo $\emptyset$ é muito pequeno podemos aproximar $\tan \emptyset \simeq \emptyset$. Dessa forma, a Eq. (3.3) é reescrita da seguinte forma

$$\emptyset \simeq \frac{r_E}{D_{LS}}. \quad (3.4)$$

O ângulo α , ilustrado na figura 5, é dado por

$$\alpha = \theta + \emptyset. \quad (3.5)$$

Substituindo a Eq. (3.2) e a Eq. (3.4) na Eq. (3.5) obtemos a seguinte expressão

$$\alpha = \frac{r_E}{D_{OL}} + \frac{r_E}{D_{LS}} \quad (3.6)$$

ou ainda

$$\alpha = \frac{r_E D_{OS}}{D_{OL} D_{LS}}. \quad (3.7)$$

Um raio de luz emitido por uma fonte distante e que passa na linha de visada entre a lente e o observador, terá sua trajetória desviada por um ângulo α

$$\alpha = \frac{2r_S}{r_E}. \quad (3.8)$$

Comparando a Eq. (3.7) com a Eq. (3.8), tem-se que

$$\frac{2r_S}{r_E} = \frac{r_E D_{OS}}{D_{OL} D_{LS}}, \quad (3.9)$$

ou ainda

$$r_E = \sqrt{2r_S \frac{r_E D_{OS}}{D_{OL} D_{LS}}}, \quad (3.10)$$

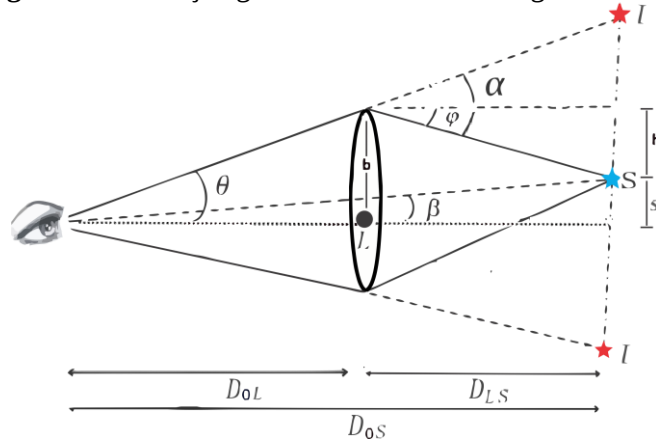
que representa o raio do anel de Einstein. Agora, substituindo a Eq. (3.10) na Eq. (3.2) e igualando $\theta = \theta_E$ encontramos a abertura angular

$$\theta_E = \sqrt{2r_S \frac{r_E D_{OS}}{D_{OL} D_{LS}}}, \quad (3.11)$$

onde θ_E e r_E dependem de todas as distâncias presentes.

Consideremos agora um caso mais realístico em que a fonte e a lente estão desalinhadas, como mostrado na Figura 6. Na Figura 6, o ângulo aparente β é dado por

Figura 6 - Ilustração geométrica de uma lente gravitacional.



Fonte: Costa (2021).

$$\beta = \frac{S}{D_{OS}}, \quad (3.12)$$

enquanto que o ângulo θ dado por

$$\emptyset = \frac{h}{D_{LS}}, \quad (3.13)$$

ou ainda,

$$\emptyset = \frac{b - \beta D_{OS}}{D_{LS}}, \quad (3.14)$$

onde b representa o parâmetro de impacto. Ainda, por meio das somas dos ângulos $\emptyset$ e θ , e também observando a Figura 6, podemos encontrar o valor de α dado por

$$\alpha = \frac{b}{D_{OL}} + \frac{b - \beta D_{OS}}{D_{LS}} \quad (3.15)$$

onde $b = \theta D_{OL}$. Dessa maneira, podemos igualar a Eq. (3.8) com a Eq. (3.15) e usando a Eq. (3.11) chegamos na seguinte equação

$$\beta = \theta - \frac{\theta_E^2}{\theta}, \quad (3.16)$$

ou ainda,

$$\theta^2 - \beta\theta - \theta_E^2 = 0. \quad (3.17)$$

essa equação permite encontrar a posição da fonte quando se conhece as posições das imagens. Porém, na maioria das vezes, deseja-se resolver o problema inverso, isto é, encontrar as posições das imagens a partir da fonte geradora. A Eq. (3.17) apresenta duas soluções que correspondem as imagens:

$$\theta_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\beta_{\pm} \sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2} \right). \quad (3.18)$$

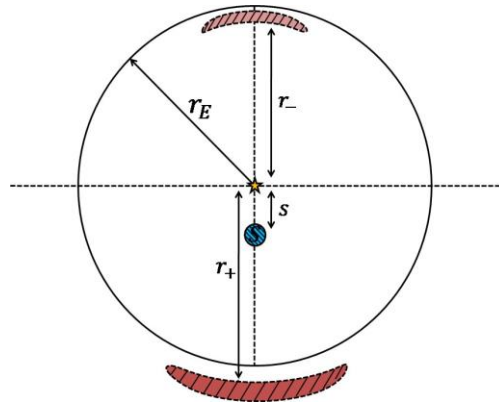
Note que quando $\beta = 0$, ocorre um alinhamento perfeito entre a fonte, lente e observador e as imagens são simétricas. A separação entre as imagens é dada por

$$\Delta\theta_{\pm} = \theta_{+} - \theta_{-} = \sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2} \geq 2\theta_E. \quad (3.19)$$

Observe que a separação angular entre as imagens aumenta à medida que β aumenta.

A Figura 7 mostra a projeção das imagens $I_{\pm}$ quando a fonte e a lente estão desalinhadas por um fator s . Nessa figura, $r_{\pm}$ correspondem as distâncias das projeções das imagens $I_{\pm}$ à lente.

Figura 7 - Projeção das imagens $I_{\pm}$ quando a fonte e a lente estão desalinhadas por fator s .



Fonte: Leandro de Almeida (2017).

Agora, comparando as figuras 6 e 7 percebe-se que $s = \beta/\theta_E$ e $r = \theta/\theta_E$. Neste caso, a equação da lente singular é simplificada para

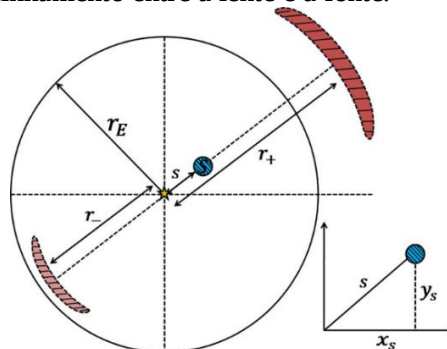
$$s = r - \frac{1}{r}, \quad (3.20)$$

que apresenta as seguintes soluções

$$r_{\pm} = \frac{s}{2} \pm \sqrt{\frac{s^2}{4} + 1}. \quad (3.21)$$

A Figura 8 mostra a formação de imagens $I_{\pm}$ quando fonte e lente estão desalinhados de um fator s . À direita tem-se a parametrização da fonte em relação ao centro, utilizando coordenadas cartesianas.

Figura 8 - Projeção das imagens causada pelo desalinhamento entre a lente e a fonte.



Fonte: Leandro de Almeida (2017).

Para chegar as posições reais das imagens, é necessário parametrizar a posição da fonte em termos de s . A partir da Figura 8, podemos escrever

$$s^2 = x_S^2 + y_S^2, \quad (3.22)$$

$$s = \sqrt{x_S^2 + y_S^2}, \quad (3.23)$$

cuja solução final pode ser estabelecida substituindo a Eq. (3.23) na Eq. (3.21), que resulta em

$$r_{\pm}(x_S, y_S) = \frac{\sqrt{x_S^2 + y_S^2}}{2} \pm \sqrt{\frac{x_S^2 + y_S^2}{4} + 1}. \quad (3.24)$$

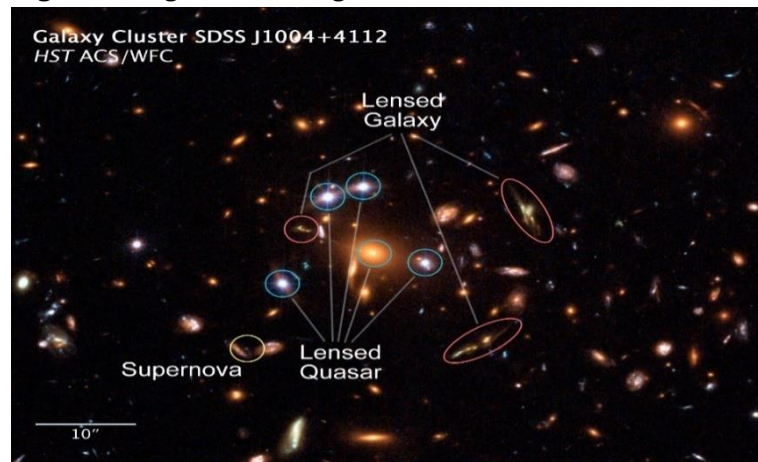
3.2 TIPOS DE LENTES GRAVITACIONAIS E EFEITOS

De forma geral, as lentes gravitacionais podem ser classificadas da seguinte forma: macrolentes (lentes fortes e lentes fracas) e microlentes.

O efeito de lente forte é produzido por grandes estruturas, como os aglomerados de galáxias, que causam a formação de imagens múltiplas e são observados como arcos gigantes e pequenos arcos. As lentes fortes podem produzir fenômenos como o anel e a cruz de Einstein. A Figura 9 exibe a formação de cinco imagens de um quasar³. Também, três imagens de uma mesma galáxia são exibidas pelo fenômeno.

³Quasar (do inglês: quasi-stellar radio source) é um núcleo galáctico ativo. São objetos altamente energéticos e que apresentam um buraco negro supermassivo no seu centro. A luz emitida por um quasar apresenta alto desvio para o vermelho o que indica que esses objetos estão muito distantes de nós.

Figura 9 - Aglomerado de galáxias SDSS J1004 + 4112.

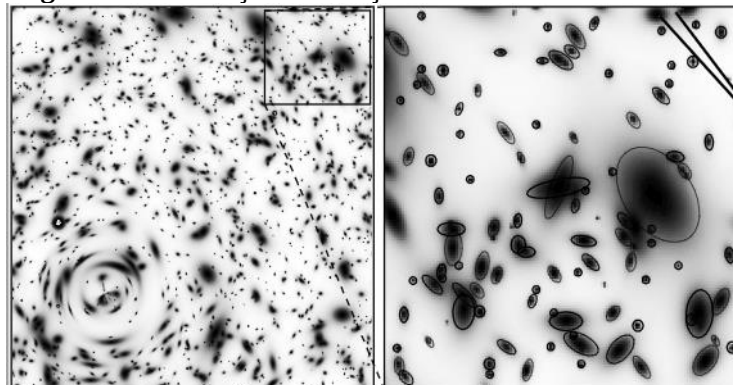


Fonte: Hubblesite (2006).

As lentes fracas não causam efeitos facilmente visíveis, apenas uma pequena distorção nas imagens, pois o campo gravitacional não é tão forte. Esse efeito é facilmente detectado através da análise estatística de um grande número de fontes. Utilizando técnicas de medição por raios-X e velocidade dinâmica.

A Figura 10 mostra o efeito de lente gravitacional causado por uma lente forte na parte esquerda. Já a lente fraca está representada na imagem à direita. A imagem à direita amplia o comportamento das pequenas distorções provocadas pelas lentes fracas, alterando a distribuição de massa das galáxias de fundo.

Figura 10 - Ilustração da atuação de uma lente fraca.



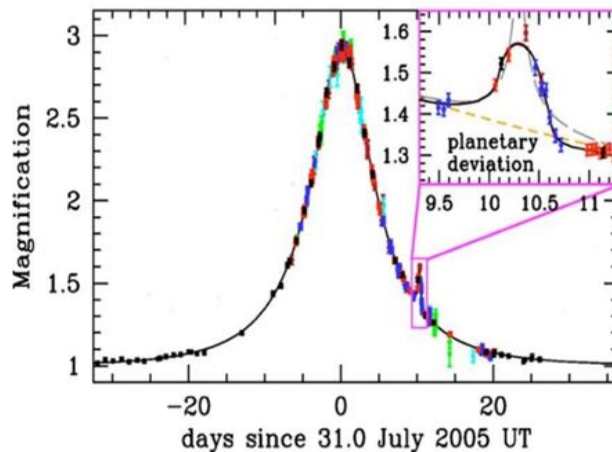
Fonte: IAG USP.

As microlentes são manifestações que causam uma separação angular entre as imagens na ordem de microssegundos de arco. Esse tipo de lente pode ser encontrado na Via Láctea, em especial, nas Nuvens de Magalhães. De forma mais sucinta, imagine uma estrela de brilho

constante. Daí, tem-se que um outro objeto passa na frente da estrela, por exemplo, uma anã marrom, uma estrela ou um planeta, onde a visualização não é fácil. Essa determinada estrela recebe um aumento substancial de brilho.

Portanto, a partir das características citadas, as microlentes permitem um estudo qualitativo de objetos com menos massa. O projeto envolvendo LGs descobriu no ano de 2003 um exoplaneta (BOND, 2004), sendo, portanto, o primeiro planeta fora do Sistema Solar detectado através do efeito de LG. Até o ano de 2019 foram descobertos 89 exoplanetas utilizando essa técnica (MAKLER, 2019). A Figura 11 demonstra o comportamento da curva de luz e a identificação de um possível exoplaneta. Os pontos em preto representam os dados com barras de erro e, nesse caso, a linha contínua vai se ajustando para garantir uma melhor precisão.

Figura 11 – Evolução da magnificação com o tempo.



Fonte: Lima (2019).

3.3 MAGNIFICAÇÃO

Uma lente gravitacional ocasiona uma redistribuição da luz e, conseqüentemente, dos fótons emitidos por uma fonte. Dessa forma, o ângulo sólido da fonte e o fluxo total de radiação podem ser alterados pelo efeito da lente. A variação no fluxo total depende da razão entre os ângulos sólidos de cada imagem e da fonte. Dessa forma, é conveniente definir a magnificação de uma lente através da razão entre a área das imagens e a área da fonte, isto é,

$$\text{Magnificação} \equiv M = \frac{\text{área da imagem}}{\text{área da fonte}}. \quad (3.25)$$

A partir dessa equação, é possível calcular o brilho da fonte por meio das LGs.

A área infinitesimal da imagem na posição r é dada pelo produto de seu comprimento infinitesimal dr e seu arco infinitesimal $r d\theta$. Assim,

$$dA = r dr d\theta. \quad (3.26)$$

De maneira similar, a área infinitesimal da fonte é dada pelo produto do seu comprimento infinitesimal ds pelo seu arco infinitesimal $s d\theta$, isto é,

$$dA_s = s ds d\theta. \quad (3.27)$$

Dessa forma, a magnificação pode ser escrita como,

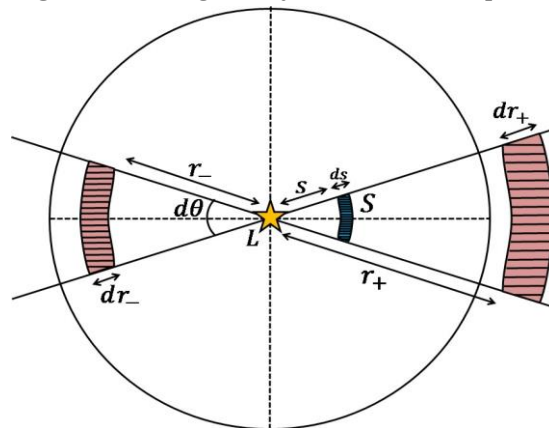
$$M_{\pm} = \frac{r_{\pm} dr_{\pm} d\theta}{s ds d\theta}, \quad (3.28)$$

ou ainda

$$M_{\pm} = \frac{r_{\pm} dr_{\pm}}{s ds}. \quad (3.29)$$

A Figura 12 mostra a magnificação de uma fonte com brilho uniforme causada por uma LG. A região em vermelho representa uma fração da área das imagens, enquanto que a região em azul representa uma fração da área da fonte e $r_{\pm}$ representam as distâncias das imagens a lente.

Figura 12 - Magnificação total causada por LGs.



Fonte: Leandro de Almeida (2017).

Diferenciando a Eq. (3.21) em relação a s , tem-se que

$$\frac{dr_{\pm}}{ds} = \frac{s \pm \sqrt{s^2 + 4}}{2\sqrt{s^2 + 4}}. \quad (3.30)$$

Substituindo a Eq. (3.30) na Eq. (3.29), obtém-se

$$M_+ = \frac{1}{2} + \frac{s^2 + 2}{2s\sqrt{s^2 + 4}}, \quad (3.31)$$

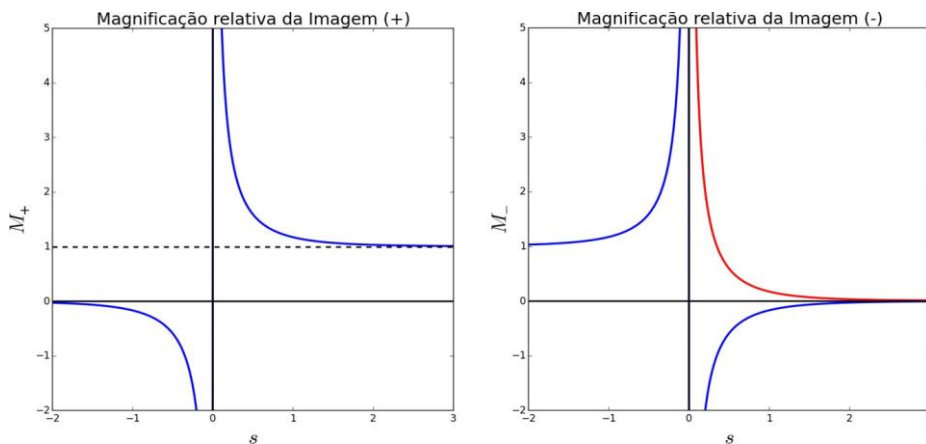
$$M_- = \frac{1}{2} - \frac{s^2 + 2}{2s\sqrt{s^2 + 4}}, \quad (3.32)$$

que são as magnificações associadas às imagens positiva e negativa.

Ao analisar M_- , é preciso adotar o seu valor absoluto, a fim de que a magnificação total seja calculada. Por meio desse argumento, o cálculo deve ser feito quando $s > 0$. Agora, tomando o limite de s tendendo ao infinito na Eq. (3.31), obtém-se $M_+ \rightarrow 1$, como pode ser visualizado à esquerda da Figura 13. Por outro lado, quando s se aproxima de zero, a magnificação tende ao infinito.

A Figura 13 exibe o comportamento assintótico das curvas de magnificação. À esquerda tem-se a magnificação para uma imagem positiva. À direita tem-se uma magnificação para uma imagem negativa, mas considera-se o seu módulo de modo a facilitar o cálculo da magnificação.

Figura 13 - Comportamento da magnificação de imagem positiva e negativa em função de s .



Fonte: Leandro de Almeida (2017).

Em resumo, para o cálculo da magnificação total, é necessário considerar o valor absoluto tanto de M_+ quanto de M_- . Portanto, a magnificação negativa deve ser multiplicada

por (-1) antes de realizar a soma total

$$M_T = |M_+| + |M_-| = \frac{1}{2} + \frac{s^2 + 2}{2s\sqrt{s^2 + 4}} + \left(-\frac{1}{2}\right) + \frac{s^2 + 2}{2s\sqrt{s^2 + 4}} \quad (3.33)$$

ou ainda

$$M_T = \frac{s^2 + 2}{2\sqrt{s^2 + 4}}, \quad (3.34)$$

que mostra que a magnificação total da fonte só depende da distância que separa a lente e a fonte.

3.4 MÚLTIPLAS LENTES

Para que possamos fazer uma discussão sobre múltiplas lentes, vamos introduzir a notação complexa. Para tanto, vamos considerar $z = (x, y)$ como sendo a posição das imagens e $w = (x_S, y_S)$ que representa a posição da fonte. Temos que $w = \beta/\theta_E$ e $z_{\pm} = \theta_{\pm}/\theta_E$. Substituindo esses resultados na Eq. (3.17), vem que

$$w = \frac{z}{|z|^2} = z - \frac{1}{\bar{z}}. \quad (3.35)$$

Quando a lente se encontra a uma distância r da origem do sistema de coordenadas, as posições w e z são transladadas para $w - r$ e $z - r$. Dessa forma,

$$w = z - \frac{1}{\bar{z} - \bar{r}}, \quad (3.36)$$

onde $\bar{r}$ denota o complexo conjugado da posição da lente. É possível generalizar a Eq. (3.35) para n lentes como segue

$$w = z - \sum_{j=1}^n \frac{\epsilon_j}{\bar{z} - \bar{r}_j}, \quad (3.37)$$

onde $\bar{r}_j$ é o complexo conjugado da posição lente em relação a origem e ϵ_j é a fração de massa da j -ésima lente. Para o caso de duas lentes, a Eq. (3.37) se reduz a

$$w = z - \frac{\epsilon_1}{\bar{z} - \bar{r}_1} - \frac{\epsilon_2}{\bar{z} - \bar{r}_2}. \quad (3.38)$$

4. APLICAÇÃO DAS LENTES GRAVITACIONAIS

Desde a formulação da teoria da relatividade geral que explica o desvio da luz por corpos massivos, as lentes gravitacionais têm contribuído para importantes descobertas no contexto da astronomia e ajudado a compreender melhor o cosmos. Neste capítulo, será feita uma discussão sobre as principais aplicações das lentes gravitacionais.

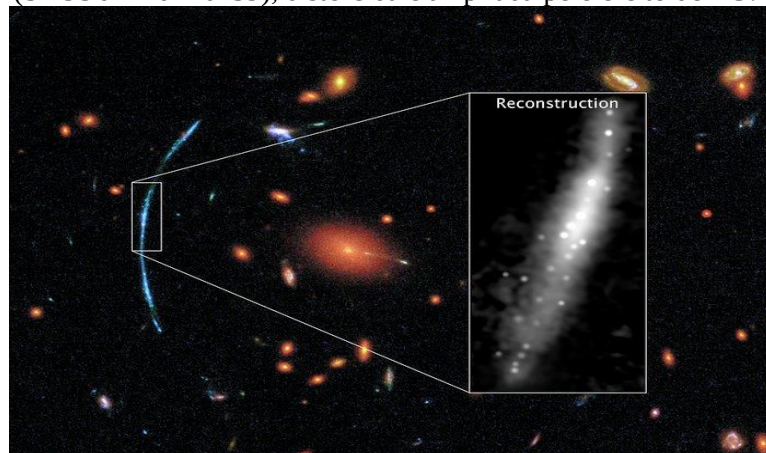
4.1 TELESCÓPIOS GRAVITACIONAIS

O efeito de magnificação da radiação emitida por uma fonte, ocasionado pelas lentes gravitacionais, permitem as LGs atuarem verdadeiros telescópios naturais. Nesse sentido, as lentes gravitacionais permitem ver objetos mais distantes. Devido ao efeito de magnificação as imagens de objetos distantes parecem mais brilhantes do que realmente são. Dessa forma, as LGs possibilitam os astrônomos enxergarem objetos primordiais.

Através das lentes gravitacionais, pode-se estudar galáxias primordiais e, por meio da de simulações computacionais, compreender toda a evolução de uma galáxia ou de um aglomerado de galáxias.

A Figura 14 mostra um aglomerado de galáxias localizado a cerca de 6 bilhões de anos luz de distância. A imagem desse aglomerado de galáxias foi distorcida e ampliada pelo efeito de LG.

Figura 14 - Imagem do aglomerado de galáxias (SDSS J1110 + 6459), distorcida e ampliada pelo efeito de LG.



Fonte: The European Space Agency (2017).

De acordo com Ebiling, et al, (2018), em 2017, foi estabelecido um novo recorde de magnificação: uma galáxia distante, foi imagiada pelo Hubble Space Telescope (HST) graças a um aumento de 30 vezes pelo efeito de LG. Outro grande feito no estudo das lentes gravitacionais foi a descoberta de quasares. Esses são altamente compactos e com intenso brilho, localizados em altos redshifts. Para Zwicky, os quasares apresentavam-se como grandes famílias de lentes pontuais e, conseqüentemente, formação de miragens e a luz vinda desses objetos seria desviada ao longo da trajetória até chegar ao observador.

4.2 DETERMINAÇÃO DA MASSA

Os métodos envolvendo LGs para medir a massa de galáxias e aglomerados é um fator imprescindível para a astronomia moderna. Uma vez que a atividade dinâmica desses objetos permite utilizar os fótons de raios-x emitidos por eles e constatar a quantidade de matéria envolvida.

Em conexão a isso, o lenteamento gravitacional seria capaz de se comportar como grandes telescópios naturais e mapear a distribuição de matéria tanto em galáxias, como também em aglomerados. Nessa ótica, ao analisar imagens com grandes distorções, pode-se averiguar que a luz sofreu um intenso desvio até o observador. Ou seja, um objeto de grande massa e um intenso campo gravitacional defletiu a luz do seu caminho original.

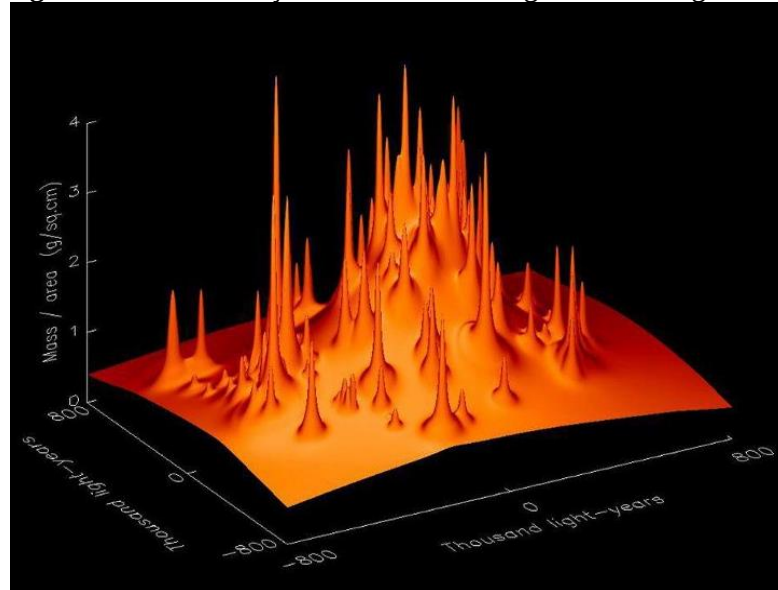
A tentativa de medir a massa de objetos tão massivos abriu margem para uma maior compreensão da distribuição da massa no universo.

4.3 DETERMINAÇÃO DA ESTRUTURA DE GALÁXIAS E AGLOMERADOS

Um objeto de grande massa, como uma galáxia ou um aglomerado de galáxias, devido ao intenso campo gravitacional desviam a luz vinda de um objeto mais distante. As lentes gravitacionais são usadas para ampliar os objetos luminosos por trás delas, como galáxias muito distantes que não poderiam ser observadas sem o efeito de magnificação. As LGs permitem estudar a distribuição de massa desses objetos (estando mais no centro ou na periferia), sua estrutura e de como a matéria escura se comporta devido ao grande potencial gravitacional.

A Figura 15 mostra o comportamento da distribuição de massa de um aglomerado de galáxias por meio de lentes gravitacionais. As partes mais alongadas ilustram onde tem a maior concentração de massa. No meio interaglomerado, a matéria escura está envolvida na estrutura que determina como o aglomerado é formado.

Figura 15 - Reconstrução da massa de um aglomerado de galáxias.



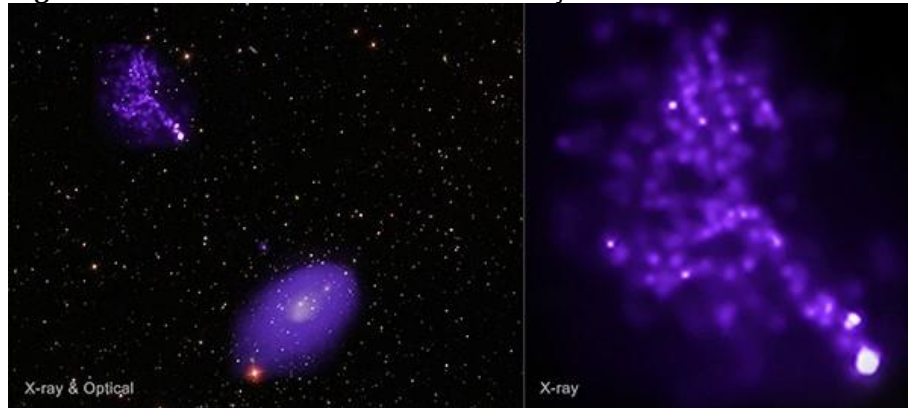
Fonte: Ichi Pro.

De acordo com Oliveira e Pereira, (2010), um aglomerado de galáxias pode ser rico ou pobre em galáxias. Por exemplo, a nossa Via Láctea pertence a um “aglomerado pobre”, chamado Grupo Local. O Grupo Local contém cerca de 30 galáxias. Os aglomerados podem ser distribuídos de maneira regular e irregular. Uma região regular é tida como esférica, isto é, as galáxias estão mais compactadas. Já uma região irregular, as galáxias presentes no aglomerado estão distribuídas na periferia, bem distante do centro.

No escopo desses aglomerados, é possível recolher informações a partir do gás espalhado no poço de potencial gravitacional do sistema, na ordem de temperatura de (10 – 100)MK. É através dessas altas temperaturas que ocorre a emissão de fótons de raios-x. A justificativa para essas altas temperaturas se dá devido as altas velocidades que as galáxias se movem (2000 km/s); conseqüentemente, os prótons se desprendem do gás e se distribuem no espaço interaglomerado até ir de encontro com os elétrons (esse choque ocorre a altíssimas velocidades).

Na Figura 16, na parte superior esquerda tem-se uma cauda brilhante de raios-x que aponta para o aglomerado. Já na parte inferior esquerda, encontra-se o aglomerado Abell 2142. Uma grande quantidade de gás em altíssima temperatura emitindo raios-x. Verifica-se também uma maior densidade no centro em relação à periferia.

Figura 16 - Abell 2142 localizado na constelação de Corona Borealis.

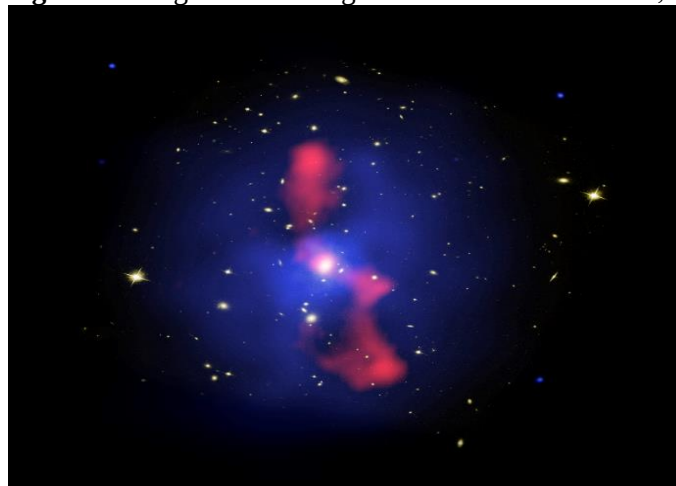


Fonte: Chandra X-ray Observatory (2018).

O aglomerado Abell tem um centro de massa bem definido, mas essa distribuição de raios-x pode apresentar outros aspectos.

A Figura 17 apresenta um aglomerado localizado acerca de 2,6 bilhões de anos-luz de distância na constelação de Camelopardalis. Duas cavidades no que tange à emissão de gás, uma superior e uma inferior. Também, ocorre jatos de ondas de rádio gerados por partículas relativísticas. Bem no centro encontra-se um quasar. Esses jatos de partículas apresentados nessas cavidades poderiam ir de encontro ao centro do quasar, mas, na verdade, eles acabam sendo expulsos pela a atividade dinâmica do buraco negro.

Figura 17 - Aglomerado de galáxias MS0735.6 + 7421, 1.



Fonte: The European Space Agency (2006).

De acordo com Oliveira e Pereira, (2010), uma colisão violenta pode tirar todo material interestelar, gás e poeira, do centro das galáxias e transferir para o meio intra-aglomerado. Colisões violentas podem esquentar o gás tirado das galáxias a temperaturas altas. Isso pode

ser verificado em aglomerados ricos e regulares, pois as galáxias estão mais bem distribuídas, ocorrendo uma maior taxa de colisão de toda a matéria contida nessas entidades.

De acordo com Oliveira e Pereira, (2010), o caso mais extremo de interações entre galáxias ocorre quando há fusão total dos dois corpos. Este caso é chamado de “fusão de galáxias” ou “canibalismo galáctico”. Esse processo de fusão de galáxias ocorre quando elas possuem massa relativamente iguais. Em outro contexto, quando ocorre a colisão de uma galáxia maior com uma menor, denomina-se esse fenômeno de canibalismo galáctico.

A Figura 18 mostra a galáxia NGC 2936 (parte superior) em forma de pinguim. É um tipo de galáxia em espiral que apresenta braços de raios azuis, gás brilhante e traços de matéria vermelha ao longo da estrutura. A galáxia NGC2937 (parte inferior) é uma galáxia elíptica que atua gravitacionalmente com a NGC 2936 e alterando seu formato. Ambas as galáxias estão localizadas na constelação de Hydra. Dessa forma, ambas irão colidir formando uma única galáxia.

Figura 18 - Imagem das galáxias NGC 2936 e NGC2937.



Fonte: The European Space Agency (2013).

Um dos grandes questionamentos da astronomia moderna é entender como galáxias contidas nos aglomerados conseguem se conectar, serem mantidas naquela região, tendo em vista que não há matéria visível suficiente para manter o aglomerado gravitacionalmente ligado. No ano de 1930, Fritz Zwicky, analisando o aglomerado de Coma, determinou a massa dinâmica do sistema por meio das velocidades típicas das galáxias e concluiu que a massa luminosa das galáxias era menor do que a massa dinâmica (ZWICKY, 1937). Dessa forma, o estudo da massa dessas galáxias permitiu verificar que havia uma massa faltante, ou seja, isso abriu caminho para entender o que seria essa massa faltante e de como ela influenciava a estrutura de galáxias

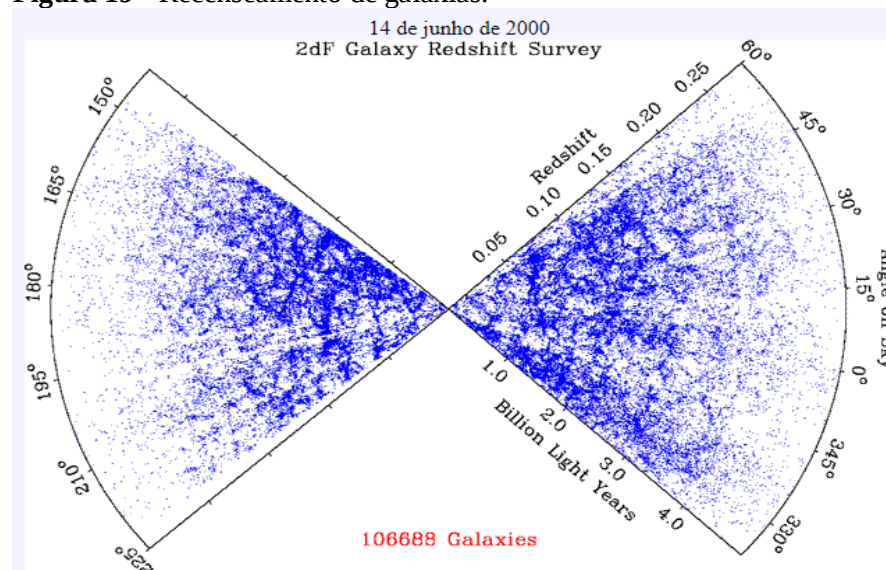
e aglomerados de galáxias.

As distribuições de galáxias podem ser estudadas conhecendo a distância que pode ser derivada da velocidade radial utilizando a Lei de Hubble. É escrita da seguinte forma:

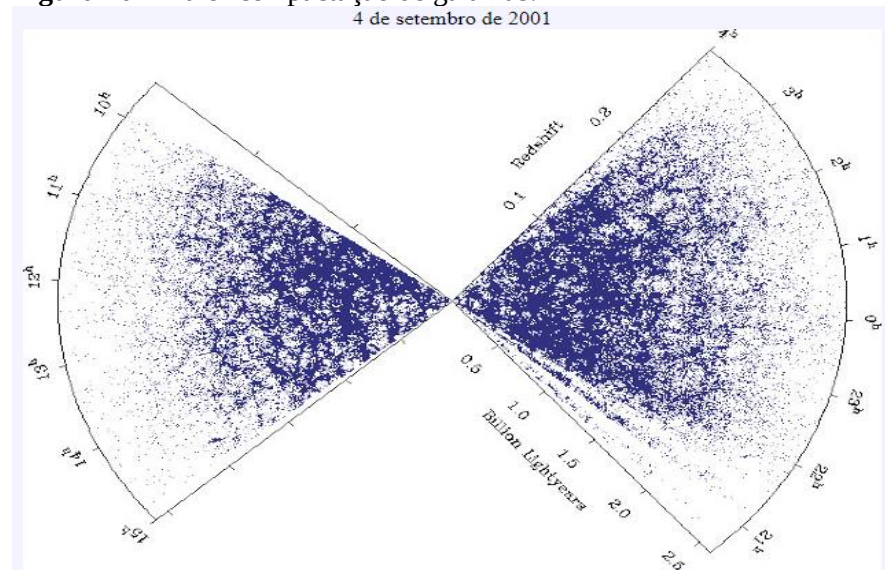
$$V = H_0 \times D, \quad (4.1)$$

onde V é a velocidade de recessão, D é a distância e H_0 o parâmetro de Hubble no tempo presente. O estudo de aglomerados e superaglomerados pode ser compreendido através do método de recenseamento, que consiste em observar objetos que estão acima e abaixo da Via Láctea. Esse método torna-se mais eficaz, uma vez que a linha divisada é prejudicada pela poeira estelar, tornando mais difícil a detecção de galáxias ricas. As Figuras 19 e 20 ilustram uma distribuição de galáxias através da técnica de recenseamento de galáxias. Distribuição de mais de 100.000 galáxias medidas com o desvio para o vermelho.

Figura 19 - Recenseamento de galáxias.



Fonte: Nasa (2000).

Figura 20 - Maior compactação de galáxias.

Fonte: Nasa (2001).

As imagens registram o mapeamento de galáxias em anos diferentes. Fica então evidente que há uma maior compactação delas e a presença de espaços vazios.

4.4 DESCOBERTA DE EXOPLANETAS

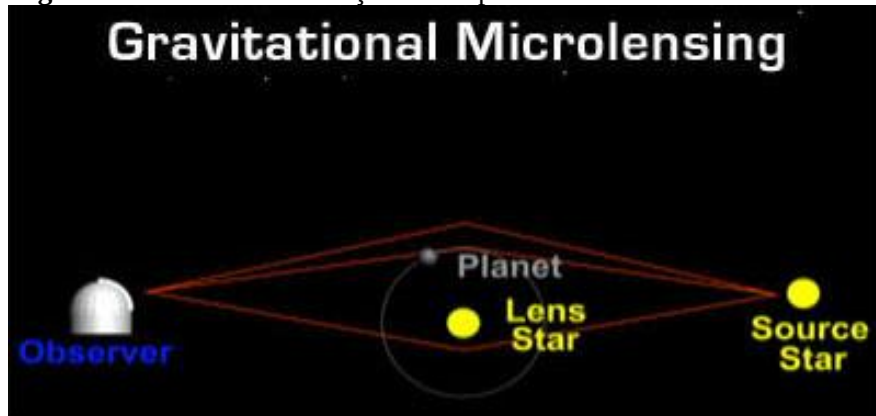
Entre os anos 1992 e 1994, os astrônomos estudaram um pulsar chamado Lich. Eles descobriram em torno do pulsar um sistema planetário. Todo esse processo se deu devido os feixes de ondas de rádio estarem sofrendo atrasos, ou seja, a sua precisão tinha diminuído (os pulsares são considerados os objetos mais precisos do universo). Os três exoplanetas descobertos receberam os nomes de: Poltergeist, Phobos e Draugr. Esse foi o primeiro registro desses objetos em torno de um pulsar.

As primeiras evidências da existência de planetas extrasolares que orbitam uma estrela parecida com o Sol vieram em 1995 por meio de três cientistas: James Peebles, Michel Mayor e Didier Queloz. O método utilizado na descoberta dos primeiros exoplanetas consistia em analisar as velocidades radiais. Primeiramente, ao observar o movimento de rotação da estrela em seu centro de massa, compreende-se que a estrela mostra pequenas variações em torno do seu eixo. Efeito esse ocasionado pelos puxões gravitacionais do planeta. A partir disso, infere-se a possível existência de um planeta ao seu redor.

Outro método bastante utilizado para detectar exoplanetas, sobretudo em estrelas distantes, é a técnica de microlentes.

As microlentes gravitacionais apresentam algumas propriedades que auxiliam na detecção de exoplanetas: capacidade de detectar planetas de baixa massa, por exemplo, como a massa do planeta Marte. Pode detectar planetas em torno de estrelas muito distantes, desde que a estrela seja observada com precisão. A Figura 21 ilustra o modo de detecção de um exoplaneta via LG. Uma estrela de fundo terá o raio de luz defletido pelos campos gravitacionais do planeta e da estrela hospedeira até chegar ao observador.

Figura 21 - Método de detecção de exoplanetas via microlente.



Fonte: Wikipedia.

A força gravitacional causada tanto pela estrela quanto pelo planeta, provoca a divisão dos raios de luz em uma taxa muito menor quando comparada com as galáxias. Trata-se de um fenômeno de difícil detecção já que exige que a fonte, lente e o planeta, estejam alinhados com o observador de forma adequada.

5. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

Desde as primeiras especulações do desvio da luz, no contexto newtoniano até o cálculo correto desse fenômeno por Einstein, as LGs mostraram-se uma ferramenta primordial para o estudo de quasares, exoplanetas, manifestação da matéria escura e da medição do parâmetro de Hubble.

Devido ao efeito de magnificação, as LGs funcionam como verdadeiros telescópios naturais, permitindo aos astrônomos enxergarem objetos em altos redshifts e entender melhor o Universo observado.

As imagens obtidas pelo telescópio espacial Hubble já mostraram vários efeitos associados as LGs, como a formação de múltiplas imagens, anel de Einstein.

As lentes gravitacionais tem importantes aplicações na astronomia e na cosmologia como na detecção de exoplanetas orbitando estrelas distantes e estimativa de massa de grandes estruturas.

O campo de pesquisa envolvendo lentes gravitacionais tem se intensificado bastante nas últimas décadas como por exemplo, a primeira observação de uma supernova (devido à explosão de uma estrela) em 2014, a análise da deflexão da luz ao passar por uma anã branca em 2017. Nesse panorama, foi possível medir a massa desses objetos e constatar suas características ao longo das eras cosmológicas. Tudo isso devido ao lenteamento gravitacional.

Em consonância a isso, todo o trabalho aqui desenvolvido pode servir como base de pesquisa para o desenvolvimento de outros trabalhos sobre o tema, tendo em vista a pouca disponibilidade de estudos sobre a temática.

REFERÊNCIAS

Almeida, I. **Estudo da topologia de microlentes gravitacionais e a descoberta de exoplanetas do tipo Terra na zona habitável**. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Rio grande do Norte, p.7. 2017.

APOD.NASA. **Astronomy Picture of the Day**. Disponível em: <https://apod.nasa.gov/apod/ap000614.html>. Acesso em: 26 set. 2021.

APOD.NASA. **Astronomy Picture of the Day**. Disponível em: <https://apod.nasa.gov/apod/ap010904.html> Acesso em: 26 set. 2021.

CHANDRA X-RAY OBSERVATORY. **Making Head or Tail of a Galactic Landscape**. Disponível em: <https://chandra.harvard.edu/photo/2018/a2142/>. Acesso em: 20 ago. 2021.

CHWOLSON. O, Astr. Nachrichten 221, 329 (1924).

COSTA. F. E. M et al., em preparação (2021).

HUBBLESITE. **GRAVITATIONAL LENS SDSS J1004+4112 - ANNOTATED**. Disponível em: <https://hubblesite.org/contents/media/images/2006/23/1931Image.html?keyword=SDSS%20J1004%20+%204112>. Acesso em: 15 ago. 2021.

H. Ebiling, M. Stockmann, J. Richard, J. Zabl, G. Brammer, S. Toft e A. Man, Astrophys. J. 852, L7 (2018).

IAG/USP - DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA. **FUNDAMENTOS DE ASTRONOMIA**. Disponível em: <http://www.astro.iag.usp.br/~jane/aga215/>. Acesso em: 15 set. 2021.

IAG/USP. **Lentes gravitacionais**. Disponível em: http://www.astro.iag.usp.br/~laerte/aga295/17_lentes.pdf. Acesso em: 15 ago. 2021.

ICHI.PRO. **Dois tipos de lentes gravitacionais revelam matéria escura**. Disponível em: <https://ichi.pro/pt/dois-tipos-de-lentes-gravitacionais-revelam-materia-escura-120647373567828>. Acesso em: 16 ago. 2021.

SOLDNER. J. G. v, Berliner Astronomisches Jahrbuch, 161 (1801)

JAKI. L. S. Foundations of Physics 8, 927 (1978).

LENZI, C. H.; POMPEIA, P. J.; STUDART, N. A deflexão gravitacional da luz: De Newton a Einstein. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, São Paulo, v. 41, n. 1, p. 1-19, set./2019. Disponível em: <https://www.scielo.br/j/rbef/a/NBrZSDXXpG87X3v4KjD4FKQ/?lang=pt#>. Acesso em: 24 ago. 2021.

LIMA, J. A. S; SANTOS, R. C. Do Eclipse Solar de 1919 ao Espetáculo das Lentes Gravitacionais. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, São Paulo, v. 41, n. 1, p. 14, ago./2019. Disponível em: https://www.scielo.br/scielo.php?pid=S180611172019000500204&script=sci_abstract&tlng=pt. Acesso em: 20 jun. 2021.

MAIA, N. B. **Introdução à Relatividade**. 1. ed. São Paulo: Livraria da Física, 2009. p.69.

MAKLER, M. LENTES GRAVITACIONAIS: UM RICO RECURSO DIDÁTICO NA OCASIÃO DA CELEBRAÇÃO DOS 100 ANOS DO ECLIPSE DE SOBRAL. **Conexões, fortaleza**, v. 13, n. 2, p. 21-36, mai./2019. Disponível em: <http://conexoes.ifce.edu.br/index.php/conexoes/article/view/1679/1322>. Acesso em: 10 jul. 2021.

NEWTON, I. **Principia: Princípios Matemáticos de Filosofia Natural**. 2. ed. São paulo: edusp, 2020.

THE EUROPEAN SPACE AGENCY. **Wide field image of galaxy cluster SDSS J1110+6459**. Disponível em: <https://esahubble.org/images/opo1727b/>. Acesso em: 15 ago. 2021.

THE EUROPEAN SPACE AGENCY. **Composite Image of Galaxy Cluster MS 0735**. Disponível em: <https://esahubble.org/images/opo0651b/>. Acesso em: 22 out. 2021.

THE EUROPEAN SPACE AGENCY. **¿Marsopa o pingüino?**. Disponível em: https://www.esa.int/Space_in_Member_States/Spain/Marsopa_o_pingueino. Acesso em: 26 set. 2021.

WIKIPEDIA. **Exoplaneta**. Disponível em: https://pt.wikipedia.org/wiki/Exoplaneta#cite_note-18. Acesso em: 8 out. 2021.

ZWICKY, F. **On the masses of nebulae and clusters of nebulae**, ApJ, 86, 217-246, 1937.