

Dissertação apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências no Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Física Nuclear.

Elisa Maria Bernardo Assencio

**SOBRE A POSSIBILIDADE DE EXISTÊNCIA DE
BURACOS DE MINHOCA COM MATÉRIA
ESTRANHA NA RELATIVIDADE GERAL**

Dissertação aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:



Prof. Dr. Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes

Orientador

Prof. Dr. Pedro Teixeira Lacava

Pró-Reitor de Pós-Graduação

Campo Montenegro
São José dos Campos, SP - Brasil
2020

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)
Divisão de Informação e Documentação

Assencio, Elisa Maria Bernardo

SOBRE A POSSIBILIDADE DE EXISTÊNCIA DE BURACOS DE MINHOCA COM MATÉRIA ESTRANHA NA RELATIVIDADE GERAL / Elisa Maria Bernardo Assencio. São José dos Campos, 2020.

49f.

Dissertação de Mestrado – Curso de Física. Área de Física Nuclear – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2020. Orientador: Prof. Dr. Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes.

1. Buracos negros (Astronomia). 2. Espaço-tempo. 3. Geometria. 4. Topologia. 5. Teoria da relatividade. 6. Física. I. Instituto Tecnológico de Aeronáutica. II. Título.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

ASSENCIO, Elisa Maria Bernardo. **SOBRE A POSSIBILIDADE DE EXISTÊNCIA DE BURACOS DE MINHOCA COM MATÉRIA ESTRANHA NA RELATIVIDADE GERAL**. 2020. 49f. Dissertação de Mestrado – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DA AUTORA: Elisa Maria Bernardo Assencio

TÍTULO DO TRABALHO: **SOBRE A POSSIBILIDADE DE EXISTÊNCIA DE BURACOS DE MINHOCA COM MATÉRIA ESTRANHA NA RELATIVIDADE GERAL**.

TIPO DO TRABALHO/ANO: Dissertação / 2020

É concedida ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica permissão para reproduzir cópias desta dissertação e para emprestar ou vender cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. A autora reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação pode ser reproduzida sem a autorização da autora.

Elisa Maria Bernardo Assencio
Av. Cidade Jardim, 679
12.233-066 – São José dos Campos–SP

SOBRE A POSSIBILIDADE DE EXISTÊNCIA DE BURACOS DE MINHOCAS COM MATÉRIA ESTRANHA NA RELATIVIDADE GERAL

Elisa Maria Bernardo Assencio

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Manuel Máximo Bastos Malheiro	Presidente	-	ITA
Prof. Dr. Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes	Orientador	-	ITA
Prof. Dr. César Henrique Lenzi	Membro Interno	-	ITA
Prof. Dr. Rodolfo Valentim da Costa Lima	Membro Externo	-	UNIFESP

Ao meu tio Francisco Eduardo Gomes
Assêncio, in memoriam.

Agradecimentos

Primeiramente, gostaria de agradecer a Deus por todas as oportunidades a mim proporcionadas e boas pessoas que cruzaram meu caminho durante essa etapa. Não posso esquecer os meus pais Raquel Aparecida Bernardo e Elias Gomes Assencio que sempre fizeram o seu melhor quanto a minha criação.

Gostaria de agradecer, ao meu orientador Prof. Dr. Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes, e aos Profs. Drs., Pedro José Pompéia, Manuel Máximo Bastos Malheiro de Oliveira e César Henrique Lenzi por toda a ajuda e suporte a mim prestado.

Gostaria de agradecer também, a todos os demais professores, colegas e funcionários do ITA, que de alguma forma em algum momento me ajudaram. Ainda nesse cenário, gostaria de agradecer a CAPES, pelo fomento à pesquisa através das bolsas de pós-graduação.

E por último, mas não menos importante, é mais do que justo agradecer aos meus amigos, Natalie Cecy F. O. Yabusaki, Samuel Isidoro, Marcelo Lapola, Lucas Azevedo, Lucas Foliatti, George Hiroyosi S. O. Yabusaki, Suzana S. Almeida Silva, que compartilhando um pouco de si, permitiram-me compartilhar um pouco de mim, tornando meu fardo leve. E também ao meu cachorro Planck pela boa companhia de todos os dias.

“Se te apetece esforçar, esforça-te; se te apetece repousar, repousa; se te apetece fugir, fuja; se te apetece resistir, resista; mas saiba bem o que te apetece, e não recue ante nenhum pretexto, porque o universo se organizará para te dissuadir.”

— FRIEDRICH NIETZSCHE

Resumo

Buracos de minhoca são previstos pela Teoria da Relatividade Geral de Albert Einstein. Embora ainda não tenham sido detectados, muito esforço tem sido feito para entender a física e a geometria em seu ambiente. O que se sabe hoje é que para se manter estável e com a garganta aberta, um buraco de minhoca atravessável, aparentemente, precisa ser preenchido por matéria exótica, ou matéria com massa e pressão negativa, que viola as condições de energia. Uma alternativa comumente vista na literatura para atacar este problema é considerar buracos de minhoca em teorias alternativas de gravidade, de maneira que os graus de liberdade extra dessas teorias possam eliminar a necessidade de massa negativa. No presente trabalho, atacamos o problema da massa negativa em buracos de minhoca a partir da hipótese de que estes são preenchidos por matéria estranha, descrita pela equação de estado MIT *bag model*. Poderiam tais buracos de minhoca existirem na natureza, serem estáveis e atravessáveis? Estas e outras questões são aqui profundamente investigadas. Nossos resultados apontam para satisfação das condições de energia nula, fraca, forte e dominante, o que são um forte indício da desnecessidade de matéria exótica em buracos de minhoca, que representa, notavelmente, uma quebra de paradigma.

Abstract

Wormholes are predicted by Albert Einstein's Theory of General Relativity. Although not yet detected, much effort has been made to understand the physics and geometry in their environment. What is known today is that in order to remain stable and with an open throat, a traversable wormhole apparently needs to be filled with exotic matter, or matter with negative mass and pressure, that violates energy conditions. An alternative commonly seen in the literature to tackle this problem is to consider wormholes in alternative theories of gravity, so that the extra degrees of freedom of these theories can eliminate the need for negative mass. In the present work, we attack the problem of negative mass in wormholes from the hypothesis that wormholes are filled with strange matter, described by the state equation MIT bag model. Could such wormholes exist in nature, be stable and traversable? These and other issues are investigated in depth here. Our results point to the satisfaction of null, weak, strong and dominant energy conditions, which are a strong indication of the needlessness of exotic matter in wormholes, which represents, notably, a paradigm break.

Lista de Figuras

FIGURA 3.1 – Diagrama de Imersão de um BM intra-universo, Fonte: (VISSER, 1995)	21
FIGURA 3.2 – Diagrama de Imersão de um BM inter-universo, Fonte: (VISSER, 1995)	22
FIGURA 3.3 – Diagrama de imersão visto de perfil, Fonte: (MORRIS; THORNE, 1988)	25
FIGURA 6.1 – Gráfico de $(\rho + p_r)$ em função de r e B, com $r_0 = 1$	41
FIGURA 6.2 – Gráfico de $(\rho + p_t)$ em função de r e B, com $r_0 = 1$	42
FIGURA 6.3 – Gráfico de ρ em função de r e B, com $r_0 = 1$	42
FIGURA 6.4 – Gráfico visto de cima de $(\rho + p_r + 2p_t)$ em função de r e B, com $r_0 = 1$	42
FIGURA 6.5 – Gráfico de $(\rho - p_r)$ em função de r e B, com $r_0 = 1$	43
FIGURA 6.6 – Gráfico de $(\rho - p_t)$ em função de r e B, com $r_0 = 1$	43

Lista de Abreviaturas e Siglas

BsN	Buracos Negros
BN	Buraco Negro
BsM	Buracos de Minhoca
BM	Buraco de Minhoca
EdS	Equação de Estado
RG	Relatividade Geral
MIT	Massachusetts Institute of Technology
CEN	Condição de Energia Nula
CEFr	Condição de Energia Fraca
CEFo	Condição de Energia Forte
CFD	Condição de Energia Dominante
QCD	<i>Quantum Chromodynamics</i>

Lista de Símbolos

$g_{\mu\nu}$	Tensor métrico
c	Constante da velocidade da luz
$R_{\mu\nu\alpha\beta}$	Tensor de Riemman
$R_{\mu\nu}$	Tensor de Ricci
R	Escalar de curvatura
$G_{\mu\nu}$	Tensor de Einstein
ϕ	Função desvio para o vermelho

Sumário

1	INTRODUÇÃO	14
1.1	Objetivos	16
2	RELATIVIDADE GERAL	17
2.1	Tensor de Curvatura	18
2.2	Equações de Campo	19
3	BURACOS DE MINHOCA	21
3.1	Propriedades de um buraco de minhoca	23
3.2	Detalhes matemáticos	23
3.2.1	Métrica	23
3.2.2	Condições de contorno	24
3.2.3	Curvatura	26
3.2.4	Tensor de energia-momento	27
3.2.5	Equações de Einstein	28
4	CONDIÇÕES DE ENERGIA	29
4.1	Condição de energia nula (CEN)	29
4.2	Condição de energia fraca (CEFr)	29
4.3	Condição de energia forte (CEFo)	30
4.4	Condição de energia dominante (CED)	30
4.5	Violação da condição de energia no buraco de minhoca	31
5	MATÉRIA ESTRANHA	33
5.1	Partículas estranhas	34

5.2	Equação de estado da matéria estranha	35
6	BURACOS DE MINHOCA COM MATÉRIA ESTRANHA	38
6.1	Verificação das propriedades métricas	40
6.2	Aplicações das condições de energia	41
7	CONCLUSÃO	44
	REFERÊNCIAS	46

1 Introdução

Apesar de satisfatória e de obter grande sucesso, a Teoria clássica de gravitação de Newton, assim como a mecânica clássica em si, apresentava certas discrepâncias ao descrever alguns fenômenos naturais, ao passo que o século XX clamava por uma nova física e uma nova teoria de gravitação. Um desses fenômenos, em que os dados observacionais não coincidiam com a gravitação de Newton, foi o avanço do perihélio de Mercúrio (D'INVERNO, 1992).

Em 1905, o físico alemão Albert Einstein iniciava seus trabalhos relacionados a Relatividade, começando pela Relatividade Especial também conhecida como Relatividade Restrita (RR) (EINSTEIN, 1905a), (EINSTEIN, 1905b), onde estabeleceu-se uma nova análise sobre o conceito de tempo, sendo este uma dimensão da variedade espaço-tempo. É importante ressaltar que, a RG não teve início apenas em 1915 (LENZI *et al.*, 2019). Desde seu primeiro artigo sobre RR, citado anteriormente, outros trabalhos foram concebidos, (EINSTEIN, 1907a), (EINSTEIN, 1907b), e foram de grande relevância para a formulação de uma nova teoria de gravitação, uma teoria que fosse independente de referenciais, finalizada em 1915 (EINSTEIN, 1907a).

A primeira verificação da Relatividade Geral ocorreu em 1919 durante um eclipse solar (DYSON *et al.*, 1920), quando foi possível observar a deflexão sofrida pela luz devido a deformação do espaço-tempo, corroborando com a teoria. Este teste rendeu a Einstein e a sua teoria a atenção do público em geral deixando um legado de testes experimentais que continua até hoje.

Recentemente outros fenômenos previstos pela RG puderam ser confirmados através de testes e observações, sendo estes, a detecção das ondas gravitacionais (ABBOTT *et al.*, 2017) e a primeira imagem de buracos negros (AKIYAMA *et al.*, 2019).

Uma previsão da RG que ainda gera polêmica na comunidade científica, são os buracos de minhoca. A origem destes objetos na literatura pode ser atribuída ao artigo publicado por Flamm em 1916 (FLAMM, 1916). Nesse artigo, Flamm mostrou através de esboços de um plano equatorial que as seções espaciais da solução interior de Schwarzschild possuíam a geometria de uma porção de uma esfera. E também que, a superfície de revolução é isométrica para uma seção plana da solução externa de Schwarzschild. Flamm considerou

que a curva meridional era uma parábola, em que a superfície de revolução unia duas folhas assintoticamente planas. No entanto, ele não estava contemplando a possibilidade de soluções semelhantes a pontes ou buracos de minhoca (GIBBONS, 2015).

Cálculos mais aprofundados foram apresentados algumas décadas depois, em 1935, quando Einstein e Rosen (EINSTEIN; ROSEN, 1935) tentavam construir um modelo geométrico de uma partícula elementar física que fosse finita em todo o espaço-tempo, livre da singularidade de Schwarzschild. Este modelo culminou na representação matemática de um espaço físico de duas regiões distintas, que era conectado por uma partícula; o termo buraco de minhoca ainda era desconhecido na época, Einstein e Rosen mantinham a discussão em termos de uma “ponte” que conectava estas duas regiões que ficou conhecida como ponte de Einstein-Rosen.

Depois da contribuição de Einstein e Rosen, por décadas as discussões a respeito de sistemas dessa natureza ficaram adormecidas, sendo reavivadas em 1955 pelo físico John Wheeler com o seu trabalho intitulado “Geons”(WHEELER, 1955), que seriam soluções instáveis, mas de longa duração, para as equações de campo de Einstein-Maxwell. Apesar do esforço considerável da parte de Wheeler e Misner, as estruturas semelhantes a buracos de minhoca parecem ter sido consideradas mera curiosidade e, após as soluções elaboradas por estes, novamente o estudo de objetos desta natureza entrou em hiato. Somente em 1988 ocorreu o renascimento da física dos buracos de minhoca, através do artigo de Morris e Thorne (MORRIS; THORNE, 1988). No entanto, trabalhos isolados apareceram nesse meio tempo (ELLIS, 1973), (ELLIS, 1979), (BRONNIKOV, 1973), (KERR, 1963).

Em seu artigo, em posse de todo estudo construído ao longo do século sobre estes sistemas, Morris e Thorne, assumindo algumas condições, chegaram a solução para um BM atravessável. Porém, esta solução implicava na necessidade do que eles chamaram de matéria exótica para garantir a estabilidade do BM, esta matéria implica em densidade de energia e pressão negativa. O que pouco é discutido é que, não necessariamente se obtém uma densidade de energia negativa através das equações de campo de Einstein para a métrica de um BMA, no entanto as condições impostas na garganta culminam na violação da condição de energia nula, que é um dos principais requisitos nas discussões entorno de uma teoria de gravitação. O fato do buraco de minhoca de Morris e Thorne violar a condição de energia nula, não é apenas preocupante por invocar matéria exótica, mas também por consequência violar todas as outras condições de energia; discutiremos isso mais tarde.

Diversos trabalhos e estudos envolvendo esses objetos foram realizados por meio de teorias de gravitação alternativas (HARKO *et al.*, 2013), (MEHDIZADEH *et al.*, 2015), (ELIZALDE; KHURSHUDYAN, 2019), (AZIZI, 2013), (SAHOO *et al.*, 2018), (MORAES *et al.*, 2017), entre outros, onde a violação da condição de energia nula pode ser minimizada ou até mesmo evitada. Apesar do êxito obtido através de teorias alternativas, acreditamos que

talvez seja possível obter um BM atravessável através da RG sem que o mesmo viole as condições de energia parcialmente ou em toda a sua extensão. Um grande motivador é o fato de que BsM não possuem ainda uma EdE definida. E como ele, sabemos que existem na literatura outros objetos, bastante aceitos, na mesma situação, como é o caso das estrelas de nêutrons (EKŞİ, 2016).

E mesmo diante desses inconvenientes, no intuito de confirmar a existência dos BM, outras pesquisas tem sido realizadas a fim de desenvolver técnicas para a detecção desses objetos (LI; BAMBI, 2014), (ANCHORDOQUI *et al.*, 1999), (DAI; STOJKOVIC, 2019), (CRAMER *et al.*, 1995).

1.1 Objetivos

Nosso objetivo é verificar, através de uma equação de estado para matéria estranha, tal qual MIT Bag Model, se modelos de buracos de minhoca, no contexto da RG, preenchidos com matéria estranha são fisicamente aceitos, ou seja, se respeitam as condições de energia, as condições para os potenciais métricos e até mesmo se esses são atravessáveis.

No capítulo 2, faremos uma breve introdução da RG e apresentaremos o maquinário necessário para construção das equações de campo;

No capítulo 3, apresentaremos brevemente alguns BsM conhecidos e suas principais características. Será apresentado também a métrica de um BMA, as características da métrica e as equações de campo geradas a partir dela;

No capítulo 4, serão apresentadas as condições de energia e suas implicações;

No capítulo 5, falaremos sobre a matéria estranha junto a EdE do MIT bag Model;

O capítulo 6 é destinado aos nossos cálculos e apresentação dos resultados e discussões a respeito de BsM preenchidos com matéria estranha;

O capítulo 7 é reservado às conclusões do atual trabalho.

2 Relatividade Geral

A Relatividade Geral (RG) é uma teoria geométrica de gravitação que une espaço e tempo em uma única variedade, contendo 3+1 dimensões, sendo 3 espaciais e 1 temporal. Diferente da teoria de gravitação clássica de Newton, onde o espaço era absoluto, na RG o espaço-tempo está relacionado a matéria e tal relação é representada pela geometria diferencial (SABBATA; GASPERINI, 1985). Uma das principais características tanto da RG, quanto da RR, é a idéia da invariância das leis da física. Em um referencial inercial o elemento de linha é dado por:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (2.1)$$

Este mesmo elemento de linha, onde c é a velocidade da luz, é invariante sobre as transformações de Lorentz. Podemos representar este mesmo elemento de linha da seguinte forma

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (2.2)$$

onde $g_{\mu\nu}$ é conhecido como tensor métrico sendo responsável por descrever as propriedades geométricas de um sistema e também por relacionar uma variedade a seu espaço dual. Da variedade é esperado que esta seja diferenciável em qualquer ponto. Tomemos então um vetor A^μ , função de x^μ .

$$A^\mu = \frac{\partial x^\mu}{\partial x'^\nu} A'^\nu, \quad (2.3)$$

ao passo que:

$$dA^\mu = \frac{\partial x^\mu}{\partial x'^\nu} dA'^\nu + A'^\nu d \frac{\partial x^\mu}{(\partial x'^\nu)(\partial x'^\alpha)} dx'^\alpha. \quad (2.4)$$

Note que o diferencial dA^μ não se comporta como um vetor, e só se comportaria como tal se $\frac{\partial^2 x^\mu}{(\partial x'^\nu)(\partial x'^\alpha)} = 0$. Este inconveniente surge da definição de derivada, pois para definir um operador diferencial, a diferença entre os vetores deve ser tomada no mesmo ponto do espaço. Porém, diferente do espaço Euclidiano, onde um vetor pode ser transportado paralelamente sem que este seja alterado, em uma variedade essa propriedade não é observada. Ocorre que, ao transportarmos paralelamente A^μ de x^μ para $x^\mu + dx^\mu$, produz

uma variação nestes componentes, δA^μ , de forma que

$$DA^\mu = dA^\mu - \delta A^\mu. \quad (2.5)$$

Para assegurar que a soma dos dois vetores se transforme como um vetor, devemos assumir que esta variação depende do deslocamento dx^μ e também dos componentes de A^μ . Portanto

$$\delta A^\mu = -\Gamma_{\alpha\beta}^\mu A^\beta dx^\alpha, \quad (2.6)$$

onde $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ é conhecido como conexão afim. Na RG, consideramos que este termo seja simétrica em seus índices baixos e coincida com o símbolo de Christoffel, $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu = {}^\mu\beta\alpha$, dado pela seguinte expressão:

$$\Gamma_{\alpha\beta}^\mu = \frac{1}{2}g^{\mu\nu}(\partial_\beta g_{\alpha\nu} + \partial_\alpha g_{\nu\beta} - \partial_\nu g_{\beta\alpha}) = \Gamma_{\beta\alpha}^\mu. \quad (2.7)$$

2.1 Tensor de Curvatura

Agora, consideremos o deslocamento paralelo de um vetor ao longo de uma família de curvas geodésicas na variedade, de modo que

$$\Delta A_\mu = \oint_\gamma \delta A_\mu = \oint_\gamma \Gamma_{\alpha\beta}^\mu A^\beta dx^\alpha. \quad (2.8)$$

Podemos reescrever esta integral utilizando a versão quadri-dimensional do teorema de Stokes

$$\oint_\gamma V_\mu dx^\mu = \int_F df^{\mu\nu} \partial_\mu V_\nu = \frac{1}{2} \int_F df^{\mu\nu} (\partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu), \quad (2.9)$$

onde $df^{\mu\nu} = -df^{\nu\mu}$ é o elemento infinitesimal da superfície e a integral é realizada sobre a superfície F limitada por γ . Assim,

$$\Delta A_\mu = \frac{1}{2} \int df^{\alpha\nu} [\partial_\alpha (\Gamma_{\nu\mu}^\beta A_\beta) - \partial_\nu (\Gamma_{\alpha\mu}^\beta A_\beta)]. \quad (2.10)$$

Como o transporte paralelo se dá sobre curvas geodésicas, onde $DA_\mu = 0$, então

$$\partial_\mu A_\nu = \Gamma_{\mu\nu}^\alpha A_\alpha. \quad (2.11)$$

Por fim, obtemos

$$\Delta A_\mu = \frac{1}{2} \int df^{\alpha\nu} [\partial_\alpha \Gamma_{\nu\mu}^\beta - \partial_\nu \Gamma_{\alpha\mu}^\beta + \Gamma_{\nu\mu}^\beta \Gamma_{\alpha\rho}^\beta - \Gamma_{\alpha\mu}^\rho] A_\beta, \quad (2.12)$$

$$\Delta A_\mu = \frac{1}{2} R_{\alpha\nu\mu}{}^\beta A_\beta \Delta f^{\alpha\nu}, \quad (2.13)$$

onde $R_{\alpha\nu\mu}{}^\beta$ é o tensor de curvatura de Riemman, vejamos algumas propriedades do tensor de Riemman:

$$R_{\mu\nu\alpha\beta} = R_{[\mu\nu][\alpha\beta]}, \quad (2.14)$$

$$R_{\mu\nu\alpha\beta} = R_{\alpha\beta\mu\nu}, \quad (2.15)$$

$$R_{\mu\nu\alpha\beta} = R_{\mu\nu\beta\alpha}, \quad (2.16)$$

$$R_{\nu\alpha\beta}{}^\mu + R_{\alpha\beta\nu}{}^\mu + R_{\beta\nu\alpha}{}^\mu = 0. \quad (2.17)$$

E por último, mas não menos importante a propriedade conhecida como identidade de Bianchi:

$$R_{\mu\nu}{}^{\alpha\beta}{}_{;\rho} + R_{\nu\rho}{}^{\alpha\beta}{}_{;\mu} + R_{\rho\mu}{}^{\alpha\beta}{}_{;\nu} = 0, \quad (2.18)$$

onde ”;” representa a derivada covariante. Desta propriedade obtemos

$$G_\mu{}^\nu{}_{;\nu} = 0. \quad (2.19)$$

Sendo

$$G_\mu{}^\nu = R_\mu{}^\nu - \frac{1}{2} g_\mu{}^\nu R, \quad (2.20)$$

onde R é o escalar de curvatura, dado pela contração do tensor de Ricci, $R_{\mu\nu}$, que por sua vez, é dado pela contração do tensor de Riemman, como se segue

$$R_{\alpha\mu\nu}{}^\alpha = R_{\nu\mu}, \quad (2.21)$$

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

2.2 Equações de Campo

As equações de campo podem ser facilmente obtidas através de sua ação, utilizando o princípio de mínima ação. Como a RG é uma teoria que relaciona matéria e geometria, sua ação deve ser de tal forma que represente a contribuição do campo gravitacional e a

contribuição da matéria

$$S = S_g + S_m = \int d^4x \sqrt{-g} (L_g + L_m). \quad (2.23)$$

Pelo princípio de mínima ação

$$\delta S = \delta S_g + \delta S_m = 0, \quad (2.24)$$

Para a parte que representa a contribuição do campo gravitacional, temos

$$\delta S_g = -\frac{1}{2\chi} \int d^4x \sqrt{-g} (R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R) \delta g^{\mu\nu}, \quad (2.25)$$

e para a parte que representa a contribuição da matéria

$$\delta S_m = \frac{1}{2} \int d^4x \sqrt{-g} T_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu}. \quad (2.26)$$

Unindo pelo princípio de mínima ação (2.24) as equações (2.25) e (2.26), chegamos a seguinte expressão para as equações de campo

$$R_{\mu}^{\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu}^{\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (2.27)$$

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (2.28)$$

Todos os cálculos desenvolvidos e resultados apresentados nesse capítulo podem ser facilmente verificados em (SABBATA; GASPERINI, 1985), (SCHUTZ, 2009), (D'INVERNO, 1992).

3 Buracos de minhoca

Buracos de minhoca podem ser entendidos como atalhos através do espaço-tempo, que conectam duas regiões distintas de um mesmo universo, conhecidos como BsM intra-universo figura (3.1), ou duas regiões distintas de universos diferentes, conhecidos como BsM inter-universo figura (3.2). A diferença entre essas duas classes de BsM só surge ao tratarmos geometria e topologia a nível global, um aventureiro viajando através de um BM jamais saberia diferenciar se está viajando para uma outra região do mesmo universo ou para um universo diferente. Nesse trabalho, não entraremos do âmbito das questões globais, iremos nos ater apenas ao que diz respeito a física próxima a garganta.

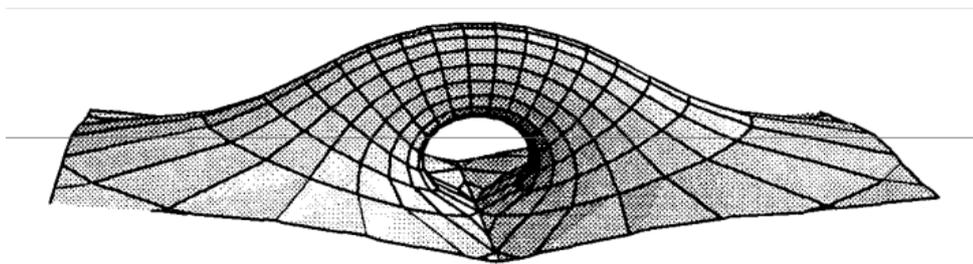


FIGURA 3.1 – Diagrama de Imersão de um BM intra-universo, Fonte: (VISSER, 1995)

É comum que as pessoas cometam o erro de associar buracos negros a viagens interestelares rápidas, como se esses fossem uma espécie de buraco de minhoca atravessável. Isso porque os BsN criam uma deformidade através do espaço-tempo semelhante a um túnel. No entanto, diferente do que ocorre no BM, no BN a massa está contida em um unico ponto, o qual conhecemos como singularidade.

A confusão pode ocorrer também, devido ao artigo de Einstein e Rosen (EINSTEIN; ROSEN, 1935), que na tentativa de eliminar a singularidade de Schwarzschild chegaram a solução de BsM, conhecidos hoje como ponte de Einstein-Rosen ou apenas BM de Schwarzschild.

Em prática, é esperado que os BsM de Schwarzschild ocorram naturalmente no universo, porém não podemos considera-los como um meio útil para viagens interestelares.O

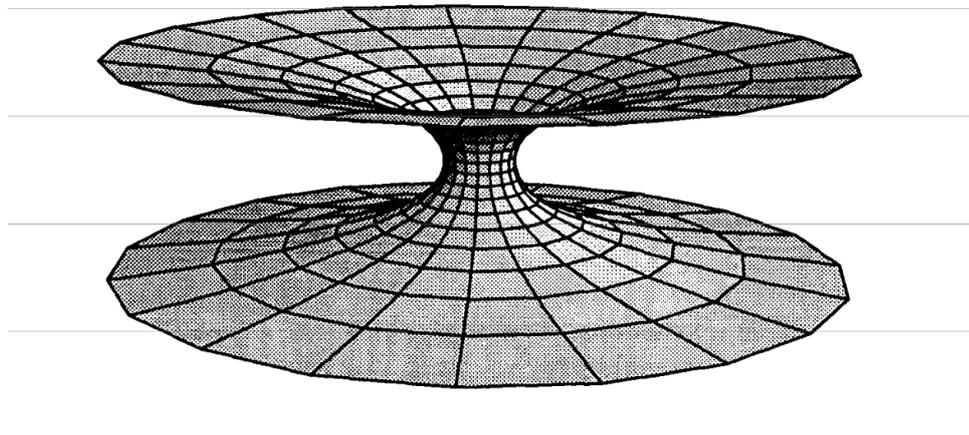


FIGURA 3.2 – Diagrama de Imersão de um BM inter-universo, Fonte: (VISSER, 1995)

BM de Schwarzschild compartilha de algumas características com o seu “primo” BN, sendo uma dessas a existência de um horizonte.

O horizonte é a superfície que separa a região interna do objeto do universo externo. No horizonte de um BM de Schwarzschild, assim como no BN, as forças gravitacionais de maré produzem uma aceleração relativa enorme entre a cabeça e os pés de um viajante, podendo matá-lo antes mesmo que este alcance o horizonte. Devemos lembrar também, que a existência de um horizonte torna o objeto um caminho de mão única, de maneira que, as coisas podem entrar, porém não podem sair. Em outras palavras, mesmo que o viajante sobreviva ao horizonte este não poderia voltar por onde veio. Isto implica também que o objeto do outro lado, no qual o viajante vai emergir, deve possuir um mecanismo diferente do qual ele entrou. Das soluções para a ponte de Einstein-Rosen, sabemos que estes BM possuem um anti-horizonte que, assim como os buracos brancos são instáveis diante de pequenas perturbações (REDMOUNT, 1985). Outros dois candidatos que podemos descartar são os BsM de Kerr e os BsM de Wheeler. O primeiro não possui simetria esférica como os BsM de Schwarzschild, porém compartilham da existência de um horizonte. Já o segundo, além da instabilidade, é extremamente pequeno, na ordem do comprimento de Planck (VISSER, 1995).

No intuito de construir um BM que fosse atravessável, evitando os problemas citados anteriormente, Morris e Thorne impuseram algumas condições sobre os BsM (MORRIS; THORNE, 1988).

3.1 Propriedades de um buraco de minhoca

Baseado nas soluções de BsM já existentes, como o BM de Schwarzschild, Morris e Thorne impuseram ainda algumas outras propriedades aos BsM para que eles fossem atravessáveis. Um BM atravessável é aquele em que a viagem interestelar é segura para o passageiro, isto é, após viajar pelo BM, o passageiro tem preservadas suas faculdades físicas, de forma a estar totalmente apto a nos contar sua experiência. Dessa forma, um BM atravessável deve respeitar as seguintes propriedades:

- a solução deve obedecer as equações de campo da RG em todos os pontos;
- a solução deve conter uma garganta, que conecta duas regiões assintoticamente planas do espaço-tempo, e esta garganta deve possuir um raio mínimo diferente de zero;
- não deve haver horizontes;
- o tempo de viagem para atravessar o BM deve ser razoavelmente pequeno, quando medido não apenas pelo viajante, mas por observadores no exterior do BM;
- a solução deve ser estável sob perturbações.

3.2 Detalhes matemáticos

3.2.1 Métrica

A fim de facilitar os cálculos, Morris e Thorne, consideraram que BsM são esfericamente simétricos e estáticos (os potenciais métricos independem do tempo) e sua métrica é dada por, (MISNER *et al.*, 1982):

$$ds^2 = -e^{2\phi(r)} dt^2 + \left[1 - \frac{b(r)}{r}\right]^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2(\theta) d\varphi^2, \quad (3.1)$$

onde $b(r)$ é a função forma e $\phi(r)$ a função desvio para o vermelho.

Para satisfazer a ausência de horizonte, devemos exigir que ϕ seja constante, garantindo que não haja uma singularidade na coordenada temporal. Isso porque, segundo C.V. Vishveshwara, para qualquer espaço-tempo assintoticamente plano com um vetor Killing ξ ($\xi = e_0$ na nossa notação) que é o vetor Killing de translação no tempo comum no infinito espacial e é ortogonal a um família de superfícies tridimensionais, a superfície tridimensional $\xi \cdot \xi = 0$, ou seja, $e_0 \cdot e_0 = g_{tt} = 0$, é uma superfície nula que não pode ser

atravessada por quaisquer curvas de saída do tempo direcionadas para o futuro, ou seja, um horizonte (MORRIS; THORNE, 1988).

3.2.2 Condições de contorno

Na física é muito comum utilizarmos diagramas de imersão para visualizarmos o espaço-tempo, como o da figura (3.1). Dada a natureza esfericamente simétrica desses objetos, podemos limitar-nos a uma fatia equatorial, onde $\theta = \frac{\pi}{2}$ em um instante fixo do tempo, resultando na equação (3.2)

$$ds^2 = \left[1 - \frac{b(r)}{r}\right]^{-1} dr^2 + r^2 d\varphi^2. \quad (3.2)$$

Para visualizarmos essa fatia, incorporamos a métrica ao espaço Euclidiano tridimensional, podendo ser escrita em coordenadas cilíndricas, (r, z, φ) , como

$$ds^2 = dr^2 + dz^2 + r^2 d\varphi^2. \quad (3.3)$$

Devido a simetria axial da superfície descrita por $z = z(r)$, podemos reescrever a métrica como,

$$ds^2 = \left[1 + \left(\frac{dz}{dr}\right)^2\right] dr^2 + r^2 d\varphi^2. \quad (3.4)$$

Da comparação entre as métricas (3.2) e (3.4), obtemos,

$$\frac{dz}{dr} = \pm \frac{1}{\sqrt{\frac{r}{b} - 1}}. \quad (3.5)$$

Uma característica que não se limita apenas aos BM de Morris e Thorne, é que $\frac{dz}{dr} \rightarrow \infty$ na garganta, pois corresponde a uma superfície vertical (esta característica junto a equação (3.5) $b(r_0) = r_0$ como podemos ver na figura 3.3). Enquanto que distante da garganta, quando $r \rightarrow \infty$, $\frac{dz}{dr} \rightarrow 0$.

Devido a divergência de $\frac{dz}{dr}$ na garganta, é conveniente trabalharmos com a distância radial própria "l" medida por um observador.

$$dl^2 = dr^2 + dz^2 \quad \rightarrow \quad \frac{dl^2}{dr^2} = \left(1 - \frac{b}{r}\right)^{-1}, \quad (3.6)$$

$$\frac{dz}{dl} = \sqrt{\frac{b}{r}}, \quad (3.7)$$

em relação a r

$$\frac{dl}{dr} = \left(1 - \frac{b}{r}\right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.8)$$

$$l(r) = \int_{b_0}^r \frac{dr}{\left(1 - \frac{b}{r}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.9)$$

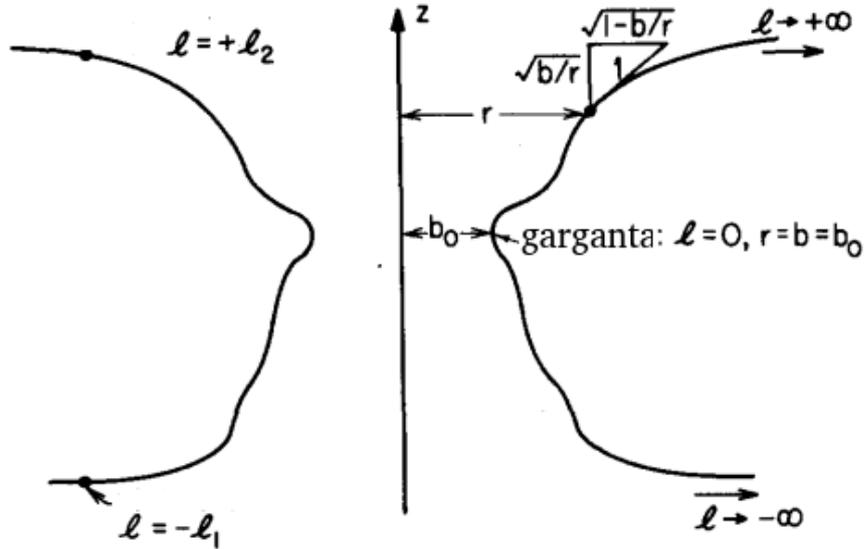


FIGURA 3.3 – Diagrama de imersão visto de perfil, Fonte: (MORRIS; THORNE, 1988)

Diferente da coordenada radial r , a distância radial própria l deve ser bem comportada por toda parte, ou seja, $l(r)$ deve ser finita ao longo de todo o espaço-tempo. Desta forma

$$1 - \frac{b}{r} > 0. \quad (3.10)$$

Ainda para que seja solução de BsM, a coordenada radial r não deve ser monotônica, pois decresce de $+\infty$ até um mínimo, em que se localiza a garganta, e depois volta a crescer para $-\infty$, conectando duas regiões assintoticamente planas. Matematicamente, isso significa que $\frac{d^2r}{dz^2} > 0$.

Se derivarmos $\frac{dr}{dz}$ em z , obtemos a expressão para essa condição de expansão:

$$\frac{d^2r}{dz^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left[\left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right] = \frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left[\left(\sqrt{1 - \frac{b}{r}} \right)^2 \right], \quad (3.11)$$

$$\frac{d^2r}{dz^2} = \frac{b(r) - b'(r)r}{2r^2} \geq 0. \quad (3.12)$$

De forma que

$$\left. \frac{d^2 r}{dz^2} \right|_{r_0} \rightarrow b'(r_0) < 1. \quad (3.13)$$

3.2.3 Curvatura

Com uma métrica definida podemos construir as equações de campo de Einstein e calcular as forças sentidas pelo viajante através do BM, mas antes devemos definir os tensores de curvatura e as conexões da métrica (símbolo de Christoffel).

Símbolo de Christoffel:

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha} = \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} (\partial_{\mu} g_{\beta\nu} + \partial_{\nu} g_{\beta\mu} - \partial_{\beta} g_{\mu\nu}), \quad (3.14)$$

sendo seus componentes não nulos:

$$\Gamma_{10}^0 = \phi', \quad (3.15)$$

$$\Gamma_{00}^1 = \left(1 - \frac{b}{r}\right) \phi' e^{2\phi}, \quad (3.16)$$

$$\Gamma_{11}^1 = \frac{b'r - b}{2r(r - b)}, \quad (3.17)$$

$$\Gamma_{22}^1 = -r + b, \quad (3.18)$$

$$\Gamma_{33}^1 = -(r - b) \sin^2 \theta, \quad (3.19)$$

$$\Gamma_{12}^2 = \Gamma_{13}^3 = \frac{1}{r}, \quad (3.20)$$

$$\Gamma_{33}^2 = -\sin \theta \cos \theta, \quad (3.21)$$

$$\Gamma_{23}^3 = \tan \theta. \quad (3.22)$$

Como vimos, o tensor de Ricci é dado por uma contração do tensor de Riemann:

$$R_{\mu\nu\rho}^{\rho} = R_{\mu\nu} = \partial_{\sigma}\Gamma_{\mu\nu}^{\sigma} - \partial_{\nu}\Gamma_{\mu\sigma}^{\sigma} + \partial_{\mu\nu}^{\alpha}\Gamma_{\alpha\sigma}^{\sigma} - \Gamma_{\mu\sigma}^{\alpha}\Gamma_{\alpha\nu}^{\sigma}, \quad (3.23)$$

Com os componentes não nulos:

$$R_{00} = \left(1 - \frac{b}{r}\right) \left[\phi'' + (\phi')^2 - \frac{b'r - 3b + 4r}{2r(r-b)} \right], \quad (3.24)$$

$$R_{11} = - \left(1 - \frac{b}{r}\right) \left[\phi'' + (\phi')^2 + \left(\frac{b-b'r}{2r(r-b)}\right) \phi' + \frac{b-b'r}{r^2(r-b)} \right], \quad (3.25)$$

$$R_{22} = R_{33} = \left(1 - \frac{b}{r}\right) \left[\frac{b'r + b}{2r^2(r-b)} - \frac{\phi'}{r} \right]. \quad (3.26)$$

Sendo o escalar de curvatura uma contração do tensor de Ricci, temos:

$$R = -2 \left(1 - \frac{b}{r}\right) \left[\phi'' + (\phi')^2 - \frac{b'}{r(r-b)} - \left(\frac{b'r + 3b - 4r}{2r(r-b)}\right) \phi' \right]. \quad (3.27)$$

E por fim representando a parte geométrica das equações de campo, temos o tensor de Einstein:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R, \quad (3.28)$$

cujos componentes não nulos são:

$$G_{00} = \frac{b'}{r}, \quad (3.29)$$

$$G_{11} = \frac{-b}{r^3} + 2 \left(1 - \frac{b}{r}\right) \frac{\phi'}{r}, \quad (3.30)$$

$$G_{22} = G_{33} = \left(1 - \frac{b}{r}\right) \left[\phi'' + (\phi')^2 - \left(\frac{b'r - b}{2r(r-b)}\right) \phi' - \frac{b'r - b}{2r^2(r-b)} + \frac{\phi'}{r} \right]. \quad (3.31)$$

3.2.4 Tensor de energia-momento

Desde que é requerido sua proporcionalidade com o tensor de Einstein, o tensor de energia-momento $T_{\mu\nu}$ deve possuir a mesma estrutura algébrica que $G_{\mu\nu}$, onde seus com-

ponentes não nulos são dados por:

$$T_{00} = \rho; \quad T_{11} = -\tau; \quad T_{22} = T_{33} = p_t. \quad (3.32)$$

Sendo ρ a densidade de energia, τ a tensão radial, que pode ser escrita como a pressão radial com sinal negativo $-p_r$, e p_t é a pressão tangencial.

3.2.5 Equações de Einstein

Combinando os valores obtidos em (3.29), (3.30) e (3.31) em (2.28), chega-se em

$$\rho = \frac{b'}{8\pi r^2} \quad (3.33)$$

$$p_r = \frac{1}{8\pi} \left[\frac{2\phi'}{r} \left(1 - \frac{b}{r} \right) - \frac{b}{r^3} \right], \quad (3.34)$$

$$p_t = \frac{1}{8\pi} \left[\left(1 - \frac{b}{r} \right) \left(\phi'' + \phi' \left(\phi' + \frac{1}{r} \right) \right) - \frac{1}{2r^2} (b'r - b) \left(\phi' + \frac{1}{r} \right) \right]. \quad (3.35)$$

Por fim, utilizando a conservação do tensor de energia-momento, $T^{\mu\nu};_{\nu}$, é possível relacionar as equações (3.33), (3.34) e (3.35) em

$$p'_r = \frac{2}{r} [p_t - p_r] - [\rho + p_r] \phi', \quad (3.36)$$

também conhecida como a equação de equilíbrio hidrostático. Vale ressaltar que a equação (3.36), além de relacionar as equações (3.33)-(3.35) também pode ser obtida da manipulação algébrica dessas três equações.

Assim sendo, temos apenas as equações (3.33)-(3.35) como um conjunto de três equações diferenciais independentes relacionando cinco incógnitas: b, ρ, ϕ, τ e p_t . A abordagem normal para este tipo de problema é assumir equações de estado para a matéria preenchendo o BM, isto é, escrever $\tau = f(\rho)$ e $p = g(\rho)$, sendo f e g funções de ρ apenas que, num caso especial podem ser iguais. Adicionando-se estas duas equações de estado ao sistema (3.33)-(3.35) passamos a ter cinco equações com cinco incógnitas, o que torna o novo sistema solúvel para cada incógnita.

Vale ressaltar que este mecanismo consiste em conjecturar uma equação de estado para BsM. Até hoje não conhecemos como as pressões e a densidade relacionam-se no interior de um BM.

4 Condições de energia

Pelo menos sete tipos de condições de energia são invocadas ao discutirmos sobre RG. Iremos nos ater apenas a quatro delas, pois as outras 3 são as médias das 3 primeiras citadas a seguir: condição de energia nula (CEN), condição de energia fraca (CEFr), condição de energia forte (CEFo) e condição de energia dominante (CED). Aqui, assume-se que o tensor de energia-momento é do tipo I de Hawking-Ellis (VISSER, 1995), cujos componentes são:

$$T^{\mu\nu} = [\rho, p_1, p_2, p_3]. \quad (4.1)$$

4.1 Condição de energia nula (CEN)

A condição de energia nula nos garante que para qualquer vetor nulo

$$T_{\mu\nu}k^\mu k^\nu \geq 0. \quad (4.2)$$

Isso em termos dos componentes do tensor energia-momentum resulta em

$$\rho + p_j \geq 0, \quad \forall j. \quad (4.3)$$

4.2 Condição de energia fraca (CEFr)

A condição de energia fraca garante que para qualquer vetor do tipo tempo

$$T_{\mu\nu}V^\mu V^\nu \geq 0, \quad \rho \geq 0. \quad (4.4)$$

Em termos dos componentes do tensor energia-momentum resulta em

$$\rho + p_j \geq 0, \quad \forall j. \quad (4.5)$$

Essa afirmação implica fisicamente que, a medida da densidade de energia de qualquer distribuição de matéria tomada por um observador sempre será positiva. Esta condição

valida a CEN.

4.3 Condição de energia forte (CEFo)

A condição de energia forte garante que para qualquer vetor do tipo tempo,

$$\left(T_{\mu\nu} - \frac{T}{2}g_{\mu\nu}\right)V^\mu V^\nu \geq 0. \quad (4.6)$$

onde T é o traço de energia-momento, $T = T_{\mu\nu}g^{\mu\nu}$ que, em termos dos componentes do tensor energia-momentum resulta em

$$T = -\rho + \sum_j p_j, \quad \forall j, \quad (4.7)$$

$$\rho + p_j \geq 0, \quad \rho + \sum_j p_j \geq 0. \quad (4.8)$$

Notem que esta condição também valida a CEN, mas não necessariamente a CEFr.

4.4 Condição de energia dominante (CED)

A condição de energia dominante é a afirmação de que para qualquer vetor do tipo tempo

$$T_{\mu\nu}V^\mu V^\nu \geq 0 \quad \rho \geq 0 \quad . \quad (4.9)$$

Esta afirmação, assim como a CEFr, implica fisicamente que, a medida da densidade de energia tomada por um observador sempre será positiva, a outra implicação é que o fluxo de energia só pode ser do tipo-tempo ou nulo. Em termos dos componentes do tensor energia-momentum resulta em

$$\rho \geq 0, \quad , \quad p_j \in [-\rho, +\rho], \quad \forall j. \quad (4.10)$$

Notem que esta condição está ligada a CEFr, a CEN, mas não necessariamente a CEFo.

As condições de energia apresentadas nessa seção podem ser facilmente consultadas em (VISSER, 1995).

4.5 Violação da condição de energia no buraco de minhoca

Incorporando as restrições da métrica como $b_0 = r_0$ e a finitude de ϕ , e conseqüentemente a de b' , ás equações de campo de Einstein podemos retirar algumas informações, vejamos.

$$\rho_0 = \frac{b'}{8\pi r_0^2}, \quad (4.11)$$

$$\tau_0 = \frac{1}{8\pi r_0^2}, \quad (4.12)$$

$$p_{0t} = \frac{1}{8\pi} \left[-\frac{1}{2r_0^2} (b'r - r_0) \left(\phi' + \frac{1}{r_0} \right) \right]. \quad (4.13)$$

Notem que os componentes da densidade de energia ρ e da pressão transversal p_t , mesmo na garganta, dependem da forma do BM, enquanto a componente da tensão radial τ não. Assim, podemos estimar para τ_0

$$\tau_0 \sim 5 * 10^{41} \frac{dyn}{cm^2} \left(\frac{10m}{b_0} \right)^2 \sim 5 * 10^{11} \frac{dyn}{cm^2} \left(\frac{1, 1yr}{b_0} \right)^2. \quad (4.14)$$

Explorando esse resultado, se tomarmos um raio de aproximadamente 3 km, a tensão obtida será tão grande quanto a pressão no núcleo de uma estrela de neutrões supermassiva. Ou ainda, se tomarmos uma garganta extremamente grande de raio aproximadamente 1,1 anos-luz, a tensão obtida poderia ser produzida apenas por um campo magnético de $B \sim 10^6$ Gauss. A fim de explorar ainda mais a matéria na garganta do BM, Morris e Thorne definiram uma função adimensional ς escrita como

$$\varsigma = \frac{\tau - \rho}{\rho}. \quad (4.15)$$

Reescrevendo em termos de b e ϕ

$$\varsigma(r) = \frac{\left(\frac{b}{r}\right) - b' - 2(r-b)\phi'}{|b'|}. \quad (4.16)$$

Substituindo a equação (3.12) em (4.16)

$$\varsigma = \frac{2b^2}{r|b'|} \left(\frac{d^2r}{dz^2} \right) - 2(r-b) \frac{\phi'}{|b'|}. \quad (4.17)$$

Considerando as restrições citadas anteriormente, obtemos

$$s_0 = \frac{\tau_0 - \rho_0}{\rho_0} > 0, \quad \tau_0 > \rho_0. \quad (4.18)$$

A condição $\tau_0 > \rho_0$ é bastante problemática, pois significa que a pressão na garganta do BM deve exceder a densidade de massa-energia. Se voltarmos na seção anterior, a condição de energia nula afirma que $\rho + p_j \geq 0$, ou seja, $\rho > \tau$ e como acabamos de ver, a matéria na garganta do BM, cunhada de matéria exótica por Morris e Thorne, não respeita esta condição e, conseqüentemente, viola todas as outras condições de energia. Porém, o BM de Morris e Thorne não é o único objeto a violar as condições de energia. Foi descoberto por Hawking (HAWKING, 1974), que buracos negros não rotacionais podem desaparecer e suas áreas de superfície encolher, o que viola a segunda lei da mecânica dos buracos negros que diz que, todo tensor de matéria próximo ao horizonte de um buraco negro satisfaz a condição de energia forte, portanto a área da superfície do horizonte jamais poderia diminuir (HAWKING, 1972).

Tendo visto nos Capítulos 3 e 4 as principais características físicas e geométricas de buracos de minhoca, bem como as condições de energia que a eles são aplicadas, iremos no próximo capítulo tratar o tipo de matéria que consideraremos no interior de nosso modelo de buraco de minhoca, a matéria estranha.

5 Matéria estranha

O Universo jovem era preenchido por partículas se movendo rapidamente, incluindo quarks. Porém, em questão de milionésimos de segundos após o big bang, a temperatura do cosmo abaixou o suficiente para permitir que os quarks atravessassem a chamada transição de fase de quarks-hádrons e se combinassem nas conhecidas partículas nucleares. Recentemente vem sendo demonstrado que esse processo pode ocorrer de forma contrária, ou seja, das partículas nucleares para quarks. Várias formas de matéria de quarks foram consideradas na literatura, (IVANENKO; KURDGELAIDZE, 1969), (ITOH, 1970), (COLLINS; PERRY, 1975), entre outros. Porém, Witten foi o primeiro a considerar explicitamente a possibilidade de uma matéria de quarks composta por alguns quarks *strange* que pudesse ser absolutamente estável, cunhada de matéria estranha (WITTEN, 1984). Entendemos por matéria estranha a matéria de quarks composta por valores aproximadamente iguais de quarks *up*, *down* e *strange* e mais um pequeno número de elétrons para garantir a neutralidade.

Em suma, sabemos que na ausência do quark *strange* a matéria nuclear é mais estável que a matéria de quarks e que a adição da estranheza não tornaria a matéria nuclear mais estável, pois os hádrons estranhos são mais pesados que os não estranhos. Porém, ao tratarmos a matéria de quarks, a história é diferente, pois, devido o momento de Fermi ser bem maior que a massa do quark *strange*, é favorável energeticamente que alguns quarks não estranhos, se convertam em quarks *strange*. Ou seja, se submetermos um núcleo composto por quarks *up* e *down* a uma pressão suficientemente alta, de forma que suas fronteiras nucleares possam se dissolver e ocorrer então uma transição de fase (onde não haveria mais confinamento e os hádrons deixariam de existir), teríamos apenas a matéria na forma de matéria estranha (WITTEN, 1984).

Em seu artigo, Witten propôs ainda dois cenários astrofísicos para a formação da matéria estranha. No primeiro cenário, a matéria estranha teria sido produzida durante o resfriamento do universo através da QCD (*Quantum Chromodynamics*) de transição de fase a uma temperatura T_c de aproximadamente 100-200 MeV, característica da escala de energia de interação forte, porém este modelo foi duramente criticado sendo demonstrado no ano seguinte que toda a matéria estranha produzida nesta época evaporaria completamente à medida que o universo esfriasse para 10 MeV (ALCOCK; FARHI, 1985). O segundo

cenário possível, seria as estrelas de neutrôns. Estrelas de neutrôn têm como origem estrelas da sequência principal, de aproximadamente 10 a 25 massas solares, que ao cessar das fusões nucleares em seu núcleo, colapsam em um objeto extremamente denso (FILHO; SARAIVA, 2014), (MACIEL, 1999).

Nas próximas seções veremos um pouco sobre a estranheza e a equação de estado que iremos utilizar.

5.1 Partículas estranhas

Por um breve período, em 1947, era possível acreditar que os principais problemas da física de partículas elementares haviam sido resolvidos. Contudo, em dezembro desse mesmo ano, Rochester e Butler (ROCHESTER; BUTLER, 1947), publicaram uma *cloud chamber photograph*, em que partículas de raios cósmicos colidiam com uma placa de chumbo, produzindo uma partícula neutra, cuja presença foi revelada ao decair em duas cargas secundárias, sendo estas π^+ e π^- . Sobre essa nova partícula neutra, nomeada káon K^0 , sabia-se que possuía pelo menos duas vezes a massa do pión.

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- . \quad (5.1)$$

Em 1949 Brown e seus colaboradores publicaram uma fotografia em que apresentavam o decaimento do káon carregado

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- . \quad (5.2)$$

Os káons possuem um comportamento semelhante a de um pión pesado, isto fez com que a família dos mesóns fosse estendida para incluir essas novas partículas. Com o passar do tempo, muitos outros mésons foram incluídos, como, η , ϕ , ω , etc.

Não muito depois, em 1950, uma outra partícula neutra foi descoberta por um grupo da Cal Tech. A fotografia obtida pelo grupo era semelhante a apresentada por Rochester em 1947, porém desta vez, o produto do decaimento foram p^+ e π^- . Esta nova partícula, chamada de lambda Λ , era evidentemente mais pesada que o próton.

$$\Lambda \rightarrow p^+ + \pi^- . \quad (5.3)$$

E para manter a conservação dos números de bárions, lei de conservação proposta por Stuckelberg, a partícula Λ foi atribuída a família dos bárions. Um fato interessante é que Stuckelberg nunca utilizou o termo bárion em seus trabalhos, este foi utilizado primeiramente por Pais em 1953 (PAIS, 1953).

Assim como aconteceu com a família dos mésons, a família dos bárions também cresceu nos anos seguintes, alguns exemplos são os Σ 's, os Δ 's, entre outros.

De fato, as novas partículas não eram “estranhas” apenas por serem inesperadas; elas apresentavam certas peculiaridades em relação as outras partículas, como o fato de serem produzidas copiosamente (em um tempo de cerca de 10^{-23} s.), mas decaírem de maneira relativamente lenta em relação ao que se era esperado (geralmente 10^{-10} s.). Isto levou Pais (PAIS, 1952) a considerar que o mecanismo envolvido na produção dessas partículas era totalmente diferente daquele que governava sua desintegração. Em outras palavras, essas partículas são produzidas pela força forte, porém decaem pela força fraca. Este esquema requer ainda que as partículas sejam produzidas em pares (chamada produção associada). A evidência experimental para esse esquema ainda estava longe de ser clara na época, mas na década seguinte, Gell-Mann, em 1953, e Nishiiima, em 1955, conseguiram de maneira simples e incrivelmente bem-sucedida implementar e melhorar a ideia de Pais (GELL-MANN, 1953), (NISHIJIMA, 1955). Eles atribuíram a cada partícula uma nova propriedade, que Gell-Mann cunhou de *estranheza*, em que esta era conservada em qualquer interação forte, porém o mesmo não acontecia em uma interação fraca. Vamos tomar como exemplo a colisão de um pión-proton, esta colisão pode produzir duas partículas estranhas, sendo elas,



A essa propriedade, *estranheza*, foram atribuídos valores, no caso dos K's $S = +1$, e dos Σ 's e Λ 's $S = -1$, e para as demais partículas como π , p e n $S = 0$.

Mais tarde, em 1964, paralelamente Gell-Mann e Zweig, a fim de explicar o *Eightfold Way*, postularam a existência do quark *strange* e também a dos quarks *up* e *down*, dando origem ao modelo de quarks que conhecemos hoje (GELL-MANN, 2018), (GRIFFITHS, 1987).

5.2 Equação de estado da matéria estranha

A região onde os quarks se encontram é caracterizada por uma constante universal de densidade de energia “B”, onde B se comporta dinamicamente como uma pressão e mantém o gás de quarks a uma densidade e potencial químico finitos (CHODOS *et al.*, 1974).

Podemos considerar a matéria estranha, tal como um gás de Fermi, de simetria esférica, com quarks u , d e s , com equilíbrio químico mantido através dos processos de interação fraca (ALCOCK *et al.*, 1986), (FARHI; JAFFE, 1984).

$$d \rightarrow u + e + \bar{\nu}_e, \quad u + e \rightarrow d + \nu_e, \quad (5.5)$$

$$s \rightarrow u + e + \bar{\nu}_e, \quad u + e \rightarrow s + \nu_e, \quad (5.6)$$

$$s + u \leftrightarrow d + u. \quad (5.7)$$

Suas propriedades são determinadas pelo potencial termodinâmico Ω_a ($a = u, d, s, e$), sendo este uma função dos potenciais químicos μ_a , da massa do quark *strange* m e da constante de ligação α_c .

$$\Omega_u = -\frac{\mu_u^4}{4\pi^2} \left(1 - \frac{2\alpha_c}{\pi}\right), \quad (5.8)$$

$$\Omega_d = -\frac{\mu_d^4}{4\pi^2} \left(1 - \frac{2\alpha_c}{\pi}\right), \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} \Omega_s = & -\frac{1}{4\pi^2} [\mu_s \sqrt{\mu_s^2 - m^2} \left(\mu^2 - \frac{5}{2}m^2\right) + \frac{3}{2}m^4 \ln \left[\frac{\mu_s + \sqrt{\mu_s^2 - m^2}}{m}\right] + \\ & -\frac{2\alpha_c}{\pi} \left(3 \left[\mu \sqrt{\mu_s^2 - m^2} - m^2 \ln \left(\frac{\mu_s + \sqrt{\mu_s^2 - m^2}}{\mu_s}\right)\right]^2 - 2(\mu^2 - m^2)^2 - 3m^4 \ln^2 \frac{m}{\mu_s} + \right. \\ & \left. + 6 \ln \left(\frac{\rho_r}{\mu_s}\right) \left[\mu_s m^2 \sqrt{\mu_s^2 - m^2} - m^4 \ln \left(\mu_s + \sqrt{\mu_s^2 - m^2}\right)\right]\right] \end{aligned} \quad (5.10)$$

$$\Omega_e = -\frac{\mu_e^4}{12\pi^2}. \quad (5.11)$$

Os potenciais químicos em equilíbrio, obedecem

$$\mu_d = \mu_s \equiv \mu, \quad \mu_u + \mu_e = \mu. \quad (5.12)$$

E a neutralidade geral da carga requer

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_e = 0, \quad (5.13)$$

sendo n_a a densidade do número de partículas, expresso por

$$n_a = -\frac{\partial \Omega_a}{\partial \mu_a}, \quad (5.14)$$

e n_A a densidade do número de partículas bariônicas

$$n_A = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s). \quad (5.15)$$

A densidade total de energia é dada por

$$\rho = \sum_a (\Omega_a + \mu_a n_a) + B. \quad (5.16)$$

onde primeiro termo a direita expressa a densidade de energia do fermion, enquanto o segundo termo é a constante fenomenológica correspondente a densidade de energia do vácuo que está associada a fase.

A configuração de equilíbrio entre a pressão de Fermi e a pressão de vácuo é determinada por

$$P = \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{\rho}{n_A} \right) = 0. \quad (5.17)$$

No limite, quando $m \rightarrow 0$ e $\alpha_c \rightarrow 0$, obtemos:

$$\Omega_u = -\frac{\mu_u^4}{4\pi^2}, \quad (5.18)$$

$$\Omega_d = -\frac{\mu_d^4}{4\pi^2}, \quad (5.19)$$

$$\Omega_s = -\frac{\mu_s^4}{4\pi^2}, \quad (5.20)$$

$$\Omega_e = -\frac{\mu_e^4}{12\pi^2}. \quad (5.21)$$

Reescrevendo a equação (5.17), considerando as equações (5.18)-(5.21), temos

$$P = \frac{1}{3}(\rho - 4B). \quad (5.22)$$

Que corresponde a equação de estado para a matéria estranha, qual utilizaremos no capítulo seguinte.

6 Buracos de minhoca com matéria estranha

Como foi discutido ao longo da presente dissertação, de acordo com Morris e Thorne, um buraco de minhoca atravessável deve ser preenchido por matéria exótica, ou matéria com massa negativa. No entanto, também foi mencionado que esse paradigma pode ser quebrado ao se trabalhar com teorias alternativas de gravitação. Nelas, termos extras nas equações de campo podem implicar num conteúdo material satisfazendo as condições de energia, assim eliminando a necessidade de matéria exótica. Considerando a teoria de gravitação padrão (RG), a escolha de uma EdE como a MIT *bag model*, pode também quebrar esse paradigma? Investigaremos profundamente esta questão no presente Capítulo. Vale ressaltar que Morris e Thorne não utilizaram nenhuma EdE em particular em seu artigo de apresentação de BsM atravessáveis. Em vez disso, eles investigaram profundamente quais deveriam ser as características geométricas de tal objeto, ou seja, quais características deveriam ser respeitadas por ϕ e b .

O fato de não conhecermos a EdE de BsM faz com que haja uma certa arbitrariedade em sua escolha ao se construir modelos teóricos de tais objetos. De fato, diferentes escolhas para a EdE podem ser vistas em diferentes artigos (KUHFITIG *et al.*, 2010), (JAMIL *et al.*, 2010), (GONZALEZ *et al.*, 2009). A eventual detecção de BsM pelos métodos mencionados anteriormente irá certamente vincular a EdE de BsM, levando a modelamentos mais realistas (LI; BAMBI, 2014), (ANCHORDOQUI *et al.*, 1999), (DAI; STOJKOVIC, 2019), (CRAMER *et al.*, 1995).

Como já mencionado, escolhemos aqui testar a hipótese de BsM atravessáveis serem preenchidos por matéria estranha. Queremos verificar se tal hipótese leva a BsM que satisfaçam as condições de energia e as propriedades que os tornam atravessáveis.

Como vimos no capítulo 3, a partir da métrica de BM, equação (3.1), obteve-se 5 incógnitas, ϕ, b, ρ, p_r e p_t , para 3 equações independentes. Utilizando uma equação de estado como a da equação (5.22), reduzimos o número de incógnitas para 4, porém ainda assim o nosso sistema apresenta infinitas soluções possíveis e para que tenhamos um sistema de soluções finitas devemos reduzir o número de incógnitas para o mesmo número

de equações independentes. Na literatura é comum estabelecer um valor para a função forma $b(r)$ ou considerar a função de desvio para o vermelho $\phi(r)$ como sendo constante. Se tomarmos ϕ como constante, conseqüentemente, $\phi' = 0$. E as equações (3.21), (3.22) e (3.23) assumem a seguinte forma

$$\rho = \frac{b'}{8\pi r^2}, \quad (6.1)$$

$$p_r = -\frac{b}{8\pi r^3}, \quad (6.2)$$

$$p_t = -\frac{1}{16\pi r^3}[b'r - b]. \quad (6.3)$$

Agora, substituindo a equação (6.2) na equação (5.22), temos

$$\rho = -\frac{3b}{8\pi r^3} + 4B, \quad (6.4)$$

E eliminando ρ nas equações (6.1) e (6.4), obtém-se

$$b' + \frac{3b}{r} = 32B\pi r^2. \quad (6.5)$$

Observe que a equação (5.5) possui a forma de uma EDO linear podendo ser resolvida através do método do fator integrante,

$$\mu = \exp \int F(r)dr, \quad (6.6)$$

e

$$\mu * b(r) = \int \mu * Q(r)dr. \quad (6.7)$$

onde $F(r) = \frac{3}{r}$ e $Q(r) = 32B\pi r^2$. Esta EDO produz a seguinte solução

$$b = \frac{16B\pi r^3}{3} + r^{-3}C_1. \quad (6.8)$$

Utilizando a condição de contorno estabelecida na garganta, onde $b(r_0) = r_0$

$$b = \frac{16B\pi r^3}{3} + r^{-3}C_1 = r_0, \quad (6.9)$$

$$C_1 = \left[r_0 - \frac{16B\pi r_0^3}{3} \right] r_0^3. \quad (6.10)$$

Reescrevendo a solução (5.9) com o valor de (6.10)

$$b = \frac{16B\pi r^3}{3} \left[1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right] + r_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \quad (6.11)$$

Substituindo nas equações de campo o valor obtido para b , obtemos

$$\rho = 2B \left[1 + \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right] - \frac{3}{8\pi} \frac{r_0^4}{r^6}, \quad (6.12)$$

$$p_r = \frac{2}{3}B \left[-1 + \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right] - \frac{1}{8\pi} \frac{r_0^4}{r^6}, \quad (6.13)$$

$$p_t = \frac{3r_0^4 - 8B\pi(r^6 + 2r_0^6)}{12\pi r^6}. \quad (6.14)$$

É importante salientarmos que durante a realização deste trabalho, veio ao nosso conhecimento um artigo publicado por Harko e Lobo em 2015 (HARKO *et al.*, 2015), onde parte do artigo aborda o tema da dissertação. Mesmo tendo desenvolvimento paralelo ao trabalho de 2015, a função forma "b", corrobora com o que foi obtido por Harko e Lobo.

6.1 Verificação das propriedades métricas

Como visto no capítulo 3, além das condições de energia a solução de BsM deve obedecer a algumas restrições métricas. Uma dessas restrições implica na finitude da função de desvio para o vermelho ϕ , para garantir a ausência de um horizonte. No atual trabalho, para reduzir o número de incógnitas e encontrarmos uma solução para b , partimos da hipótese de que ϕ é constante, conseqüente obedecemos a restrição que impõe ϕ finito.

Outra restrição importante é sobre a forma de b , uma vez que b é uma função de r que determina a forma do BM esta deve ser finita para que conecte duas regiões assintoticamente planas. Note que a solução obtida em (5.11) não é uma solução assintoticamente plana. Já ressaltamos aqui que obtemos paralelamente os mesmos resultados obtidos por Harko e Lobo em 2015. Em seu artigo, Harko e Lobo também constataram que sua solução para b não era assintoticamente plana e propuseram uma combinação da solução de BsM com uma solução de vácuo externo, cuja métrica era dada pela métrica de Shwarzschild

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right)dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (6.15)$$

Assim a parte da matéria do BM seria expressa pela métrica (3.1) e seu exterior pela

métrica (6.15) sem que necessariamente houvesse um horizonte, pois a presença de um horizonte ocorre apenas quando o raio do objeto é menor do ou igual ao raio de Schwarzschild (o Sol possui um raio de Schwarzschild de aprox. 3 Km, dessa forma o raio de Schwarzschild está dentro do sol e o horizonte não existe). Ao contermos a métrica de BsM na métrica de Shwarzschild tornamos o raio do BM finito e conseqüentemente b também será finito.

6.2 Aplicações das condições de energia

Em posse dos valores obtidos para ρ, p_r e p_t , equações (6.12), (6.13) e (6.14), para explorarmos se há ou não a violação das condições de energia a partir da introdução de matéria estranha no BM, plotamos gráficos para cada condição de energia, figuras 6.1 à 6.6. Para plotarmos estes gráficos, foi preciso admitir um valor para r_0 que fosse diferente de zero, uma vez que a solução 6.11 para b depende de r_0 . Assim, tomamos $r_0 = 1$ e limitamos r a um intervalo de 1 – 10. É importante lembrarmos que os valores utilizados nos gráficos estão sendo considerados como adimensionáveis, inclusive a constante da *bag*. Iremos também, utilizando o valor de b obtido na equação 6.8, analisar as condições de energia em termo da constante de integração C_1 .

Pela figura 6.1, referente ao gráfico de $\rho + p_r$, e figura 6.2, referente ao gráfico de $\rho + p_t$, podemos observar que a condição de energia nula é obedecida, uma vez que os resultados apresentados para $\rho + p_j \forall j$ é positivo para todo o intervalo estabelecido para o raio r e a constante da *bag* B .

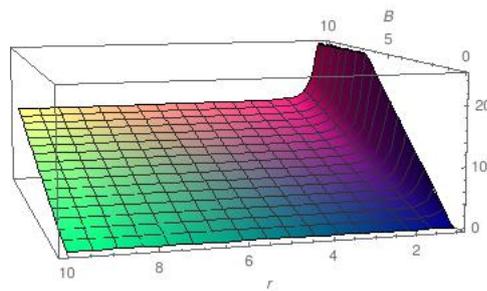
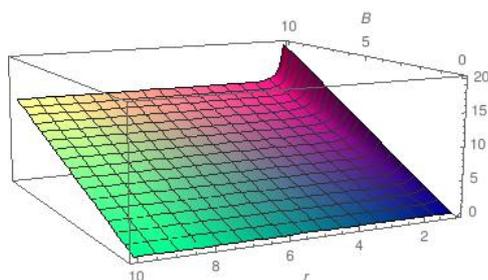


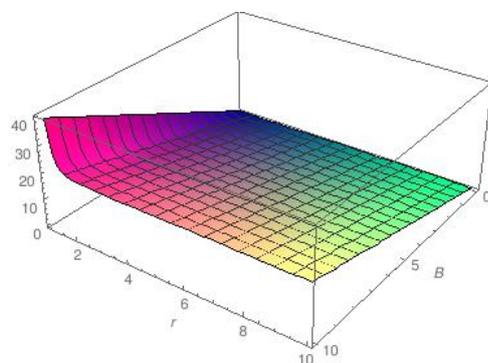
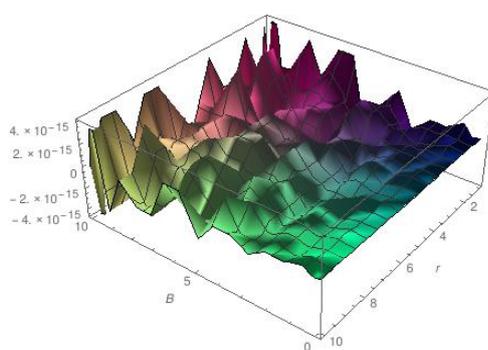
FIGURA 6.1 – Gráfico de $(\rho + p_r)$ em função de r e B , com $r_0 = 1$.

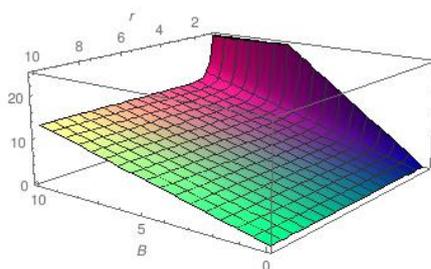
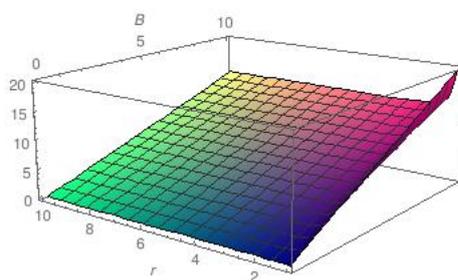
Para que a condição de energia fraca seja satisfeita, além de obedecer a CEN, devemos medir sempre $\rho > 0$. A figura 6.3 refere-se ao gráfico da densidade de energia do BM preenchido com matéria estranha. Nele podemos observar que, para todos os valores dos intervalos determinados para o raio r e a constante da *bag* “ B ”, ρ é positivo. Assim como a CEFr, a condição de energia forte exige que a CEN seja obedecida, mas não só isso, exige também que $\rho + p_r + 2p_t$ seja positivo. Como vimos em 6.1 e 6.2 a CEN é satisfeita,

FIGURA 6.2 – Gráfico de $(\rho + p_t)$ em função de r e B , com $r_0 = 1$.

analisando o gráfico 6.4 que refere-se ao gráfico de $\rho + p_r + 2p_t$, em um primeiro momento podemos pensar que a condição $\rho + p_r + 2p_t > 0$ não é satisfeita para todos os valores r e B , indicando que a CEFo é violada. Porém, se repararmos no intervalo em que os pontos estão sendo apresentados, percebemos que este intervalo é muito pequeno, 10^{-15} , isso indica que os picos apresentados na figura 6.4 é na verdade um erro numérico, cujo gráfico está zerando. O fato do gráfico na figura 6.4 zerar satisfaz a condição de energia forte.

Para a condição de energia dominante temos que, além da CEN, a condição $\rho - p_j > 0 \forall j$ deve ser satisfeita. Pelos gráficos em 6.5 e 6.6, podemos ver que tanto $\rho - p_r$ quanto $\rho - p_t$ assumem valores positivos para os valores estabelecidos para r e B .

FIGURA 6.3 – Gráfico de ρ em função de r e B , com $r_0 = 1$ FIGURA 6.4 – Gráfico visto de cima de $(\rho + p_r + 2p_t)$ em função de r e B , com $r_0 = 1$

FIGURA 6.5 – Gráfico de $(\rho - p_r)$ em função de r e B , com $r_0 = 1$ FIGURA 6.6 – Gráfico de $(\rho - p_t)$ em função de r e B , com $r_0 = 1$

7 Conclusão

Pelas soluções obtidas por Morris e Thorne, BsM violam a condição de energia nula, mostrando ser necessário a presença da matéria exótica para manter sua garganta estável. Porém, em seu artigo Morris e Thorne chegam a essa conclusão a partir de soluções genéricas, sem considerar primeiramente a natureza da matéria que preenche o buraco de minhoca, até porque não há uma equação de estado definida para tal objeto. Neste trabalho, pressupomos que a matéria que preenche o BM pode ser a matéria estranha. Dessa forma introduzimos a EdE da matéria estranha (5.22) na estrutura do BM a partir das equações de campo geradas pela métrica (3.1). Ao utilizarmos uma equação de estado pudemos reescrever a pressão radial em função da densidade de energia, diminuindo o número de incógnitas. Como ainda haviam quatro incógnitas para três equações independente, assumimos que a função de desvio para o vermelho ϕ era constante. Tendo então três incógnitas para 3 equações independentes, foi possível encontrar um valor para a função forma b (5.11), função essa que corrobora com o obtido por Harko e Lobo na equação (21) (HARKO *et al.*, 2015).

Da solução obtida para b , observamos que essa solução não é assintoticamente plana como é requisitado para a solução de um BM. Harko e Lobo resolveram esse problema combinando a métrica do BM com a métrica de Schwarzschild para o vácuo externo. Pois, uma vez que a métrica do BM está contida em uma métrica de vácuo externo, o raio do BM passa a ser finito e com isso b passa a ser finito também. A mesma metodologia será aplicada ao presente modelo numa próxima etapa do projeto.

Com uma solução estabelecida para b , pudemos reescrever as equações de campo e enfim analisar as condições de energia, verificando se essas são violadas ou não. Por meio da análise dos resultados apresentados neste trabalho, pudemos observar que a então problemática violação da condição de energia nula é evitada ao introduzirmos a matéria estranha na estrutura do BM, assim como as demais condições de energia. Ou seja, não é necessário a presença de matéria exótica para manter a estabilidade da garganta. Vale ressaltar que, com exceção da condição $\rho + p_r + 2p_t$, que evidencia um vínculo do tensor de energia-momento, os resultados obtidos para as demais condições de energia está vinculado a um valor arbitrário para r_0 , escolhido na construção dos gráficos.

Como próxima etapa do projeto retomaremos a análise eliminando a arbitrariedade em r_0 . Iremos também re-inserir as constantes G e c nas equações de campo, visando investigar se os valores dimensionais de B que levam à satisfação das condições de energia concordam com os valores de B utilizados em modelos de matéria estranha, particularmente em modelos de estrelas estranhas ($B_0 = 56 \text{ MeV fm}^{-3}$, (HAENSEL *et al.*, 1986)).

Note-se que a quebra de paradigma acima mencionada tem relação direta com o valor da constante da *bag* necessário para obedecer as condições de energia. É comum vermos na literatura que se buracos de minhoca existem, eles foram construídos por civilizações alienígenas avançadas. Isso reside no fato de que nós não temos tecnologia para construir matéria com massa negativa em laboratório (tampouco matéria com tal característica é esperada na natureza), enquanto uma civilização avançada pode ter alcançado tal tecnologia.

Por outro lado, matéria estranha é esperada na natureza (WITTEN, 1984), o que torna a formação de tais buracos de minhoca significativamente mais viável.

Embora a formação de buracos de minhoca com matéria estranha não tenha sido tema da presente pesquisa de mestrado, esta também pode vir a ser analisada na próxima etapa do projeto. O ponto de partida de tal estudo em particular residirá no fato de que da mesma forma que estrelas de nêutrons de alta densidade podem ser o ambiente propício para a formação de matéria estranha, o ambiente altamente denso em um buraco de minhoca também pode gerar subsídios para a formação de tal matéria.

Um segundo cenário pode vir da contaminação de buracos de minhoca por *strangelets* gerados em ambientes catastróficos no universo, como a fusão de estrelas de nêutrons. Por fim, buracos de minhoca gerados primordialmente na era da matéria rígida (*stiff matter*) (CHAVANIS, 2015), podem ter expandido com o fluxo de Hubble até assumirem escalas macroscópicas. Essa última possibilidade da formação dos BsM é reforçada por sabermos que a formação de buracos de minhoca em um período cósmico tardio requer mudanças topológicas lorentzianas no espaço, algo que parece ser mais do que problemático para a maioria dos físicos, porque implica violações de causalidade (GEROCH, 1967), (HAWKING, 1992). No entanto, se os buracos de minhoca são criados em conjunto com o espaço-tempo e não formados por processos astrofísicos, pode-se esperar uma população cosmológica desses objetos sem as previsões desconfortáveis dos teoremas de mudança da topologia.

Uma vez que seja possível a existência de buracos de minhoca com matéria estranha, trabalhos sobre a detecção desses objetos podem ser realizados em cima das implicações da interação da matéria estranha.

Referências

- ABBOTT, B. P.; ABBOTT, R.; ABBOTT, T.; ABERNATHY, M.; ACERNESE, F.; ACKLEY, K.; ADAMS, C.; ADAMS, T.; ADDESSO, P.; ADHIKARI, R. *et al.* First search for gravitational waves from known pulsars with advanced ligo. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 839, n. 1, p. 12, 2017.
- AKIYAMA, K.; ALBERDI, A.; ALEF, W.; ASADA, K.; AZULAY, R.; BACZKO, A.-K.; BALL *et al.* First m87 event horizon telescope results. iv. imaging the central supermassive black hole. **The Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 875, n. 1, p. L4, 2019.
- ALCOCK, C.; FARHI, E. Evaporation of strange matter in the early universe. **Physical Review D**, APS, v. 32, n. 6, p. 1273, 1985.
- ALCOCK, C.; FARHI, E.; OLINTO, A. Strange stars. **The Astrophysical Journal**, v. 310, p. 261–272, 1986.
- ANCHORDOQUI, L. A.; TORRES, D. F.; ROMERO, G. E.; ANDRUCHOW, I. In search for natural wormholes. **Modern Physics Letters A**, World Scientific, v. 14, n. 12, p. 791–797, 1999.
- AZIZI, T. Wormhole geometries in $f(r, t)$ gravity. **International Journal of Theoretical Physics**, Springer, v. 52, n. 10, p. 3486–3493, 2013.
- BRONNIKOV, K. A. Scalar-tensor theory and scalar charge. **Acta Phys. Polon.**, v. 4, p. 251–266, 1973.
- CHAVANIS, P.-H. Cosmology with a stiff matter era. **Physical Review D**, APS, v. 92, n. 10, p. 103004, 2015.
- CHODOS, A.; JAFFE, R.; JOHNSON, K.; THORN, C. B. Baryon structure in the bag theory. **Physical Review D**, APS, v. 10, n. 8, p. 2599, 1974.
- COLLINS, J. C.; PERRY, M. J. Superdense matter: neutrons or asymptotically free quarks? **Physical Review Letters**, APS, v. 34, n. 21, p. 1353, 1975.
- CRAMER, J. G.; FORWARD, R. L.; MORRIS, M. S.; VISSER, M.; BENFORD, G.; LANDIS, G. A. Natural wormholes as gravitational lenses. **Physical Review D**, APS, v. 51, n. 6, p. 3117, 1995.
- DAI, D.-C.; STOJKOVIC, D. Observing a wormhole. **Physical Review D**, APS, v. 100, n. 8, p. 083513, 2019.

- D'INVERNO, R. A. **Introducing Einstein's relativity**. [S.l.]: Clarendon Press, 1992.
- DYSON, F. W.; EDDINGTON, A. S.; DAVIDSON, C. A determination of the deflection of light by the sun's gravitational field, from observations made at the total eclipse of may 29, 1919. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character**, JSTOR, v. 220, p. 291–333, 1920.
- EINSTEIN, A. Ist die trägheit eines körpers von seinem energieinhalt abhängig? **Annalen der Physik**, Wiley Online Library, v. 323, n. 13, p. 639–641, 1905.
- EINSTEIN, A. Zur elektrodynamik bewegter körper. **Annalen der physik**, Wiley Online Library, v. 322, n. 10, p. 891–921, 1905.
- EINSTEIN, A. 238 on the inertia of energy. **Annalen der Physik**, v. 23, p. 371–384, 1907.
- EINSTEIN, A. Über das relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen folgerungen, jahrb. d. **Radioaktivität u. Elektronik. IV**, p. 454, 1907.
- EINSTEIN, A.; ROSEN, N. The particle problem in the general theory of relativity. **Physical Review**, APS, v. 48, n. 1, p. 73, 1935.
- EKŞİ, K. Y. Neutron stars: compact objects with relativistic gravity. **Turkish Journal of Physics**, The Scientific and Technological Research Council of Turkey, v. 40, n. 2, p. 127–138, 2016.
- ELIZALDE, E.; KHURSHUDYAN, M. Wormholes with $\rho(r, r')$ matter in $f(r, t)$ gravity. **Physical Review D**, APS, v. 99, n. 2, p. 024051, 2019.
- ELLIS, H. G. Ether flow through a drainhole: A particle model in general relativity. **Journal of Mathematical Physics**, American Institute of Physics, v. 14, n. 1, p. 104–118, 1973.
- ELLIS, H. G. The evolving, flowless drainhole: A nongravitating-particle model in general relativity theory. **General Relativity and Gravitation**, Springer, v. 10, n. 2, p. 105–123, 1979.
- FARHI, E.; JAFFE, R. L. Strange matter. **Physical Review D**, APS, v. 30, n. 11, p. 2379, 1984.
- FILHO, K. de S. O.; SARAIVA, M. d. F. O. *Astronomia e astrofísica*. **Livraria da Física, Rio Grande do Sul**, 2014.
- FLAMM, L. Comments on einstein's theory of gravity. **Physikalische Zeitschrift**, v. 17, p. 448, 1916.
- GELL-MANN, M. Isotopic spin and new unstable particles. **Physical Review**, APS, v. 92, n. 3, p. 833, 1953.
- GELL-MANN, M. **The eightfold way**. [S.l.]: CRC Press, 2018.
- GEROCH, R. P. Topology in general relativity. **Journal of Mathematical Physics**, American Institute of Physics, v. 8, n. 4, p. 782–786, 1967.

- GIBBONS, G. W. Editorial note to: Ludwig flamm, contributions to einstein's theory of gravitation. **General Relativity and Gravitation**, Springer, v. 47, n. 6, p. 71, 2015.
- GONZALEZ, J.; GUZMAN, F.; MONTELONGO-GARCIA, N.; ZANNIAS, T. Wormholes supported by phantom energy. **Physical Review D**, APS, v. 79, n. 6, p. 064027, 2009.
- GRIFFITHS, D. **Introduction to Elementary Particles John Wiley & Sons**. [S.l.]: Inc, 1987.
- HAENSEL, P.; ZDUNIK, J.; SCHAEFER, R. Strange quark stars. **Astronomy and astrophysics**, v. 160, p. 121–128, 1986.
- HARKO, T.; LOBO, F. S.; MAK, M. Wormhole geometries supported by quark matter at ultra-high densities. **International Journal of Modern Physics D**, World Scientific, v. 24, n. 01, p. 1550006, 2015.
- HARKO, T.; LOBO, F. S.; MAK, M.; SUSHKOV, S. V. Modified-gravity wormholes without exotic matter. **Physical Review D**, APS, v. 87, n. 6, p. 067504, 2013.
- HAWKING, S. Nature 248 30 hawking sw 1975. **Commun. Math. Phys**, v. 43, p. 199, 1974.
- HAWKING, S. W. Black holes in general relativity. **Communications in Mathematical Physics**, Springer, v. 25, n. 2, p. 152–166, 1972.
- HAWKING, S. W. Chronology protection conjecture. **Physical Review D**, APS, v. 46, n. 2, p. 603, 1992.
- ITOH, N. Hydrostatic equilibrium of hypothetical quark stars. **Progress of Theoretical Physics**, Oxford University Press, v. 44, n. 1, p. 291–292, 1970.
- IVANENKO, D.; KURDGELAIDZE, D. Astrofiz. 1, 479 (1965). **Lett. Nuovo Cim**, v. 2, p. 13, 1969.
- JAMIL, M.; KUHFITIG, P. K.; RAHAMAN, F.; RAKIB, S. A. Wormholes supported by polytropic phantom energy. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 67, n. 3-4, p. 513–520, 2010.
- KERR, R. P. Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics. **Physical review letters**, APS, v. 11, n. 5, p. 237, 1963.
- KUHFITIG, P. K.; RAHAMAN, F.; GHOSH, A. Quintom wormholes. **International Journal of Theoretical Physics**, Springer, v. 49, n. 6, p. 1222–1231, 2010.
- LENZI, C. H.; POMPEIA, P. J.; STUDART, N. A deflexão gravitacional da luz: De newton a einstein. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, SciELO Brasil, v. 41, 2019.
- LI, Z.; BAMBI, C. Distinguishing black holes and wormholes with orbiting hot spots. **Physical Review D**, APS, v. 90, n. 2, p. 024071, 2014.
- MACIEL, W. J. **Introdução à Estrutura e Evolução Estelar Vol. 24**. [S.l.]: Edusp, 1999.

- MEHDIZADEH, M. R.; ZANGENEH, M. K.; LOBO, F. S. Einstein-gauss-bonnet traversable wormholes satisfying the weak energy condition. **Physical Review D**, APS, v. 91, n. 8, p. 084004, 2015.
- MISNER, C.; THORNE, K.; WHEELER, J. Gravitation freeman, san francisco, 1973. 2nd birrell and pcw davies. **Quantum Fields in Curved Space**, 1982.
- MORAES, P.; PAULA, W. D.; CORREA, R. Charged wormholes in $f(r, t)$ extended theory of gravity. **arXiv preprint arXiv:1710.07680**, 2017.
- MORRIS, M. S.; THORNE, K. S. Wormholes in spacetime and their use for interstellar travel: A tool for teaching general relativity. **American Journal of Physics**, AAPT, v. 56, n. 5, p. 395–412, 1988.
- NISHIJIMA, K. Charge independence theory of v particles. **Progress of Theoretical Physics**, Oxford University Press, v. 13, n. 3, p. 285–304, 1955.
- PAIS, A. Some remarks on the v -particles. **Physical Review**, APS, v. 86, n. 5, p. 663, 1952.
- PAIS, A. Isotopic spin and mass quantization. **Physica**, Elsevier, v. 19, n. 1-12, p. 869–887, 1953.
- REDMOUNT, I. H. Blue-sheet instability of schwarzschild wormholes. **Progress of theoretical physics**, Oxford University Press, v. 73, n. 6, p. 1401–1426, 1985.
- ROCHESTER, G. D.; BUTLER, C. C. Evidence for the existence of new unstable elementary particles. **Nature**, Nature Publishing Group, v. 160, n. 4077, p. 855–857, 1947.
- SABBATA, V. D.; GASPERINI, M. **Introduction to gravitation**. [S.l.]: World scientific, 1985.
- SAHOO, P.; MORAES, P.; SAHOO, P.; RIBEIRO, G. Phantom fluid supporting traversable wormholes in alternative gravity with extra material terms. **International Journal of Modern Physics D**, World Scientific, v. 27, n. 16, p. 1950004, 2018.
- SCHUTZ, B. **A first course in general relativity**. [S.l.]: Cambridge university press, 2009.
- VISSER, M. **Lorentzian wormholes: from Einstein to Hawking**. [S.l.: s.n.], 1995.
- WHEELER, J. A. Geons. **Physical Review**, APS, v. 97, n. 2, p. 511, 1955.
- WITTEN, E. Cosmic separation of phases. **Physical Review D**, APS, v. 30, n. 2, p. 272, 1984.

FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

1. CLASSIFICAÇÃO/TIPO DM	2. DATA 06 de março de 2020	3. DOCUMENTO Nº DCTA/ITA/DM-011/2020	4. Nº DE PÁGINAS 49
5. TÍTULO E SUBTÍTULO: SOBRE A POSSIBILIDADE DE EXISTÊNCIA DE BURACOS DE MINHOCAS COM MATÉRIA ESTRANHA NA RELATIVIDADE GERAL			
6. AUTORA(ES): Elisa Maria Bernardo Assencio			
7. INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES): Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA			
8. PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELA AUTORA: Relatividade Geral; Buraco de minhoca; Matéria exótica, Matéria estranha.			
9. PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO: Buracos negros (Astronomia); Espaço-tempo; Geometria; Topologia; Teoria da relatividade; Física.			
10. APRESENTAÇÃO:		<input checked="" type="checkbox"/> Nacional <input type="checkbox"/> Internacional	
ITA, São José dos Campos. Curso de Mestrado. Programa de Pós-Graduação Física. Área de Física Nuclear . Orientador: Prof. Dr. Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes. Defesa em 28/02/2020. Publicada em 2020.			
11. RESUMO: <p>Buracos de minhoca são previstos pela Teoria da Relatividade Geral de Albert Einstein. Embora ainda não tenham sido detectados, muito esforço tem sido feito para entender a física e a geometria em seu ambiente. O que se sabe hoje é que para se manter estável e com a garganta aberta, um buraco de minhoca atravessável, aparentemente, precisa ser preenchido por matéria exótica, ou matéria com massa e pressão negativa, que viola as condições de energia. Uma alternativa comumente vista na literatura para atacar este problema é considerar buracos de minhoca em teorias alternativas de gravidade, de maneira que os graus de liberdade extra dessas teorias possam eliminar a necessidade de massa negativa. No presente trabalho, atacamos o problema da massa negativa em buracos de minhoca a partir da hipótese de que estes são preenchidos por matéria estranha, descrita pela equação de estado MIT <i>bag model</i>. Poderiam tais buracos de minhoca existirem na natureza, serem estáveis e atravessáveis? Estas e outras questões são aqui profundamente investigadas. Nossos resultados apontam para satisfação das condições de energia nula, fraca, forte e dominante, o que são um forte indício da desnecessidade de matéria exótica em buracos de minhoca, que representa, notavelmente, uma quebra de paradigma.</p>			
12. GRAU DE SIGILO: <input checked="" type="checkbox"/> OSTENSIVO <input type="checkbox"/> RESERVADO <input type="checkbox"/> SECRETO			