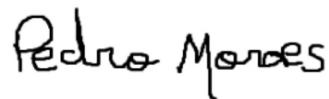


Dissertação apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências no Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Física Nuclear.

Iolanda dos Santos Farias

**ANÁLISE DA ESTABILIDADE DE ESTRELAS
HÍBRIDAS MODELADAS COM O MODELO
NAMBU-JONA-LASINIO SU(3)**

Dissertação aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:



Prof. Dr. Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes
Orientador



Prof. Dr. César Henrique Lenzi
Coorientador

Prof. Dr. Pedro Texeira Lacava
Pró-Reitor de Pós-Graduação

Campo Montenegro
São José dos Campos, SP - Brasil
2019

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

Farias, Iolanda dos Santos
Análise da Estabilidade de Estrelas Híbridas Modeladas Com O Modelo Nambu-Jona-Lasinio SU(3) / Iolanda dos Santos Farias.
São José dos Campos, 2019.
65f.

Dissertação de Mestrado – Curso de Física. Área de Física Nuclear – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2019. Orientador: Prof. Dr. Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes. Coorientador: Prof. Dr. César Henrique Lenzi.

1. Estrelas. 2. Matéria de quark. 3. Estabilidade. 4. Física estelar. 5. Astrofísica. 6. Física nuclear. I. Instituto Tecnológico de Aeronáutica. II. Título.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

FARIAS, Iolanda dos Santos. **Análise da Estabilidade de Estrelas Híbridas Modeladas Com O Modelo Nambu-Jona-Lasinio SU(3)**. 2019. 65f. Dissertação de Mestrado – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DA AUTORA: Iolanda dos Santos Farias

TÍTULO DO TRABALHO: Análise da Estabilidade de Estrelas Híbridas Modeladas Com O Modelo Nambu-Jona-Lasinio SU(3).

TIPO DO TRABALHO/ANO: Dissertação / 2019

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.

Iolanda dos Santos Farias
Vila das Acácias, 50
12.228-901 – São José dos Campos–SP

ANÁLISE DA ESTABILIDADE DE ESTRELAS HÍBRIDAS MODELADAS COM O MODELO Nambu-Jona-Lasinio SU(3)

Iolanda dos Santos Farias

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Rubens de Melo Marinho Filho	Presidente	-	ITA
Prof. Dr. Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes	Orientador	-	ITA
Prof. Dr. César Henrique Lenzi	Coorientador	-	ITA
Prof. Dr. José Carlos Neves de Araújo	Membro Externo	-	INPE
Prof. Dr. Odilon Lourenço da Silva Filho	Membro Interno	-	ITA

*Aos meus pais, Rosivânia e José Carlos,
por terem feito de mim o que sou hoje. À
memória dos meus avôs Manoel e Luiz.
À memória de minha bisavó, Marina. E
à Jociele, por quem e para quem tento
ser uma pessoa melhor a cada dia.*

Agradecimentos

Na finalização desta importante etapa de minha vida acadêmica, gostaria de fazer meus singelos agradecimentos:

Aos professores Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes e César Henrique Lenzi, que com suas orientações me auxiliaram na elaboração deste trabalho.

Aos professores Odilon Lourenço e Mariana Dutra por disponibilizarem os dados que constituíram as partes hadrônicas das estrelas que foram aqui modeladas.

A todo o pessoal do Programa de Pós-Graduação em Física por todo o aprendizado que me possibilitou crescer tanto acadêmica quanto pessoalmente.

Aos novos amigos que fiz durante essa jornada, e aos amigos de sempre, por toda amizade e apoio.

Aos meus familiares, em especial meus três queridos e amados irmãos Ivo, Ione e Matheus.

Ao digníssimo colega Matheus Senna de Oliveira, que muito me ajudou na reta final deste trabalho.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pela bolsa de estudos que possibilitou a realização deste trabalho.

"All in all it's just another brick in the wall."

— PINK FLOYD

Resumo

A matéria ordinária é formada por bárions e estes, por sua vez, são compostos por quarks que estão confinados em seus interiores. Entretanto, é previsto teoricamente que se a matéria bariônica for comprimida em densidades suficientemente altas, ela vai sofrer uma transição de fase para um plasma de quarks e glúons, chamado de matéria estranha. Se absolutamente estável, esse plasma seria o estado fundamental da matéria, e poderia dar origem a objetos compactos, como as estrelas estranhas e híbridas, por exemplo. Este trabalho tem como objetivo principal estudar a estabilidade de estrelas híbridas dentro do modelo Nambu-Jona-Lasinio $SU(3)$, que é uma teoria efetiva comumente usada para estudar a matéria de quarks, a fim de ajudar a elucidar a questão da estabilidade da matéria estranha dentro dessas estrelas.

Abstract

Ordinary matter is made up of baryons and these, in turn, are composed of quarks that are confined in their interiors. However, it is theoretically predicted that if the baryonic matter is compressed at sufficiently high densities, it will undergo a phase transition to a quark and gluon plasma, called strange matter. If absolutely stable, this plasma would be the fundamental state of matter, and could give rise to compact objects, such as strange and hybrid stars, for example. This work aims to study the stability of hybrid stars within the Nambu-Jona-Lasinio $SU(3)$ model, which is an effective theory commonly used to study the matter of quarks, in order to help elucidate the stability issue of strange matter within these stars.

Lista de Figuras

- FIGURA 2.1 – O isótopo ${}^{56}\text{Fe}_{26}$ é o elemento com a menor razão massa nuclear por núcleon e, por isso, é o sistema natural com maior energia de ligação que se conhece (EBAH, 1999). 24
- FIGURA 2.2 – A evolução estelar consiste em estudar as variações das propriedades das estrelas com o tempo. Nesse estudo, a massa surge como o parâmetro principal (AS MARAVILHAS DO CÉU ESTRELADO, 2014). 28
- FIGURA 4.1 – Construção de Maxwell para a TF de primeira ordem para os conjuntos hadrônicos $BKA20$, $BKA22$, $BKA24$ e $BSR8$. O cruzamento das EdEs hadrônicas e de quarks nesse plano pressão versus potencial químico bariônico marca o ponto de transição entre essas duas fases. 45
- FIGURA 4.2 – Construção de Maxwell para a TF de primeira ordem para os conjuntos hadrônicos $BSR9$, $BSR10$, $BSR11$ e $BSR12$. O cruzamento das EdEs hadrônicas e de quarks nesse plano pressão versus potencial químico bariônico marca o ponto de transição entre essas duas fases. 46
- FIGURA 4.3 – Construção de Maxwell para a TF de primeira ordem para os conjuntos hadrônicos $FSUGZ03$ e $IUFSU$. O cruzamento das EdEs hadrônicas e de quarks nesse plano pressão versus potencial químico bariônico marca o ponto de transição entre essas duas fases. 47
- FIGURA 4.4 – Pressão versus densidade bariônica para as EdEs da ME. Nesse plote pode-se observar que conforme o acoplamento vetorial aumenta de $G_v = 0$ à $G_v = 0.4G_s$, a EdE dessa matéria se torna mais rígida. . . 47

- FIGURA 4.5 – A figura 4.5a traz as curvas pressão versus potencial químico bariônico para os 10 conjuntos hadrônicos que apresentaram TF. Já a figura 4.5b traz, para esses mesmos 10 conjuntos, as curvas pressão versus densidade bariônica 48
- FIGURA 4.6 – Pressão versus densidade bariônica para as 10 EdESs híbridas. Devido à CM para TF de primeira ordem, a variação da pressão na interface entre as duas fases é nula, e como o desconfinamento dos quarks provoca um salto na densidade bariônica, um platô aparece nessa curva. 48
- FIGURA 4.7 – No painel da esquerda estão plotadas as curvas massa versus raio para os 10 conjuntos híbridos. As cúspides presentes nessas curvas assinalam o início de uma instabilidade ao longo da sequência devido ao desconfinamento dos quarks no interior das estrelas. No painel da direita são mostradas as curvas massa versus energia central para esses modelos híbridos. Assim como ocorre na figura 4.6, há um platô nas curvas que também são consequência da CM para a TF hádrons-quarks. 50

Lista de Tabelas

TABELA 2.1 – Propriedades Básicas dos Bósons Mediadores do Modelo Padrão . . .	20
TABELA 2.2 – Propriedades dos Quarks	22
TABELA 2.3 – Propriedades dos Léptons	22
TABELA 3.1 – Os 13 conjuntos hadrônicos e suas respectivas referências	39
TABELA 3.2 – Conjunto de parâmetros utilizados da versão SU(3) do modelo NJL	43
TABELA 4.1 – Massas Máximas dos 10 Conjuntos Híbridos	52

Lista de Abreviaturas e Siglas

AB	Anã Branca
ACMR	Aproximação de Campo Médio Relativístico
AE	Anã Estranha
BN	Buraco Negro
CFL	<i>Color-Flavor-Locking</i>
CG	Construção de Gibbs
CNPq	Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico
CKM	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
CM	Construção de Maxwell
EdE	Equação de Estado
EE	Estrela Estranha
EH	Estrela Híbrida
EN	Estrela de Nêutrons
GV	Gigante Vermelha
HR	Hertzprung-Russel
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
ME	Matéria Estranha
MH	Matéria Hadrônica
MIT	<i>Massachusetts Institute of Technology</i>
MN	Matéria Nuclear
MP	Modelo Padrão
MQ	Matéria de Quarks
NJL	Nambu-Jona-Lasinio
PE	Pulsar Estranho
PEP	Princípio de Exclusão de Pauli
QCD	<i>Quantum Chromodynamics</i>
SP	Sequência Principal
TF	Transição de Fase
TOV	Tolman-Oppenheimer-Volkoff

Sumário

1	INTRODUÇÃO	15
2	MATÉRIA ESTRANHA	17
2.1	Partículas Elementares	17
2.1.1	Partículas Elementares: Uma Breve História	17
2.1.2	O Modelo Padrão das Partículas Elementares	19
2.2	Matéria Estranha	21
2.2.1	Leis de Conservação	21
2.2.2	O Estado Fundamental da Matéria	22
2.3	Estrelas de Matéria Estranha	25
2.3.1	Uma Visão Geral Sobre Evolução Estelar	25
2.3.2	Estrela de Nêutrons	29
2.3.3	Estrelas Estranha e Híbrida	33
3	EQUAÇÃO DE ESTADO	35
3.1	Equação de Estado Hadrônica	36
3.2	Equação de Estado da Matéria Estranha	39
3.3	Transição de Fase Hádrons-Quarks	43
4	ESTRELAS HÍBRIDAS MODELADAS COM O NJL SU(3)	45
4.1	Equações de Estado Híbridas Com Acoplamento Vetorial Como Parâmetro Livre	45
4.2	Relação Massa-Raio em Estrelas Híbridas	49
4.3	Discussões	53

5	CONCLUSÃO	56
---	---------------------	----

	REFERÊNCIAS	59
--	-----------------------	----

1 Introdução

Atualmente, a física da matéria densa é pobremente entendida. Simulações de QCD (*Quantum Chromodynamics*) na rede estão restritas ao setor de temperatura finita e potencial químico quase nulo, pois, problemas para manipular sistemas com densidades bariônicas diferentes de zero não foram ainda superados. As estrelas de nêutrons (EN) são os objetos mais densos conhecidos no universo e, por isso, são os laboratórios naturais para o estudo da matéria fria e densa, uma vez que essas estrelas possuem densidades centrais acima da densidade de saturação nuclear, condições que são, até o momento, inacessíveis em experimentos terrestres de alta energia. Dessa forma, os estudos sobre as ENs contribuem, assim, para o direcionamento de pesquisas em física nuclear e de partículas.

As ENs não são compostas só de nêutrons, e nem apenas de matéria hadrônica (MH) não interagente. Quais partículas existem e quais são as suas propriedades coletivas não são conhecidas com precisão para prever a equação de estado (EdE) para a matéria que compõe esses objetos, uma vez que há inúmeras incertezas sobre o comportamento da interações nuclear forte no regime de alta densidade que deve existir em seu interior. Portanto, essas estrelas são importantes janelas de estudos para se desvendar o comportamento da matéria ultra-densa. Uma maneira de elucidar essa questão é obter restrições no espaço de parâmetros permitidos para uma dada EdE que condizem com as medidas das propriedades observacionais desses objetos.

As propriedades observacionais das ENs fornecem um forte teste direto da EdE da matéria que a compõe, uma vez que essa equação é determinada pela física das interações entre as partículas que constituem essa estrela. Entre essas propriedades se destaca a relação massa-raio, pois, obter essa relação seria obter a EdE ou, pelo menos, excluir alguns modelos propostos. Na verdade, além de encontrar uma EdE que seja compatível com as observações do diagrama massa-raio, há também uma série de fenômenos que devem ser explicados, pois toda a fenomenologia dos pulsares deve ser compreendida e explicada por qualquer modelo que queira descrever a estrutura dessas estrelas.

Na região de altas densidades e baixas temperaturas é esperada uma transição de fase (TF) de primeira ordem da MH para um plasma de quarks e glúons desconfiados na

forma da chamada matéria estranha (ME). Se absolutamente estável, esse plasma seria o estado fundamental da QCD, e abriria a possibilidade para a existência de toda uma gama de objetos contendo-a em seu interior, como as chamadas estrelas estranhas (EE) e híbridas (EH), por exemplo. Por isso, a enorme importância de se estudar esses objetos, que é a maior motivação deste trabalho. Na verdade, a proposta de que essa matéria, em vez da matéria nuclear (MN) ordinária, deva ser o estado fundamental da QCD em um número de bárions finito já é mais que suficiente para merecer estudos por si só, independente de qualquer implicação astrofísica subjacente.

A TF hádrons-quarks ainda carece de descrição teórica. Pois, devido às altas incertezas que existem nessa parte do diagrama de fases da QCD, ainda não é possível prever com exatidão o ponto em que essa transição ocorre e nem, conseqüentemente, se as densidades encontradas no interior de uma EN são suficientes para que ela ocorra. Dessa forma, tem sido empregada a construção de uma TF com modelos separados para as fases hadrônica e de quarks. Esta também será a metodologia adotada para modelar as configurações híbridas que serão estudadas neste trabalho.

Entre os modelos que surgiram na literatura para descrever a matéria de quarks se destaca o modelo de Nambu-Jona-Lasinio (NJL), que é uma teoria efetiva que consegue descrever algumas das propriedades fundamentais da QCD. Dessa forma, a aplicação desse modelo em densidades finitas, onde atualmente não existem simulações confiáveis de QCD na rede, pode ser considerada como um passo além dos modelos fenomenológicos do tipo sacola em direção a uma abordagem dinâmica dos efeitos não perturbativos da matéria de quarks (MQ) (KLEVANSKY, 1992), (HATSUDA; KUNIHIRO, 1994), (BUBALLA, 2005). Esse vai ser o modelo que será aqui utilizado, em sua versão SU(3), para se estudar a estabilidade da ME no interior das configurações híbridas, sendo este o principal objetivo deste estudo.

O presente texto está organizado da seguinte forma: no capítulo 2 é apresentada a hipótese da ME, para isso é feita uma breve abordagem sobre o modelo padrão (MP) das partículas elementares, sobre as principais características desse tipo de matéria, e como o interior de uma EN é o ambiente propício para a sua formação. No capítulo 3 são apresentadas as partes hadrônicas e de quarks que vão compor as EdEs híbridas, bem como, será delineada a construção que será usada para modelar a TF entre essas duas fases. No capítulo 4, a primeira seção traz a análise do papel do acoplamento vetorial entre os quarks tanto para a estabilidade quanto para a obtenção de configurações híbridas massivas; já a segunda seção trata da relação massa-raio dessas estrelas; por sua vez, a terceira seção desse capítulo discute a importância da introdução de uma constante de sacola nos modelos híbridos a fim de obter configurações estáveis dentro do modelo NJL. Por fim, o capítulo 5 traz as conclusões que foram obtidas através deste estudo.

2 Matéria Estranha

2.1 Partículas Elementares

2.1.1 Partículas Elementares: Uma Breve História

A ideia de que existem partículas elementares a partir das quais toda a matéria é formada não é recente, ela remonta à Grécia antiga. A Escola Atomística grega foi iniciada pelo filósofo Leucipo, em meados do século V a.c, e teve continuação com seu discípulo Demócrito. Essa escola supunha que a matéria seria constituída por átomos (do grego, “a” significa não; “tomos” significa parte), que seriam partículas indivisíveis, indestrutíveis, imutáveis, feitas da mesma substância nas formas e tamanhos. Contudo, durante toda a Idade Média, a ideia do átomo ficou praticamente adormecida. Somente em 1808, com o trabalho do químico inglês John Dalton, essa ideia ressurgiria. No modelo atômico proposto por Dalton, a matéria seria formada por átomos que seriam esféricos, maciços, indestrutíveis e indivisíveis, e cada elemento seria formado por um tipo de átomo.

Já com a descoberta dos elétrons em 1897 por J. J. Thomson, o modelo de átomo de Dalton já se mostrava incorreto. Além dessa descoberta de Thomson, aconteceram outras no início do século XX que mostraram que o átomo não era uma entidade indivisível: em 1911, Ernest Rutherford apresentou o átomo nuclear; e em 1932, James Chadwick descobriu o nêutron. Entretanto, a ideia de que existiam partículas fundamentais permaneceu. Até a década de 1930, pensava-se que elétrons, prótons, nêutrons e fótons eram essas partículas. Contudo, mais uma vez esse conceito teve que ser alterado, tanto pela descoberta do pósitron, ainda em 1932, quanto pelo advento dos aceleradores de partículas de alta energia a partir da década de 1950 que permitiu a descoberta de inúmeras outras partículas subatômicas.

Ná década de 1960, o número de partículas ditas elementares e de suas anti-partículas (previstas pela teoria quântica relativística de Paul Dirac) era tão grande que os físicos começaram a classificá-las. Uma das formas mais convenientes de classificar essas partículas é através das quatro interações fundamentais da natureza: interação nuclear forte, interação eletromagnética, interação nuclear fraca e interação gravitacional. Toda e qual-

quer força da natureza pode ser compreendida através dessas quatro interações que, de uma forma geral, apresentam as seguintes características (NAGASHIMA, 2010):

- Interação nuclear forte (ou interação forte, apenas)- é a mais intensa das quatro interações. É uma interação de curto alcance, apenas atuando em distâncias da ordem do femto, $10^{-15}m$, ou seja, em distâncias da dimensão do núcleo atômico. Tal força é a responsável pela coesão dos núcleons (prótons e nêutrons) que constituem os núcleos dos átomos;
- Interação eletromagnética- É a segunda em intensidade. É uma interação de longo alcance, responsável pela força entre as partículas carregadas, e por manter o elétron em torno do núcleo;
- Interação nuclear fraca (ou força fraca, apenas)- também é uma interação de curto alcance. É menos intensa que as duas interações anteriores, sendo a responsável por alguns processos de decaimentos nos quais um tipo de partícula se transforma em outro;
- Interação gravitacional- é a mais fraca das interações, só sendo apreciável para corpos de massas astronômicas. Assim como a interação eletromagnética, possui longo alcance. Contudo, é desprezível no mundo das partículas elementares.

Como algumas partículas só sentem algumas dessas interações, elas se mostram, de fato, um meio conveniente para classificá-las. De uma forma geral, todas as partículas que interagem através da força forte são chamadas de hádrons (por isso essa interação também pode ser referida como força hadrônica). As partículas que não interagem através da força forte, mas interagem através da força fraca, são chamadas de léptons. Estes últimos são sub-divididos em três gerações: os léptons associados ao elétron, o elétron e o neutrino do elétron; os léptons associados aos múons, o múon e o neutrino do múon; e os léptons associados aos taus, o tau e neutrino do tau. Além disso, a cada lépton corresponde um anti-lépton. Já os hádrons, por sua vez, são classificados em: bárions, que possuem spin semi-inteiro sendo, portanto, férmions que obedecem ao princípio de exclusão de Pauli (PEP) que estabelece que não podem existir, dentro de um mesmo estado quântico, dois férmions idênticos; mésons, que possuem spin nulo ou inteiro sendo, então, bósons que não obedecem ao PEP e podem, dessa forma, existir em qualquer número em um estado quântico dado. Também a cada hádron corresponde um anti-hádron (HALSEN; MARTIN, 1984).

Atualmente, o termo partícula elementar é usado para designar partículas pontuais sem estrutura interna, ou seja, que não são compostas por entidades mais elementares. Nesse sentido, os léptons são de fato considerados partículas fundamentais, pois não apresentam estrutura interna, e só se apresentam como sistemas isolados, isto é, não se encontram

dois ou mais léptons ligados por alguma força formando uma partícula maior. Entretanto, o mesmo não se pode dizer dos hádrons. Experimentos denominados de espalhamentos inelásticos profundos, nos quais o espalhamento de partículas de alta energia (normalmente elétrons ou neutrinos, com energias no intervalo de 15 a 200GeV) por um núcleon revelam, a partir da análise das partículas que sofrem grandes desvios a grandes ângulos, a presença de partículas de dimensões muito menores do que às do núcleon; esses experimentos são análogos aos experimentos de espalhamento de partículas alfa realizados por Rutherford, onde a presença de um pequeno núcleo podia explicar os grandes desvios sofridos por essas partículas ao colidirem com os átomos do alvo utilizado nesse experimento. Assim, conclui-se que os hádrons eram formados por entidades menores não sendo, portanto, partículas fundamentais (DAS; FERBEL, 2003), (NAGASHIMA, 2010).

Em 1964, os físicos Murray Gell-Mann e George Zweig, propuseram o modelo de quarks. Segundo esse modelo, todos os hádrons são formados por combinações de dois ou três partículas consideradas elementares, denominadas quarks. Os quarks possuem um carga fracionária, e todos possuem spin $1/2$, ou seja, são férmions. Os bárions são formados por três quarks, enquanto os mésons são formados por um par quark e anti-quark. Os quarks apresentam-se em seis tipos, denominados sabores, são eles: *up*, (u); *down*, (d); *strange*, (s); *charm*, (c); *bottom*, (b); e *top*, (t). Esses seis quarks, juntamente com seus respectivos anti-quarks, são considerados partículas fundamentais (DAS; FERBEL, 2003), (NAGASHIMA, 2010).

2.1.2 O Modelo Padrão das Partículas Elementares

O MP, desenvolvido nos anos 1970, é hoje a teoria oficial das partículas elementares. Nesse modelo, as partículas fundamentais são os seis léptons e suas anti-partículas, e os seis quarks e seus anti-quarks. Onde, as forças fraca e eletromagnética são descritas de forma unificada através de uma interação mais fundamental, a interação eletrofraca, e a interação forte é descrita pela QCD. O MP traz uma visão moderna do conceito de força, em que as forças entre as partículas surgem de campos que estão associados à troca (emissão e absorção) de partículas que são as mediadoras dessas interações. Nesse modelo, esses mediadores são chamados bósons de calibre, que são os quanta dos campos. Cada uma das quatro interações básicas tem sua partícula mediadora: os quanta de campo mediadores da força forte são conhecidos como glúons; o fóton é considerado o bóson de calibre da força eletromagnética; a força fraca, por sua vez, é idealizada como sendo mediada por três partículas denominados bósons vetoriais, os bósons W^+ e W^- que possuem carga elétrica, e o bóson neutro Z^0 ; por fim, o quantum associada à interação gravitacional é o gráviton, contudo, ele ainda não foi observado. Bem como, ainda não existe uma teoria quântica de campo para a interação gravitacional e, conseqüentemente,

TABELA 2.1 – Propriedades Básicas dos Bósons Mediadores do Modelo Padrão

Interação	Bósons Mediadores	Carga de Atuação	Partículas Envolvidas
Forte	Glúons	Cor	Quarks e glúons
Eletromagnética	Fótons	Elétrica	Eletricamente carregadas
Fraca	Bósons vetoriais	Sabor	Quarks e léptons
Gravitacional	Gráviton	Massa	Todas

a força gravitacional ainda não faz parte do MP.

Dentro do MP tem-se que uma partícula só fica sujeita a uma determinada interação se ela possuir a carga associada a essa força: a carga associada à força forte é a “cor”; a carga da força eletromagnética é a carga elétrica; a carga de “sabor” está associada à força fraca; e a massa seria a “carga” da força gravitacional. A Tabela 2.1 traz algumas das principais características dos bósons mediadores do modelo padrão. A partir dela pode-se observar uma característica importante, os glúons, que medeiam a força forte, possuem carga de cor e, conseqüentemente, podem sentir a própria força que eles medeiam, ou seja, eles podem exercer força uns sobre os outros. Tal característica dos glúons é um fato que está relacionado com o fenômeno do confinamento dos quarks. A QCD considera que é impossível obter quarks isolados, eles estão sempre unidos formando os bárions e os mésons, nunca livres. Isso é explicado acreditando-se que a interação forte entre os quarks seja atrativa e aumente com a distância, diferentemente das outras três forças. Assim, quanto mais se tenta separar dois quarks, mais energia será necessária para separá-los e, dessa forma, essa energia potencial fornecida ao sistema aumenta favorecendo a criação de um par quark e anti-quark, e o sistema original permanece unido. Isso é conhecido como a propriedade de confinamento dos quarks. Para mais detalhes sobre o MP, recomenda-se as leituras de (HALSEN; MARTIN, 1984), (DAS; FERBEL, 2003), (NAGASHIMA, 2010).

De acordo com a QCD, toda a MH consiste basicamente dos seis sabores de quarks e seus anti-quarks interagindo através da força forte com a mediação dos glúons. Na verdade, a interação forte é subdividida em duas partes: a fundamental, ou interação de cor, que é responsável pela força exercida por um quark sobre outro, e que é mediada pelos glúons; a residual, que é responsável pela força entre os núcleons de cor neutra, essa força é devida às interações fortes residuais entre os quarks com carga de cor que constituem os núcleons, e pode ser observada como sendo mediada pela troca dos mésons pi (HALSEN; MARTIN, 1984). A carga de cor da força forte é uma propriedade que foi criada para resolver o problema da violação do PEP no nível dos quarks relacionada a um resultado, com bases experimentais, de que os quarks só se encontram em grupos formando estados ligados de cor neutra (ou branca). Assim, postulou-se que os quarks só podem se apresentar em três cores diferentes: *red* (r), *blue* (b), e *green* (g). Contudo, essa propriedade é apenas um novo grau de liberdade intrínseco que foi postulado por necessidade e de forma arbitrária (DAS; FERBEL, 2003). Aos anti-quarks se associam

naturalmente as anti-cores. A aplicação do princípio de neutralidade de cor aos hádrons implica que os três quarks que compõem um bárion têm de ser de cores diferentes, de modo a formarem uma combinação neutra de cor; já os mésons, possuem seus pares quark e anti-quark de cores opostas de forma a também serem de cor branca. Todas as partículas da natureza são formadas por combinações de quarks neutras de cor (CHODOS *et al.*, 1974b), (CHODOS *et al.*, 1974a), (JOHNSON, 1975).

2.2 Matéria Estranha

2.2.1 Leis de Conservação

Grandezas conservadas são aquelas que têm o mesmo valor antes e depois de uma reação. Existem grandezas que são conservadas em reações com relação a uma dada interação, mas que são violadas por outras. As leis de conservação que qualquer processo físico respeita independentemente de qual interação está envolvida são as conservações: da energia, dos momentos linear e angular, da carga elétrica, e dos números bariônico e leptônico. No MP, cada quark tem um número bariônico $1/3$. Assim, a grandeza aditiva número bariônico, B , é obtida atribuindo a cada hádron a soma dos números bariônicos dos seus quarks constituintes: como cada méson é formado por um par quark e anti-quark, seu número bariônico é nulo, $B = 0$; já os bárions, que são compostos por três quarks, possuem número bariônico igual à unidade, $B = 1$. A cada lépton tem-se associado um número leptônico da sua família igual à unidade. A lei de conservação do número leptônico, L , afirma que, em cada reação, o número leptônico de qualquer família ou geração se conserva separadamente (DAS; FERBEL, 2003).

Na natureza existe uma máxima de que se uma reação pode ocorrer, ela vai ocorrer. Então, para explicar porque algumas reações ocorrem e outras não, são propostas novas propriedades e novas regras de conservação. Foi nesse contexto que a propriedade estranheza foi proposta por M. Gell-Mann e K. Nishijima, em 1952, para compreender porque a criação de káons e híperons sempre se dava aos pares, e nunca isoladamente, mesmo quando todas as demais leis de conservação eram atendidas. Devido a esse comportamento, essas partículas foram chamadas de estranhas, e a elas foi associada uma nova propriedade, a estranheza. A grandeza aditiva conservada estranheza, S , do ponto de vista do modelo dos quarks, é obtida acrescentando, por convenção, o valor $S = -1$, sempre que tiver um quark *strange* na composição de um bárion ou méson. A estranheza, contudo, não é uma grandeza que se conserva em toda reação, ela é conservada nas reações sob às interações forte e eletromagnética, mas pode ser violada nas reações sob à interação fraca. Nesse sentido, tem-se que se essa grandeza não for conservada, então a reação ocorre sob à ação da força fraca. Onde, observa-se que nas reações e decaimentos que

TABELA 2.2 – Propriedades dos Quarks

Quark	Carga Elétrica	Número Bariônico	Número Leptônico	Estranheza
Up	$2/3e$	$1/3$	0	0
Down	$-1/3e$	$1/3$	0	0
Strange	$-1/3e$	$1/3$	0	-1
Charm	$2/3e$	$1/3$	0	0
Top	$2/3e$	$1/3$	0	0
Bottom	$-1/3e$	$1/3$	0	0

TABELA 2.3 – Propriedades dos Léptons

Lépton	Carga Elétrica	Número Bariônico	Número Leptônico	Estranheza
Elétron	-e	0	1	0
Neutrino do elétron	0	0	1	0
Múon	-e	0	1	0
Neutrino do múon	0	0	1	0
Tau	-e	0	1	0
Neutrino do tau	0	0	1	0

ocorrem através das interações fracas, a estranheza pode variar de $\Delta S = \pm 1$ (HALSEN; MARTIN, 1984), (DAS; FERBEL, 2003), (NAGASHIMA, 2010).

As Tabelas 2.2 e 2.3 trazem algumas propriedades importantes dos quarks e dos léptons, respectivamente. Como para cada partícula se associa uma anti-partícula com mesma massa e spin, mas com grandezas que possuem um sinal (como os números bariônico e leptônico, a carga elétrica e a estranheza, por exemplo) com mesmo módulo que sua partícula, porém com o sinal oposto, tem-se que para se obter essas grandezas para as anti-partículas, basta inverter os sinais dessas grandezas em relação aos das correspondentes partículas.

2.2.2 O Estado Fundamental da Matéria

Na seção anterior, viu-se que a QCD prevê que não se pode observar quarks livres devido ao fenômeno de confinamento de cor. Contudo, de acordo com o modelo de sacola do MIT (*Massachusetts Institute of Technology*), quando as distâncias entre os quarks são muito pequenas, eles se comportam como se estivessem livres, sem interagirem entre si. Esse comportamento é chamado de liberdade assintótica (CHODOS *et al.*, 1974b), (CHODOS *et al.*, 1974a), (JOHNSON, 1975). A liberdade assintótica é prevista para ocorrer a pressões, ou densidades, suficientemente altas, nas quais as distâncias entre os quarks sejam extremamente pequenas. Isto ocorre pois, da QCD tem-se que os glúons acoplam-se aos quarks com uma intensidade medida pela chamada constante de acoplamento, α_c . Essa constante, de acordo com o modelo de sacola, decresce para distâncias

muito pequenas de separação entre os quarks. Assim, ela tenderia assintoticamente a zero, de forma que os quarks parecerão quase livres, em densidades muito altas ou, igualmente, em distâncias de separação extremamente pequenas. Dessa forma, acredita-se que quando essa condição é alcançada, quarks e glúons encontram-se misturados num estado de plasma. Witten (WITTEN, 1984) foi quem primeiro, explicitamente, teria considerado que a condição de liberdade assintótica dos quarks podia ser alcançada no ambiente de alta densidade que é encontrado no interior de uma EN. Mais que isso, ele também especulou sobre a possibilidade de que esse plasma de quarks e glúons seria o estado fundamental da MH.

Os núcleons são os constituintes do núcleo atômico. O próton é composto por dois quarks *up* e um quark *down*, já o nêutron é composto por dois quarks *down* e um quark *up*. Comprimidos em altas densidades, os contornos nucleares podem se dissolver e uma transição para a MQ, pode ocorrer. Nesta fase, os quarks já não estão mais confinados, ou seja, não existem hádrons. Em vez disso, há uma MQ de dois sabores, *up* e *down*. Contudo, conforme observou Witten, essa matéria de dois sabores deve ser um estado excitado da MQ e, então, deveria decair em um estado mais estável que foi chamado de ME (WITTEN, 1984).

A ME seria uma MQ composta por um aproximadamente igual número de quarks *up*, *down* e *strange*, que seria mantida em equilíbrio químico através das interações fracas, e que seria a mais estável das substâncias constituindo, assim, o estado fundamental da MH. Em um gráfico massa nuclear por número de massa versus número de massa (número de núcleons) A , como o da figura 2.1, a curva tem um mínimo na região $A \simeq 60$, que corresponde aos isótopos do elemento ferro. Tem-se que quanto menor for a razão massa nuclear por núcleon, maior é a energia de ligação do sistema. Dessa forma, o isótopo ${}^{56}\text{Fe}_{26}$ é o elemento natural mais estável que existe, com uma energia por bárion de cerca de 930MeV . Entretanto, acredita-se que essa energia para a ME esteja abaixo desse valor, fazendo dela o verdadeiro estado fundamental da matéria. Conforme Witten observou, este argumento está baseado em algumas considerações elementares de física nuclear. Devido ao fato dos quarks estarem confinados formando estados ligados de cor neutra, então a MQ não estranha deve possuir uma energia por bárion mais alta que a do núcleo, por isso núcleons isolados não se convertem espontaneamente em MQ (WITTEN, 1984). Contudo, uma vez alcançada a liberdade assintótica, a transição da MQ para a ME é favorecida para qualquer valor da pressão (HWANG *et al.*, 1991), (ALCOCK *et al.*, 1986). Esse favorecimento deve-se ao fato que a energia de Fermi na MQ de dois sabores é maior do que a massa do quark *strange*, então seria energeticamente favorável que alguns quarks *up* e *down* se transformem em *strange*, uma vez que a introdução desse sabor de férmion extra aumentaria a concentração espacial de quarks o que, devido ao PEP, aumentaria a degenerescência e, conseqüentemente, reduziria a energia de Fermi

do sistema, tornando-o desse modo mais estável (WITTEN, 1984), (MADSEN, 1993), (FREEDMAN; MCLERRAN, 1978).

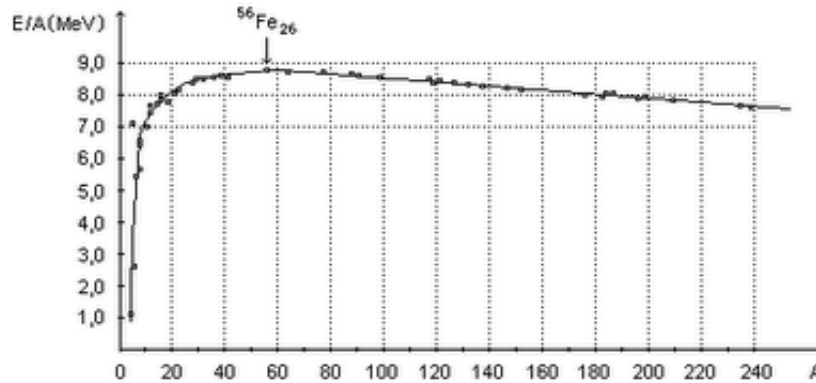


FIGURA 2.1 – O isótopo ${}^{56}\text{Fe}_{26}$ é o elemento com a menor razão massa nuclear por núcleon e, por isso, é o sistema natural com maior energia de ligação que se conhece (EBAH, 1999).

A questão de se ou não a ME é o estado fundamental da MH está relacionada à sua estabilidade. Essa, por sua vez, está relacionada a se seria possível ou não diminuir a energia de Fermi total dos sistema composto por MQ de dois sabores convertendo aproximadamente um terço dos quarks não estranhos em quarks estranhos. Um outro motivo para que os núcleos ordinários não se convertam espontaneamente em ME, além da energia, é devido às altas taxas das interações fracas que seriam necessárias nessa conversão. É fácil entender porque é a força fraca a responsável pela conversão da MQ em ME. Primeiro porque, conforme discutido na seção anterior, quando em um processo a estranheza varia de $\Delta S = \pm 1$, tem-se que é a interação fraca que está em ação, e é isso o que ocorre na passagem da MQ para a ME, um dos quarks *up* e *down*, os quais têm ambos estranheza nula, se converte em um quark *strange*, de estranheza $S = -1$. Outra razão para a confirmação de que é a força fraca que atua nesse processo, é que nem os fótons e nem os glúons possuem carga de sabor e, conseqüentemente, eles não podem alterar o sabor de um quark; já os bósons vetoriais, ao contrário, podem converter um quark de um tipo para outro porque possuem carga de sabor.

Considerando a condição de que a interação fraca deve ser universal, isto é, independente da carga fraca, assim como as outras interações são, Nicola Cabibbo, em 1963, chegou ao “*mixing*” dos quarks com a introdução do conceito do ângulo de mistura para essas partículas, hoje chamado de ângulo de Cabibbo, θ_c . Esse ângulo foi originalmente introduzido para analisar a mistura entre os quarks *up*, *down* e *strange*; ele pode ser obtido experimentalmente considerando o decaimento fraco de partículas estranhas através de uma comparação das transições com $\Delta S = 0$ e $\Delta S = 1$. Os dados experimentais mostram que as transições com $\Delta S = 1$ são suprimidas por um fator de aproximadamente vinte em relação às transições com $\Delta S = 0$ (HALSEN; MARTIN, 1984). Isso corresponde

a um ângulo de $\theta_c \simeq 13^\circ$ (CABIBBO, 1963). Além disso, os dados experimentais também mostram que, sendo $\cos \theta_c \gg \sin \theta_c$, tem-se as chamadas transições favorecidas de Cabibbo que são proporcionais a $\cos \theta_c$, e as transições suprimidas de Cabibbo que são proporcionais a $\sin \theta_c$.

As transições de Cabibbo podem ser descritas através de uma matriz unitária 2×2 , chamada de matriz de Cabibbo, onde cada elemento dá a amplitude da transição entre dois dos quatro sabores de quarks *up*, *down*, *strange* e *charm*. Em 1973, Makoto Kabayashi e Toshihide Maskawa, generalizaram as ideias de Cabibbo, e introduziram uma matriz unitária 3×3 que traz as transições entre os seis sabores de quarks (KOBAYASHI; MASKAWA, 1973). Hoje, essa matriz é conhecida como matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, ou matriz CKM. Assim como acontece para a matriz de Cabibbo, cada elemento da matriz CKM deve ser obtido através da análise experimental das transições fracas envolvendo os correspondentes sabores de quarks. Assim, o valor de cada elemento $|V_{ij}|^2$ dessa matriz traz a probabilidade de que um quark de sabor *i* decaia em outro de sabor *j*.

A matriz CKM com os valores de seus elementos está ilustrada na equação 2.1. Nela pode-se observar que os elementos diagonais dessa matriz, V_{ud} , V_{cs} , e V_{tb} , são dominantes, sendo quase iguais à unidade; esses elementos correspondem às transições favorecidas de Cabibbo. Já os elementos não diagonais são pequenos comparados aos diagonais, e isso é porque eles são referentes às transições suprimidas de Cabibbo. Isso está relacionado ao fato de que no MP os seis sabores de quarks estão divididos em três dubletos: (*u* e *d*), (*s* e *c*), (*b* e *t*). Experimentalmente se verifica uma certa hierarquia entre as transições dos quarks, onde as transições entre os membros de um mesmo dubleto, que representam os elementos diagonais da matriz CKM, são mais favorecidas do que as transições envolvendo quarks de dubletos diferentes (HÖKER *et al.*, 2001).

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} V_{ud} = 0,975 & V_{us} = 0,211 & V_{ub} = 0,005 \\ V_{cd} = 0,211 & V_{cs} = 0,974 & V_{cb} = 0,040 \\ V_{td} = 0,005 & V_{ts} = 0,041 & V_{tb} = 0,999 \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

2.3 Estrelas de Matéria Estranha

2.3.1 Uma Visão Geral Sobre Evolução Estelar

Estudar a evolução de uma estrela consiste essencialmente na compreensão das variações de algumas grandezas ao longo de sua vida, como luminosidade e temperatura superficial, por exemplo. Nesse estudo, a massa surge como parâmetro principal, e a

composição química como um secundário.

Uma estrela é uma esfera de gás quente, auto-gravitante, ou seja, ela se mantém coesa através das forças gravitacionais geradas por sua própria massa. Cerca de 70% de hidrogênio, 28% de hélio e 2% de elementos mais pesados estão presentes numa composição estelar típica. As estrelas nascem nas grandes nuvens interestelares de gás, são as chamadas nuvens escuras e moleculares. O nascimento de uma estrela está relacionado a um fenômeno chamado instabilidade gravitacional, que provoca a contração da nuvem levando à formação de um coágulo, chamado glóbulo de Bok. Com o prosseguimento do colapso gravitacional, chega-se a uma estrutura em que a região central do coágulo atinge a condição de equilíbrio hidrostático, nesta um elemento de volume está em equilíbrio sob a ação das forças gravitacional e de pressão do gás que a constitui, essa estrutura é chamada de proto-estrela. Na fase proto-estelar as temperaturas ainda não são suficientes para o início das reações de fusão com o hidrogênio. Dependendo de sua massa, a região central da proto-estrela pode atingir a temperatura de cerca de $10^7 K$, na qual começa a ignição do hidrogênio, fazendo com que quatro núcleos de 1H se fundam para formar o nuclídeo de hélio 4He . Quando isso acontece, por definição, a estrela nasce. Contudo, se a massa da proto-estrela for menor do que uma massa mínima de cerca de $0,08M_{\odot}$, onde $M_{\odot} = 1,9 \times 10^{33}g$ é a massa do Sol, a temperatura central não se torna alta o suficiente para que as reações nucleares ocorram e, assim, esses objetos não se tornam estrelas propriamente ditas, tornando-se o que chamam de anãs marrons (MACIEL, 1999).

Enquanto uma estrela queima hidrogênio na sua região central, ela é uma estrela da sequência principal (SP), que é uma faixa preferencial aproximadamente diagonal no diagrama Hertzsprung-Russel (HR), que é qualquer gráfico bidimensional que mede uma quantidade relacionada à luminosidade da estrela versus uma quantidade relacionada à sua cor. Durante a queima na SP, a posição de uma estrela não muda muito no diagrama HR. A escala de tempo na SP, T_{SP} , é da ordem de $T_{SP} \propto M^{-2}$, isto é, quanto mais massiva for uma estrela, mais rapidamente ela consome seu combustível nuclear e menos tempo ela permanece na SP. O afastamento de uma estrela da SP, assim, se dá depois que ela esgota seu suprimento de hidrogênio central, iniciando um processo em que suas características observacionais mudam devido à uma contração do núcleo e expansão de suas camadas externas. Após isso, a estrela deixa a SP e se move na direção da região das gigantes vermelhas (GV) que fica na parte superior direita no diagrama HR (ROSE, 1998), (KIPPENHAN; WEIGERT, 2004).

As escalas de tempo da SP até a fase GV são curtas em relação ao tempo T_{SP} . Nessa fase, o núcleo da estrela, que é quase inteiramente constituído de hélio, já não produz energia nuclear. Então, ele perde energia, esfria e contrai. Essa contração faz com que haja um aumento da temperatura da envoltória devido ao trabalho gravitacional, e isso faz com que a camada de hidrogênio logo acima do núcleo comece a ignição deste elemento.

Esse processo de queima nuclear na camada adjacente ao núcleo, juntamente com parte da energia liberada na forma de calor durante a contração gravitacional, aquece as regiões externas da estrela, que se expandem, diminuindo, assim, o gradiente de temperatura. Dessa forma, diz-se que a superfície da estrela se avermelha, de modo que ela passa a ser, de fato, uma GV, que é uma esfera distendida de gás, fria e bastante luminosa. O núcleo de uma GV é, comumente, constituído de elétrons degenerados, e sua contração prossegue aumentando, assim, sua temperatura. Como a pressão de um gás degenerado não depende significativamente da temperatura, quando esta atinge aproximadamente $10^8 K$ acontece o “*flash* do hélio”, e inicia-se as reações tripo-alfa, que convertem hélio em carbono e oxigênio (ROSE, 1998), (KIPPENHAN; WEIGERT, 2004). As fases posteriores ao estágio de GV vão depender criticamente da massa da estrela. O produto final da evolução estelar é um objeto compacto, que pode ser uma das três categorias: anã branca (AB), EN, e buraco negro (BN).

Para as estrelas com massa no intervalo de $0,5M_{\odot} < M < 10M_{\odot}$, a fase GV culmina com um supervento estelar que provoca a ejeção das camadas superficiais da estrela na forma de uma nebulosa planetária. Sua região central dá origem a um objeto muito quente que pode alcançar temperaturas de até $200,000K$, e que vai esfriar numa escala de tempo de cerca de 10^4 anos, perdendo sua luminosidade até atingir o estágio de uma AB. Nessa fase, já não há mais reações nucleares no interior da estrela; ela é suportada contra o colapso graças à pressão dos elétrons degenerados que a compõem. O raio de uma AB é da ordem do raio da Terra, cerca de $R \simeq R_{\odot}/100$, onde $R_{\odot} = 6,96 \times 10^{10} cm$ é o raio do Sol. Já a massa dessa estrela, por sua vez, é inversamente proporcional ao seu raio, e isso define um limite superior para a massa de uma AB, chamado limite de Chandrasekhar, M_c , dado por $M_c \simeq 1,4M_{\odot}$. As estrelas com massa $M < 0,5M_{\odot}$ não chegam a se aquecer o suficiente para queimar hélio, e então, elas se contraem diretamente para a fase AB sem ejetar uma nebulosa planetária. Por fim, a luminosidade de uma AB é essencialmente devido ao seu resfriamento, sendo que sua escala de tempo de resfriamento vai depender de sua massa, podendo durar até alguns bilhões de anos até a fase de anã negra (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983), (CAMENZIND, 2007)

Para estrelas de maiores massa, $M > 10M_{\odot}$, a medida que o hélio queima em carbono e oxigênio em seu núcleo na sua fase GV, tem-se uma camada adjacente onde se queima hidrogênio. Após esgotar o hélio em seu centro, há uma nova contração da região, até que as temperaturas cheguem em torno de $3 \times 10^9 K$, na qual o oxigênio e o carbono do caroço queimam e começam a produzir elementos tais como neônio, magnésio, silício, fósforo, enxofre e assim por diante até chegar ao níquel e o ferro. Devido a uma repetição dos processos de queima nuclear, exaustão do combustível central, contração do núcleo, novo aquecimento até uma nova queima nuclear, essas estrelas mais massivas acabam por adquirir uma estrutura de “casca de cebola”, onde a cada passo, maiores densidades e

temperaturas centrais são requeridas, e o combustível nuclear é queimado cada vez mais rápido. Quando o núcleo começa a fundir elementos mais pesados que o ferro, a estrela começa a perder energia, pois as reações passam a ser endotérmicas. Nesse estágio, as altas densidades impedem que os neutrinos, que antes escapavam quase incólumes devido às suas pequenas seções de choque de interação com o material estelar, escapem. Isso causa o aquecimento da envoltória da estrela que faz com que as reações nucleares passem a ocorrer no próprio manto, intensificando ainda mais o fluxo de neutrinos. O material da envoltória em queda livre bate no núcleo degenerado de ferro e ricocheteia, isso juntamente com o intenso fluxo de neutrinos, gera uma onda de choque que varre todo o manto estelar numa explosão catastrófica chamada de supernova (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983). O caroço central, por sua vez, dependendo de sua massa, vai dar origem a uma EN ou a um BN: para núcleos remanescentes com massa entre $1,4M_{\odot} < M < 3M_{\odot}$, o produto final será uma EN, pois a matéria neutrônica não é capaz de suportar forças gravitacionais produzidas por massas maiores que $3M_{\odot}$; os remanescentes mais massivos que este valor crítico prosseguem a implosão até que haja um colapso total resultando em um BN. Nesse último caso, a densidade torna-se infinita no centro, correspondendo a uma singularidade. Um BN é um objeto que possui um campo gravitacional tão intenso que nem mesmo a luz pode dele escapar (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983), (CAMENZIND, 2007).

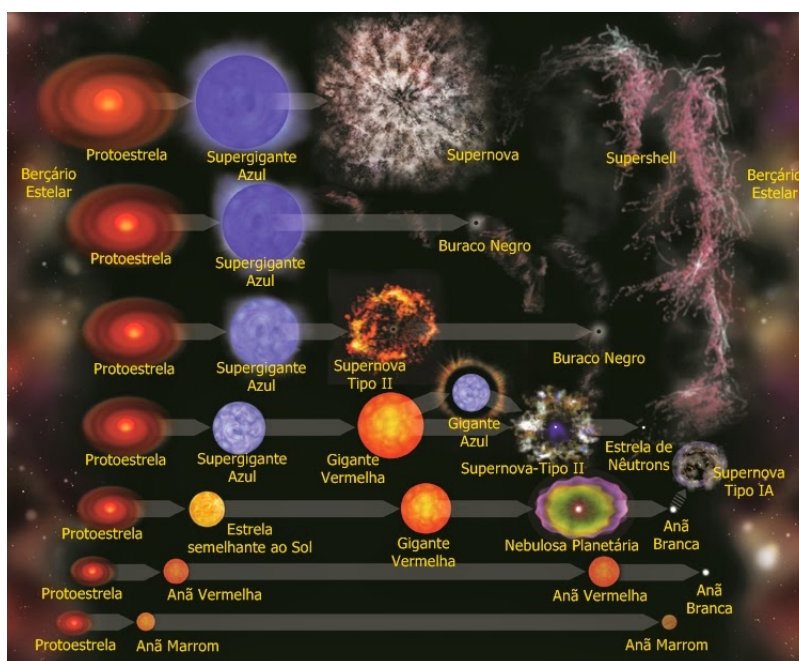


FIGURA 2.2 – A evolução estelar consiste em estudar as variações das propriedades das estrelas com o tempo. Nesse estudo, a massa surge como o parâmetro principal (AS MARAVILHAS DO CÉU ESTRELADO, 2014).

Por fim, deve-se fazer aqui algumas observações acerca dessa breve discussão sobre evolução estelar. Primeiro, essa análise refere-se a objetos isolados, pois a presença de uma companheira pode afetar drasticamente a evolução de uma estrela em um sistema binário.

Segundo, os limites de massa apresentados para as estrelas da SP não são definitivos, uma vez que essas fronteiras de massa não são bem definidas; já para os objetos pós-SP, os limites de massa correspondem às massas dos núcleos remanescentes dos diversos processos de perda de massa que podem ocorrer com uma estrela, e isso inclui a formação de nebulosas planetárias, supernovas, ventos estelares, pulsações e etc. Pois, esses processos podem afetar significativamente a trajetória evolutiva de uma estrela (MACIEL, 1999). A figura 2.2 traz uma ilustração geral sobre a evolução estelar.

2.3.2 Estrela de Nêutrons

Em 1932, James Chadwick, descobriu o nêutron, e logo após a descoberta dele começaram a ser elaboradas as primeiras ideias de que uma estrela composta de nêutrons pudesse ser o produto final da evolução estelar. Pouco tempo depois, em 1934, Walter Baade e Fritz Zwicky, especularam sobre a ideia, que mais tarde se confirmou, que EN nascem do colapso de uma estrela através de uma explosão de supernova (BAADE; ZWICKY, 1934b), eles fizeram isso mostrando através de cálculos que a energia liberada no colapso era suficiente para impulsionar a supernova (BAADE; ZWICKY, 1934a), (BAADE; ZWICKY,). As ENs correspondem observacionalmente aos pulsares, descobertos em 1967, a partir da detecção de radiação pulsada em comprimentos de onda de rádio. Os pulsares são objetos que emitem pulsos de onda periódicos em rádio, e que estão em rotação com períodos típicos de milissegundos, variando de 10^{-3} a $4s$. Esses objetos têm campos magnéticos muito intensos de cerca de $10^{12}G$, aproximadamente um trilhão de vezes maior que os campos magnéticos encontrados na Terra (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983), (CAMENZIND, 2007).

Uma EN propriamente dita começa a nascer quando o caroço de ferro é formado no interior de uma estrela massiva. Esse caroço permanece praticamente intacto após a explosão da supernova. Então, com a implosão, os núcleos de ferro são foto-dissolvidos em seus prótons e nêutrons constituintes. Então, as intensas forças gravitacionais comprimem os núcleons levando às reações de decaimento beta inverso nas quais os elétrons são espremidos contra os prótons, isto é: $p + e \rightarrow n + \nu_e$. Essas reações causam a “neutronização” do núcleo, produzindo um gás de nêutrons degenerados, ou uma EN que tem esse nome exatamente devido à predominância desses núcleons em seu interior. São exatamente esses nêutrons que, em grande parte, com sua pressão de degenerescência impedem o colapso total dessa estrela uma vez que, sendo ela um objeto compacto que já não queima mais combustível nuclear em seu interior, ela não consegue se suportar contra o colapso gravitacional através da pressão térmica (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983), (CAMENZIND, 2007).

Das cinzas de uma supernova nascem os pulsares muito quentes e girando muito ra-

pidamente, e que vão perder sua energia rotacional, pulsando cada vez mais lentamente, numa escala de tempo de poucos milhões de anos, que é o tempo de vida típico de um pulsar. ENs devem ter uma massa mínima que ocorre porque em baixa densidade a formação de núcleos é favorecida, esse limite inferior de massa é de $1,1 - 1,2M_{\odot}$, e segue da massa mínima de uma proto-EN (GOUSSARD *et al.*, 2018); já a massa máxima desse objeto é de aproximadamente $3,2M_{\odot}$, e foi determinada considerando que a relatividade geral é a teoria de gravidade correta (CLIFFORD *et al.*, 1974). Apesar desses limites mínimo e máximo, a maioria das massas medidas para ENs é muito próxima de $1,4M_{\odot}$. Embora medidas de massa acuradas de diversas ENs são disponíveis, uma medida precisa do raio ainda não existe. Mas, o raio desses objetos de massa canônica de $1,4M_{\odot}$ devem ficar entre $10,4$ a $12,9km$, independente de suposições sobre a composição do seu núcleo (STEINER *et al.*, 2013). Usando o valor da massa canônica e do maior raio possível, que é da ordem de $20km$, e considerando um objeto esférico, tem-se que a densidade dessa estrela é aproximadamente $\rho_{EN} \sim 10^{14}g/cm^3$, que é da mesma ordem daquela de um pulsar. Acredita-se que na Via Láctea tenha, pelo menos, algumas poucas centenas de milhões de ENs, que podem estar isoladas ou como companheiras de outro objeto em um sistema binário. Essas estrelas podem ser observadas de forma direta como fontes pulsantes em rádio (pulsares de rádio), ou indiretamente como fontes de raios X (pulsares de raios X) (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983), (CAMENZIND, 2007).

Uma EN não é só feita de nêutrons. Em 1939, J.R. Oppenheimer, G.M. Volkoff e R.C. Tolman, fizeram um estudo das equações que descrevem a estrutura de um EN. Nesse trabalho, essas estrelas foram tratadas como sendo compostas por um gás ideal de nêutrons degenerados, e a análise mostrou que a sua massa máxima seria cerca de $0,7M_{\odot}$ (OPPENHEIMER; VOLKOFF, 1939), (TOLMAN, 1939). Entretanto, a descoberta de um pulsar com massa de $1,4M_{\odot}$ por Russel Hulse e Joe Taylor, em 1974, descartou esse quadro simples onde o interior de uma EN é constituído apenas por nêutrons não interagindo. A estrutura de uma EN hoje inclui, de uma forma geral: uma fina atmosfera; uma crosta exterior consistindo de núcleos pesados e elétrons; uma crosta interior constituída de núcleos, nêutrons e elétrons que estejam em densidades abaixo da densidade do “gotejamento” de nêutrons, o que ocorre quando nêutrons livres são energeticamente favorecidos e, então, eles começam a gotejar dos núcleos, o que ocorre em densidades da ordem de $\sim 10^{11}g/cm^3$; por fim, um núcleo cuja composição ainda não é clara, pois, até agora, não há um consenso quanto a composição da matéria ultra-densa. As diferentes regiões da estrutura de uma EN são separadas por pontos de TFs (SHAPIRO; TEUKOLSKY, 1983), (CAMENZIND, 2007).

Desde que a densidade de saturação da MN é cerca de $\rho_{SN} \sim 0,16barions/fm^3$, e que a densidade central de uma EN pode alcançar, para uma estrela estável estática, valores da ordem de $10^{15}g/cm^3$ ou, em termos de bárions, $\rho_{EN} \sim 1 - 2barions/fm^3$, é plausível

a especulação de Witten de que o interior desses objetos seja o ambiente propício para a formação da ME (WITTEN, 1984). É claro que para determinar se uma TF é possível entre a MH e a ME, deve-se determinar a densidade em que a energia por bárion da ME torna-se menor do que aquela da MH. Embora experimentalmente ainda não se saiba o valor dessa densidade, é razoável pensar que ela ocorra em densidades tais que a MN seja comprimida o bastante para que seus bárions constituintes se sobreponham de forma que a condição de liberdade assintótica seja alcançada (FREEDMAN; MCLERRAN, 1978). A densidade em que os bárions começam a se sobrepor é aquela de saturação da matéria dentro de um hádron, que é da ordem $\rho_{SH} \sim 0,25 \text{barions}/\text{fm}^3$, levemente maior que aquela de saturação nuclear. Dessa forma, é razoável acreditar que em densidades maiores que ρ_{SN} , como as que são encontradas no interior de uma EN, a liberdade assintótica seja alcançada, e que a matéria ali encontrada seja um plasma de quarks e glúons (WEBER, 1999).

Se o interior de uma EN é favorável à formação da MQ, ela deve estar na forma de ME, pois, sendo esta última mais estável que a primeira, espera-se que na mesma densidade em que ocorra o desconfinamento dos quarks, ocorra a transição da MQ de dois sabores para a ME (WITTEN, 1984), (COLLINS; PERRY, 1975). Sendo que, para isso ocorrer, conforme já mencionado, é preciso que a ME seja estável. Estudar estabilidade da ME perpassa estudar o espaço de parâmetros dos possíveis valores das variáveis que caracterizam a interação forte e as propriedades das partículas que sofrem sua influência. Com este intuito, faz-se necessária uma separação entre os dois tipos de ME, a saber, a ME não super-condutora, que será aqui chamada de ME apenas, e a ME no estado *color-flavor-locking*, CFL.

- ME: Este caso é aquele onde o número bariônico do sistema tende a infinito, ou, de outra forma, que este número seja grande o bastante para que os efeitos de superfície possam ser ignorados, e que os elétrons (ou pósitrons) sejam ligados a ME pela força de Coulomb de tal forma que o sistema possa ser considerado como um gás de Fermi degenerado. Esse caso é tratado às bases do modelo de sacola do MIT. Neste, a ME é descrita por um gás de Fermi degenerado de $3A$ quarks, que juntos constituem um único singleto de cor com número de bárions A , mais uma certa quantidade de elétrons cuja abundância é determinada pelo equilíbrio químico entre os três sabores de quarks. Esse equilíbrio químico é mantido, por sua vez, pelas seguintes reações fracas (DAI *et al.*, 1993), (FARHI; JAFFE, 1984):



$$s \longrightarrow u + e + \bar{\nu}_e \quad (2.4)$$

$$u + e \longrightarrow s + \nu_e \quad (2.5)$$

$$s + u \longleftrightarrow d + u \quad (2.6)$$

As reações 2.2 e 2.3 são proporcionais a $\cos^2 \theta_c \sim 0,974$ e são, portanto, favorecidas; o contrário acontece com as reações 2.4 e 2.5 que são proporcionais a $\sin^2 \theta_c \sim 0,026$; a reação 2.6 contribui apenas para que haja o equilíbrio entre os três sabores de quarks. Já a presença dos léptons nessas reações é requerida para garantir a conservação da carga elétrica. Sob à estrutura do modelo de sacola, os parâmetros da QCD que descrevem a estabilidade de ME são a constante de acoplamento entre os quarks, α_c ; a massa do quark *strange*, m_s ; e a constante de sacola, B , que é uma constante positiva que dinamicamente se comporta como uma pressão. Assim, neste modelo, tem-se que as chamadas “janelas” de estabilidade são as regiões do espaço desses parâmetros para as quais os seus valores tornam a ME estável, e que já têm sido estudados por alguns autores (MADSEN, 1993), (FARHI; JAFFE, 1984).

- CFL: Nesta fase, tem-se a formação de estados supercondutores devido ao fato de que os quarks que constituem essa matéria formariam os chamados pares de Cooper. O emparelhamento Cooper é um fenômeno genérico dos férmions que ocorre porque existem algumas interações atrativas entre eles. No caso dos quarks, é a interação forte entre eles que é atrativa, e isso os leva a um emparelhamento e, então, essa matéria formará um condensado de pares de Cooper. Como os pares de quarks não podem ser de cor neutra, o condensado resultante quebrará a simetria local de cor dando origem ao que chama supercondutividade de cor (WEBER *et al.*, 2007), (CAMENZIND, 2007). Esse emparelhamento é tal que os três sabores de quarks presentes nessa matéria têm o mesmo momento de Fermi e, conseqüentemente, eles também têm a mesma densidade numérica. É esse igual número dos três sabores de quarks que, por sua vez, garante a neutralidade elétrica da fase CFL que, portanto, não requer a presença de elétrons (RAJAGOPAL; WILCZEK, 2001). Além da neutralidade elétrica, o emparelhamento faria da CFL um estado ainda mais estável que a ME não supercondutora, pois a energia devido ao emparelhamento dos quarks tornaria o sistema muito mais ligado, fazendo-o, assim, o estado mais fundamental da QCD em equilíbrio em relação às interações fracas sobre um substancial intervalo de densidades (ALFORD *et al.*, 2001). As janelas de estabilidade da fase CFL seriam as regiões do espaço de parâmetros para as quais esta fase teria uma energia por bárion menor que aquela do isótopo $^{56}\text{Fe}_{26}$. Os parâmetros que a caracterizam são

a massa do quark *strange*, m_s ; a constante de sacola, B ; e o intervalo de energia do emparelhamento, Δ . Tem-se encontrado que a fase CFL é favorecida para um amplo intervalo desses parâmetros (LUGONES; HORVATH, 2002).

2.3.3 Estrelas Estranha e Híbrida

Se a hipótese de que a ME é absolutamente estável é verdadeira, ela abre caminho para a existência de uma nova variedade de objetos estáveis compostos dela, estes objetos englobariam desde *strangelets*, que são pequenos pedaços de ME que poderiam ser injetados no meio interestelar devido a processos como a coalescência de estrelas que possuem ME em seus interiores e que, assim, poderiam estar presentes em raios cósmicos primários (WITTEN, 1984), até uma nova classe de estrelas compactas. Essas estrelas podem ser: inteiramente composta de ME, chamadas EEs; ENs com um núcleo de ME, chamadas de EHs; caso as ENs sejam pulsares com ME em seus interiores, eles são pulsares estranhos (PE) (BENVENUTO *et al.*, 1990); por fim, tem-se as anãs estranhas (AE), que seriam estrelas com um núcleo de ME circundado por uma crosta com material de ABs (KETTNER *et al.*, 1995).

Witten além de ter especulado sobre o interior de uma EN ser o ambiente propício para a formação da ME, também especulou que uma vez formada, a ME poderia crescer “indefinidamente” e converter toda a EN em uma EE. Pois, uma vez formada uma semente de ME, ela poderia absorver material circunvizinho. Essa absorção, contudo, não ocorreria com os núcleos ordinários, devido à barreira coulombiana. Entretanto, como os nêutrons não possuem esse obstáculo, eles poderiam ser absorvidos e prontamente convertidos em ME, que então cresceria e converteria toda a matéria neutrônica com densidades acima do gotejamento de nêutrons; para densidades abaixo dessa, a barreira de Coulomb impede o contato com a ME e a possível conversão na mesma (WITTEN, 1984). Como é conhecido que a crosta externa de uma EN tem densidades mais baixas que a do gotejamento, acredita-se que ela sobreviveria ao processo de conversão (WITTEN, 1984), (OLINTO, 1987). Contudo, a existência dessa crosta depende crucialmente da presença de elétrons na ME, uma vez que estando eles ligados à ME pela atração de Coulomb, e não pela força forte, eles poderiam então estender-se além da superfície da EE para formar essa crosta (WEBER *et al.*, 1994).

Por outro lado, também acredita-se que a conversão da matéria ordinária em ME no interior de uma EN ocorre apenas parcialmente, até que haja um equilíbrio entre as duas fases, fazendo que a estrela tenha um núcleo de ME circundado por uma região externa de MN, ou seja, a estrela seria uma EH (ALFORD *et al.*, 2005), (ROSENHAUER *et al.*, 1992). Também especulou-se sobre a possibilidade que outros tipos de quarks (além de u , d e s) poderiam se formar. Acredita-se que em densidades acima de $\sim 10^{17} \text{ g/cm}^3$, os

estados de quarks *charm* também são populados. Um objeto que possuísse esses estados em seu interior seria chamado de estrela quark-*charm*. Contudo, foi mostrado que essas estrelas seriam instáveis contra oscilações radiais e, portanto, não pode existir nenhuma estrela quark-*charm* na natureza (WEBER *et al.*, 1994), (KETTNER *et al.*, 1995). Bem como, uma análise similar também leva à conclusão que estrelas com densidades maiores e estados de quarks ainda mais pesados que o do quark *charm* preenchidos, *bottom* e *top*, também são objetos instáveis e não podem existir (KETTNER *et al.*, 1995). A sequência de estrelas ME, por sua vez, é estável contra as oscilações radiais. Dessa forma, concluiu-se que a única forma estelar possuindo MQ em seu interior que pode existir como um objeto estável na natureza é aquela formada por ME (WEBER *et al.*, 1994), (KETTNER *et al.*, 1995).

A conversão MN em ME pode ser qualitativamente diferente para diferentes estágios da evolução de uma EN (ALFORD *et al.*, 2005). Bem como, pode ser que ela ocorra através de mais de uma TF (ALCOCK *et al.*, 1986), (ROSENHAUER *et al.*, 1992). Além disso, talvez exista a possibilidade de que “não existam” EN, ou seja, de que toda EN em algum momento da sua evolução se converta em uma EE, seja através da formação de uma semente de ME em seu núcleo já mencionada aqui (WITTEN, 1984), (ALCOCK *et al.*, 1986), (OLINTO, 1987), ou devido à absorção de uma “pepita” de ME oriunda do meio interestelar, que também seria capaz de converter uma EN em uma EE (MADSEN, 1993). Se a ME é de fato o estado fundamental da MH, e se ela é de fato estável e se forma em uma EN, a questão fundamental que surge é: como distinguir uma EN formada por matéria ordinária de uma que venha a possuir ME em seu interior? A resposta para essa pergunta perpassa pela análise das características estruturais dessas estrelas a fim de encontrar possíveis assinaturas observacionais que permitam distinguir um tipo de estrela do outro.

3 Equação de Estado

O termo EdE refere-se a equações caracterizadas por um conjunto de parâmetros que descrevem o estado físico de um sistema. No caso de um sistema físico, tal qual uma estrela, a EdE relaciona pressão, temperatura e densidade que, obviamente, estão intimamente ligados à estrutura microscópica das partículas que compõem o objeto astrofísico (ROSE, 1998).

Existem distintos modelos, oriundos da física nuclear e de partículas, dos quais resultam EdEs. Tais modelos diferem-se, principalmente, pelas partículas que constituem o sistema que se quer descrever, e as interações entre as mesmas. Boa parte de todos estes modelos foram constituídos com base em dados observacionais em acelerados de partículas, tais quais o colisor de hádrons LHC (*Larger Hadron Collider*). Hoje existe um verdadeira variedade de modelos que descrevem bem dados obtidos em aceleradores. Contudo, há um senso comum de que ENs são verdadeiros laboratórios naturais para física de partículas. Sendo assim, é importante que estes modelos sejam confrontados com os dados astrofísicos observacionais oriundos destes objetos. O que torna possível selecionar os modelos de EdEs que melhor caracterizam esta classe de estrelas.

Neste trabalho, serão analisadas apenas configurações de EHs, ou seja, estrelas de nêutrons com um núcleo de ME. Mais especificamente, para se construir uma configuração deste tipo de estrela, sua EdE deve conter uma região de densidades mais baixas, constituída predominantemente por MN, e uma segunda região, em densidades mais altas, onde a matéria se desconfinava e, portanto, ocasionando em uma predominância de ME. A separação entre as duas regiões deve ser simulada por vias de uma TF, que pode ser caracterizada por diferentes tipos de construção. No caso deste trabalho, a escolha foi por uma TF de primeira ordem que é aquela que apresenta uma descontinuidade na derivada da energia livre do sistema, tomando como base a construção de Maxwell. A seguir serão discutidas, de uma forma mais detalhada, cada uma das três partes das configurações híbridas que serão aqui estudadas.

3.1 Equação de Estado Hadrônica

Como já mencionado anteriormente, muitos modelos têm sido desenvolvidos com o intuito de descrever matéria ordinária, como observada em aceleradores. Contudo, nenhum dos modelos existentes na literatura é capaz de descrever a matéria em todo seu espectro energético. Ou seja, não existem modelos onde seja possível uma descrição precisa da MH desde densidades mais baixas a densidades suficientemente altas, onde haja o desconfinamento dos núcleons em quarks¹. Sendo assim, destacam-se os modelos fenomenológicos na forma de teorias efetivas, ou seja, que escrevem a estrutura da matéria numa certa região do espectro de energias.

Nas teorias efetivas, o termo efetivo é usado com o significado de que os campos predominantes em um determinado regime de densidades são tratados como campos fundamentais. Portanto, no caso de modelos que descrevam matéria hadrônica, não será levada em conta a presença dos quarks. Esses campos são, então, denominados efetivos. No caso hadrônico, a interação é mediada por mésons, que são interpretados como um campo residual ao campo de interação entre os quarks, mediado por glúons. Nesses modelos, uma vez determinadas as constantes de acoplamento efetivas, e uma vez montada a densidade lagrangiana efetiva do modelo, é feita a utilização das equações de Euler-Lagrange e do tensor energia-momento para se obter a EdE da MN. Para tanto, é comum a utilização da aproximação de campo médio relativístico (ACMR), onde todos os campos são substituídos por seus valores esperados clássicos, e o único comportamento quântico restante está no tratamento do campo do núcleon, o qual emerge de uma solução para a equação de Dirac na presença de determinados potenciais, escalar e vetorial, apropriados.

Muitos modelos relativísticos de campos médio foram desenvolvidos a fim de descrever a MN. O principal representante deles é o chamado modelo de Walecka (WALECKA, 1974). Esse modelo, desenvolvido na década de 1970, se originou de um tratamento relativístico do núcleo. Nele, os prótons e nêutrons são tratados como partículas fundamentais que interagem através da troca de mésons escalares e vetoriais que imitam as partes atrativa de longo alcance e repulsiva de curto alcance das interações nucleares. Neste modelo, usa-se uma teoria quântica de campo local, relativística e de muitos corpos para descrever a interação núcleon-núcleon, a qual tem a seguinte densidade lagrangiana:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\hbar c \left[\bar{\psi} \left(\gamma_\lambda \frac{\partial}{\partial x_\lambda} + M \right) \psi \right] - \frac{c^2}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_\lambda} \right)^2 + \mu^2 \phi^2 \right] \\ & - \frac{1}{4} F_{\lambda\rho} F_{\lambda\rho} - \frac{m^2}{2} V_\lambda V_\lambda + i g_v \bar{\psi} \gamma_\lambda \psi V_\lambda + g_s \bar{\psi} \psi \phi \end{aligned} \quad (3.1)$$

¹Uma exceção seria o trabalho de (DEXHEIMER; SCHRAMM, 2010), no qual os autores propõe um único modelo para descrever as partes hadrônica e de quarks de uma EH.

onde ψ é o campo de um bárion de massa m_b , ϕ é o campo de um méson escalar neutro de massa m_s , V_λ é o campo de um méson vetor neutro de massa m_v . As quantidades M , μ , e m são dadas, respectivamente, por:

$$M \equiv \frac{m_b c}{\hbar} \quad (3.2)$$

$$\mu \equiv \frac{m_s c}{\hbar} \quad (3.3)$$

$$m \equiv \frac{m_v c}{\hbar} \quad (3.4)$$

ou seja, essas quantidades são os inversos dos respectivos comprimentos de onda de Compton. O méson vetor neutro acopla-se a corrente do bárion como:

$$B_\lambda \equiv i\bar{\psi}\gamma_\lambda\psi \quad (3.5)$$

enquanto o campo escalar, por sua vez, acopla-se à densidade escalar $\bar{\psi}\psi$. Sendo, então, g_v e g_s as constantes de acoplamento que caracterizam a intensidade desses acoplamentos vetorial e escalar, respectivamente. O campo tensorial, por fim, é dado pela expressão:

$$F_{\lambda\rho} = \frac{\partial V_\rho}{\partial x_\lambda} - \frac{\partial V_\lambda}{\partial x_\rho} \quad (3.6)$$

para mais detalhes sobre o modelo de Walecka, recomenda-se a leitura de seu artigo com o modelo original (WALECKA, 1974).

Os parâmetros livres do modelo de Walecka são as constantes de acoplamento que definem a intensidade do acoplamento méson-núcleon, g_v e g_s . Esses parâmetros são então ajustados para reproduzir propriedades da MN, tais como sua densidade de saturação, ρ_{SN} , e a energia. Qualquer modelo feito para descrever a MN de forma aceitável deve, corretamente, reproduzir as propriedades dela na densidade ρ_{SN} , como por exemplo, a energia de ligação e a massa efetiva dos núcleons, a incompressibilidade e a energia de simetria. O modelo de Walecka descreve de forma adequada algumas características importantes da interação núcleon-núcleon, como a forte repulsão a curtas distâncias e atração em médias distâncias, e a energia de ligação por núcleon, conforme se aumenta o número de núcleons, A . Entretanto, este modelo não dá valores razoáveis para as propriedades relacionadas à MN simétrica (igual número de prótons e nêutrons) e aos núcleos finitos. Sendo assim, outros modelos, que seguem o método de Walecka e, por isso, chamados de modelos do tipo Walecka, foram construídos a fim de serem compatíveis com essas propriedades. Consequentemente, muitas abordagens fenomenológicas foram feitas.

As abordagens fenomenológicas para a MN do tipo Walecka são baseadas, de uma forma geral, em uma descrição dessa matéria em uma ACMR com graus de liberdade dos núcleons e mésons, com os mésons se acoplando minimamente aos núcleons. As forças de acoplamento são ajustadas às propriedades da MN e dos núcleos atômicos. Um méson escalar σ e um méson vetor ω são tratados como campos clássicos gerando as interações escalar e vetorial, respectivamente. A contribuição isovetorial é geralmente representada pelo méson ρ . Além disso, essas abordagens fenomenológicas utilizam parametrizações dependentes da densidade. O grande problema dessas abordagens é o grande número de parâmetros que devem ser ajustados, para que se reproduzam dados observacionais de aceleradores. Como consequência, há um grande número de conjuntos de parâmetros que conseguem ajustar bem os dados experimentais disponíveis.

De forma a saber qual conjunto de parâmetros é o mais adequado para descrever a MN, deve-se impor vínculos experimentais, observacionais e teóricos, e verificar quais modelos o satisfazem. Com este objetivo o trabalho realizado por (DUTRA *et al.*, 2014), construiu três diferentes conjuntos de restrições relacionadas à MN simétrica, e à matéria pura de nêutrons (DUTRA *et al.*, 2014), (DUTRA *et al.*, 2012). Foram analisados, desta forma, 263 parametrizações relativísticas de campo médio do tipo Walecka, dentre as quais, apenas 35 parametrizações satisfizeram as restrições impostas. Em seguida, em (DUTRA *et al.*, 2016), estes 35 conjuntos foram confrontados com dados observacionais astrofísicos de ENs, em especial, com as recentes observações do pulsar *PRSJ1614 – 2230* (DEMOREST *et al.*, 2010), o qual se atribuiu uma massa de $1,97 \pm 0,4M_{\odot}$, e a observação do pulsar *PSRJ0348 + 0432*, para o qual a massa medida foi de $2,01 \pm 0,04M_{\odot}$ (ANTONIADIS *et al.*, 2013). Após as comparações, restaram somente 13 conjuntos de parâmetros dos 263 iniciais. A saber, esses conjuntos foram: *BKA20*, *BKA22*, *BKA24* (AGRAWAL, 2010); *BSR8*, *BSR9*, *BSR10*, *BSR11*, *BSR12* (DHIMAN *et al.*, 2007); *FSUGZ03* (KUMAR *et al.*, 2006); *IUFSU* (FATTOYEV *et al.*, 2010); *G2** (SULAKSONO; MART, 2006); *DDF* (KLÄHN *et al.*, 2006); *DDME δ* (ROCA-MAZA *et al.*, 2011). Sendo, portanto, estes os conjuntos de parâmetros utilizados para modelar as partes hadrônicas das EdEs híbridas que serão estudadas no presente trabalho.

Todos os 13 conjuntos hadrônicos mencionados acima são, de uma forma geral, baseados na ACMR. Eles usam uma versão estendida do modelo de Walecka que inclui as contribuições dos termos de auto-interação e de interações mistas para os mésons escalar-isoescalar σ , vetor-isoescalar ω , e vetor-isovetor ρ , até a quarta ordem. Além disso, a fim de melhorar a descrição de dados experimentais, uma dependência do meio da interação efetiva tem sido incorporada nesses modelos. Então, os parâmetros desses conjuntos são calibrados usando esses dados sobre algumas propriedades da MN como, por exemplo, a energia de ligação dos núcleons, o valor da carga-raio *rms* e, para alguns núcleos, o valor da espessura da “casca” de nêutrons para o nuclídeo $^{208}\text{Pb}_{82}$. Os 13 conjuntos consideram

TABELA 3.1 – Os 13 conjuntos hadrônicos e suas respectivas referências

Conjunto	Referência
$BKA20$, $BKA22$ e $BKA24$	(AGRAWAL, 2010)
$BRS8$, $BSR9$, $BSR10$, $BSR11$ e $BSR12$	(DHIMAN <i>et al.</i> , 2007)
$FSUGZ03$	(KUMAR <i>et al.</i> , 2006)
$IUFSU$	(FATTOYEV <i>et al.</i> , 2010)
$G2^*$	(SULAKSONO; MART, 2006)
DDF	(KLÄHN <i>et al.</i> , 2006)
$DDME\delta$	(ROCA-MAZA <i>et al.</i> , 2011)

o sistema em equilíbrio β (equilíbrio com respeito às interações fracas), e com temperatura efetiva zero, $T_{ef} = 0$, uma vez que a temperatura de uma EN, logo após seu nascimento, cai para a ordem de alguns KeV , pequena comparada aos potenciais químicos na escala microscópica do sistema. Outro aspecto importante a ser mencionado é o fato destes conjuntos preservarem a causalidade, ou seja, a velocidade do som no meio é menor que a velocidade da luz. Para mais detalhes, a Tabela 3.1 traz os 13 conjuntos hadrônicos e suas respectivas referências onde se pode verificar os valores dos parâmetros usados em cada modelo.

3.2 Equação de Estado da Matéria Estranha

No nível dos quarks, assim como acontece no caso hadrônico, quando a teoria perturbativa usual não pode ser aplicada deve-se usar métodos não-perturbativos como a QCD na rede, por exemplo. Mas, nos domínios onde esta não alcança, deve-se recorrer ao uso de lagrangianas efetivas. Dessa forma, o tratamento da matéria desconfiada em densidades muito altas também é dependente do modelo. Entre os modelos que surgiram para o tratamento dos quarks se destacam o, aqui já mencionado, modelo de sacola do MIT, e o modelo NJL. Como as configurações de EHs que serão analisadas aqui terão suas partes de quarks baseadas neste último, a seguir será delineado um esboço geral sobre as principais características do modelo NJL.

Em sua forma original, formulada no início da década de 1960, o modelo NJL foi construído como uma teoria pré-QCD na qual os núcleons e anti-núcleons eram considerados como blocos fundamentais sem que os graus de liberdade dos quarks e glúons fossem considerados (NAMBU; JONA-LASINIO, 1961a), (NAMBU; JONA-LASINIO, 1961b). Após o desenvolvimento da QCD, o modelo NJL foi reinterpretado como um modelo de quarks com os graus de liberdade dos glúons congelados e absorvidos por interações efetivas pontuais entre os quarks; dito de outra forma, tem-se uma densidade lagrangiana efetiva,

invariante sobre uma transformação quiral (de cor), de férmions relativísticos que interagem através de acoplamentos férmion e anti-férmion locais (HATSUDA; KUNIHIRO, 1984), (EBERT; VOLKOV, 1991).

O modelo NJL passou por várias alterações desde sua formulação. Suas variações são principalmente em relação ao número de sabores de quarks e a estrutura das interações quark-quark. Mas, de uma forma geral, o modelo NJL é uma teoria efetiva baseada em dados fenomenológicos e que contém algumas das simetrias básicas da QCD, como a simetria quiral, por exemplo. Os parâmetros desse modelo devem ser escolhidos de forma que as propriedades do vácuo do octeto de mésons pseudo-escalares, como massas e constantes de decaimento, sejam corretamente reproduzidas, de modo que uma mudança em um dos parâmetros deve ser acompanhada pelas mudanças apropriadas dos outros parâmetros a fim de continuar reproduzindo as propriedades dos mésons adequadamente. Para uma visão geral do modelo NJL, é adequado a leitura das seguintes referências: (KLEVANSKY, 1992), (HATSUDA; KUNIHIRO, 1994), (BUBALLA, 2005).

Como todo modelo, o modelo NJL apresenta suas limitações: o modelo não é capaz de descrever a matéria confinada; o modelo apresenta integrais divergentes e, portanto, deve ser regularizado a fim de se contorná-las. O método de regularização escolhido foi a introdução de um *cut-off*, Λ , ao modelo, que surge como parâmetro a ser ajustado. Dito isso, deve-se tomar cuidado com o intervalo de densidades onde esse modelo é usado, pois ele não deve ser considerado em densidades baixas, onde as propriedades do confinamento são importantes. Como observação, vale sugerir a leitura das referências (LAWLEY *et al.*, 2006), (BALDO *et al.*, 2007), onde alguns esquemas de regularização são explicados.

Em sua versão SU(2), onde SU(2) é um grupo de calibre, o modelo NJL possui três parâmetros livres: a massa dos quarks *up* e *down*, m_u e m_d , respectivamente; a constante de acoplamento das interações escalares, G_s ; e o *cut-off*, Λ . Esses parâmetros são fixados ajustando a massa e a constante de decaimento do pión, e o condensado de quarks. A massa e a constante de decaimento do pión são conhecidas com uma certa acurácia, o que não se pode dizer sobre os condensados dos quarks.

Neste trabalho é considerada a versão SU(3) do modelo NJL, desenvolvida na década de 1980, com a inclusão das interações vetoriais. A densidade lagrangiana desse modelo contém 4 termos:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_s + \mathcal{L}_v + \mathcal{L}_t \quad (3.7)$$

Sendo que

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi} (i\gamma_\mu \partial^\mu - \hat{m}) \psi \quad (3.8)$$

é a parte livre da lagrangiana. Onde $\psi = (u, d, s)$ denota o campo de quarks no espaço de sabores; $\hat{m} = \text{diag}(m_u, m_d, m_s)$ é o termo de massa corrente, sendo assumida a simetria de isospin $m_u = m_d$, e a massa do quark *strange* m_s com um valor bem maior, de forma que a simetria quiral da densidade lagrangiana é explicitamente quebrada. O termo:

$$\mathcal{L}_s = G_s \sum_{a=0}^8 \left[(\bar{\psi} \lambda^a \psi)^2 + (\bar{\psi} i \gamma_5 \lambda^a \psi)^2 \right] \quad (3.9)$$

é a lagrangiana de interações escalar-pseudo-escalar. As matrizes λ^a , com $a = 1, \dots, 8$ são as oito matrizes de Gell-Mann que são as geradoras da álgebra $U(3)$. O terceiro termo de 3.7 é, por sua vez:

$$\mathcal{L}_v = G_v \sum_{a=0}^8 \left[(\bar{\psi} \gamma_\mu \lambda^a \psi)^2 + (\bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\mu \lambda^a \psi)^2 \right] \quad (3.10)$$

e representa a lagrangiana das interações vetoriais entre os quarks. Por fim, o último termo da equação 3.7:

$$\mathcal{L}_t = K \left\{ \det [\bar{\psi} (1 + \gamma_5) \psi] + \det [\bar{\psi} (1 - \gamma_5) \psi] \right\} \quad (3.11)$$

corresponde à interação de t'Hooft que é um determinante no espaço de sabores que, no caso de $SU(3)$, corresponde a uma interação de seis pontos (T'HOOFT, 1976).

Esta versão do NJL contém, então, sete parâmetros: a massa dos quarks *up*, *down* e *strange*, m_u , m_d , m_s , respectivamente; duas constantes de acoplamento, G_s e G_v , que descrevem as interações escalares e vetoriais², respectivamente; a constante K que descreve a intensidade da interação de seis férmions, a chamada interação de t'Hooft; e o *cut-off*, Λ .

Como já mencionado, os valores dos parâmetros do modelo NJL $SU(3)$ são determinados assumindo a simetria de isospin, exceto G_v , pois as massas dos mésons vetoriais não são ditadas pela simetria quiral. Diversas tentativas têm sido feitas para extrair G_v tanto da carga axial do núcleon quanto das massas dos mésons vetoriais. Infelizmente, esses procedimentos de ajuste não podem dar estimativas confiáveis de G_v , pois, é difícil calcular a carga axial do núcleon sem que se façam aproximações grosseiras adicionais; da mesma forma, no cálculo das massas dos mésons vetoriais, também são necessárias correções devido aos auto-momentos dos quarks e anti-quarks. Sendo assim, surgem incertezas muito grandes em G_v (KLEVANSKY, 1992), (HATSUDA; KUNIHIRO, 1994), (BUBALLA, 2005). Embora a razão entre as constantes de acoplamentos G_v/G_s tenha sido estabelecida para ser da ordem da unidade, ainda não há um consenso entre os va-

²Essas interações vetoriais repulsivas também podem estar presentes na versão $SU(2)$ do modelo NJL. Veja, por exemplo, (COELHO *et al.*, 2010b).

lores usados. Dito isso, G_v deve ser tomado como um parâmetro livre do modelo. Para uma descrição mais detalhada das versões SU(2) e SU(3) do modelo NJL e de seus parâmetros, recomenda-se as referências (KLEVANSKY, 1992), (HATSUDA; KUNIHIRO, 1994), (BUBALLA, 2005).

A densidade do potencial termodinâmico de campo médio para um dado valor do potencial químico μ , e temperatura efetiva zero, $T_{ef} = 0$, é dada, dentro desse modelo, por:

$$\begin{aligned} \Omega = & -\eta N_c \sum_i \int_{k_{Fi}}^{\Lambda} \frac{p^2 dp}{2\pi^2} \sqrt{p^2 + M_i^2} + 2G_s \sum_i \langle \bar{\psi}\psi \rangle_i^2 - 2G_v \sum_i \langle \psi^\dagger\psi \rangle_i^2 \\ & + 4K \langle \bar{u}u \rangle \langle \bar{d}d \rangle \langle \bar{s}s \rangle - \eta N_c \sum_i \mu_i \int_0^{k_{Fi}} \frac{p^2 dp}{2\pi^2} - \Omega_0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

Onde $i = u, d, s$ é a soma sobre os sabores dos quarks, as constantes $\eta = 2$ e $N_c = 3$ são as degenerescências de spin e cor, respectivamente. $k_{Fi} = \theta(\mu_i - M_i) \sqrt{\mu_i^2 - M_i^2}$ é o momento de Fermi, e μ_i é o potencial químico do quark de sabor i . Já a constante Ω_0 é incluída para assegurar que $\Omega = 0$ no vácuo.

Dessa densidade do potencial termodinâmico 3.12, pode-se obter a densidade de energia \mathcal{E} , e a pressão P a partir das relações:

$$\mathcal{E} = \Omega + \sum_i \rho_i \mu_i \quad (3.13)$$

$$P = -\Omega \quad (3.14)$$

Sendo que a partir dessas duas equações pode-se obter uma relação entre a pressão e energia, ou seja, uma relação da forma $P = P(\epsilon)$, que é a EdE. Onde os condensados $\phi_i = \langle \bar{\psi}\psi \rangle_i$, e as densidades ρ_i são definidas para cada sabor de quark i , respectivamente, como:

$$\phi_i = \langle \bar{\psi}\psi \rangle_i = -\eta N_c \int_{k_{Fi}}^{\Lambda_0} \frac{p^2 dp}{2\pi^2} \frac{M_i}{E_i} \quad (3.15)$$

$$\rho_i = \langle \psi^\dagger\psi \rangle_i = \eta N_c \int_0^{k_{Fi}} \frac{p^2 dp}{2\pi^2} \quad (3.16)$$

Sendo M_i a massa constituinte do quark de sabor i e $E_i = \sqrt{p^2 + M_i^2}$ sua energia. Para uma descrição mais detalhada das equações desse modelo é sugerida a leitura dos trabalhos de (LENZI, 2010) e (LENZI; LUGONES, 2012).

TABELA 3.2 – Conjunto de parâmetros utilizados da versão SU(3) do modelo NJL

Parâmetro	Valor Usado
Λ	631,4 MeV
$G_s\Lambda^2$	1,829
$K\Lambda^5$	-9,4
$m_u = m_d$	5,6 MeV
m_s	135,6 MeV

Conforme já mencionado acima, G_v será tomado como um parâmetro livre na EdE. Aqui serão estudadas cinco EdEs para a ME dentro desse modelo NJL SU(3), cada qual contendo um determinado valor fracionário de G_v em relação a G_s , a saber: $G_v = 0$, $G_v = 0,1G_s$, $G_v = 0,2G_s$, $G_v = 0,3G_s$, e $G_v = 0,4G_s$. As EdEs resultantes desses cinco diferentes valores da constante de acoplamento vetorial serão nomeadas $GV0$, $GV01$, $GV02$, $GV03$, e $GV04$, respectivamente, e serão obtidas numericamente a partir de um programa em linguagem MatLab. Essas EdEs são referentes à ME que é neutra com respeito à carga elétrica e à carga de cor, e em equilíbrio- β . Os demais parâmetros usados têm seus valores listados na Tabela 3.2. Eles foram obtidos ajustando os valores do vácuo para: a massa do pión, $m_\pi = 139,0\text{MeV}$; a constante de decaimento do pión, $f_\pi = 93,0\text{MeV}$; a massa do káon, $m_K = 495,7\text{MeV}$; a constante de decaimento do káon, $f_K = 98,9\text{MeV}$; e os condensados dos quarks, $\langle u\bar{u} \rangle^{1/3} = \langle d\bar{d} \rangle^{1/3} = -246,7\text{MeV}$ e $\langle s\bar{s} \rangle^{1/3} = -266,9\text{MeV}$ (KUNIHIRO, 1989), (RUIVO *et al.*, 1999). Esses valores são exatamente os mesmos que foram usados na análise de (LENZI; LUGONES, 2012).

3.3 Transição de Fase Hádrons-Quarks

Para a construção de EdEs híbridas é necessário se tomar alguma parte hadrônica, e combiná-la com uma parte para a MQ desconfinada por meio de uma TF. A densidade para qual a transição de MN para MQ ocorre, não é conhecida, contudo existem estimativas que podem ser feitas por meio de simulações de QCD na rede (PISARSKI; WILCZEK, 1984), (ASAKAWA; YASAKI, 1989), (ELLIS, 1991), (RÜSTER *et al.*, 2005), (FODOR; KATZ, 2014), (BRATOVIC *et al.*, 2013).

Existem duas construções comumente utilizadas para modelar a transição hádrons-quarks, são estas: a construção de Gibbs (CG) e a construção de Maxwell (CM). Em ambos os casos, a TF ocorre em uma região do digrama P vs μ (Pressão versus potencial químico), onde há um potencial químico crítico, μ_c , para o qual as pressões P_H e P_Q sejam iguais, ou seja, $P_H(\mu_c) = P_Q(\mu_c) = P_c$, sendo P_c a pressão crítica de transição onde as duas fases estão em equilíbrio. De acordo com ambas as construções, duas fases estão

em equilíbrio termodinâmico quando seus potenciais químicos bariônicos³, temperaturas e pressões são iguais, correspondendo, respectivamente, aos equilíbrios químico, térmico e mecânico:

$$\mu_H = \mu_Q = \mu_c \quad (3.17)$$

$$T_H = T_Q = T_c \quad (3.18)$$

$$P_H = P_Q = P_c \quad (3.19)$$

A grande diferença entre ambas é que na CM assume-se que existe uma tensão superficial na interface entre as duas fases, que é alta o bastante para assegurar que a transição ocorre em uma interface nítida, e não via uma fase mista⁴, como é o caso para a CG.

Uma vez que o tratamento completo de uma fase mista requer o conhecimento da tensão superficial na interface, e da extensão dessa fase de coexistência, parâmetros ainda pouco conhecidos, para este trabalho será empregado a CM para modelar a TF hádrons-quarks. Como já mencionado, neste caso, há um ponto, bem estabelecido, de cruzamento entre as fases hadrônica e de quarks no plano pressão versus potencial químico bariônico, sendo este o ponto que identifica a TF. A fase favorecida é aquela que, para um mesmo valor de potencial químico, tem um valor maior para a pressão. Normalmente, para valores de potencial químico abaixo do crítico, μ_c , MH é favorecida, se estabelecendo assim uma fase hadrônica. Já para valores de potencial químico maiores que μ_c , a MQ é favorecida se estabelecendo, desta forma, a fase de matéria desconfinada.

No próximo capítulo serão estudadas algumas propriedades importantes de EHs analisadas com as EdEs obtidas por meio de uma TF como explicada na presente seção. Entre essas propriedades, a curva massa-raio, $M(R)$, e a estabilidade dessas estrelas serão analisadas.

³O potencial químico bariônico pode ser, neste caso, qualitativamente entendido como uma medida do desequilíbrio da proporção entre bárions e anti-bárions.

⁴Uma fase mista é aquela onde há a coexistência entre duas fases, neste caso, entre a MN e a ME (GLENDEENING, 1992).

4 Estrelas Híbridas Modeladas Com O NJL SU(3)

4.1 Equações de Estado Híbridas Com Acoplamento Vetorial Como Parâmetro Livre

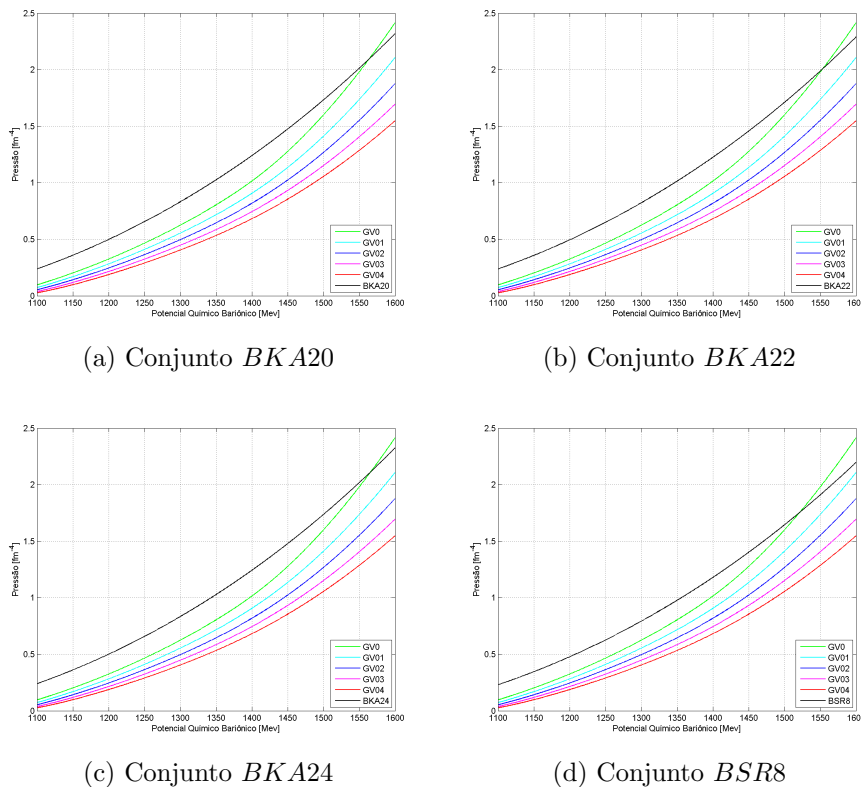


FIGURA 4.1 – Construção de Maxwell para a TF de primeira ordem para os conjuntos hadrônicos *BKA20*, *BKA22*, *BKA24* e *BSR8*. O cruzamento das EdEs hadrônicas e de quarks nesse plano pressão versus potencial químico bariônico marca o ponto de transição entre essas duas fases.

Conforme mencionado no capítulo anterior, para a análise realizada neste trabalho, optou-se pela CM para simulação da TF. Neste caso, a região de mais baixas densidades,

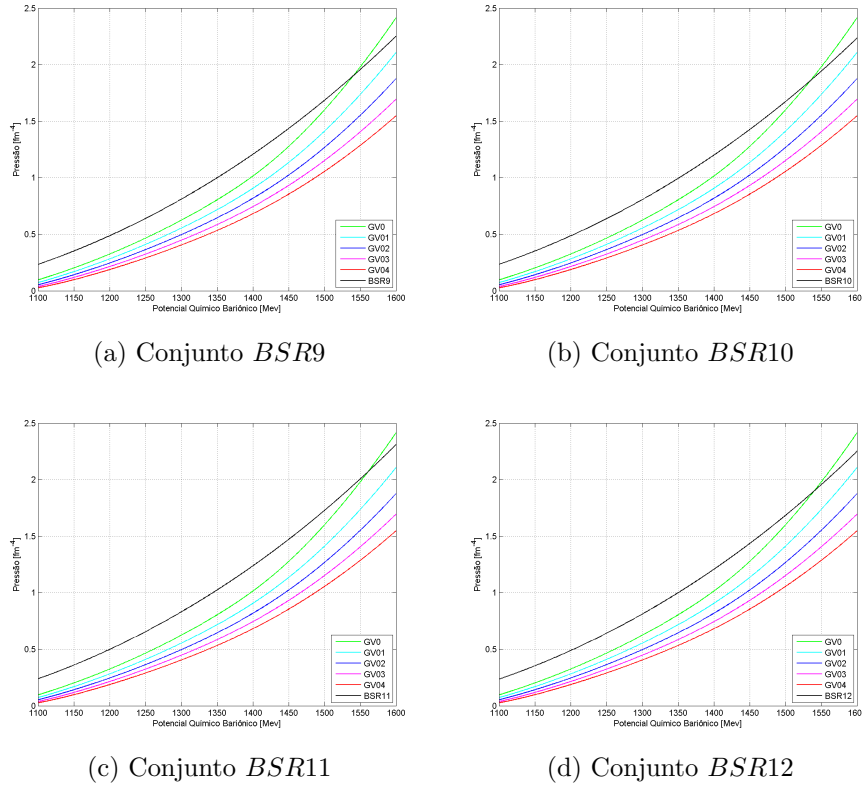


FIGURA 4.2 – Construção de Maxwell para a TF de primeira ordem para os conjuntos hadrônicos *BSR9*, *BSR10*, *BSR11* e *BSR12*. O cruzamento das EdEs hadrônicas e de quarks nesse plano pressão versus potencial químico bariônico marca o ponto de transição entre essas duas fases.

aquela com potencial químico menor que μ_c , é predominante hadrônica e, para densidades com potencial químico associado maior que μ_c , é constituída, predominantemente, por MQ. As figuras 4.1, 4.2 e 4.3 mostram as curvas pressão versus potencial químico bariônico. Cada curva hadrônica é combinado com cinco EdEs de quarks, com diferentes valores de acoplamento vetorial G_v . O ponto onde uma curva hadrônica intercepta a curva de quarks, assinala a TF hádrons-quarks. Os conjuntos *DDF*, *DDME δ* e *G2** apresentaram problemas durante a análise e, por isso, não estão representados e, portanto, daqui em diante não estarão mais presentes neste estudo. Conforme pode-se ver nas figuras, dentro do intervalo de potencial químico escolhido, todas as transições hádrons-quarks ocorreram apenas para a EdE de quarks com acoplamento vetorial nulo, $G_v = 0$. Isso ocorre pois, o termo de acoplamento vetorial, tem como efeito físico uma interação repulsiva entre os quarks, o que torna a EdE mais rígida, isto é, a matéria se torna menos compressiva e, conseqüentemente, a pressão aumenta de forma mais rápida com a densidade, como pode-se observar na figura 4.4.

O gráfico da figura 4.4, em conjunto com os gráficos apresentados em 4.1, 4.2 e 4.3, deixam claro a influência de uma variação do acoplamento vetorial, G_v , nas EdEs da ME. Ob-

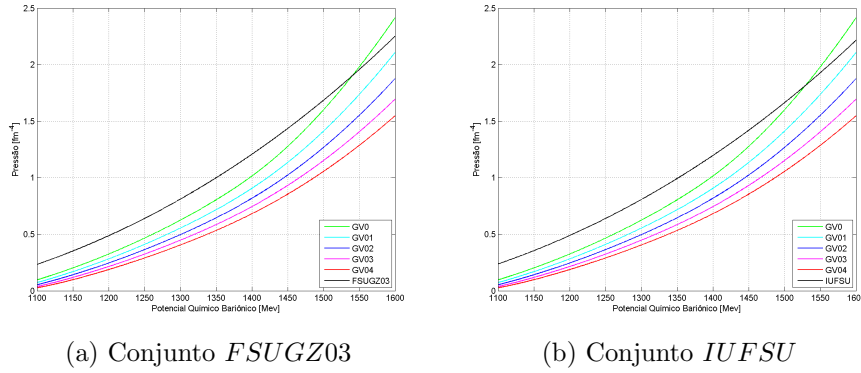


FIGURA 4.3 – Construção de Maxwell para a TF de primeira ordem para os conjuntos hadrônicos *FSUGZ03* e *IUFSU*. O cruzamento das EdEs hadrônicas e de quarks nesse plano pressão versus potencial químico bariônico marca o ponto de transição entre essas duas fases.

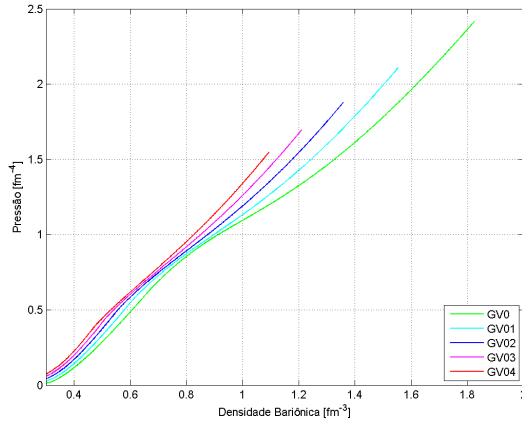


FIGURA 4.4 – Pressão versus densidade bariônica para as EdEs da ME. Nesse plot pode-se observar que conforme o acoplamento vetorial aumenta de $G_v = 0$ à $G_v = 0.4G_s$, a EdE dessa matéria se torna mais rígida.

servando 4.4, fica claro que, diminuindo o valor de G_v , a EdE se torna mais suave, ou seja, a variação da pressão com a densidade é mais tênue. Como efeito, a TF hádrons-quarks ocorre em densidades mais altas conforme se aumenta o valor de G_v (LENZI; LUGONES, 2012). Devido a isso, o aumento de G_v elevou as densidades de TF para valores mais altos, o que inviabilizou as TFs, já que os dados dos conjuntos hadrônicos usados não alcançavam tais densidades, conforme pode-se ver nas figuras 4.5a e 4.5b. Assim, das 65 possíveis combinações híbridas, apenas 10 foram obtidas, dando origem, então, a 10 EdEs híbridas que serão, daqui em diante, nomeadas: *BKA20GV0*, *BKA22GV0*, *BKA24GV0*, *BSR8GV0*, *BSR9GV0*, *BSR10GV0*, *BSR11GV0*, *BSR12GV0*, *FSUGZ03GV0*, e *IUFSUGV0*.

As 10 EdEs híbridas estão na figura 4.6, onde estão plotadas as curvas pressão versus densidade bariônica. Conforme pode ser observado na figura, essas curvas apresentam um platô devido a um salto que há na densidade bariônica. Esse comportamento é esperado,

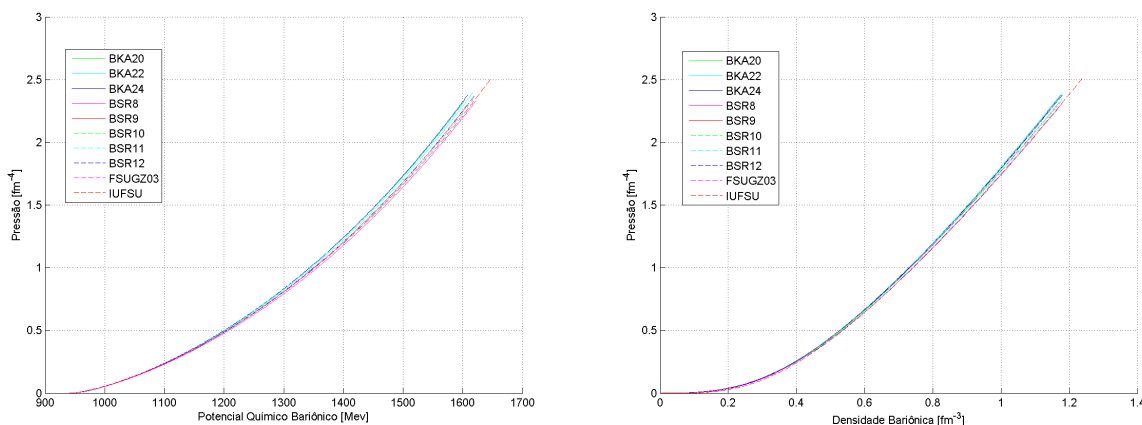


FIGURA 4.5 – A figura 4.5a traz as curvas pressão versus potencial químico bariônico para os 10 conjuntos hadrônicos que apresentaram TF. Já a figura 4.5b traz, para esses mesmos 10 conjuntos, as curvas pressão versus densidade bariônica

uma vez que a CM considera uma tensão superficial infinita na interface entre as duas fases, de forma que $\Delta P = 0$. Sendo assim, surge uma descontinuidade na densidade bariônica. A largura do platô está relacionada ao salto da densidade de bárions no início da fase de quarks. Note no gráfico da figura 4.6 que, quanto mais tardia a TF, maior o platô, fato que está diretamente relacionado com a estabilidade da EH, como será discutido na sequência.

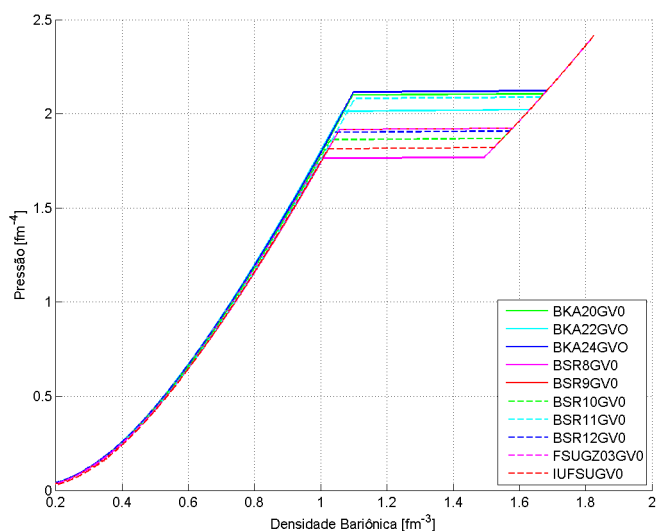


FIGURA 4.6 – Pressão versus densidade bariônica para as 10 EdEs híbridas. Devido à CM para TF de primeira ordem, a variação da pressão na interface entre as duas fases é nula, e como o desconfinamento dos quarks provoca um salto na densidade bariônica, um platô aparece nessa curva.

4.2 Relação Massa-Raio em Estrelas Híbridas

Dois dos mais importantes parâmetros macroscópicos de uma estrela são a massa gravitacional, M , e o raio estelar, R . A densidade de ENs é tamanha que, seu estudo por vias da teoria de gravitação de Newton é inviabilizado. O regime de densidades e massas envolvidos requer a utilização da relatividade geral para qualquer que seja a análise que se queira fazer junto a estes objetos astrofísicos. Portanto, para o estudo que se deseja realizar, serão utilizadas as famosas equações de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) que, dentro do sistema relativístico de unidades¹, são as equações 4.1 e 4.2, deduzidas por Richard Tolman, Robert Oppenheimer e George Volkoff em 1939 (OPPENHEIMER; VOLKOFF, 1939), (TOLMAN, 1939), sendo extensivamente utilizadas para descrição de parâmetros observáveis de estrelas relativísticas. As equações de TOV são uma derivação das equações de campo de Einstein da relatividade geral, quando consideramos uma métrica de Schwarzschild dentro da fonte (SCHWARZSCHILD, 1916b), (SCHWARZSCHILD, 1916a). Assim sendo, a TOV acaba por relacionar parâmetros microscópicos, associados a EdE do modelo que se quer analisar, com parâmetros macroscópicos observáveis da estrela, tal qual massa e raio, (M, R) . Os termos $P(r)$ e $\epsilon(r)$ nas equações 4.1 e 4.2 são, respectivamente, a pressão e a densidade de energia a uma distância r do centro da estrela.

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{\epsilon(r)M(r)}{r^2} \left[1 + \frac{P(r)}{\epsilon(r)} \right] \left[1 + \frac{4\pi r^3 P(r)}{M(r)} \right] \left[1 - \frac{2M(r)}{r} \right]^{-1} \quad (4.1)$$

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \epsilon(r') dr' \quad (4.2)$$

Portanto, para uma dada EdE que, neste caso, é uma relação entre a pressão e a energia, ou seja, é uma relação da forma $P = P(\epsilon)$, basta integrar a TOV reiteradamente a partir de uma densidade central, $\epsilon_c = \epsilon(r=0)$, e impondo $M(r=0) = 0$ como condição de contorno, de forma a evitar soluções singulares. O cálculo é realizado até que a pressão atinja um valor muito próximo a $P = 0$, o que ocorre nas proximidades da superfície da estrela, onde teremos $M(r=R) = M$, sendo M a massa da estrela e R seu raio. Para cada EdE fornecida, as equações de TOV devolvem uma família de estrelas parametrizadas pela energia central ϵ_c . A coleção de massas e raios como funções de ϵ_c é chamada de curva massa-raio, $M(R)$. Cada curva $M(R)$ possui um ponto de massa máxima que é o último modelo estável ao longo da sequência de estrelas, como será discutido a seguir. Feita

¹No sistema relativístico de unidades tem-se $G = c = 1$. Onde G é a constante de gravitação universal, e c é a velocidade da luz.

estas colocações, fica claro que, os valores de massa e raio de uma EN devem fornecer informações críticas sobre a EdE que governa as interações de sua microestrutura. Tão logo, medidas desses parâmetros devem restringir de forma significativa as famílias de EdEs, o que deve fornecer informações extremamente relevantes no âmbito da física de partículas e nuclear.

Antes de inserir as EdEs híbridas nas equações de TOV e realizar a integração numérica, que neste trabalho será feita usando um programa em linguagem Fortran, deve-se adicionar uma crosta nas estrelas. Para este propósito, em todos os conjuntos híbridos deste trabalho, será utilizada a parametrização proposta por Baym, Pethick, e Sutherland, chamada assim de BPS, que descreve graus de liberdade de núcleos, elétrons, e nêutrons em densidades de massa abaixo de $5 \times 10^{14} g/cm^3$, para mais detalhes sobre o tema consulte o artigo de (BAYM *et al.*, 1971).

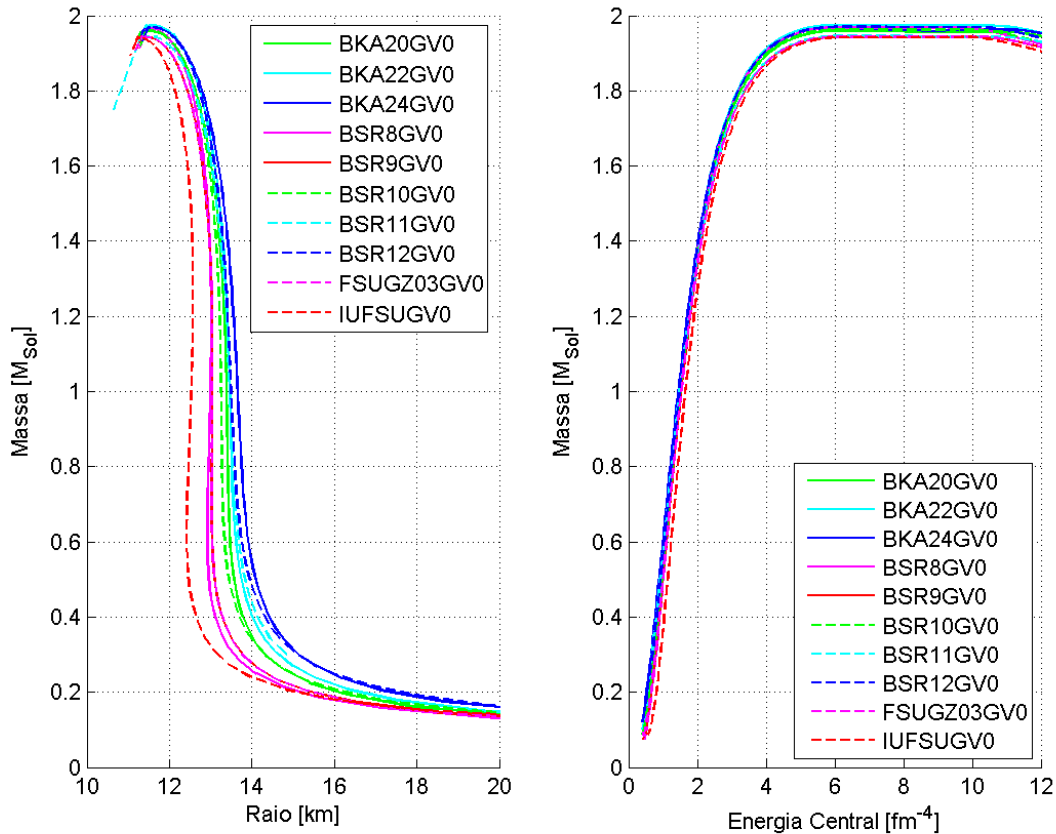


FIGURA 4.7 – No painel da esquerda estão plotadas as curvas massa versus raio para os 10 conjuntos híbridos. As cúspides presentes nessas curvas assinalam o início de uma instabilidade ao longo da sequência devido ao desconfiamento dos quarks no interior das estrelas. No painel da direita são mostradas as curvas massa versus energia central para esses modelos híbridos. Assim como ocorre na figura 4.6, há um platô nas curvas que também são consequência da CM para a TF hádrons-quarks.

O painel esquerdo na figura 4.7 traz as curvas $M(R)$ resultantes da integração das

equações de TOV para as 10 configurações híbridas. As cúspides que aparecem nessas curvas, para este caso de configurações híbridas, estão relacionadas com a descontinuidade na energia central, $\Delta\epsilon_c$, no ponto de TF hádrons-quarks. Uma estrela compacta é estável enquanto sua massa é uma função crescente de ϵ_c , ou seja $\partial M/\partial\epsilon_c > 0$. No caso de uma EH, se a descontinuidade $\Delta\epsilon_c$ for maior que um certo valor crítico, $\Delta\epsilon_{crítico}$, a estrela vai se tornar instável assim que o núcleo de quarks desconfina aparecer, pois a pressão na ME é incapaz de equilibrar a força descendente de atração gravitacional que a energia adicional no núcleo exerce sobre o resto da estrela. Portanto, como pode-se ver em todos os casos, é o início da fase de quarks no centro de uma EN que marca a instabilidade da estrela, fazendo com que ela colapse. Quando $\Delta\epsilon_{crítico}$ é atingido, tem-se que $\frac{\partial M}{\partial P_c} = 0$. Dessa forma, quando essa condição crítica é alcançada, a massa e o raio, ambos funções de P_c , mudam de sinal quando a TF hádrons-quarks acontece, fazendo com que a curva $M(R)$ sofra uma mudança descontínua, deixando de apontar para cima de uma forma contínua (o que indica que M é uma função crescente de P_c), para apontar para baixo (indicando, assim, que M está decrescendo com P_c), dando origem à cúspide que é observada nessa curva (LINDBLOM, 1998), (ALFORD; HAN, 2013).

Já o painel direito da figura 4.7, por sua vez, traz as curvas massa versus energia central para os 10 conjuntos híbridos. Assim como ocorre com os gráficos da figura 4.6, essas curvas apresentam platôs, que também estão relacionados à CM para a TF de primeira ordem. A largura desse salto está relacionada ao tamanho do núcleo de quarks e a estabilidade da estrela, pois, quanto maior for $\Delta\epsilon_c$, mais pesado é o núcleo de ME, e maior a atração gravitacional sobre o manto estelar, podendo fazer a estrela colapsar. Ao contrário, se a descontinuidade $\Delta\epsilon_c$ é pequena, a atração gravitacional do núcleo não é tão forte para desestabilizar a estrela (isso, é claro, se esse núcleo for suficientemente rígido para sustentar o resto da estrela). Nos resultados apresentados, as configurações de equilíbrio estável estão antes da região desse platô, onde $\frac{\partial M}{\partial\epsilon_c} > 0$, de forma que, as configurações que representariam estrelas com núcleos de quarks (aquelas após o platô), são todas instáveis.

Pelo que foi dito acima, fica claro que o desenvolvimento de um núcleo estável de quarks depende da compressibilidade da ME. Se a EdE para essa matéria for muito suave, a configuração híbrida exibirá uma instabilidade gravitacional. De uma forma geral, formas exóticas de matéria como híperons, condensados de píons ou káons, e MQ tendem a suavizar a EdE. Portanto, os graus de liberdade adicionais dos quarks introduzidos pelo desconfinamento reduzem a pressão para uma dada densidade na EdE. Dessa forma, a parte de alta densidade da EdE híbrida deve ser suficientemente rígida para que a ME no núcleo resista à pressão da casca hadrônica, e assim forneça estabilidade para a estrela.

Dentro do modelo NJL, são as interações repulsivas entre os quarks que fornecem a rigidez necessária para estabilizar a estrela, conforme verificado em (COELHO *et al.*,

TABELA 4.1 – Massas Máximas dos 10 Conjuntos Híbridos

Conjunto Híbrido	Massa Máxima em Unidades de M_{\odot}
<i>BKA20GV0</i>	1,960
<i>BKA22GV0</i>	1,975
<i>BKA24GV0</i>	1,968
<i>BSR8GV0</i>	1,969
<i>BSR9GV0</i>	1,944
<i>BSR10GV0</i>	1,963
<i>BSR11GV0</i>	1,946
<i>BSR12GV0</i>	1,970
<i>FSUGZ03GV0</i>	1,944
<i>IUFSUGV0</i>	1,943

2010a). Além de contribuir para a estabilidade da estrela, uma EdE rígida para a ME tem um outro importante papel que está relacionado à massa máxima que a configuração pode alcançar. É um comportamento geralmente assumido que, quanto mais rígida é uma EdE mais alta é a massa máxima que a estrela pode suportar. Dessa forma, a observação das ENs com altas massas feitas por (DEMOREST *et al.*, 2010) e (ANTONIADIS *et al.*, 2013) é uma evidência que a EdE, descrevendo esses objetos, não pode ser suave. Este foi o argumento dado por (ÖZEL, 2006) para descartar estrelas com ME. Contudo, conforme observou (ALFORD *et al.*, 2006), esse argumento não pode ser usado para descartar essa forma de matéria, pois ela pode ser tão rígida quanto a MN devido aos efeitos das interações fortes repulsivas entre os quarks que podem endurecer a EdE substancialmente. Então, baseada em outras observações astrofísicas, (ÖZEL *et al.*, 2010) aponta que esses dados chamariam para uma EdE que nem seja muito suave, de tal forma que não consiga acomodar as medidas de massa máxima recentes, como também não pode ser muito rígida, a ponto que os raios que são por ela previstos para as massas medidas sejam muito grandes, como seria o caso se uma EN tivesse apenas núcleons em seu interior.

Uma vez que o limite superior de massa de uma EN depende criticamente da EdE, as altas massas dos pulsares que foram medidas por (DEMOREST *et al.*, 2010) e (ANTONIADIS *et al.*, 2013) servem para restringir possíveis EdEs para esses objetos, uma vez que encontrada uma estrela cuja massa é maior que o limite previsto por um dada EdE, isso eliminaria essa equação particular de considerações futuras. Conforme pode ser observado na tabela 4.1, nenhum dos 10 conjuntos híbridos deste trabalho alcançou duas massas solares de massa máxima, pois embora os conjuntos hadrônicos aqui usados atinjam por si só essa restrição de massa, qualquer TF que ocorra no interior de uma EN resulta em um decréscimo de massa máxima devido à suavização da EdE. Assim, de uma forma geral, EHs são previstas para terem massas máximas menores que ENs para uma mesma energia central devido à suavidade da ME. Contudo, deve-se levar em conta o fato de que nesses 10 conjuntos híbridos o valor do acoplamento vetorial G_v é nulo, uma vez

que, conforme verificado nos resultados de (HANAUSKE *et al.*, 2001), (COELHO *et al.*, 2010b), (LENZI *et al.*, 2011), o efeito do aumento de G_v na EdE da MQ é enrijecê-la, de forma que, aumentando esse parâmetro, aumenta-se a pressão para uma certa energia central, e isso, por sua vez, implica numa estrela que suporta uma massa máxima maior.

4.3 Discussões

Do que foi dito na seção anterior, o que parece ser o parâmetro mais crucial para a estabilidade de um núcleo de ME é o valor da pressão da TF. De fato, quando a MQ surge em densidades muito altas, o núcleo de quarks não suporta a pressão exercida pelo manto de MH, colapsando a estrela. Isso decorre devido a EdE de MQ ser demasiadamente suave, comparativamente a EdE de MH na região próxima a TF (PAGLIARA; SCHAFFNER-BIELICH, 2008). Dessa forma, percebe-se que o problema da estabilidade da ME está relacionado ao modelo que é usado para descrevê-la.

Em (BALDO *et al.*, 2007), os autores usaram o modelo NJL com a introdução de um *cut-off* que era dependente da densidade. Contudo, mesmo assim, a instabilidade das estrelas modeladas persistiu. Já o trabalho de (LENZI, *et al.* 2010), tomando diferentes relações funcionais para o *cut-off* do modelo, conseguiu estrelas estáveis, porém, com massas máximas que não condizem com aquelas previstas atualmente. Já em (Baldo *et al.*, 2007) sugere-se que a introdução de uma pressão de vácuo, uma “*bag*”, na forma de um potencial confinante, poderia resolver a instabilidade estelar, pois, de acordo com estes autores, a falta de confinamento do modelo teria relação direta com esta questão. Isso acontece porque o valor da constante da pressão do vácuo é determinado pela fenomenologia de baixas energias. O conteúdo físico desse modelo demanda que a pressão no vácuo é zero, uma vez que nele não há confinamento, e então a pressão constante acima da transição quiral, que ocorre quando a simetria quiral é restaurada está, necessariamente, presente e é determinada unicamente pelos parâmetros do modelo. Assim, adicionando-se um potencial confinante, a instabilidade pode ser removida, desde que a constante de sacola efetiva seja correspondentemente reduzida.

Devido a nossa ignorância à respeito do mecanismo de confinamento, a *bag* pode ser entendida como um parâmetro livre no modelo NJL (LENZI; LUGONES, 2012b). Seguindo esta ideia, (LENZI; LUGONES, 2012b) consideraram uma mudança no valor convencional da pressão de vácuo, Ω_0 , tomando o potencial termodinâmico do modelo NJL por $-(\Omega_0 + \delta\Omega_0)$, onde $\delta\Omega_0$ é tido como parâmetro livre do modelo. O caso $\delta\Omega_0 = 0$ corresponde ao modelo NJL convencional. Esse procedimento difere daquele utilizado em (PAGLIARA; SCHAFFNER-BIELICH, 2008). Neste, foi fixado o valor da constante de sacola de forma que o desconfinamento e a transição quiral ocorrem no mesmo potencial

químico. Contudo, tomar $\delta\Omega_0$ como parâmetro livre parece ser mais conveniente, já que esta última metodologia não influencia as propriedades do vácuo do modelo que, conforme já discutido, é necessário para resolver a instabilidade das estrelas com o modelo NJL. A análise feita em (LENZI; LUGONES, 2012b) mostra que o aumento de $\delta\Omega_0$ de valores negativos para valores positivos, aumenta a densidade da TF, bem como aumenta o salto na densidade entre as duas fases. Além disso, aumentando o valor desse parâmetro, a massa máxima da EH também aumenta. Contudo, esses efeitos fazem com que as configurações híbridas sejam menos estáveis, de forma que, para valores suficientemente grandes de $\delta\Omega_0$, EHs estáveis não são possíveis. Assim, verificou-se que conjuntos híbridos estáveis, dentro desse procedimento, são possíveis apenas dentro de um pequeno intervalo de densidades centrais. Esse resultado também foi encontrado por (LENZI; LUGONES, 2012a).

Pelo que foi dito acima, vê-se que o efeito do aumento do parâmetro $\delta\Omega_0$ é análogo ao do aumento de G_v , pois, conforme verificado por (LENZI et al., 2011) há um limite para a aplicabilidade do acoplamento vetorial para o qual pode-se obter EHs estáveis. Além disso, foi mostrado em (BONANNO; SEDRAKIAN, 2012) que a densidade da TF aumenta com a *bag*, análogo ao que ocorre aumentando-se G_v , fato que, por sua vez, vai implicar que a EH formada terá um núcleo de quarks menor, e uma contribuição hadrônica maior. Isso leva a massas máximas maiores porque as EdEs hadrônicas são mais rígidas que aquelas para a MQ. Contudo, isso acarreta, ao mesmo tempo, em um grande salto na densidade entre as duas fases, o que tende a desestabilizar as configurações. Dessas considerações, fica claro que tanto o acoplamento vetorial quanto a *bag*, quando trabalhados em conjunção, são importantes para a obtenção de EHs que sejam estáveis e suficientemente massivas. O acoplamento vetorial, G_v , pode ser usado para regular a rigidez da EdE da MQ e, assim, possibilitar o aumento da massa máxima. Já a *bag*, por sua vez, pode ser usada para variar o ponto de densidade onde ocorre a TF, levando-a para valores mais baixos de forma a obter núcleos de MQ maiores e estáveis, como sugerido por (BONANNO; SEDRAKIAN, 2012) e mostrado por (LENZI; LUGONES, 2012a).

Naturalmente, existem outros procedimentos que levam a obtenção de EHs estáveis. Em (ALFORD; HAN, 2013) foi usada uma EdE para a MQ em que a pressão da TF é um parâmetro livre, e isso levou a EHs estáveis dentro do Modelo NJL. Uma análise, de certa forma, parecida com as de (LENZI; LUGONES, 2012b) e (LENZI; LUGONES, 2012a) foi feita em (ROSENHAUER et al., 1992), que usaram EdEs baseadas em um modelo do tipo sacola, lá os autores investigaram a importância da constante de sacola desse modelo sobre a estabilidade de EHs, e encontraram que, para certos valores desse parâmetro, pode-se obter conjuntos híbridos estáveis, contudo, essas configurações não alcançaram o limite inferior de massa máxima esperado para uma EN. Tudo isso reforça a importância de usar ambos os parâmetros, G_v e a *bag*, para se obter EHs que sejam estáveis e que

tenham, ao mesmo tempo, massas máximas suficientemente altas, para estarem de acordo com o previsto nas últimas observações desta classe de estrelas.

Por fim, é digno mencionar aqui se é, ou não, possível distinguir uma EN ordinária de uma EH através de medidas de massa e raio. De acordo com estudos teóricos isso parece não ser possível. Em (ALFORD et al., 2005), os autores apontam para o que eles chamaram de “mascaramento”; segundo esses autores, se a TF hádrons-quarks for um *crossover*, ou muito próximo disso, então as características de uma EH são indistinguíveis daquelas de uma EN. Esse problema surge quando se usam modelos para a MQ com interações de mésons vetoriais, as quais são muito similares em seu comportamento ao modelo de EdE nuclear padrão, como é o caso do modelo NJL. Isso também foi o que notaram (HANAUSKE et al., 2001). Segundo eles, as propriedades globais das estrelas com ME são muito similares àsquelas de uma EN ordinária, principalmente se a razão G_v/G_s é tomada próxima da unidade. Dessa forma, fica nítido que, conforme apontaram (ALFORD et al., 2005), diagnosticar a presença de MQ no interior de uma EN por meio da relação $M(R)$ é difícil, pois as regiões do espaço de $M(R)$ que podem ser alcançadas por EHs são as mesmas que podem ser alcançadas por ENs. Portanto, disso decorre que não se pode excluir EHs via observações $M(R)$. Essa também foi a conclusão em que se chegou (ALVAREZ-CASTILLO et al., 2014). Através de uma análise bayesiana, eles concluíram que o atual conhecimento de observações de massa e raio de estrelas compactas ainda não permite extrair informações sobre a existência de MQ no núcleo de ENs.

5 Conclusão

A parte do diagrama de fases de altas densidades da MN é ainda muito pouco conhecida. Ainda assim, os modelos que buscam descrever objetos compactos compostos desse tipo de matéria são sempre restringidos por causalidade, estabilidade hidrostática, e valores de massa que atinjam as restrições observacionais para massa de ENs. Neste trabalho, foram modeladas configurações híbridas utilizando a versão SU(3) do modelo NJL, para descrição da ME no núcleo das estrelas (LENZI; LUGONES, 2012), e conjuntos hadrônicos que passaram por uma série de restrições teóricas, experimentais e observacionais feitas por (DUTRA *et al.*, 2014), (DUTRA *et al.*, 2012), (DUTRA *et al.*, 2016).

Por meio da análise dos resultados apresentados neste trabalho, em um primeiro momento, não foi possível concluir sobre o efeito do acoplamento vetorial para configurações de EHs já que, para estes casos, a TF não aconteceu. Contudo, fica claro que, o não cruzamento entre as fases está diretamente associado à rigidez da EdE que, como mostrado por (LENZI; LUGONES, 2012), aumenta com o aumento da constante de acoplamento vetorial G_v , colaborando, assim, com o aumento da massa máxima da estrela, possibilitando configurações condizentes com observações astrofísicas recentes.

Qualquer cenário para a existência de matéria exótica e uma TF em alta densidade, que tende a suavizar a EdE, pode ser abandonado, a menos que ele ofereça configurações de estrelas compactas estáveis com uma massa maior que $2M_\odot$. O fato de que os conjuntos hadrônicos aqui utilizados tinham massa máxima maior que $2M_\odot$, e que após a TF essa massa máxima decresceu, corrobora o resultado de que a introdução dos graus de liberdade dos quarks suaviza a EdE, de forma que a massa máxima do conjunto híbrido é reduzida em relação àquela de sua parte hadrônica sozinha. Além de não atingirem a restrição de massa máxima mínima estabelecidas pelas medidas feitas por (DEMOREST *et al.*, 2010) e (ANTONIADIS *et al.*, 2013), nos resultados apresentados, nenhuma das 10 configurações de EHs apresentam um núcleo de quarks estável (tomado o critério de estabilidade $\partial M/\partial \epsilon_0 > 0$). Estes resultados se devem ao fato de que a EdE para a fase desconfiada usando o modelo NJL sem o acoplamento vetorial, além de muito suave, em todos os casos, emerge em uma TF em densidades muito altas, fatos que impedem o surgimento de configurações com núcleo de quarks estável, e também massas máximas com valores acima daqueles observados em (DEMOREST *et al.*, 2010) e (ANTONIADIS

et al., 2013).

Dadas as circunstâncias, optamos por uma discussão detalhada sobre como a inclusão de uma *bag*, que simula um potencial confinante dentro do modelo NJL, pode resolver o problema da instabilidade das EHs. Uma das maiores dificuldades para modelar EdEs híbridas é se obter, ao mesmo tempo, um núcleo de MQ estável e uma massa suficientemente grande. Mas, conforme concluiu-se em (LENZI; LUGONES, 2012) e (ALFORD; HAN, 2013) é possível obter EHs estáveis e pesadas para parâmetros razoáveis que equilibrem a EdE da MQ, de forma tal que: a TF ocorra em densidades mais baixas, a descontinuidade na densidade de energia na TF seja menor, e que a EdE para MQ seja mais rígida. E ambos os parâmetros, G_v e a *bag*, como assinalaram (LENZI; LUGONES, 2012) e (BONANNO; SEDRAKIAN, 2012), podem ser usados em conjunto para resolver essas duas questões. Nessa perspectiva, uma outra análise utilizando os parâmetros $\delta\Omega$ e G_v em conjunto, a fim de se obter EdEs que resultem em configurações estáveis de EHs, utilizando os mesmos conjuntos hadrônicos utilizados no presente estudo, parece ser um trabalho interessante.

Também foi, sucintamente, discutida a relevância das curvas massa-raio desses objetos. Essas curvas fornecem informações críticas sobre a EdE da matéria ultra-densa. Contudo a determinação de ambos, massa e raio, ainda é muito difícil. Apesar das dificuldades, os estudos dessas relações são ainda de suma importância. Infelizmente, devido ao mascaramento apontado por (ALFORD *et al.*, 2005) não se pode usar ainda a relação $M(R)$ para se distinguir uma EH de uma EN. E isso também inclui medidas de massa máxima para ENs. Pois, na ausência de restrições teóricas e experimentais sobre a EdE da MQ, pode-se variar os parâmetros desconhecidos dessa equação para obter EHs pesadas, de forma que fica claro que sem avanços teóricos e experimentais que restrinjam a EdE dessa matéria desconfinada, uma medida tal como a de massa máxima de uma EN, não seria capaz de descartar a presença de um núcleo de MQ (ALFORD; HAN, 2013), (KLÄHN *et al.*, 2007).

Na verdade, nenhum resultado fenomenológico atual fornece algum forte argumento contra a presença de MQ dentro de uma EN (KLÄHN *et al.*, 2007), já que configurações híbridas estáveis podem ser obtidas para EdEs dessa matéria suficientemente rígidas, ou para um ponto de TF longe da configuração de massa máxima da parte hadrônica da estrela. Bem como, nenhuma análise de dados observacionais disponíveis pode descartar a presença dessa matéria (ALFORD *et al.*, 2006), (ALVAREZ-CASTILLO *et al.*, 2014). Dito isso, o método apontado por (MORAES; MIRANDA, 2014), no qual se propõe o uso de ondas gravitacionais para se distinguir uma EE de uma EN, se apresenta como uma importante alternativa para tentar distinguir uma EN de uma EH através de uma análise semelhante a que esses autores fizeram, e se configura, assim, como um interessante trabalho futuro.

Os modelos usados para estudar a TF hádrons-quarks no núcleo de uma EN, como o NJL, são extremamente fenomenológicos e ainda requerem consideráveis melhorias. O assinalamento da existência de MQ no interior de uma EN seria uma importante descoberta com enormes consequências para a física nuclear e de partículas, para a astrofísica de objetos compactos, e para a cosmologia. Uma vez que, neste último caso, ela impulsio-naria pesquisas e teorias sobre o universo em seu estágio inicial, pois, daria-nos um quadro da matéria em altas densidades de energia em um nível muito mais fundamental do que aquele que está acessível por experimentos terrestres de alta energia, como é o caso dos trabalhos de (AGRAWAL; PAWAR, 2017) e (NAGPAL *et al.*, 2018) que abordam modelos cosmológicos alternativos levando em conta a possível existência de ME. Portanto, devido a essas e outras importantes implicações, os estudos que buscam elucidar se ou não a ME é de fato estável sendo, assim, o estado fundamental da QCD, devem ser encorajados.

Referências

- AGRAWAL, B. K. Asymmetric nuclear matter and neutron skin in an extended relativistic mean-field model. **Physical Review C**, v. 034323, n. 81, 2010. 38, 39
- AGRAWAL, P. K.; PAWAR, D. D. Plane symmetric cosmological model with quark and strange quark matter in $f(r,t)$ theory of gravity. **Journal Astrophysics and Astronomy**, v. 2, n. 38, 2017. 58
- ALCOCK, C.; FARHI, E.; OLINTO, A. Strange stars. **The Astrophysical Journal**, v. 272, n. 310, 1986. 23, 34
- ALFORD, M.; BLASCHKE, D.; DRAGO, A.; KLÄHN, T.; PAGLIARA, G.; SCHAFFNER-BIELICH, J. Quark matter in compact stars? **Nature Astrophysics**, v. 445, 2006. 52, 57
- ALFORD, M.; BRABY, M.; PARIS, M.; REDDY, S. Hybrid stars that masquerade as neutron stars. **The Astrophysical Journal**, v. 978, n. 629, 2005. 33, 34, 57
- ALFORD, M.; RAJAGOPAL, K.; REDDY, S.; WILCZEK, F. Minimal color-flavor-locked-nuclear interface. **Physical Review D**, v. 64, 2001. 32
- ALFORD, M. G.; HAN, S. Generic conditions for stable hybrid stars. **Physical Review D**, v. 083013, n. 88, 2013. 51, 57
- ALVAREZ-CASTILLO, D. E.; AYRIYAN, A.; BLASCHKE, D.; GRIGORIAN, H. Bayesian analysis of hybrid eos based on astrophysical observational data. **Astro-PH**, 2014. 57
- ANTONIADIS, J.; FREIRE, P. C. C.; WEX, N.; TAURIS, T. M.; LYNCH, R. S.; KERKWIJK, M. H. V.; KRAMER, M.; BASSA, C.; DHILLON, V. S.; DRIEBE, T.; HESSELS, J. W. T.; KASPI, V. M.; KONDRATIEV, V. I.; LANGER, N.; MARSH, T. R.; MCLAUGHLIN, M. A.; PENNUCCI, T. T.; RANSOM, S. M.; STAIRS, I. H.; LEEUWEN, J. V.; VERBIEST, J. P. W.; WHELAN, D. G. A massive pulsar in a compact relativistic binary. **Science**, v. 340, 2013. 38, 52, 56
- AS MARAVILHAS DO CÉU ESTRELADO. **Diagrama HR-Evolução Estelar**. 2014. Disponível em: <<https://http://www.asmaravilhasdoceuestrelado.com.br/2014/03/voce-sabia-que-o-destino-de-uma-estrela.html/>>. Acesso em: 28 fev. 2019. ix, 28
- ASAKAWA, M.; YASAKI, K. Chiral restoration at finite density and temperature. **Nuclear Physics A**, v. 684, n. 504, 1989. 43

- BAADE, W.; ZWICKY, F. Remarks on super-novae and cosmic rays. **Astronomy**. 29
- BAADE, W.; ZWICKY, F. Cosmic rays from super-novae. **Astronomy**, v. 20, 1934. 29
- BAADE, W.; ZWICKY, F. On super-novae. **Astronomy**, v. 20, 1934. 29
- BALDO, M.; BURGIO, G. F.; CASTORINA, P.; PLUMARI, S.; ZAPPALÀ, D. Quark matter in neutron stars within the nambu-jona-lasinio model and confinement. **Physical Review C**, v. 035804, n. 75, 2007. 40
- BAYM, G.; PETHICK, C.; SUTHERLAND, P. The ground state of matter at high densities: Equation of state and stellar models. **The Astrophysical Journal**, v. 317, n. 170, 1971. 50
- BENVENUTO, O. G.; HORVATH, J. E.; VUCETICH, H. Strange-pulsar model. **Physical Review Letters**, v. 64, n. 7, 1990. 33
- BRATOVIC, N.; HATSUDA, T.; WEISE, W. Role of vector interaction and axial anomaly in the pnjl modeling of the qcd phase diagram. **Physics Letters B**, v. 135, n. 719, 2013. 43
- BUBALLA, M. Njl-model analysis of dense quark matter. **Physics Reports**, v. 376, n. 407, 2005. 16, 40, 41, 42
- CABIBBO, N. Unitary symmetry and leptonic decays. **Physical Review Letters**, v. 10, n. 12, 1963. 25
- CAMENZIND, M. **Compact Objects in Astrophysics**. [S.l.]: Springer, 2007. 27, 28, 29, 30, 32
- CHODOS, A.; JAFFE, R. L.; JOHNSON, K.; THORN, C. B. Baryon structure in the bag theory. **Physical Review D**, v. 10, n. 8, 1974. 21, 22
- CHODOS, A.; JAFFE, R. L.; JOHNSON, K.; WEISSKOPF, V. F. New extended model of hadrons. **Physical Review D**, v. 9, n. 12, 1974. 21, 22
- CLIFFORD, E.; RHOADES, J.; RUFFINI, R. Maximum mass of a neutron star. **Physical Review Letters**, v. 32, n. 6, 1974. 30
- COELHO, J. G.; LENZI, C. H.; MALHEIRO, M.; MARINHO, R. M.; FIOLEAIS, M. Investigation of the existence of hybrid stars using nambu-jona-lasinio models. **International Journal of Modern Physics D**, 2010. 52
- COELHO, J. G.; LENZI, C. H.; MALHEIRO, M.; MARINHO, R. M.; PROVIDÊNCIA, C.; FIOLEAIS, M. Quarks stars in $su(2)$ nambu-jona-lasinio model with vector coupling. **Proceedings Nuclear Physics B**, 2010. 41, 53
- COLLINS, J. C.; PERRY, M. J. Superdense matter: Neutrons or asymptotically free quarks? **Physical Review Letters**, v. 34, n. 21, 1975. 31
- DAI, Z.; LU, T.; PENG, Q. The birth of strange matter from two-flavor quark matter in a neutron star. **Physics Letters B**, v. 202, n. 6, 1993. 31

- DAS, A.; FERBEL, T. **Introduction to Nuclear and Particle Physics**. 2nd. ed. Singapore: World Scientific, 2003. 19, 20, 21, 22
- DEMOREST, P. B.; PENNUCCI, T.; RANSOM, S. M.; ROBERTS, M. S. E.; HESSELS, J. W. T. A two-solar-mass neutron star measured using shapiro delay. **Nature Letters**, v. 467, 2010. 38, 52, 56
- DEXHEIMER, V. A.; SCHRAMM, S. Novel approach to modeling hybrid stars. **Physical Review C**, v. 81, n. 045201, 2010. 36
- DHIMAN, S. K.; KUMAR, R.; AGRAWAL, B. K. Nonrotating and rotating neutron stars in the extended field theoretical model. **Physical Review C**, v. 045801, n. 76, 2007. 38, 39
- DUTRA, M.; LOURENCO, O.; AVANCINI, S. S.; CARLSON, B. V.; DELFINO, A.; MENEZES, D. P.; PROVIDÊNCIA, C.; TYPEL, S.; STONE, R. J. Relativistic mean-field hadronic models under nuclear matter constraints. **Physical Review C**, v. 055203, n. 90, 2014. 38, 56
- DUTRA, M.; LOURENCO, O.; MARTINS, J. S. S.; DELFINO, A.; STEVENSON, P. D. Skyrme interaction and nuclear matter constraints. **Physical Review C**, v. 035201, n. 85, 2012. 38, 56
- DUTRA, M.; LOURENCO, O.; MENEZES, D. P. Stellar properties and nuclear matter constraints. **Physical Review C**, v. 025806, n. 93, 2016. 38, 56
- EBAH. **Fissão Nuclear**. 1999. Disponível em: <<https://www.ebah.com.br/content/ABAAAf1sAK/fissao-nuclear/>>. Acesso em: 28 fev. 2019. ix, 24
- EBERT, D.; VOLKOV, M. K. Qcd-motivated nambu-jona-lasinio model with quark and gluon condensates. **Physics Letters B**, 1991. 40
- ELLIS, J. School of physics and astronomy. In: **Phase Transition in Dense Nuclear Matter With Quark and Gluon Condensates**. [S.l.: s.n.], 1991. 43
- FARHI, E.; JAFFE, R. L. Strange matter. **Physical Review B**, v. 30, n. 11, 1984. 31, 32
- FATTOYEV, F. J.; HOROWITZ, C. J.; PIEKAREWICZ, J.; SHEN, G. Relativistic effective interaction for nuclei , giant resonances , and neutron stars. **Physical Review C**, v. 055803, n. 82, 2010. 38, 39
- FODOR, Z.; KATZ, S. D. Critical point of qcd at finite t and μ , lattice results for physical quark masses. **ITP Budapest**, 2014. 43
- FREEDMAN, B.; MCLERRAN, L. Quark star phenomenology. **Physical Review D**, v. 17, n. 4, 1978. 24, 31
- GLENDENNING, N. K. First-order phase transitions with more than one conserved charge: Consequences for neutron stars. **Physical Review D**, v. 46, n. 4, 1992. 44

- GOUSSARD, J.-O.; HAENSEL, P.; ZDUNIK, J. Rapid differential rotation of protoneutron stars and constraints on radio pulsars periods. **Astronomy And Astrophysics**, 2018. 30
- HALSEN, F.; MARTIN, A. D. **Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics**. 1rd. ed. New York: Jhon Willey & Sons, 1984. 18, 20, 22, 24
- HANAUSKE, M.; SATAROV, L. M.; MISHUSTIN, I. N.; STÖCKER, H.; GREINER, W. Strange quark stars within the nambu-jona-lasinio model. **Physical Review D**, v. 64, 2001. 53
- HATSUDA, T.; KUNIHIRO, T. Possible critical phenomena associated with the chiral symmetry breaking. **Physics Letters B**, v. 145, n. 1, 1984. 40
- HATSUDA, T.; KUNIHIRO, T. Qcd phenomenology based on a chiral effective lagrangian. **Physics Reports**, v. 367, n. 247, 1994. 16, 40, 41, 42
- HÖKER, A.; LACKER, H.; LAPLACE, S.; DIBERDER, F. L. A new npproach to a global fit of the ckm matrix. **The European Physical Journal C**, v. 259, n. 21, 2001. 25
- HWANG, W.-y. P.; LIU, C.; TZENG, K. C. Dense stars with exotic configurations. **Z. Phys. A**, v. 232, n. 338, 1991. 23
- JOHNSON, K. The m.i.t bag model. **ACTA Physica Polonica**, B6, n. 6, 1975. 21, 22
- KETTNER, C.; WEBER, F.; WEIGEL, M. Structure and stability of strange and charm stars at finite temperatures. **Physical Review D**, v. 51, n. 4, 1995. 33, 34
- KIPPENHAN, R.; WEIGERT, A. **Stellar Structure and Evolution**. [S.l.]: Springer, 2004. 26, 27
- KLEVANSKY, S. P. The nambu-jona-lasinio model of quantum chromodynamics. **Reviews of Modern Physics**, v. 64, n. 3, 1992. 16, 40, 41, 42
- KLÄHN, T.; BLASCHKE, D.; SANDIN, F.; FUCHS, C.; FAESSLER, A.; GRIGORIAN, H.; RÖPKE, G.; TRÜMPER, J. Modern compact star observations and the quark matter equation of state. **Physics Letters B**, v. 654, 2007. 57
- KLÄHN, T.; BLASCHKE, D.; TYPEL, S.; DALEN, E. N. E. V.; FAESSLER, A.; FUCHS, C.; GAITANOS, T.; GRIGORIAN, H.; HO, A.; KOLOMEITSEV, E. E.; MILLER, M. C.; RÖPKE, G.; ; TRÜMPER, J.; VOSKRESENSKY, D. N.; WEBER, F.; WOLTER, H. H. Constraints on the high-density nuclear equation of state from the phenomenology of compact stars and heavy-ion collisions. **Physical Review C**, v. 035802, n. 74, 2006. 38, 39
- KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T. Cp-violation in the renormalizahle theory of weak interaction. **Physical Review Letters**, v. 49, n. 2, 1973. 25
- KUMAR, R.; AGRAWAL, B. K.; DHIMAN, S. K. Effects of ω meson self-coupling on the properties of finite nuclei and neutron stars. **Physical Review C**, v. 034323, n. 74, 2006. 38, 39

- KUNIHIRO, T. Effects of the u anomaly on the quark condensates and meson properties at finite temperature. **Physics Letters B**, v. 219, n. 2, 1989. 43
- LAWLEY, S.; BENTZ, W.; THOMAS, W. Nucleons, nuclear matter and quark matter: A unified njl approach. **Journal Of Physics G**, v. 679, n. 32, 2006. 40
- LENZI, C. H. **A Astrofísica de Estrelas Híbridas: Da Estrutura Interna à Detecção de Ondas Gravitacionais**. Tese (Doutorado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos-SP, 2010. 42
- LENZI, C. H.; FLORES, C. V.; LUGONES, G. Hybrid stars with the nambu-jona-lasinio model. In: **The Brazilian Workshop on Nuclear Physics**. [S.l.: s.n.], 2011. 53
- LENZI, C. H.; LUGONES, G. Hybrid stars in the light of the massive pulsar psr j1614-2230. **The Astrophysical Journal**, v. 57, n. 759, 2012. 42, 43, 47, 56
- LINDBLOM, L. Phase transitions and the mass-radius curves of relativistic stars. **Physical Review D**, v. 58, 1998. 51
- LUGONES, G.; HORVATH, J. E. Color-flavor locked strange matter. **Physical Review D**, n. 66, 2002. 33
- MACIEL, W. J. **Introdução à Estrutura e Evolução Estelar**. 1rd. ed. São Paulo: Edusp, 1999. 26, 29
- MADSEN, J. International workshop on physics and astrophysics of quark-gluon plasma. In: **Physics and Astrophysics of Strange Quark Matter**. [S.l.: s.n.], 1993. 24, 32, 34
- MORAES, P. H. R. S.; MIRANDA, O. D. Probing strange stars with advanced gravitational wave detectors. **Royal Astronomical Society**, n. 445, 2014. 57
- NAGASHIMA, Y. **Elementary Particle Physics**. 1rd. ed. Weinheim: Wiley-VCH, 2010. 18, 19, 20, 22
- NAGPAL, R.; SINGH, J. K.; AYGÜN, S. Flrw cosmological models with quark and strange quark matters in $f(r,t)$ gravity. **Astrophysics and Space Science**, v. 114, n. 363, 2018. 58
- NAMBU, Y.; JONA-LASINIO, G. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity i. **Physical Review**, v. 122, n. 1, 1961. 39
- NAMBU, Y.; JONA-LASINIO, G. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity ii. **Physical Review**, v. 124, n. 1, 1961. 39
- OLINTO, A. V. On the conversion of neutron stars into strange stars. **Physical Letters B**, v. 192, n. 1, 1987. 33, 34
- OPPENHEIMER, J. R.; VOLKOFF, G. M. On massive neutron cores. **Physical Review**, v. 33, 1939. 30, 49
- PISARSKI, R. D.; WILCZEK, F. Remarks on the chiral phase transition in chromodynamics. **Physical Review D**, v. 29, n. 2, 1984. 43

- RAJAGOPAL, K.; WILCZEK, F. Enforced electrical neutrality of the color-flavor locked phase. **Physical Review Letters**, v. 86, n. 16, 2001. 32
- ROCA-MAZA, X.; VIÑAS, X.; CENTELLES, M.; RING, P.; SCHUCK, P. Relativistic mean-field interaction with density-dependent meson-nucleon vertices based on microscopical calculations. **Physical Review C**, v. 054309, n. 84, 2011. 38, 39
- ROSE, W. **Advanced Stellar Astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1998. 26, 27, 35
- ROSENHAUER, A.; STAUBO, E.; CSERNAI, L. Neutron stars , hybrid stars and the equation of state. **Nuclear Physics A**, v. 645, n. 540, 1992. 33, 34
- RÜSTER, S. B.; WERTH, V.; BUBALLA, M.; SHOVKOVY, I. A.; RISCHKE, D. H. Phase diagram of neutral quark matter : Self-consistent treatment of quark masses. **Physical Review D**, v. 034004, n. 72, 2005. 43
- RUIVO, M. C.; SOUSA, C. A. D.; PROVIDÊNCIA, C. Kaons in a hot and flavor-asymmetric medium. **Nuclear Physics A**, v. 70, n. 651, 1999. 43
- SCHWARZSCHILD, K. On the gravitational field of a mass point according to einstein's theory. 1916. 49
- SCHWARZSCHILD, K. On the gravitational field of a sphere of incompressible fluid according to einstein's theory. 1916. 49
- SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. **Black Holes , White Dwarfs , and Neutron Stars**. 1rd. ed. New York: Jhon Wiley & Sons, 1983. 27, 28, 29, 30
- STEINER, A. W.; LATTIMER, J. M.; BROWN, E. F. The neutron star mass-radius relation and the equation of state of dense mater. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 5, n. 765, 2013. 30
- SULAKSONO, A.; MART, T. Low density instability in relativistic mean field models. **Physical Review C**, v. 045806, n. 74, 2006. 38, 39
- T'HOOFT, G. Symmetry breaking through bell-jackiw anomalies. **Physical Review Letters**, v. 37, n. 1, 1976. 41
- TOLMAN, R. C. Solutions of einstein's field equations for spheres of fluid. **Physical Review**, v. 55, 1939. 30, 49
- WALECKA, J. D. A theory of highly condensed matter. **Annals Of Physics**, v. 529, n. 83, 1974. 36, 37
- WEBER, F. Quark matter in neutron stars. **Journal of Physics G**, v. 195, n. 25, 1999. 31
- WEBER, F.; KETTNER, C.; WEIGEL, M.; GLENDENNING, N. International symposium on strangeness and quark matter. In: **Strange-Matter Stars**. [S.l.: s.n.], 1994. 33, 34
- WEBER, F.; NEGREIROS, R.; ROSENFELD, P. Neutron star interiors and the equation of state of superdense matter. **Astro-PH**, 2007. 32

WITTEN, E. Cosmic separation of phases. **Physical Review D**, v. 30, n. 2, 1984. 23, 24, 31, 33, 34

ÖZEL, F. Soft equations of state for neutron-star matter ruled out by exo 07482-676. **Nature Letters**, v. 441, 2006. 52

ÖZEL, F.; BAYM, G.; GÜVER, T. Astrophysical measurement of the equation of state of neutron star matter. **Physical Review D**, v. 101301, n. 82, 2010. 52

FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

1. CLASSIFICAÇÃO/TIPO DM	2. DATA 07 de março de 2019	3. DOCUMENTO Nº DCTA/ITA/DM-012/2019	4. Nº DE PÁGINAS 65
5. TÍTULO E SUBTÍTULO: Análise da Estabilidade de Estrelas Híbridas Modeladas Com O Modelo Nambu-Jona-Lasinio SU(3)			
6. AUTORA(ES): Iolanda dos Santos Farias			
7. INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES): Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA			
8. PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELA AUTORA: Estrelas híbridas; Matéria estranha; Astrofísica nuclear.			
9. PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO: Estrelas; Matéria de quark; Estabilidade; Física estelar; Astrofísica; Física nuclear.			
10. APRESENTAÇÃO: <input checked="" type="checkbox"/> Nacional <input type="checkbox"/> Internacional ITA, São José dos Campos. Curso de Mestrado. Programa de Pós-Graduação em Física. Área de Física Nuclear. Orientador: Prof. D. Pedro Henrique Ribeiro da Silva Moraes. Coorientadora: Prof. Dr. César Henrique Lenzi. Defesa em 21/02/2019. Publicada em 2019.			
11. RESUMO: <p>A matéria ordinária é formada por bárions e estes, por sua vez, são compostos por quarks que estão confinados em seus interiores. Entretanto, é previsto teoricamente que se a matéria bariônica for comprimida em densidades suficientemente altas, ela vai sofrer uma transição de fase para um plasma de quarks e glúons, chamado de matéria estranha. Se absolutamente estável, esse plasma seria o estado fundamental da matéria, e poderia dar origem a objetos compactos, como as estrelas estranhas e híbridas, por exemplo. Este trabalho tem como objetivo principal estudar a estabilidade de estrelas híbridas dentro do modelo Nambu-Jona-Lasinio SU(3), que é uma teoria efetiva comumente usada para estudar a matéria de quarks, a fim de ajudar a elucidar a questão da estabilidade da matéria estranha dentro dessas estrelas.</p>			
12. GRAU DE SIGILO: <input checked="" type="checkbox"/> OSTENSIVO <input type="checkbox"/> RESERVADO <input type="checkbox"/> SECRETO			