



UNIVERSIDADE FEDERAL DE RORAIMA
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

CHAN TAT FONG

FORMAÇÃO DE RESSONÂNCIAS DELTA EM ESTRELAS DE NÊUTRON

Boa Vista

2009

UNIVERSIDADE FEDERAL DE RORAIMA
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
CURSO DE MESTRADO EM FÍSICA.

CHAN TAT FONG

FORMAÇÃO DE RESSONÂNCIAS DELTA EM ESTRELAS DE NÊUTRON

Dissertação apresentada como pré-requisito para
conclusão do Curso de Mestrado em Física.

Orientador: Prof. Dr. José Carlos Teixeira de
Oliveira

Boa Vista

2009

CHAN TAT FONG

FORMAÇÃO DE RESSONÂNCIAS DELTA EM ESTRELAS DE NÊUTRON

Dissertação apresentada como pré-requisito para a conclusão do Curso de Mestrado em Física da Universidade Federal de Roraima, defendida em 18 de Dezembro de 2009 e avaliada pela seguinte banca examinadora:

Prof. Dr. José Carlos Teixeira de Oliveira
Orientador/ Departamento de Física—UFRR

Prof. Dr. Hilário Antônio Rodrigues Gonçalves
(CEFET—RJ)

Prof. Dr. Adriano Trindade de Barros
(Departamento de Física—UFRR)

*À memória de meus pais, Ciu Cheng
e Mei Lan. À minha esposa Maya, e aos meus filhos,
Kim e Tay, pela compreensão e incentivo.*

AGRADECIMENTOS

- Ao professor José Carlos Teixeira de Oliveira (UFRR), que me orientou neste trabalho com empenho, sabedoria, e uma paciência oriental e por seu firme e inestimável incentivo.
- Ao Prof. Dr. Chung Kai Cheng (in memorian) (CBPF -UERJ), que me iniciou no caminho da física.
- Aos Profs. Dr. Takeshi Kodama e Dr. Jader Benuzzi Martins com quem tive aula no CBPF.
- Ao Prof. Dr. Adriano Trindade de Barros, Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Física - UFRR, pela amizade, sugestões e as empolgantes discussões sobre a Relatividade Geral.
- Aos Profs. Dr. Abel Azeredo, Dr. Roberto Câmara e Dr. Ijanílio Gabriel de Araújo por suas críticas, sugestões e encorajamento.
- Aos professores do Departamento de Física da UFRR, pela colaboração, compreensão, apoio e estímulo.
- Aos meus colegas e professores da UFF, que me incentivaram durante a graduação.
- Aos meus colegas e amigos do curso: Antonio leitão, Luzinete Vilanova da Silva, João de Ribamar pelo apoio e amizade que contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho.
- À equipe do Acadêmico News pelo apoio técnico e sugestões.
- Aos demais amigos, colegas do IFRR pelo apoio e confiança.
- Aos meus familiares e amigos que, diretamente e indiretamente, em maior ou menor escala se sacrificaram para que eu pudesse realizar este trabalho. Agradeço a eles por sua confiança e paciência.
- À UFRR e IFRR.

RESUMO

Neste trabalho obtivemos as equações de estado e populações dos bárions e léptons para a matéria estelar densa e altamente assimétrica, consistindo do octeto de bárions de spin $1/2$ (n , p , Λ^0 , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , Ξ^- , Ξ^0) e das ressonâncias bariônicas de spin $3/2$, representadas pelas ressonâncias delta (Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++}) e por Ω^- , no setor bariônico, e dos elétrons (e^-) e múons (μ^-), no setor leptônico, usando os modelos de Walecka e de Zimanyi-Moszkowski. A matéria hadrônica é estudada utilizando o campo de Dirac, para partículas de spin $1/2$, e o campo de Rarita-Schwinger, para partículas de spin $3/2$, no contexto do cálculo de campo médio relativístico. A partir das equações de estado obtidas para a matéria estelar, resolvemos numericamente a equação TOV (Tolman-Oppenheimer-Volkoff) para a estrutura interna das estrelas de nêutron, comparando suas massas e raios obtidos com os referidos modelos. Observamos que o caráter atrativo da interação destas ressonâncias delta com os demais bárions presentes no condensado hadrônico induz uma transição de fase gás-líquido no condensado para densidades típicas do interior de estrelas de nêutron.

Palavras-Chave: Estrelas de Nêutron; Ressonâncias Delta; Modelo de Walecka; Modelo de Zimanyi-Moszkowski.

ABSTRACT

In this work we obtained the equations of state and populations of baryons and leptons to the dense stellar matter and highly asymmetric, consisting of the octet of baryons of spin 1/2 (n , p , Λ^0 , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , Ξ^- , Ξ^0) and barionic resonances of spin 3/2, represented by the delta resonances (Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++}) and Ω^- , in the baryonic sector, and of the electrons (e^-) and muons (μ^-) in the lepton sector, using the Walecka and Zimanyi-Moszkowski models. The hadronic matter is studied using the field of Dirac, for particles of spin 1/2, and the field of Rarita-Schwinger, for particles of spin 3/2, in the context of the calculation of relativistic mean field. From the equations of state obtained for the stellar matter, we solve numerically the TOV equation (Tolman-Oppenheimer-Volkoff) to the internal structure of neutron stars by comparing their masses and radii obtained with these models. We observed that the attractive nature of the interaction of these delta resonances with other baryons present in hadronic condensed induces a gas-liquid phase transition in the condensed to typical densities inside neutron stars.

Keywords: Neutron Stars; Delta Resonances; Walecka Model; Zimanyi-Moszkowski Model.

SUMÁRIO

Lista de Figuras	
1 INTRODUÇÃO	11
2 EVOLUÇÃO ESTELAR.....	15
2.1 INTRODUÇÃO	15
2.2 PRÉ-SEQUÊNCIA PRINCIPAL	16
2.3 SEQUÊNCIA PRINCIPAL - A QUEIMA DE HIDROGÊNIO	17
2.4 FÍSICA DAS REAÇÕES PP E DETECÇÃO DOS NEUTRINOS	18
2.5 ANÃS BRANCAS	19
2.6 LIMITE DE MASSA CHANDRASEKHAR	20
2.7 GIGANTES VERMELHAS - QUEIMA DO HÉLIO	21
2.8 SUPERGIGANTES VERMELHAS - A QUEIMA DE C, O e Si	22
2.9 SUPERNOVA	23
2.10 ESTRELAS DE NÊUTRON	25
2.11 PROCESSO URCA	27
2.12 BURACOS NEGROS	28
2.13 EVOLUÇÃO FINAL DAS ESTRELAS	29
3 OS MODELOS DE WALECKA E DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI	32
3.1 INTRODUÇÃO	32
3.2 O MODELO QHD-I	33

3.2.1	Aproximação de Campo Médio (ACM)	35
3.2.2	Equação de Estado QHD-I	37
3.3	O MODELO DE WALECKA NÃO-LINEAR	39
3.4	O MODELO DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI (ZM)	40
4	RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA Densa	44
4.1	RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA Densa	44
4.2	RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA ESTELAR USANDO O MODELO DE WALECKA	45
4.3	RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA ESTELAR USANDO O MODELO DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI	48
4.3.1	Aproximação de Campo Médio (ACM)	48
4.3.2	Equações de movimento	48
4.3.3	Equações de estado	50
4.3.4	Massas efetivas	50
4.4	TRANSIÇÃO GÁS-LÍQUIDO INDUZIDA PELO ACOPLAMENTO DELTA- MÉSONS	53
5	FORMAÇÃO RESSONÂNCIAS DELTA EM ESTRELAS DE Nêutron	63
5.1	INTRODUÇÃO	63
5.2	EQUAÇÃO DE TOLMAN-OPPENHEIMER-VOLKOFF (TOV)	64
5.3	ESTRUTURA DE ESTRELAS DE Nêutron COM RESSONÂNCIAS DELTA	67
6	CONCLUSÃO.....	77
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	81
	APÊNDICES.....	84

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	Evolução final das estrelas	30
Figura 4.1	Limites das constantes de acoplamento delta-mésons da Ref.(KOSOV, 1998). 55	
Figura 4.2	Pressão em função da densidade para diferentes valores da constante de acoplamento $\Delta - \sigma$	56
Figura 4.3	Pressão em função da densidade para diferentes valores da constante de acoplamento $\Delta - \omega$	57
Figura 4.4	Pressão em função da densidade para diferentes valores da constante de acoplamento delta-mésons.	58
Figura 4.5	População dos bárions e léptons em função da densidade para o caso acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$).	59
Figura 4.6	População dos bárions e léptons em função da densidade para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.0, \gamma = 1.0$).	60
Figura 4.7	A construção de Maxwell e a transição de fase gás-líquido.	61
Figura 4.8	Pressão em função da densidade	62

Figura 5.1	Massa em função do raio de diferentes estrelas varrendo um intervalo de densidade central.	70
Figura 5.2	Massa de estrelas com diferentes densidade central, para equações de estado com acoplamento universal e para aquelas indicadas na legenda.	71
Figura 5.3	Distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (g/cm^3)$, $\alpha = 0.6$ e $\beta = \gamma = 1.0$	72
Figura 5.4	Distribuição de pressão em função do raio para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (g/cm^3)$, $\alpha = 0.6$ e $\beta = \gamma = 1.0$	73
Figura 5.5	Distribuição de densidade em função do raio para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (g/cm^3)$, $\alpha = 0.6$ e $\beta = \gamma = 1.0$	74
Figura 5.6	Distribuição de massa encerrada na camada de raio R para o caso ($\alpha = 0.6$, $\beta = 1.0$, $\gamma = 1.0$) usando os modelos de Walecka e de Zimanyi-Moszkowski. ..	75
Figura 5.7	Distribuição de massa encerrada na camada de raio R para o caso ($\alpha = 0.7$, $\beta = 1.0$, $\gamma = 1.0$) usando os modelos de Walecka e de Zimanyi-Moszkowski. ..	76

1 INTRODUÇÃO

Em 1932, após a descoberta dos nêutrons pelo físico inglês James Chadwick, a estrela de nêutron foi teoricamente prevista pelo físico soviético Lev Landau (LANDAU, 1932). Em 1934, os astrônomos Walter Baade e Fritz Zwicky, em suas investigações sobre supernova no Observatório Monte Wilson, Califórnia, propuseram que as estrelas de nêutron seriam formadas a partir da explosão de supernovas (BAADE, 1934). Para eles, estas estrelas seriam bastante densas, compactas, e muito mais ligadas gravitacionalmente do que as estrelas comuns.

Os primeiros cálculos de um modelo para a estrela de nêutron foram realizados, em 1939, por Tolman (TOLMAN, 1939) e Oppenheimer e Volkoff (OPPENHEIMER, 1939). Eles estimaram para a massa de uma estrela de nêutron o valor limite de $\frac{3}{4} M_{\odot}$, onde $M_{\odot}$ representa a massa do sol.

A idéia da estrela de nêutron ser um objeto compacto e de sua radiação térmica residual ser tão fraca para ser observada em distâncias astronômicas com telescópio ótico, levou a comunidade de astrônomos a ignorar esta estrela por quase 30 anos.

No final dos anos 50, a pesquisa sobre as estrelas de nêutron foi retomada com os trabalhos de Harrison, Wakano e Wheeler (1958), Cameron (1959), Ambartsumyan e Saakyan (1960), e Hamada e Salpeter (1961), onde eles discutiram detalhadamente alguns modelos e suas respectivas equações de estado para as referidas estrelas (SHAPIRO, 1983).

Em 1962, com a descoberta das fontes de raios-X, não oriundas do sol, por Giacconi et al. (GIACCONI, 1962), gerou um grande interesse pelo estudo das estrelas de nêutron. Este interesse aumentou ainda mais quando, em 1963, Schmidt identificou o primeiro quasar, no Monte Palomar.

Devido à descoberta das fontes de raios-X e dos quasares, algumas dúzias de teóricos focalizaram suas atenções sobre as propriedades de equilíbrio de estrelas compactas e sobre

o colapso estelar. Mas apesar do esforço, muitos físicos e astrônomos não levaram a sério a possibilidade de existência das estrelas de nêutron.

Em Julho de 1967, um grupo de astrônomos de Cambridge, liderado por Anthony Hewish, detectaram, através de um rádio telescópio, os pulsos periódicos de ondas de rádio emitidos por objetos astronômicos (HEWISH, 1968). Estas fontes de rádio foram assim chamadas de pulsares. Por esta descoberta Anthony Hewish recebeu o prêmio Nobel em 1974.

Em Maio de 1968, Gold (GOLD, 1968) sugeriu, em seu trabalho intitulado: "Estrelas de Nêutrons Girantes como a Origem das Fontes de Rádio Pulsantes", que os pulsares eram estrelas de nêutron que giravam rapidamente, e isto é geralmente aceito hoje.

As descobertas simultâneas dos pulsares de Caranguejo e Vela, em 1968, os quais estão situados em posições que os caracterizam como remanescentes da região central de supernovas, forneceram evidências de que as estrelas de nêutron são formadas a partir da explosão de supernovas. A Nebulosa de Caranguejo, por exemplo, é a remanescente do material ejetado na explosão da supernova observada pelos astrônomos Chineses no ano de 1054 (SHAPIRO, 1983).

Desde 1968, se fez uma grande quantidade de trabalhos teóricos sobre as propriedades das estrelas de nêutron. Isto foi estimulado ainda mais com a descoberta das fontes compactas de raios-X pulsantes (pulsares de raios-X) pelo satélite UHURU em 1971. Foi sugerido que estas fontes de raios-X seriam formadas por estrelas de nêutron em sistemas binários. A comprovação das fontes binárias de raios-X veio, em 1972, com a periodicidade encontrada nas fontes Cen X-3 (Centauro X-3) e Her X-1 (Hércules X-1).

As observações ótica e de raios-X das fontes binárias forneceram a possibilidade de estimar a massa de uma estrela de nêutron em alguns desses sistemas.

Resumindo, desde a descoberta dos pulsares Caranguejo e Vela, outros 250 foram descobertos ao longo dos anos 70. Hoje, o número total de pulsares catalogados chega a 1864 (MANCHESTER, 2009).

A despeito das grandes dificuldades teóricas no esclarecimento da formação de estrelas de nêutron em explosões de supernova tipo II, sobretudo no que se refere ao tratamento da geração e propagação da onda de choque, o papel da equação de estado da matéria fria remanescente e livre de neutrinos tem sido objeto de estudo profícuo para a determinação das estruturas

e dos limites de massa das estrelas de nêutron formadas. A discussão das possíveis transições de fase da matéria hadrônica e particularmente a transição para o Quark-Gluon-Plasma (QGP) são elementos de grande interesse na fronteira da física de hádrons e astrofísica de altas energias na atualidade (PRAKASH, 1997; GRYNBERG, 2000).

Um estudo da formação de estrelas de nêutron em explosões de supernova utilizando uma equação de estado que descreve a fase hadrônica de forma menos fenomenológica utilizando uma descrição para as interações hadrônicas foi levada a efeito mais recentemente (GONÇALVES, 1995; CHIAPPARINI, 1996).

Neste estudo da matéria hadrônica consideramos os modelos de Walecka e de Zimanyi-Moszkowski, com o objetivo de discutir a matéria estelar altamente densa, no contexto quântico relativístico e dentro da aproximação de campo médio (WALECKA, 1974; ZIMANYI, 1990). A proposta original, geralmente referida na literatura como Hadrodinâmica Quântica, QHD (Quantum HadrDynamics) resulta num tratamento renormalizável para o sistema de muitos corpos, incluindo de forma explícita os graus de liberdade nucleônicos e mesônicos (WALECKA, 1974). Recentes aplicações desta teoria em sítios astrofísicos de matéria hadrônica densa incorporaram explicitamente graus de liberdade de ressonâncias bariônicas de massas superiores a dos núcleons. Entretanto, a extensão da teoria de forma a incluir os campos bariônicos correspondentes a ressonâncias mais pesadas ficaram restritas à hipótese simplificadora de que os acoplamentos das ressonâncias incluídas com os campos mesônicos seriam os mesmos que aqueles utilizados para os núcleons (GLEDENNING, 1997; PRAKASH, 1997; GRYNBERG, 2000).

A contribuição original deste trabalho consiste na eliminação da hipótese simplificadora sobre as constantes de acoplamento das ressonâncias bariônicas e campos mesônicos, discutindo os efeitos da variação destas constantes sobre as equações de estado da matéria estelar de estrelas de nêutron. Em seguida, discutimos também as implicações sobre a determinação da estrutura e massas das estrelas de nêutron decorrentes das mudanças dos acoplamentos das ressonâncias com os campos mesônicos da teoria que estabelece a equação de estado. Motivados pelas recentes indicações da formação de matéria hadrônica densa, rica em ressonâncias delta, em experimentos de colisão de íons pesados à energias relativísticas (HJORT, 1997; HOFMANN, 1995; HONG, 1997; EHEHALT, 1993), tomamos esta ressonância bariônica como protótipo para a variação dos acoplamentos de ressonâncias bariônicas com os campos

mesônicos.

Este trabalho segue a seguinte estrutura: No primeiro capítulo, como vimos, fazemos uma introdução ao tema abordado.

No segundo capítulo, descrevemos a evolução estelar.

No terceiro capítulo, apresentamos os modelos de Walecka e de Zimanyi-Moszkowski, mostrando de que maneira os mesmos podem ser aplicados na obtenção de uma equação de estado para a matéria hadrônica, ou seja, para a matéria formada de bárions e mésons.

Como contribuições originais do presente trabalho, no quarto capítulo estabelecemos a equação de estado para o condensado hadrônico incluindo as ressonâncias delta, onde o grau de assimetria é explicitamente levado em conta, e no quinto capítulo fazemos a aplicação desta equação de estado para determinação da estrutura e massas de estrelas de nêutron com matéria de delta.

Finalmente, no sexto capítulo, apresentamos as conclusões.

2 EVOLUÇÃO ESTELAR

2.1 INTRODUÇÃO

Quando você olhar para o céu numa noite limpa e sem Lua, os objetos mais brilhantes que você verá serão provavelmente os planetas Vênus, Marte, Júpiter e Saturno. Haverá também um número bem grande de estrelas, que são exatamente como o nosso Sol, o qual faz parte do imenso universo em que se encontra. Iremos discutir as aplicações da física nuclear tão-somente ao estudo da evolução das estrelas, que são nosso tema principal.

O nosso objetivo central que almejamos é entender a origem da abundância dos elementos químicos do universo e os fundamentos que explicam a formação de estrelas de nêutron, personagem de honra deste nosso trabalho.

No estudo da evolução estelar, os quatro tipos de interações fundamentais (a gravitacional, a eletromagnética, as nucleares forte e fraca) exercem papel importante e têm que ser consideradas. Observe-se que o mesmo não acontece no estudo dos fenômenos nucleares em laboratórios terrestres, onde a interação gravitacional é completamente desprezível, devido às massas extremamente pequenas dos núcleos envolvidos.

A astrofísica nuclear lida com sistemas físicos dotados de grande massa e nos últimos estágios de evolução estelar, com sistemas a alta densidade. A teoria apropriada para tratar a dinâmica dos corpos massivos com elevadas densidades neste espaço curvo é a teoria da relatividade geral.

2.2 PRÉ-SEQUÊNCIA PRINCIPAL

Segundo a literatura o nascimento de uma estrela é precedido de uma fase embrionária, originada e formada por instabilidades gravitacionais na distribuição de matéria de um gás rarefeito, constituído predominantemente de átomos de hidrogênio e uma pequena quantidade de hélio, carbono e nitrogênio. Assim, fazendo com que o sistema condense lentamente até se formar uma próto-estrela. A distribuição deste gás no espaço apresenta não-homogeneidades que levam a matéria a sofrer instabilidades gravitacionais.

Estas instabilidades resultam na condensação do gás, devido à autogravitação, o sistema se contrai e esquentando começando a irradiar energia através das camadas mais externas. A temperatura atinge ordem de $10^6 K$, a densidade de 1 partícula/cm^3 e um raio de 10^{20} cm , a contração da próto-estrela prossegue até que a temperatura do material passe a ser igual ao limiar de ionização do hidrogênio. Assim, o gás se ioniza e os elétrons arrancados dos seus átomos começam a constituir um gás de elétrons livres.

A movimentação dos elétrons livres exerce uma pressão de dentro para fora (pressão interna) se opondo à contração provocada pela pressão de fora para dentro (pressão gravitacional).

Podemos chamar o período inicial de formação da estrela de pré-sequência principal, e a energia irradiada provém única e exclusivamente da energia gravitacional liberada. O teorema do virial da mecânica clássica garante que a metade da energia gravitacional liberada da contração é transformada em energia cinética das partículas do meio circundante. Conforme, o teorema de equipartição da termodinâmica, esta energia cinética é relacionada com a energia térmica, que determina a temperatura do gás. E ao final do processo, a estrela encontrará condições de densidade e temperatura para devolver em seu interior, as chamadas reações termonucleares.

Quando chegar ao final deste estágio de evolução, conhecida como pré-sequência principal (CHUNG, 2000), que leva cerca de 10 milhões de anos para estrelas de massa $\approx 1M_{\odot}$ (massa solar), a densidade do caroço estelar atinge aproximadamente 10 g/cm^3 e a temperatura atinge a $10^6 K$ e fica perto do limiar de fusão dos núcleos de hidrogênio.

2.3 SEQUÊNCIA PRINCIPAL - A QUEIMA DE HIDROGÊNIO

O primeiro elemento a ser queimado é o hidrogênio, através da camada ppI de reações:

$$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e \quad (Q = 1,44MeV, \langle E_\nu \rangle = 0,42MeV) \quad (2.1)$$

$$d + p \rightarrow {}^3He + \gamma \quad (Q = 1,44MeV, \langle E_\nu \rangle = 0,42MeV) \quad (2.2)$$

$${}^3He + {}^3He \rightarrow {}^3He + 2p \quad (Q = 1,44MeV, \langle E_\nu \rangle = 0,42MeV) \quad (2.3)$$

Os 4 prótons são efetivamente "queimados" para produzir 1 partícula alfa, com liberação total de 26,73 MeV de energia (cerca de 0,7% da massa de repouso total, que é bem superior à energia liberada na fissão, de apenas 0,1%). Em relação à primeira reação da cadeia, note-se que o valor Q já inclui a energia devida à aniquilação do par (ee^+) (1,022MeV), visto que os prótons estão imersos num par de elétrons livres. Ainda, como a reação envolve dois léptons no estado final, a energia liberada de 0,42MeV (o valor Q sem a aniquilação de par) tem que ser repartida aproximadamente entre eles. Pode-se mostrar que, em média, o neutrino carrega $\langle E_\nu \rangle = 0,262MeV$.

Se 4He é suficientemente abundante, tem-se a cadeia ppII :

$${}^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma \quad (Q = 1,59MeV) \quad (2.4)$$

$${}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e \quad (Q = 1,86MeV; \langle E_\nu \rangle \cong 0,80MeV) \quad (2.5)$$

$${}^7Li + p \rightarrow 2{}^4He \quad (Q = 1,59MeV) \quad (2.6)$$

Ainda, o 7Be pode, no lugar do elétron, capturar um próton (cadeia ppIII):

$${}^7Be + p \rightarrow {}^8B + \gamma \quad (Q = 0,13MeV) \quad (2.7)$$

$${}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e \quad (Q = 17,05MeV; \langle E_\nu \rangle \cong 7,2MeV) \quad (2.8)$$

$${}^8Be \rightarrow 2{}^4He \quad (2.9)$$

podemos fazer uma estimativa do tempo total de queima do hidrogênio nas estrelas de sequência

principal. Vamos admitir as cadeias pp como os únicos processos de queima, com a formação, no fim desta fase, de um caroço de hélio com massa igual a, digamos, 10% da massa total da estrela. Assim, estimando o tempo como a energia total E liberada por fusão, dividida por luminosidade L (taxa de emissão de energia estelar), temos:

$$t \cong \frac{E}{L} \cong \frac{0,007 \times 0,1 Mc^2}{L} = 7 \times 10^{-4} \frac{Mc^2}{L}, \quad (2.10)$$

onde usamos o resultado de energia liberada igual a 0,7% da massa de repouso total. No caso do Sol, $M_{\odot} \approx 2 \times 10^{33} \text{ g}$ dando:

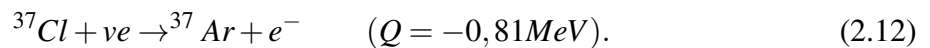
$$t_{\odot} \approx 3 \times 10^{17} \text{ s} \approx 10^{10} \text{ anos}. \quad (2.11)$$

2.4 FÍSICA DAS REAÇÕES PP E DETECÇÃO DOS NEUTRINOS

Consideremos a primeira das reações ppI, Eq. (2.1). Esta reação se faz via interação fraca, cuja seção de choque é da ordem de 10^{-47} cm^2 (a 1 MeV de energia). Como a barreira Coulombiana é relativamente baixa, esta reação poderia rapidamente queimar o combustível de hidrogênio, não fosse a baixíssima seção de choque. Esta é a reação física porque a fase de sequência principal constitui a de maior duração na vida evolutiva de uma estrela.

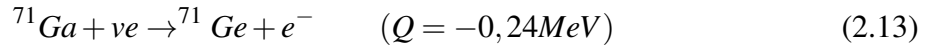
É interessante identificar se a transição fraca é do tipo Fermi ou do tipo Gamow-Teller. Em se tratando de um decaimento beta permitindo, os dois prótons (isospin total $T = 1$) devem se espelhar segundo a onda S ($l = 0$). Desse modo, pelo princípio de Pauli generalizado, seus spins têm que ser antiparalelos ($S = 0$). Como o estado fundamental do deuteron tem $J^{\pi} = 1^{+}$, então $\Delta J = 1$ e $\Delta \pi = 0$, e a atração é do tipo Gamow-Teller.

Um problema importante a notar é o tocante à detecção dos neutrinos provenientes das reações pp. Os primeiros experimentos com este objetivo usaram a absorção de neutrinos pelo ^{37}Cl , i.e. :



Evidentemente, somente os neutrinos oriundos das cadeias ppII e ppIII têm energia superior ao limiar de detecção. O detector usado por Davis (DAVIS, 1964) em 1964, era constituído por cerca de 10 mil galões de tetracloroetileno (C_2Cl_4), colocados no fundo de uma mina de ouro desativada. Mais recentemente, usando-se o elemento gálio (^{71}Ga), muito mais dispendioso mas com menor limiar de detecção, os neutrinos da cadeia ppI também podem ser detectados,

através da seguinte reação de absorção:



O estudo dos neutrinos emitidos do Sol pode fornecer informações preciosas diretamente do centro da estrela, visto que o livre caminho médio dos neutrinos excede - e em muito - o raio da estrela. Contudo, as medidas do número de neutrinos solares, indicam que, de cada 3 neutrinos estimados pela teoria, no caso do detector de cloro, e de cada 2, no caso do detector de gálio, apenas aproximadamente 1 consegue ser detectado em laboratório.

Esta discrepância entre o valor teórico e o valor experimental, chamada de problema do neutrino solar, pode colocar em xeque algumas hipóteses da própria teoria padrão de evolução estelar.

2.5 ANÃS BRANCAS

À medida que o hidrogênio é queimado, vai-se desenvolvendo um caroço de hélio no centro da estrela, com o hidrogênio formando a envoltória. O destino da estrela agora depende criticamente da sua massa total, que não pode assumir valores arbitrários. Com efeito, valores observados se situam entre $0,01 - 20 M_{\odot}$. Modelos teóricos dão indicações de que valores inferiores a $0,08 M_{\odot}$ não sejam suficientemente quentes para provocar reações termonucleares, bem como, por outro lado, valores superiores a $60M_{\odot}$ sejam instáveis contra oscilações radiais.

No caso de massas estelares relativamente pequenas, a temperatura no caroço não é suficientemente alta para queimar hélio e, neste caso, a pressão gravitacional supera a pressão interna e o caroço se contrai. Com a contração, os elétrons se tornam degenerados e essa degenerescência equivale fisicamente a uma maior incompressibilidade da matéria estelar.

Nestas condições, Chandrasekhar, em 1939, mostrou que o colapso estelar pode ser evitado se a massa da estrela for menor que o limite de Chandrasekhar $M_{ch} \cong 1,26M_{\odot}$. Neste caso, a estrela evolui para uma anã-branca, com $\rho_c \sim 10^6\text{g/cm}^3$, $R \sim 10^3\text{km}$, $T \sim 10^4\text{K}$ (Ver Tabela 2.1). A anã-branca deve levar ainda $\approx 10^9$ anos para esfriar completamente, tornando-se, então, uma anã-preta.

massa	1	$M_{\odot}$
raio	10^9	cm
densidade central	10^6	g/cm^3
temperatura central	10^4	K
tempo de resfriamento	10^9	ano

Tabela 2.1: características das anãs brancas.

2.6 LIMITE DE MASSA CHANDRASEKHAR

Em 1932, foi previsto pelo L. Landau a existência de um limite de massa para anã-branca, pois a massa é parâmetro crítico que permite que se possa estabelecer tanto a sequência evolutiva como ponto final da vida ativa de uma estrela. Existem limiares inferiores de massa para que cada etapa de queima de um dado tipo de elemento químico possa ocorrer. Estes limiares são necessários para que o material contido no centro da estrela atinja a temperatura apropriada para a ignição do combustível nuclear (CHUNG, 2000). Contudo, em 1935, S. Chandrasekhar conseguiu obter valor numérico para esse limite, que é conhecido como limite Chandrasekhar.

Quando uma estrela está em equilíbrio sob a ação combinada da pressão gravitacional e da pressão interna do gás, a densidade ainda é relativamente pequena, de modo que os efeitos da relatividade geral podem ser seguramente omitidos. Neste caso, a de equilíbrio hidrostático é dada pela a mecânica clássica.

Para simplificar, podemos escrever em termos de valores médios, resultando em: $\langle P \rangle / R = GM \langle P \rangle / R^2$, onde P é a pressão, G a constante da gravitação universal, M e R são respectivamente, a massa e o raio da estrela.

Supondo a estrela com densidade constante igual a $\langle P \rangle$, e usando valores correspondentes ao centro da estrela, i, e, P_o e ρ_o , encontramos $M = 0,49 P_o^{3/2} / (G^{3/2} \rho_o^2)$. O fator 0,49 depende do método que se usa para calcular os valores médios da densidade sobre toda a estrela e deve ser substituído por 4,55 quando um procedimento mais rigoroso é utilizado (CHUNG,

2000). Então, o limite de massa de Chandrasekhar é dado por $M_{ch} \approx 1,44M_{\odot}$.

Na evolução estelar, dois aspectos importantes devemos saber, os quais estão fortemente relacionados com a massa da estrela: o tempo gasto nos ciclos de reações nucleares e o aparecimento de matéria degenerada no núcleo da estrela, esta degenerescência é um fator determinante ao longo de quase toda sua vida evolutiva.

2.7 GIGANTES VERMELHAS - QUEIMA DO HÉLIO

Se $M > M_{ch}$, a contração do carço estelar faz a temperatura subir a $T \sim 10^7 K$, e a densidade, a $\rho \sim 10^7 g/cm^3$, permitindo a queima do hélio. No início desta fase, devido à alta temperatura, a estrela se expande, o raio R atinge a valores de 10 a $100R_{\odot}$, e a sua luminosidade diminui. Por isso, é chamada, nesta fase, de gigante vermelha.

Um fato notável da natureza é que não existem sistemas nucleares estáveis com $A = 5$, nem $A = 8$. Isso vem a contribuir também para tornar mais lenta a evolução das estrelas durante a fase de sequência principal, uma vez que tais lacunas só podem ser vencidas às custas de maior tempo de evolução.

Não obstante tais dificuldades, a evolução da estrela pode prosseguir, graças a reação:



Como a meia vida do 8Be é de aproximadamente $10^{-6}s$, estimativas mostram que, para $T = 10^7 K$ e $\rho = 10^7 g/cm^3$, existe apenas 1 núcleo de 8Be para 10^9 núcleos de 4He ! Embora a concentração de 8Be seja muito pequena, ela, no entanto, é suficiente para permitir que uma terceira partícula alfa interaja com o 8Be , *i.e.* :



Foi Hoyle quem notou que a reação 3α , como a reação acima ficou conhecida, não seria suficientemente rápida, a menos que ela fosse beneficiada por um efeito ressonante. Ele sugeriu, então, que um estado excitado do ${}^{12}C$ teria que existir com energia igual a $\approx 7,6 MeV$, o que foi experimentalmente observado mais tarde. Ainda, como tanto o 8Be e 4He são núcleos par-par (portanto, cada um com $J^{\pi} = 0^{+}$), a ressonância teria que ser via onda S , produzindo um estado

0^+ para o estado excitado do carbono (HOYLE, 1954).

2.8 SUPERGIGANTES VERMELHAS - A QUEIMA DE C, O e Si

Quando a temperatura aumenta, barreiras Coulombianas cada vez mais altas podem ser vencidas. Isto significa que elementos mais pesados, tais como o carbono, o oxigênio e o silício, podem ser queimados, dando origem a estrelas supergigantes vermelhas. Isto é, a $T = 10^9 K$, temos:



O elemento mais abundante nesta fase da queima do carbono é o ^{24}Mg , devido às reações:



Por sua vez, o oxigênio pode ser queimado, gerando o ^{28}Si , através de:



Esperar-se-ia que este esquema pudesse continuar até núcleos bem mais pesados. Contudo, para queimar o silício, via fusão, a temperatura limiar é $\approx 4,5 \times 10^9 K$ e, antes que temperatura possa atingir esse limiar, o silício é fotodesintegrado à temperatura de $\approx 3 \times 10^9 K$ e à densidade $\rho \approx 10^8 g/cm^3$, i.e. :



A reação acima é muito lenta e as duas setas, em sentidos opostos, denotam um quase balanço entre os dois lados da reação. Tais reações são chamadas de reações de quase-equilíbrio.

O 4He , fruto da reação (2.22), pode ser capturado por outros ^{28}Si , dando origem a uma

sucessão de reações de quase-equilíbrio:



até a sintetização de elementos do grupo do ferro ($A = 56$), onde ocorre o máximo da energia de ligação por partícula. O ^{56}Fe é o ponto de acumulação para as reações de quase-equilíbrio.

Vem agora a pergunta: como os núcleos mais pesados que ^{56}Fe podem ser produzidos?

Na presença de um fluxo de nêutrons livres, um núcleo pesado (Z, A) pode capturar com facilidade nêutrons, mesmo quando de baixíssimas energias, porque isto não envolve interação eletromagnética e porque a seção de choque de captura, para nêutrons térmicos, é proporcional a $1/\sqrt{E}$, *i.e.* :



Se $(Z, A + 1)$ é beta estável, ele pode tranquilamente ficar à espera para capturar um outro nêutron. Mas se ele é instável, então, seu destino vai depender da competição entre o decaimento beta e a captura de nêutron, no sentido de que o núcleo $(Z, A + 1)$ segue o processo mais rápido.

Deste modo, encontramos, nas estrelas, duas escalas de tempo (comparadas com a do decaimento beta) para a captura de nêutron. Uma, de captura lenta (o chamado processo-s), que ocorre principalmente na fase de gigante vermelha, com fluxo de nêutrons livres $\sim 10^5$ *nêutrons/cm²/s*. Outra, de captura rápida (chamado processo-r), que ocorre quando o fluxo de nêutrons alcança valores tão intensos quanto $\sim 10^{22} - 10^{26}$ *nêutrons/cm²/s*. Estimativas teóricas mostram que tais valores intensos de fluxo de nêutrons livres podem ser encontrados em explosões de supernova.

2.9 SUPERNOVA

A estrela está agora com a seguinte estrutura: um caroço, na maioria sintetizado a ^{56}Fe , e uma envoltória, possivelmente ainda com a presença de elementos leves, como o hidrogênio.

o caroço, tendo massa superior ao limite de Chandrasekhar, se contrai e essa contração deixa o sistema em condições de temperatura e densidade propícias para o início de reações ultra-rápidas (tais como a captura eletrônica). Diz-se, então, que o sistema está na iminência de colapso. É a fase conhecida como pré-supernova. O que vai acontecer em seguida à estrela não está ainda completamente esclarecido. Aqui, daremos apenas um dos possíveis cenários.

Atingindo o estágio de pré-supernova, a estrela entra em colapso, induzido por reações de captura eletrônica, que produzem uma rápida neutronização do material estelar, com copiosa emissão (por gotejamento) de nêutrons livres (KODAMA, 1981). Desenvolve-se assim, no centro da estrela, um caroço formado de nêutrons livres e, devido à queda das camadas mais externas (com velocidade de queda livre) sobre as camadas mais internas da estrela (e mais incompressíveis), forma-se ondas de choque e o movimento de implosão é revertido para explosão. A envoltória é ejetada para fora da estrela, dando origem ao fenômeno de supernova, com fantástica liberação de energia (10^{50} a 10^{52} *ergs*). Isto resulta numa luminosidade de cerca de 10^{10} vezes a luminosidade do Sol, com duração que vai até a aproximadamente 600 dias. Há registros de supernovas que foram vistas a olho nu durante o dia!

As explosões de supernova são em número bastante reduzido na Via Láctea. Devidamente registradas, temos apenas um total de seis, sendo a primeira observada por astrônomos chineses em 1054, na constelação do touro, que a batizaram de “estrela visitante”.

Hoje, quase um milênio depois, o remanescente desta explosão de supernova aparece como uma nebulosa (a nebulosa de caranguejo), com um pulsar no seu centro. Este pulsar é conhecido como o pulsar do caranguejo, e historicamente foi o primeiro pulsar a ser detectado.

As duas últimas supernovas galácticas i.e. na nossa galáxia foram a de 1572, observada pelo Tycho Brahe na constelação da Cassiopéia, e a de 1604, vista por Kepler na constelação de Ophiuchus.

O número de supernovas aumenta significativamente, se incluirmos as que explodiram em outras galáxias (hoje, 10 ou mais são observadas por ano). Em 1987, uma supernova explodiu nas barbas da nossa galáxia, possibilitando intensas observações, porque ela foi detectada na Grande Nuvem de Magalhães, que é uma galáxia próxima à Via Láctea. Hoje, esta supernova é conhecida entre os astrônomos como SN1987A.

A explosão de supernova pode provocar a completa desintegração da estrela ou pode

deixar um caroço remanescente. Caso a massa desse caroço seja superior ao chamado limite de Oppenheimer-Volkoff (para caroço de nêutrons livres, esse limite é de $0,7M_{\odot}$), a pressão de Fermi dos nêutrons degenerados será incapaz de contrabalançar a pressão gravitacional, e o caroço irá formar um buraco-negro. Caso contrário (massa do caroço menor que o referido limite), a força gravitacional poderá ser equilibrada pelo gradiente de pressão de gás de nêutrons livres, dando surgimento a uma estrela de nêutron (KODAMA, 1978). A existência das estrelas de nêutron foi comprovada em 1967, com detecção dos pulsares pelo astrônomo Hewish e colaboradores, ao passo que o grande candidato a buraco-negro é o objeto celeste batizado de Cygnus X-1, que tem massa provável entre 9 a $15M_{\odot}$.

2.10 ESTRELAS DE NÊUTRON

Após o colapso gravitacional de uma estrela muito massiva, isto é, uma explosão de supernova tipo II, com a queima de todo seu combustível termonuclear, uma enorme quantidade de energia, sob a forma de raios gama, raios-x e neutrinos, é liberada repetidamente; essa energia ajuda a ejetar o envoltório exterior da estrela, já grandemente enriquecido pela nucleossíntese, numa violenta explosão de supernova, surge então uma proto-estrela de nêutrons dependendo da sua massa inicial, portanto a massa é o parâmetro crítico que permite estabelecer tanto a seqüência evolutiva como o ponto final da vida ativa de uma estrela. Segundo a literatura, a massa do caroço inicial é menor que o limite de Oppenheimer-volkoff. Neste caso, a pressão interna do gás poderá interromper o processo de contração do caroço e estabelecer uma configuração estacionária para a estrela.

Esta configuração estável é formada basicamente por nêutrons, tendo uma densidade aproximadamente igual a dos núcleos ordinários $\sim 2 \times 10^{14} g/cm^3$, por essa razão, ela foi batizada de estrela de nêutron. Segundo as muitas evidências observacionais disponíveis, acredita-se também que os pulsares sejam estrelas de nêutrons girantes. Esta hipótese, hoje praticamente um consenso na comunidade astrofísica, especulada inicialmente por Gold (GOLD, 1968), em 1968, logo após a primeira observação de um pulsar, feita por Hewish et al, (HEWISH, 1968) em 1967.

Em 1939, Oppenheimer e Volkoff, aplicando a equação de equilíbrio hidrostático da relatividade geral e admitindo que a estrela de nêutron seja formada por um gás ideal de

nêutrons, determinaram os estados estacionários e ainda concluíram que existe um limite superior para a massa de uma estrela de nêutron. Especificamente, o equilíbrio hidrostático só acontece se a massa do caroço for menor $0,7M_{\odot}$. No caso de $M = 0,7M_{\odot}$, tem-se o raio de $9,6\text{ km}$ e densidade central $\rho_0 = 5 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$. Embora os cálculos Oppenheimer e Volkoff para um gás ideal de nêutrons não prevejam um limite inferior para a massa de estrelas de nêutron, o uso de uma equação de estado mais realística, tal como um sistema composto de nêutrons, prótons e elétrons em equilíbrio, fornece tanto o limite inferior quanto o limite superior.

O valor mínimo encontrado foi $3 \times 10^{-2} M_{\odot}$, com raio igual a 48 km, ao passo que o limite superior quase não difere do caso anterior, isto é, $0,72M_{\odot}$ com raio igual 8,8 km e densidade igual a $5,8 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$.

Para encontrar os valores acima, usaram a equação de estado de um gás ideal de nêutrons livres e uma equação de equilíbrio hidrostático obtida da Relatividade Geral. A equação do equilíbrio hidrostático é dada por:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)\rho(r)}{r^2} \quad (2.27)$$

onde P e ρ denotam a pressão e a densidade com raio r , respectivamente. A equação de equilíbrio hidrostático, neste caso, pode ser obtida aplicando as seguintes substituições na Equação (2.27):

$$m(r) \rightarrow m(r) + \frac{4\pi Pr^3}{c^2}, \quad (2.28)$$

$$\rho \rightarrow \rho + \frac{P}{c^2}, \quad (2.29)$$

$$r^2 \rightarrow r^2 \left(\frac{1 - 2Gm}{rc^2} \right) \quad (2.30)$$

Em 1985, Glendenning (GLENDENNING, 1967), usando uma equação de estado obtida da QHD (Hidrodinâmica Quântica), obteve o limite de massa na ordem $1,8 M_{\odot}$ para uma estrela de nêutrons rica em híperons, com raio aproximadamente 11 km e densidade central igual a $2,4 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$.

Alguns cálculos prevêm a presença, no caroço da estrela de nêutron, de outras partículas que não o nêutron, o próton e o elétron. Trata-se dos mésons ou pions, que podem se encontrar no estado condensado ou não.

Na hipótese de altíssimas densidade centrais, pode-se conjecturar ainda que todos os nucleons e todos os mésons, principalmente pions, estejam dissolvidos num plasma de quarks, antiquarks e glúons, formando o que é conhecido como estrela de quarks.

Em alguns estudos observacionais, as estrelas de nêutron aparecem, em geral, como companheiras de estrelas binárias de raio-x.

O estudo das estrelas de nêutron, em geral, têm por objetivo a confirmação das leis da física nuclear, em especial as propriedades da chamada matéria nuclear infinita. Essa matéria tem sua realização simples na região central de um núcleo, onde os efeitos de superfície não são levados em consideração, e onde também se faz abstração da presença das cargas elétricas.

Os dados observacionais referentes a estrela de nêutron podem servir para estabelecer limites para o valor da compressibilidade K da matéria nuclear simétrica.

2.11 PROCESSO URCA

Proposto em 1941 por G. Gamow e M. Schenberg, nomearam de processo Urca (CHUNG, 2001). É uma combinação de duas reações sucessivas, uma de captura eletrônica, outra de decaimento beta-menos:

$$(Z, A) + e^- \rightarrow (Z - 1, A) + \nu_e \quad (2.31)$$

$$(Z - 1, A) \rightarrow (Z, A) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.32)$$

Este processo é, na prática, um mecanismo de perda de energia estelar por emissão de neutrinos, uma vez que o núcleo inicial é sempre regenerado, fazendo papel de catalisador. O resultado líquido é a criação de um par neutrino-antineutrino, que conduz a energia disponível para fora da estrela.

Comparando as duas reações anteriores, temos:

$$(Z, A) + e^- \rightarrow (Z, A) + e^- + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (2.33)$$

Por isso, o processo Urca é um processo importante de resfriamento da estrela. Deste modo, a maior parte da energia gerada na fase de queima de oxigênio é irradiada na forma de neutrinos, por força do processo Urca. Isto ocorre para temperatura da ordem de $10^9 K$ e densidades suficiente altas $\sim 10^7 g/cm^3$, típicas da fase de supergigante vermelha.

2.12 BURACOS NEGROS

O termo buraco negro é de origem bem recente. Foi criado em 1967 por J. Wheeler como uma descrição gráfica de uma idéia que remota a pelo menos duzentos anos atrás, a uma época em que existiam duas teorias sobre a luz (HAWKING, 2005).

Segundo a definição, buraco negro é uma região do espaço-tempo na qual nada, nem mesmo a luz, consegue escapar, porque a gravidade é muito intensa (HAWKING, 2005).

Acredita-se que a explosão de supernova ejeta as camadas externas da estrela e deixa remanescente um caroço, formado pelas camadas mais internas. Este caroço é constituído basicamente por nêutrons, prótons e elétrons, todos livres.

A todo instante, a estrela está sob a ação de um constante “cabo de guerra” de um lado, a pressão gravitacional; do outro, a pressão interna do gás. A pressão gravitacional depende apenas da massa do caroço remanescente, ao passo que a pressão interna depende da composição química do gás.

Enquanto a massa do caroço for superior a uma massa-limite, o limite de Oppenheimer-Volkoff, a pressão gravitacional será tão grande que não poderá ser contrabalançada pela pressão interna do gás e neste caso, continua o seu processo de colapso. Os modelos de buraco negro são baseados nos conceitos da Relatividade Geral, quando o raio do caroço for igual ou menor que R_{sch} . Nesses modelos, os raios de luz que escapam do caroço jamais poderão alcançar um observador situado fora da esfera de raio R_{sch} , esfera de Schwarzschild. Em consequência, tal observador não terá nenhuma informação sobre processos ocorrendo dentro da esfera de Schwarzschild. Este fenômeno de total incomunicabilidade entre os dois “mundos” é conhecido como horizonte de eventos. Deste modo, uma vez ultrapassado o raio Schwarzschild, o caroço vira um buraco negro, e devera-se contrair até a origem num tempo próprio finito.

Neste sentido, o raio do buraco negro é dado pelo raio de Schwarzschild. Tudo que for atraído pelo buraco negro é “engolido” ao cruzar os limites do raio de Schwarzschild.

Em 1975, S. Hawking, mostrou que a introdução de efeitos quânticos na gravitação pode modificar este quadro. Especificamente, segundo ele, efeitos quânticos levarão os buracos negros a criar e emitir partículas como se eles fossem corpos quentes com temperaturas da ordem de $10^{-6}K$.

2.13 EVOLUÇÃO FINAL DAS ESTRELAS

Qual é o destino final das estrelas? O que virá em seguida? Com vai ser o infinitamente depois? O universo de Friedmann continuará em expansão? O destino final das estrelas, depois de consumir todo o seu combustível nuclear, depende de duas coisas: primeiro, se a estrela é simples ou se faz parte de um sistema binário ou múltiplo, e mais da metade das estrelas faz; e segundo, de sua massa inicial. Se a estrela faz parte de um sistema binário ou múltiplo, sua evolução depende tanto da massa quanto da separação entre as estrelas, que determinará quando, na evolução, as estrelas interagirão.

Se a estrela não faz parte de um sistema binário ou múltiplo, sua evolução depende somente de sua massa inicial. Se a estrela iniciar sua vida com massa menor do que $0,8M_{\odot}$, a idade do Universo ainda não é suficiente para essa estrela ter evoluído além da seqüência principal.

As quatro primeiras seqüências da figura (2.1) mostram o esquema de evolução estelar, não em escala, para massas diferentes. Uma nuvem de gás se contrai, formando uma proto-estrela. Quando a temperatura no núcleo fica suficientemente alta para iniciar reações nucleares estáveis, a proto-estrela torna-se uma da seqüência principal, transformando hidrogênio em hélio no núcleo. Se a estrela tiver massa abaixo de $0,08M_{\odot}$, ela se tornará uma anã marrom. Se sua massa for entre $0,08M_{\odot}$ e $0,8M_{\odot}$, ela se tornará anã branca com núcleo de hélio. As estrelas com massa até $1,75M_{\odot}$ transformam o hidrogênio em hélio pelo ciclo próton – próton e têm uma camada de convecção externa. As estrelas mais massivas queimam o hidrogênio pelo ciclo *CNO* e têm núcleo convectivo, mas atmosfera radiativa. Quando essas estrelas transformam o hélio nuclear com carbono, elas saem do ramo das gigantes e passam para o ramo horizontal. Quando hélio nuclear foi todo transformado em carbono, e parte em oxigênio, as estrelas entram no ramo das supergigantes. Para as estrelas mais massivas, a fase de gigante e siperigigante são contíguas, sem nenhum evento que marque o início da queima de hélio, do carbono, do oxigênio, do neônio, do magnésio, do silício, e assim sucessivamente, até transformar o núcleo de ferro. Quando o núcleo chega a ferro, não há mais como extrair energia através de reações de fusão nuclear, e a estrela colapsa, ejetando a maior parte de sua massa como supernova. O que resta será uma estrela de nêutron ou buraco negro. As estrelas Wolf-Rayet, uma etapa da evolução estrelas de alta massa, foram descobertas em 1867 por C.Wolf e G. Rayet por apresentarem

linhas de emissão no espectro (KEPLER, 2004), são variáveis quentes, a temperatura entre $3,0 \times 10^4 \text{ K}$ e $6,0 \times 10^4 \text{ K}$, com envoltório de poeira e gás ejetado da estrela pela forte pressão de radiação (KEPLER, 2004).

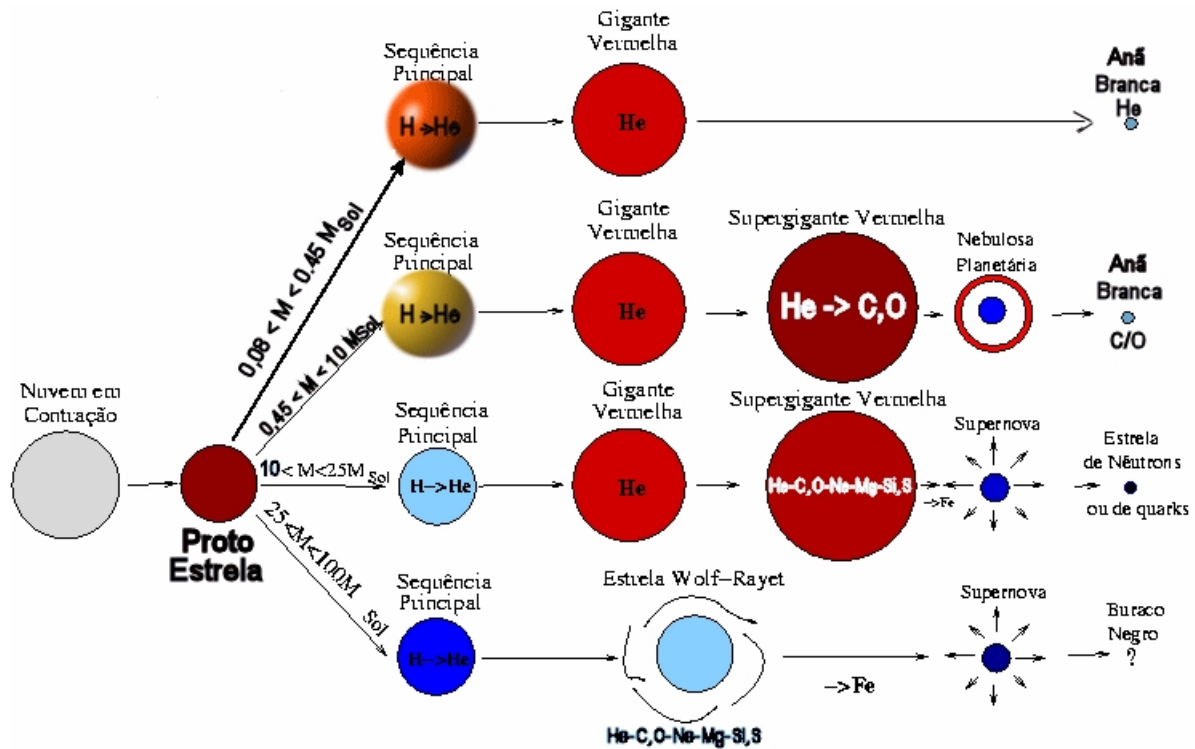


Figura 2.1: Evolução final das estrelas

Se a estrela iniciar com massa entre $0,8$ e $10M_{\odot}$, após consumir o hidrogênio no centro da estrela passará pela fase de gigante e depois de supergigante, ejetará uma nebulosa planetária e terminará sua vida como uma anã branca, com massa da ordem de $0,6M_{\odot}$, e raio de cerca de 10.000 km .

Se a estrela iniciar sua vida com massa entre 10 e $25M_{\odot}$, após a fase de supergigante ela ejetará a maior parte de sua massa em uma explosão de supernova e terminará sua vida como uma estrela de nêutron, com uma temperatura superficial acima de 1 milhão de K , massa de cerca de $1,4 M_{\odot}$, e raio de cerca de 20 km . Se essa estrela possuir campo magnético forte, ela emitirá luz direcionada em um cone em volta dos pólos magnéticos, como um farol, e será um pulsar.

Se a estrela iniciar sua vida com massa entre 25 e $100M_{\odot}$, após a fase de supernova restará um buraco negro, com massa de ordem de $6 M_{\odot}$, e raio do horizonte menor que 20 Km .

O raio do horizonte, ou raio de Schwarzschild, é a distância ao buraco negro dentro do qual nem a luz escapa: $R_{Sch} = 2GM/c^2$.

Um candidato a buraco negro estelar é a estrela Cygnus X1, descoberta pelo satélite de raios-X Uhuru, consiste da HD226868, com 20 massas solares, orbitando uma massa de cerca de 5-8 massas solares, invisível, em 5,5 dias. Esta companheira compacta é muito mais massiva que o maior limite, de 4,3 massas solares, de uma estrela de nêutron. Alguns buracos negros estelares são GS2000+25, com massa acima de $5,66 M_{\odot}$, A0620.00 com massa entre 3,6 e $13,6 M_{\odot}$ e XTE J1859+226, com massa $7,4 \pm 1.1 M_{\odot}$.

Se a estrela iniciar sua vida com massa acima de $100M_{\odot}$, como a estrela da Pistola, descoberta em 1997 com Telescópio Espacial Hubble, ela ejetará a maior parte de sua massa ainda na sequência principal, por pressão de radiação, e depois evoluirá como uma estrela de até $100M_{\odot}$.

Os elementos químicos gerados por reações nucleares no interior das estrelas e ejetados nas explosões de supernovas produzem a evolução química do Universo e geram o carbono e outros elementos que mais tarde colapsam, formando planetas em sistemas solares.

3 OS MODELOS DE WALECKA E DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI

3.1 INTRODUÇÃO

Em 1974, John Dirk Walecka propôs a Hadrodinâmica Quântica, conhecida na literatura como QHD (Quantum HadroDynamics) com o objetivo de discutir a matéria nuclear altamente densa. A QHD é uma teoria quântica relativística, de muitos corpos, renormalizável, que descreve a interação entre os hádrons, incluindo de forma explícita os graus de liberdade bariônicos e mesônicos (WALECKA, 1974). Entre as várias aplicações da QHD temos: o estudo da equação de estado para a matéria nuclear (CHIN, 1974; CHIN, 1977), as propriedades de estrutura nuclear (BOGUTA, 1981; BOGUTA, 1982; BOGUTA, 1983) e dos núcleos finitos (SEROT, 1979; SEROT, 1986). Esta teoria tem sido aplicada também em Astrofísica Nuclear, por exemplo, na pesquisa da equação de estado da matéria estelar no regime supranuclear de densidade [$2.8 \times 10^{14} < \rho < 5 \times 10^{15} \text{ (g /cm}^3\text{)}$] (GLENDENNING, 1985; GLENDENNING, 1991).

Neste capítulo apresentaremos uma breve introdução sobre a QHD, mostrando de que maneira esse formalismo pode ser aplicado na obtenção de uma equação de estado realística para o estado fundamental da matéria hadrônica, ou seja, da matéria formada de bárions e mésons à temperatura zero. Em seguida, abordaremos o modelo de Zimanyi-Moszkowski, com acoplamento escalar derivativo.

Existem dois modelos da QHD na literatura, chamados de QHD-I e QHD-II dependendo dos campos hadrônicos considerados, como se pode ver na Tabela 3.1. Neste estudo, quanto à teoria de Walecka, limitamos somente ao modelo QHD-I e ao modelo de Walecka não-linear.

Neste trabalho utilizamos o sistema natural de unidades $\hbar = c = 1$, e as convenções e notações usadas por Bjorken e Drell (BJORKEN, 1965), descritas no Apêndice A.

	Campos	Spin	Isospin	Partículas
Campos para o Modelo QHD-I	Ψ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	núcleon
	σ	0	0	méson escalar neutro σ
	ω_μ	1	0	méson vetorial neutro ω
Campos adicionais para o Modelo QHD-II	π	0	1	méson pseudoescalar carregado π
	ρ_μ	1	1	méson vetorial carregado ρ

Tabela 3.1: Campos para o Modelo QHD

3.2 O MODELO QHD-I

Este modelo tem como graus de liberdade fundamentais o campo bariônico Ψ e os campos mesônicos: escalar σ e vetorial ω_μ . O campo escalar σ é introduzido para descrever a parte atrativa da interação entre os nucleons, enquanto que o campo vetorial ω_μ descreve a parte repulsiva da interação. A inclusão dos campos σ e ω_μ é suficiente para reproduzir a curva de saturação da energia de ligação nuclear observada experimentalmente.

Vale salientar que nesta teoria os campos hadrônicos são fundamentais significando que as partículas descritas por eles são consideradas como se não possuissem estrutura interna.

Desta forma, a interação entre os nucleons é descrita pelo acoplamento do campo bariônico Ψ com os campos mesônicos ω_μ e σ , sendo representada pelos termos $g_\omega \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi \omega^\mu$ e $g_\sigma \bar{\Psi} \Psi \sigma$ na lagrangeana de interação, onde g_ω e g_σ são as constantes de acoplamento vetorial e escalar, respectivamente.

A densidade lagrangeana deste modelo é dada por (SEROT, 1986):

$$\mathcal{L}_I = \bar{\Psi}[\gamma_\mu(i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - (m_N - g_\sigma \sigma)]\Psi + \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{4}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu \quad (3.1)$$

onde γ_μ denota as matrizes de Dirac (ver Apêndice A). O tensor antisimétrico $\omega_{\mu\nu}$ é definido por

$$\omega_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu, \quad (3.2)$$

e m_N , m_σ e m_ω representam as massas dos nucleons, do méson escalar e do méson vetorial,

respectivamente.

O primeiro termo da Eq.(3.1) é a lagrangeana de Dirac para férmions livres, acrescida da energia de interação com os mésons ω e σ ; o segundo é a lagrangeana para bósons escalares livres; o terceiro e o quarto correspondem à lagrangeana de um campo vetorial massivo.

Utilizando as equações de Euler-Lagrange

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}_I}{\partial \left(\frac{\partial q_i}{\partial x^\mu} \right)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}_I}{\partial q_i} = 0, \quad (3.3)$$

onde $q_i = \sigma, \omega_\mu, \Psi$, representam as coordenadas generalizadas do sistema, obtem-se as seguintes equações de movimento:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\sigma^2) \sigma = g_\sigma \bar{\Psi} \Psi, \quad (3.4)$$

$$\partial_\nu \omega^{\nu\mu} + m_\omega^2 \omega^\mu = g_\omega \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi, \quad (3.5)$$

$$[\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - (m_N - g_\sigma \sigma)] \Psi = 0. \quad (3.6)$$

A equação (3.4) é simplesmente a equação de Klein-Gordon com uma fonte escalar, enquanto que a equação (3.5) é a equação de Proca, onde a fonte

$$J_B^\mu \equiv \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi \quad (3.7)$$

é a corrente bariônica, sendo

$$\bar{\Psi} \equiv \Psi^\dagger \gamma^0 \quad (3.8)$$

o conjugado de Dirac (spinor adjunto) associado ao operador Ψ . Esta corrente obedece a equação da continuidade

$$\partial_\mu J_B^\mu = 0, \quad (3.9)$$

caracterizando a situação de corrente bariônica conservada.

Finalmente, a equação (3.6) é a equação de Dirac para os núcleons.

Em mecânica dos meios contínuos, o tensor energia-momento é definido por (FETTER, 1980; SEROT, 1986)

$$T_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} \mathcal{L} + \sum_i \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial q_i / \partial x^\mu)} \frac{\partial q_i}{\partial x^\nu} \quad (3.10)$$

onde $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico (ver Apêndice A).

Substituindo-se as equações (3.1) e (3.6) na equação (3.10), obtemos

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2}[-\partial_\lambda \sigma \partial^\lambda \sigma + m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} \omega_{\lambda\rho} \omega^{\lambda\rho} - m_\omega^2 \omega_\lambda \omega^\lambda] g_{\mu\nu} + i\bar{\Psi} \gamma_\mu \partial_\nu \Psi + \partial_\mu \sigma \partial_\nu \sigma + \partial_\nu \omega^\lambda \omega_{\lambda\mu} \quad (3.11)$$

Para um fluido uniforme, o valor esperado do tensor energia-momento tem a seguinte forma (WEINBERG, 1972)

$$\langle T_{\mu\nu} \rangle = (\varepsilon + P) u_\mu u_\nu - P g_{\mu\nu} \quad (3.12)$$

onde P é a pressão, ε é a densidade de energia, e $u_\mu = dx_\mu/dt = (1, \mathbf{u})$ é o quadrivetor velocidade associado ao movimento do fluido. O quadrivetor satisfaz $u_\mu^2 = 1$, e para um fluido em repouso, $u_\mu = (1, \mathbf{0})$. Isto permite-nos mostrar que

$$P = \frac{1}{3} \langle T_{ii} \rangle \quad (3.13)$$

e

$$\varepsilon = \langle T_{00} \rangle \quad (3.14)$$

Logo, a partir da lagrangeana de um sistema, podemos obter a equação de estado determinando-se o valor esperado do tensor $T_{\mu\nu}$.

3.2.1 Aproximação de Campo Médio (ACM)

Podemos ver que as equações de movimento (3.4), (3.5) e (3.6) formam um sistema de equações diferenciais não-lineares acopladas para os campos Ψ , σ e ω_μ , e cujas soluções exatas são, evidentemente, de difícil obtenção. Porém, há uma solução aproximada, pois quando os termos de fonte do lado direito das equações (3.4) e (3.5) se tornam cada vez maiores, ou seja, quando a densidade nuclear aumenta, os operadores dos campos mesônicos podem ser substituídos por seus respectivos valores médios relativos ao estado fundamental do sistema. Este método, proposto por Walecka (WALECKA, 1974), é denominado de Aproximação de Campo médio (ACM), a qual, aplicada no presente caso, é equivalente a se introduzir as seguintes substituições:

$$\sigma \rightarrow \langle \sigma \rangle \equiv \sigma_0 \quad (3.15)$$

e

$$\omega_\mu \rightarrow \langle \omega_\mu \rangle \equiv \delta_{\mu 0} \omega_0 \quad (3.16)$$

Quando substituímos os operadores dos campos mesônicos por seus valores médios, esses campos passam a ser tratados como campos clássicos, ou seja, a aproximação de campo médio remove as flutuações quânticas dos campos dos mésons. Isso faz com que os nucleons movam-se como partículas independentes interagindo através de um campo médio comum a todas.

Para um sistema uniforme e estacionário, os campos mesônicos σ_0 e ω_0 são independentes de x_μ . Num sistema com simetria esférica implica que os valores médios das componentes espaciais do campo vetorial sejam todos nulos, isto é, $\langle \omega_i \rangle = 0$, onde $i = 1, 2, 3$ é o índice referente a parte espacial do vetor, de maneira que as respectivas equações de movimento (3.4) e (3.5) tornam-se

$$\sigma_0 = \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle \equiv \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} \rho_s, \quad (3.17)$$

$$\omega_0 = \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle \equiv \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \rho_B. \quad (3.18)$$

O termo de fonte para o campo σ_0 médio, mostrado na equação (3.4), é a densidade escalar ρ_s , definida por

$$\rho_s \equiv \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle \quad (3.19)$$

Por outro lado, o termo de fonte para o campo ω_0 , apresentado na equação (3.5), é a densidade bariônica (número de bárions por unidade de volume), dada por

$$\rho_B \equiv \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle \quad (3.20)$$

Notemos que nas soluções apresentadas nas equações (3.17) e (3.18) para os campos mesônicos σ_0 e ω_0 , é necessário que os mésons sejam massivos, isto é, $m_\sigma \neq 0$ e $m_\omega \neq 0$. Vê-se também que os campos clássicos condensados σ_0 e ω_0 estão diretamente relacionados às fontes bariônicas.

Quando os campos mesônicos clássicos σ_0 e ω_0 são substituídos na equação (3.6), para o campo de Dirac, obtemos a equação linear

$$[i\gamma_\mu \partial^\mu - g_\omega \gamma^0 \omega_0 - m_N^*] \Psi = 0, \quad (3.21)$$

onde m_N^* define a massa efetiva dos núcleons no meio,

$$m_N^* = m_N - g_\sigma \sigma_0. \quad (3.22)$$

Como vemos acima, sob a ação do campo médio σ_0 , os bárions respondem com a

redução de sua massa efetiva.

3.2.2 Equação de Estado QHD-I

Podemos agora escrever a lagrangeana (3.1) em termos dos campos médios σ_0 e ω_0

$$\mathcal{L}_I^{(ACM)} = \bar{\Psi}[i\gamma_\mu \partial^\mu - g_\omega \gamma^0 \omega_0 - m_N^*]\Psi - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2. \quad (3.23)$$

A única variável quântica de campo que permanece é Ψ , e o tensor energia-momento, torna-se

$$(T_{\mu\nu})_{ACM} = -g_{\mu\nu} \mathcal{L}_I^{(ACM)} + \frac{\partial \mathcal{L}_I^{(ACM)}}{\partial(\partial\Psi/\partial x_\mu)} \frac{\partial\Psi}{\partial x^\nu} \quad (3.24)$$

$$= i\bar{\Psi}\gamma_\mu \partial_\nu \Psi - \left(\frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2\right) g_{\mu\nu} \quad (3.25)$$

As componentes diagonais do tensor energia-momento são,

$$(T_{00})_{ACM} = \Psi^\dagger i \frac{\partial\Psi}{\partial t} - \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2, \quad (3.26)$$

$$(T_{ii})_{ACM} = -i\Psi^\dagger \gamma^0 \gamma \cdot \nabla \Psi + \frac{3}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 - \frac{3}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2. \quad (3.27)$$

A densidade de energia e a pressão são encontradas usando (3.13) e (3.14),

$$\varepsilon = \Psi^\dagger (-i\alpha \cdot \nabla + \beta m_N^* + g_\omega \omega_0) \Psi - \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2, \quad (3.28)$$

$$P = \frac{1}{3} \Psi^\dagger (-i\alpha \cdot \nabla) \Psi + \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2, \quad (3.29)$$

onde foi usada a equação de Dirac (3.21) para obter (3.28).

A equação para a densidade bariônica relacionada ao momento de fermi k_F é dada por

$$\rho_B = \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} d^3k = \frac{\gamma}{6\pi^2} k_F^3 \quad (3.30)$$

onde $\gamma \equiv \sum_i (2S_i + 1)$ é a degenerescência de spin, sendo S_i o spin de cada espécie. Para a matéria nuclear $\gamma = 4$, enquanto que para a matéria de nêutrons $\gamma = 2$.

As expressões para a densidade de energia e pressão são agora escritas como

$$\varepsilon = g_\omega \omega_0 \rho_B - \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} (k^2 + m_N^{*2})^{1/2} d^3k, \quad (3.31)$$

$$P = \frac{1}{2} g_\omega \omega_0 \rho_B - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{k^2}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k \quad (3.32)$$

Podemos eliminar ω_0 e σ_0 nas duas equações anteriores, através das equações (3.18) e (3.22), as quais tornam-se

$$\varepsilon = \frac{C_v^2}{2m_N^2} \rho_B^2 + \frac{m_N^2}{2C_S^2} (m_N - m_N^*)^2 + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} (k^2 + m_N^{*2})^{1/2} d^3k, \quad (3.33)$$

$$P = \frac{C_v^2}{2m_N^2} \rho_B^2 - \frac{m_N^2}{2C_S^2} (m_N - m_N^*)^2 + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{k^2}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k, \quad (3.34)$$

onde $C_v \equiv g_\omega(m_N/m_\omega)$ e $C_S \equiv g_\sigma(m_N/m_\sigma)$.

As expressões (3.33) e (3.34) fornecem a equação de estado da matéria nuclear à temperatura zero para o modelo QHD-I.

A massa efetiva m_N^* pode ser obtida substituindo-se (3.17) em (3.22). Isto pode ser feito também minimizando a densidade de energia ε (m_N^*) em relação a m_N^* (ou, equivalentemente, em relação a σ_0). De qualquer forma, obtemos a relação autoconsistente

$$m_N^* = m_N - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{m_N^*}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k. \quad (3.35)$$

A integral em (3.35) pode ser resolvida analiticamente, cuja equação torna-se

$$m_N^* = m_N - \frac{C_S^2}{m_N^2} \frac{\gamma m_N^*}{4\pi^2} \{k_F E_F^* - m_N^{*2} \ln[(k_F + E_F^*)/(m_N^*)]\}, \quad (3.36)$$

onde $E_F^* = (k_F^2 + m_N^{*2})^{1/2}$.

Na presente teoria, há dois parâmetros que precisam ser discutidos, que são: a incompressibilidade da matéria nuclear saturada, definida por (BARON, 1985)

$$K(\rho_0) = 9\rho_0^2 \left[\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right]_{\rho=\rho_0} = 0, \quad (3.37)$$

e a energia de simetria (SEROT, 1979; MATSUI, 1981)

$$a_4 = \frac{1}{2} \rho_B \left[\left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho_3^2} \right)_{\rho_B} \right]_{\rho_3} = 0 \quad (3.38)$$

$$= \frac{g_\rho^2}{12\pi^2 m_\rho^2} k_F^3 + \frac{1}{6} \frac{k_F^2}{(k_F^2 + m_N^{*2})^{1/2}}, \quad (3.39)$$

onde ρ_3 e g_ρ são grandezas associadas ao méson ρ . Naturalmente, uma vez que o méson ρ não está presente no modelo QHD-I, o primeiro termo do membro direito da Eq. (3.39) é identicamente nulo.

O valor da incompressibilidade previsto pelo modelo QHD-I é de 540 MeV , o qual está em grande desacordo com o valor experimental, estimado em $210 \pm 30 \text{ MeV}$ (BLAIZOT, 1976; BLAIZOT, 1980). No entanto, verifica-se um desacordo menor para a energia de simetria, cujo valor teórico é de 22.1 MeV , contra o valor empírico de 33.2 MeV .

3.3 O MODELO DE WALECKA NÃO-LINEAR

Como vimos, o modelo QHD-I falha ao prever para a incompressibilidade da matéria nuclear, na densidade de saturação, um resultado extremamente grande quando comparado com os valores previstos empiricamente e, também, fornece um valor reduzido para a massa efetiva. No primeiro caso, a diferença é consequência do elevado valor médio atribuído ao campo vetorial repulsivo.

Devido a estes fatos, surgiram modificações no modelo original de Walecka, com a finalidade de aproximar os resultados teóricos aos dados experimentais.

Foram incluídos, na densidade lagrangeana (3.1), termos cúbico e quártico em σ (BOGUTA, 1977), o que corresponde a uma auto-interação do campo escalar. Assim, no modelo não-linear, como é chamado, a densidade lagrangeana para o mesmo sistema descrito anteriormente é dada por (BOGUTA, 1977; WALDHOUSER, 1988)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I = & \bar{\Psi}[\gamma_\mu(i\partial^\mu - g_\omega\omega^\mu) - (m_N - g_\sigma\sigma)]\Psi + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - m_\sigma^2\sigma^2) - \\ & \frac{1}{4}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu - U(\sigma), \end{aligned} \quad (3.40)$$

onde

$$U(\sigma) = \frac{1}{3}bm_N(g_\sigma\sigma)^3 + \frac{1}{4}c(g_\sigma\sigma)^4, \quad (3.41)$$

representa a energia de auto-interação do campo escalar σ , sendo b e c constantes que podem

ser ajustadas para se obter os valores desejados de K e m_N^* , condizentes com os dados experimentais.

As equações de movimento para os campos, são:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\sigma^2) \sigma = g_\sigma \bar{\Psi} \Psi - b m_N (g_\sigma \sigma)^2 - c (g_\sigma \sigma)^3, \quad (3.42)$$

$$\partial_\nu \omega^{\nu\mu} + m_\omega^2 \omega^\mu = g_\omega \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi, \quad (3.43)$$

$$[\gamma_\mu (i \partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - (m_N - g_\sigma \sigma)] \Psi = 0, \quad (3.44)$$

Aplicando-se então a aproximação de campo médio (ACM) às equações de movimento acima e recordando que, no estado fundamental de um sistema com simetria esférica no espaço dos momentos, os valores médios das componentes espaciais do campo vetorial são todos nulos, encontramos

$$g_\sigma \sigma_0 = \frac{C_S^2}{m_N^2} \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle - \frac{C_S^2}{m_N} \frac{b}{g_\sigma^3} (g_\sigma \sigma_0)^2 - \frac{C_S^2}{m_N^2} \frac{c}{g_\sigma^4} (g_\sigma \sigma_0)^3, \quad (3.45)$$

$$g_\omega \omega_0 = \frac{C_v^2}{m_N^2} \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle, \quad (3.46)$$

$$[i \gamma_\mu \partial^\mu - g_\omega \gamma^0 \omega_0 - m_N^*] \Psi = 0, \quad (3.47)$$

onde $C_S \equiv g_\sigma m_N / m_\sigma$, $C_v \equiv g_\omega m_N / m_\omega$.

A massa efetiva m_N^* é obtida substituindo-se (3.45) em (3.22), logo

$$m_N^* = m_N + \frac{C_S^2}{m_N} \frac{b}{g_\sigma^3} (m_N - m_N^*)^2 + \frac{C_S^2}{m_N^2} \frac{c}{g_\sigma^4} (m_N - m_N^*)^3 - \frac{C_S^2}{m_N^2} \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle. \quad (3.48)$$

As expressões para a densidade de energia e pressão são deduzidas seguindo o mesmo procedimento descrito na seção anterior, de modo que

$$\varepsilon = U(\sigma_0) + \frac{m_N^2}{2C_S^2} (g_\sigma \sigma_0)^2 + \frac{C_v^2}{2m_N^2} \rho_B^2 + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} (k^2 + m_N^{*2})^{1/2} d^3k, \quad (3.49)$$

$$P = -U(\sigma_0) - \frac{m_N^2}{2C_S^2} (g_\sigma \sigma_0)^2 + \frac{C_v^2}{2m_N^2} \rho_B^2 + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{k^2}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k. \quad (3.50)$$

3.4 O MODELO DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI (ZM)

Em 1990, Zimanyi e Moszkowski (ZIMANYI, 1990) propuseram um modelo para a matéria hadrônica diferindo do modelo de Walecka apenas na forma do acoplamento do nêutron

com o méson escalar σ . Este modelo é chamado na literatura como modelo de Zimanyi-Moszkowski ou modelo com acoplamento escalar derivativo.

Neste modelo a densidade lagrangeana é dada por

$$\mathcal{L}_{ZM} = \bar{\Psi}[\gamma_\mu(i\partial^\mu - g_\omega\omega^\mu) - (1 + \frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^{-1}M_N]\Psi - \frac{1}{4}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - m_\sigma^2\sigma^2) \quad (3.51)$$

O acoplamento entre o méson escalar σ e o núcleon é

$$\mathcal{L}_{int} = (1 + \frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^{-1}g_\sigma\sigma\bar{\Psi}\Psi = m^*g_\sigma\sigma\bar{\Psi}\Psi \quad (3.52)$$

onde $m^* = (1 + \frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^{-1}$, e a nova massa efetiva é definida agora por

$$M_N^* = (1 + \frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^{-1}M_N = m^*M_N \quad (3.53)$$

A não linearidade deste acoplamento está contida no fator:

$$m^* = \frac{M_N^*}{M_N} \quad (3.54)$$

$$m^* = (1 + \frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^{-1} \quad (3.55)$$

$$m^* = 1 - \frac{g_\sigma\sigma}{M_N} + (\frac{g_\sigma\sigma}{M_N})^2 + \dots \quad (3.56)$$

onde estão incluídas todas as potências do campo escalar σ . Se $g_\sigma\sigma/M_N \lesssim 1$ obtem-se a primeira ordem em σ , e o modelo de Zimanyi-Moszkowski é equivalente ao modelo de Walecka QHD-I.

Usando a equação de Euler-Lagrange (??), obtem-se as equações para os campos σ , ω_μ e Ψ , respectivamente:

$$(\partial_\mu\partial^\mu + m_\sigma^2)\sigma = g_\sigma m^{*2}\bar{\Psi}\Psi, \quad (3.57)$$

$$\partial_\nu \omega^{\nu\mu} + m_\omega^2 \omega^\mu = g_\omega \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi \quad (3.58)$$

$$[\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu) - M_N m^*] \Psi = 0. \quad (3.59)$$

Logo, percebemos que as equações de campo para o núcleon e para o campo vetorial ω_μ têm a mesma forma do modelo de Walecka, enquanto que para o campo escalar σ a fonte difere por um fator m^{*2} .

Aplicando-se então a aproximação de campo médio (ACM) às equações de movimento acima, encontramos:

$$\sigma_0 = \frac{g_\sigma m^{*2}}{m_\sigma^2} \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle \equiv \frac{g_\sigma m^{*2}}{m_\sigma^2} \rho_s, \quad (3.60)$$

$$\omega_0 = \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \langle \Psi^\dagger \Psi \rangle \equiv \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \rho_B \quad (3.61)$$

Agora, as expressões para a densidade de energia e pressão à temperatura zero, são dadas por

$$\varepsilon = \frac{C_v^2}{2M_N^2} \rho_B^2 + \frac{M_N^4}{2C_S^2} \left(\frac{1 - m^*}{m^*} \right)^2 + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} (k^2 + m_N^{*2})^{1/2} d^3k, \quad (3.62)$$

e

$$P = \frac{C_v^2}{2M_N^2} \rho_B^2 - \frac{M_N^4}{2C_S^2} \left(\frac{1 - m^*}{m^*} \right)^2 + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{k^2}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} d^3k, \quad (3.63)$$

onde $C_v \equiv g_\omega (M_N/m_\omega)$ e $C_S \equiv g_\sigma (M_N/m_\sigma)$.

Através das equações (3.54) e (3.60) obtem-se a equação para a massa efetiva M_N^* da seguinte forma:

$$M_N^* = M_N - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} m^{*3} \rho_s \quad (3.64)$$

$$M_N^* = M_N - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} m^{*3} \frac{\gamma}{2\pi^2} \int_0^{k_F} \frac{k^2 m^*}{(k^2 + m_N^{*2})^{1/2}} dk, \quad (3.65)$$

Para este modelo o valor da incompressibilidade K é de 225 MeV, concordando com o valor experimental, estimado em 210 ± 30 MeV (BLAIZOT, 1976; BLAIZOT, 1980).

4 RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA DENSA

4.1 RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA DENSA

A produção de matéria rica em ressonâncias delta no meio nuclear denso, $\rho \geq 3\rho_0$, resultante da colisão de íons pesados relativísticos (HJORT, 1997; HOFMANN, 1995; HONG, 1997; EHEHALT, 1993), tem levado ao interesse pelo estudo dos efeitos da matéria de delta no meio estelar. Estes resultados de colisão de íons pesados sugerem uma investigação da transição para a matéria de delta num modelo onde se possa tratar adequadamente as propriedades da matéria estelar.

No presente trabalho o condensado hadrônico é estudado utilizando o campo de Dirac, para spin 1/2, e o campo de Rarita-Schwinger, para spin 3/2, no contexto do cálculo de campo médio relativístico, usando os modelos de Walecka não-linear (WALECKA, 1986) e de Zimanyi-Moszkowski (ZIMANYI, 1990).

Para um dado conjunto de constantes de acoplamento nucleon-mésons ($g_{\sigma N}$, $g_{\omega N}$ e $g_{\rho N}$), capaz de reproduzir as propriedades da matéria nuclear na densidade de saturação, são discutidos os efeitos da mudança das constantes de acoplamento delta-mésons ($g_{\sigma \Delta}$, $g_{\omega \Delta}$ e $g_{\rho \Delta}$) sobre a equação de estado e sobre a população de deltas, quando o grau de assimetria é explicitamente incluído nos cálculos (OLIVEIRA, 2000). Variamos as constantes de acoplamento das deltas com os mésons pela mudança das quantidades $\alpha = g_{\omega \Delta}/g_{\omega N}$, $\beta = g_{\sigma \Delta}/g_{\sigma N}$ e $\gamma = g_{\rho \Delta}/g_{\rho N}$, independentemente, e fixadas as constantes de acoplamento nucleon-mésons.

Com a inclusão do octeto de bárions de spin 1/2, das ressonâncias bariônicas de spin 3/2 e da contribuição leptônica, estudamos a formação da matéria de ressonâncias delta num meio estelar denso.

Em toda a análise usamos o mesmo conjunto de constantes de acoplamento nucleon-mésons e demais parâmetros dos modelos, estabelecidos na Ref. (GLENDENNING, 1991).

Em todo o estudo usamos: $m_\sigma = 550 \text{ MeV}$, $m_\omega = 783 \text{ MeV}$ e $m_\rho = 770 \text{ MeV}$.

4.2 RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA ESTELAR USANDO O MODELO DE WALECKA

Investigamos a formação da matéria de delta e seu efeito sobre a equação de estado do meio estelar denso.

O condensado hadrônico, rico em ressonâncias delta, pode vir a ser formado na região central de uma estrela de nêutron, e no contexto da aproximação de campo médio relativístico (WALECKA, 1986), foi incluído todo o octeto bariônico de spin 1/2 (n , p , Λ^0 , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , Ξ^- , Ξ^0), as ressonâncias bariônicas de spin 3/2 (Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++} , Ω^-) e a parte leptônica (e^- , μ^-) característico da matéria estelar.

Neste caso, adotamos o modelo de Walecka não-linear, com a seguinte densidade lagrangeana

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{Livre}} + \mathcal{L}_{\text{Inter.}}, \quad (4.1)$$

onde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Livre}} = & \sum_B \bar{\Psi}_B (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_B) \Psi_B + \sum_{\zeta=\Delta, \Omega} \bar{\Psi}_{\zeta_v} (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\zeta) \Psi_{\zeta_v}^\nu + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \\ & \frac{1}{3} b m_N (g_{\sigma N} \sigma)^3 - \frac{1}{4} c (g_{\sigma N} \sigma)^4 - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \rho_{\mu\nu} \cdot \rho^{\mu\nu} + \\ & \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu + \sum_{\lambda=e^-, \mu^-} \bar{\Psi}_\lambda (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \Psi_\lambda, \end{aligned} \quad (4.2)$$

é a densidade lagrangeana livre para os bárions, os léptons e para os campos mesônicos σ , ω_μ e ρ_μ . A densidade lagrangeana de interação é dada pela seguinte expressão:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Inter.}} = & \sum_B \bar{\Psi}_B \left(g_{\sigma B} \sigma - g_{\omega B} \gamma_\mu \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu \right) \Psi_B + \\ & \sum_{\zeta=\Delta, \Omega} \bar{\Psi}_{\zeta_v} \left(g_{\sigma \zeta} \sigma - g_{\omega \zeta} \gamma_\mu \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho \zeta} \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu \right) \Psi_{\zeta_v}^\nu, \end{aligned} \quad (4.3)$$

onde Ψ_B é o spinor de Dirac, Ψ_{ζ_v} é o spinor de Rarita-Schwinger (RARITA, 1941) e o índice $B = n, p, \Lambda^0, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0$, e $\zeta = \Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}, \Omega^-$. Lembrando que, o campo escalar

σ é introduzido para descrever a parte atrativa da interação, enquanto que o campo vetorial ω_μ descreve a parte repulsiva. A inclusão do méson ρ permite a descrição de sistemas assimétricos (número total de nêutrons diferente do de prótons).

As equações de movimento em campo médio, são:

$$\begin{aligned} \sigma = & -\frac{b}{m_\sigma^2} m_N (g_{\sigma N} \sigma)^2 - \frac{c}{m_\sigma^2} (g_{\sigma N} \sigma)^3 + \frac{1}{\pi^2} \frac{g_{\sigma B}}{m_\sigma^2} m_B^{*2} \sum_B \int_0^{k_B} \frac{k^2}{(k^2 + m_B^{*2})} dk + \\ & \frac{2}{\pi^2} \frac{g_{\sigma \zeta}}{m_\sigma^2} m_\zeta^{*2} \sum_{\zeta=\Delta, \Omega} \int_0^{k_\zeta} \frac{k^2}{(k^2 + m_\zeta^{*2})} dk, \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{3\pi^2} \frac{g_{\omega B}}{m_\omega^2} \sum_B k_B^3 + \frac{2}{3\pi^2} \frac{g_{\omega \zeta}}{m_\omega^2} \sum_{\zeta=\Delta, \Omega} k_\zeta^3, \quad (4.5)$$

$$\rho_{03} = \frac{1}{6\pi^2} \frac{g_{\rho B}}{m_\rho^2} \sum_B I_{3B} k_B^3 + \frac{2}{6\pi^2} \frac{g_{\rho \zeta}}{m_\rho^2} \sum_{\zeta=\Delta, \Omega} I_{3\zeta} k_\zeta^3. \quad (4.6)$$

As massas efetivas bariônicas são dadas por

$$m_B^* = \left[1 - \frac{g_{\sigma B} \sigma}{m_B} \right] m_B, \quad m_\zeta^* = \left[1 - \frac{g_{\sigma \zeta} \sigma}{m_\zeta} \right] m_\zeta. \quad (4.7)$$

As equações de campo são resolvidas autoconsistentemente para diferentes valores da densidade da matéria estelar, simultaneamente com as seguintes equações de conservação de carga bariônica

$$\begin{aligned} \rho = & \rho_n + \rho_p + \rho_{\Lambda^0} + \rho_{\Sigma^-} + \rho_{\Sigma^0} + \rho_{\Sigma^+} + \rho_{\Delta^-} + \rho_{\Delta^0} + \rho_{\Delta^+} + \rho_{\Delta^{++}} + \\ & \rho_{\Xi^-} + \rho_{\Xi^0} + \rho_{\Omega^-}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

e elétrica

$$\rho_z = -\rho_{e^-} - \rho_{\mu^-} + \rho_p - \rho_{\Sigma^-} + \rho_{\Sigma^+} - \rho_{\Delta^-} + \rho_{\Delta^+} + 2\rho_{\Delta^{++}} - \rho_{\Xi^-} - \rho_{\Omega^-}, \quad (4.9)$$

onde ρ e ρ_z são, respectivamente, as densidades de carga bariônica e elétrica da matéria. Como nas equações (3.14-3.17), o critério de Gibbs leva às equações de balanço relacionando os po-

tenciais químicos. Estas relações são usadas como condições adicionais no processo de solução autoconsistente das equações de movimento dos campos. Neste caso, são as seguintes condições utilizadas:

$$\mu_{\Delta^-} = \mu_{\Sigma^-} = \mu_{\Xi^-} = \mu_{\Omega^-} = 2\mu_n - \mu_p , \quad (4.10)$$

$$\mu_{\Delta^0} = \mu_{\Lambda^0} = \mu_{\Sigma^0} = \mu_{\Xi^0} = \mu_n , \quad (4.11)$$

$$\mu_{\Delta^+} = \mu_{\Sigma^+} = \mu_p , \quad (4.12)$$

e

$$\mu_{\Delta^{++}} = 2\mu_p - \mu_n , \quad (4.13)$$

onde $\mu_B = g_{\omega B}\omega_0 + \frac{1}{2}g_{\rho B}I_{3B}\rho_{03} + \sqrt{k_B^2 + m_B^{*2}}$ é o potencial químico para os bárions com spin 1/2 e $\mu_\zeta = g_{\omega\zeta}\omega_0 + \frac{1}{2}g_{\rho\zeta}I_{3\zeta}\rho_{03} + \sqrt{k_\zeta^2 + m_\zeta^{*2}}$ é o potencial químico para os bárions com spin 3/2.

Com os resultados para os campos mesônicos e para as massas efetivas bariônicas em diferentes densidades, obtidas das Eqs.(3.23-3.25), são calculadas a densidade de energia e a pressão,

$$\begin{aligned} \varepsilon = & \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 + \frac{1}{3}bm_N(g_{\sigma N}\sigma)^3 + \frac{1}{4}c(g_{\sigma N}\sigma)^4 + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_{03}^2 + \\ & \frac{1}{\pi^2}\sum_B\int_0^{k_B}(k^2 + m_B^{*2})^{1/2}k^2dk + \frac{2}{\pi^2}\sum_{\zeta=\Delta,\Omega}\int_0^{k_\zeta}(k^2 + m_\zeta^{*2})^{1/2}k^2dk , \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} p = & -\frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 - \frac{1}{3}bm_N(g_{\sigma N}\sigma)^3 - \frac{1}{4}c(g_{\sigma N}\sigma)^4 + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_{03}^2 + \\ & \frac{1}{3\pi^2}\sum_B\int_0^{k_B}\frac{k^4}{(k^2 + m_B^{*2})^{1/2}}dk + \frac{2}{3\pi^2}\sum_{\zeta=\Delta,\Omega}\int_0^{k_\zeta}\frac{k^4}{(k^2 + m_\zeta^{*2})^{1/2}}dk . \end{aligned} \quad (4.15)$$

4.3 RESSONÂNCIAS DELTA NA MATÉRIA ESTELAR USANDO O MODELO DE ZIMANYI-MOSZKOWSKI

Para este caso utilizamos o modelo de Zimanyi-Moszkowski, com a densidade lagrangeana dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ZM} = & \sum_B \bar{\Psi}_B \left(i\gamma_\mu \partial^\mu - M_B^* - g_{\omega B} \gamma_\mu \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma_\mu \tau \rho^\mu \right) \Psi_B + \sum_{\zeta=\Delta, \Omega} \bar{\Psi}_{\zeta\nu} \left(i\gamma_\mu \partial^\mu - M_\zeta^* - g_{\omega\zeta} \gamma_\mu \omega^\mu - \right. \\ & \left. \frac{1}{2} g_{\rho\zeta} \gamma_\mu \tau \rho^\mu \right) \Psi_\zeta^\nu + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{3} b m_N (g_{\sigma N} \sigma)^3 - \frac{1}{4} c (g_{\sigma N} \sigma)^4 - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \\ & \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \rho_{\mu\nu} \rho^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \rho^\mu + \sum_{\lambda=e^-, \mu^-} \bar{\Psi}_\lambda (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \Psi_\lambda \end{aligned} \quad (4.16)$$

Onde $B = n, p, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Lambda^0, \Xi^-, \Xi^0$ e $\zeta = \Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}, \Omega^-$ e $\lambda = e^-, \mu^-$ são, bárions, deltas e léptons respectivamente.

4.3.1 Aproximação de Campo Médio (ACM)

Vamos utilizar o método de aproximação de campo médio para encontrar a lagrangeana de Zimanyi - Moszkowski no modelo:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ZM}^{(ACM)} = & \sum_B \bar{\Psi}_B \left\{ i\gamma_\mu \partial^\mu - \left[M_B - \left(1 + \frac{g_{\sigma B} \sigma_0}{M_B} \right)^{-1} g_{\sigma B} \sigma_0 \right] - g_{\omega B} \gamma^0 \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma^0 \tau_3 \rho_{03} \right\} \Psi_B + \\ & \sum_{\zeta=\Delta, \Omega} \bar{\Psi}_{\zeta\nu} \left\{ i\gamma_\mu \partial^\mu - \left[M_\zeta - \left(1 + \frac{g_{\sigma\zeta} \sigma_0}{M_\zeta} \right)^{-1} g_{\sigma\zeta} \sigma_0 \right] - g_{\omega\zeta} \gamma^0 \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho\zeta} \gamma^0 \tau_3 \rho_{03} \right\} \bar{\Psi}_\zeta^\nu - \\ & \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma_0^2 - \frac{1}{3} b m_N (g_{\sigma N} \sigma)^3 - \frac{1}{4} c (g_{\sigma N} \sigma)^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 + \\ & \sum_{\lambda=e^-, \mu^-} \bar{\Psi}_\lambda (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \Psi_\lambda \end{aligned} \quad (4.17)$$

4.3.2 Equações de movimento

Partindo-se das equações de Euler-Lagrange:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}_{ZM}^{ACM}}{\partial \left(\frac{\partial q_i}{\partial x_\mu} \right)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}_{ZM}^{ACM}}{\partial} = 0 \quad (4.18)$$

onde $q_i = \sigma_0, \omega_0, \rho_{03}, \bar{\Psi}_B, \bar{\Psi}_{\zeta v}$ e $\bar{\Psi}_\lambda$, pode-se obter as equações de movimento: Para a lagrangeana ZM, Para o campo σ , as equações de Euler-Lagrange ficam assim:

$$\sigma_0 = -\frac{b}{m_\sigma^2} m_N (g_{\sigma N} \sigma_0)^2 - \frac{c}{m_\sigma^2} (g_{\sigma N} \sigma_0)^3 + \sum_B \frac{g_{\sigma B}}{m_\sigma^2} m_B^{*2} \bar{\Psi}_B \Psi_B + \sum_{\zeta=\Delta, \Omega} \frac{g_{\sigma \zeta}}{m_\sigma^2} m_B^{*2} \bar{\Psi}_{\zeta v} \Psi_\zeta^v \quad (4.19)$$

E para o campo ω , as equações de Euler-Lagrange ficam assim:

$$\omega_0 = \sum_B \frac{g_{\omega B}}{m_B^2} \Psi_B^+ \Psi_B + \sum_{\zeta=\Delta, \Omega} \frac{g_{\omega \zeta}}{m_\omega^2} \Psi_{\zeta v}^+ \Psi_\zeta^v \quad (4.20)$$

Para o campo ρ_{03} , as equações de Euler-Lagrange ficam assim:

$$\rho_{03} = \frac{1}{2} \sum_B \frac{g_{\rho B}}{m_\rho^2} \Psi_B^+ \tau_3 \Psi_B + \frac{1}{2} \sum_{\zeta=\Delta, \Omega} \frac{g_{\rho \zeta}}{m_\rho^2} \Psi_{\zeta v}^+ \tau_3 \Psi_\zeta^v \quad (4.21)$$

Para o campo $\bar{\Psi}_B$, as equações de Euler-Lagrange ficam assim:

$$\left(i\gamma_\mu \theta^\mu - M_B^* - g_{\omega B} \gamma^0 \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma^0 \tau_3 \rho_{03} \right) \Psi_B = 0 \quad (4.22)$$

Para o campo $\bar{\Psi}_{\zeta v}$, as equações de Euler-Lagrange ficam assim:

$$\left(i\gamma_\mu \theta^\mu - M_\zeta^* - g_{\omega \zeta} \gamma^0 \omega_0 - \frac{1}{2} g_{\rho \zeta} \gamma^0 \tau_3 \rho_{03} \right) \Psi_{\zeta v} = 0 \quad (4.23)$$

Para o campo $\bar{\Psi}_\lambda$, as equações de Euler-Lagrange ficam assim:

$$(i\gamma_\mu \theta^\mu - m_\lambda) \Psi_\lambda = 0 \quad (4.24)$$

As equações (4.22), (4.23) e (4.24) são conhecidas como equações de Dirac.

4.3.3 Equações de estado

Tensor Energia-Momento.

Em termos da densidade lagrangeana, o tensor energia – momento é usualmente definido por:

$$T_{\mu\nu}^{(ACM)} = -g_{\mu\nu}\mathcal{L}_{ZM}^{(ACM)} + \sum_i \frac{\partial \mathcal{L}_{ZM}^{(ACM)}}{\partial \left(\frac{\partial q_i}{\partial x_\mu}\right)} \frac{\partial q_i}{\partial x^\nu} \quad (4.25)$$

onde $q_i = \sigma_0, \omega_0, \rho_{03}, \Psi_B, \Psi_\zeta^\nu$, e Ψ_λ . Para o modelo de Zimanyi-Moskowski (ZM) usando o tensor $T_{\mu\nu}$ obtemos a densidade de energia e pressão:

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}^{(ACM)} = & i\bar{\Psi}\gamma_\mu\partial_\nu\Psi_B + i\bar{\Psi}_\zeta\gamma_\mu\partial_\nu\Psi_\zeta^\nu + i\bar{\Psi}_\lambda\gamma_\mu\partial_\nu\Psi_\lambda - \left[-\frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma_0^2 - \frac{1}{3}bm_N(g_{\sigma N}\sigma_0)^3 - \right. \\ & \left. \frac{1}{4}c(g_{\sigma N}\sigma)^4 + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_{03}^2 \right] g_{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Para determinar a densidade de energia vamos usar a componente $\langle T_{00} \rangle$ do tensor $T_{\mu\nu}$:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \langle T_{00} \rangle \\ &= \frac{1}{2}m_\sigma^2\omega_0^2 + \frac{1}{3}bm_N(g_{\sigma N}\sigma_0)^3 + \frac{1}{4}c(g_{\sigma N}\sigma)^4 + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\omega_{03}^2 + \frac{y}{2\pi^2} \int_0^{k_\zeta} k^2(k^2 + m_B^{*2})^{\frac{1}{2}} dk \\ &\quad + \frac{y}{2\pi^2} \int_0^{k_\zeta} k^2(k^2 + m_\zeta^{*2})^{\frac{1}{2}} dk + \frac{y}{2\pi^2} \int_0^{k_\zeta} k^2(k^2 + m_\lambda^{*2})^{\frac{1}{2}} dk \end{aligned} \quad (4.27)$$

E para se obter a pressão vamos usar a componente $\langle T_{ii} \rangle$ do tensor $T_{\mu\nu}$:

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{3} \langle T_{ii} \rangle \\ &= \frac{1}{2}m_\sigma^2\omega_0^2 - \frac{1}{3}bm_N(g_{\sigma N}\sigma_0)^3 - \frac{1}{4}c(g_{\sigma N}\sigma)^4 + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\omega_{03}^2 + \frac{1}{3} \frac{y}{2\pi^2} \int_0^{k_B} \frac{k^4 dk}{(k^2 + m_B^{*2})^{\frac{1}{2}}} + \\ &\quad \frac{1}{3} \frac{y}{2\pi^2} \int_0^{k_\zeta} \frac{k^4 dk}{(k^2 + m_\zeta^{*2})^{\frac{1}{2}}} + \frac{1}{3} \frac{y}{2\pi^2} \int_0^{k_\lambda} \frac{k^4 dk}{(k^2 + m_\lambda^2)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (4.28)$$

4.3.4 Massas efetivas

Para obtermos as massas efetivas para o modelo Zimanyi-Moszkowski (ZM), vamos usar a densidade de energia do modelo ZM, isto é a equação (4.27).

Lembrando que:

$$M_B^* = M_B - m_B^* g_{\sigma B} \cdot \sigma_0$$

onde:

$$m_B^* = \left(1 + \frac{g_{\sigma N} \sigma_0}{M_B} \right) \quad e \quad \sigma_0 = \frac{M_B - M_B^*}{m_B^* g_{\sigma B}}$$

Vamos calcular agora a massa efetiva de M_B^* minimizando a densidade de energia ε :

$$\frac{\partial \varepsilon (M_B^*)}{\partial (M_B^*)} = 0$$

e assim obtemos M_B^* :

$$\begin{aligned} M_B^* = & M_B + b m_N g_{\sigma N}^3 \frac{(M_B - M_B^*)^2}{m_\sigma^2 m_B^*} + \frac{c g_{\sigma N}^4 \sigma (M_B - M_B^*)^3}{m_\sigma^2 m_B^{*2} g_{\sigma B}} - \\ & \frac{m_\sigma^2 g_{\sigma B}^2}{m_\sigma^2} \frac{y}{2\pi^2} M_B^* \int_0^{k_B} \frac{k^2 dk}{(k^2 + M_B^{*2})^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (4.29)$$

E para obter M_ζ^* , vamos utilizar:

$$M_\zeta^* = M_\zeta - m_\zeta^* g_{\sigma \zeta} \cdot \sigma_0,$$

onde

$$m_\zeta^* = \left(1 + \frac{g_{\zeta N} \cdot \sigma_0}{M_\zeta} \right)^{-1}$$

logo

$$\sigma_0 = \frac{M_\zeta - M_\zeta^*}{m_\zeta^* g_{\sigma \zeta}}.$$

E minimizando a densidade de energia ε :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial M_\zeta^*} (M_\zeta^*) = 0.$$

Usando a equação da densidade de energia (4.27) então temos:

$$\begin{aligned}
M_\zeta^* = & M_\zeta + \frac{bm_N g_{\sigma N}^3 (M_\zeta - M_\zeta^*)^2}{m_\zeta^* g_{\sigma \zeta}} + \frac{c g_{\sigma N}^4 (M_\zeta - M_\zeta^*)^3}{m_\sigma^2 m_\zeta^* g_{\sigma \zeta}^2} - \\
& \frac{m_\zeta^{*2} g_{\sigma \zeta}^2}{m_\sigma^2} \frac{y}{2\pi^2} M_\zeta^* \int_0^{k_\zeta} \frac{k^2 dk}{(k^2 + M_B^{*2})^{\frac{1}{2}}}
\end{aligned} \tag{4.30}$$

Neste trabalho, estudamos os efeitos do acoplamento delta-mésons no modelo de Walecka não-linear e no de Zimanyi-Moszkowski, e exploramos os valores das constantes de acoplamento cobrindo o limite estabelecido na Ref. (KOSOV, 1998). Na Fig. 4.1, mostramos num gráfico os valores das constantes de acoplamento delta-mésons usados no presente cálculo indicando os limites previamente estabelecidos na Ref. (KOSOV, 1998).

Nas Figs. 4.2 - 4.4, mostramos os resultados para a pressão em função da densidade para a matéria hadrônica, no meio estelar, conforme às variações das constantes de acoplamento delta-mésons, usando o modelo de Walecka em (a) e o modelo de Zimanyi-Moszkowski em (b). Na Fig. 4.2, estamos variando a constante de acoplamento $\Delta - \sigma$ e na Fig. 4.3, o acoplamento $\Delta - \omega$. Lembramos que as constantes de acoplamento das deltas com os mésons são definidas pelas quantidades: $\alpha = g_{\omega\Delta}/g_{\omega N}$, $\beta = g_{\sigma\Delta}/g_{\sigma N}$ e $\gamma = g_{\rho\Delta}/g_{\rho N}$. Observamos na Fig. 4.2 (a), para $\beta = 1.4$, e para $\alpha = 0.6$ e $\alpha = 0.7$ na Fig. 4.3 (a), ou seja, para o modelo de Walecka, que em alguns intervalos, temos $dP/d\rho < 0$. Obviamente, estes resultados nestes intervalos não têm sentido físico. Na realidade, este comportamento é indicativo da ocorrência de uma transição de fase, a qual deve ser tratada fazendo-se uma construção de Maxwell, que é basicamente uma construção geométrica (HUANG, 1965). Discutiremos isto na seção seguinte.

Para ilustrar a formação da matéria de delta no meio estelar, nas Figs. 4.5 e 4.6, mostramos os resultados para a população dos bárions e dos léptons em função da densidade para o conjunto de valores do acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) e para ($\alpha = 0.6$, $\beta = \gamma = 1.0$), respectivamente. Os resultados apresentados em (a) correspondem ao modelo de Walecka e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski. Note na Fig. 4.5 (a), referente ao modelo de Walecka, que a ressonância delta, de carga negativa, só aparece próximo da densidade $\rho = 8\rho_0$, enquanto que para o modelo de Zimanyi-Moszkowski, Fig. 4.5 (b), as ressonâncias delta não aparecem até uma densidade $\rho = 10\rho_0$. No entanto, para o caso ($\alpha = 0.6$, $\beta = \gamma = 1.0$) na Fig. 4.6 (a), a ressonância delta, de carga negativa, surge próximo de $\rho = 2\rho_0$,

enquanto que na Fig. 4.6 (b), a referida ressonância surge próximo de $\rho = 3\rho_0$.

Para finalizar, lembramos que ainda não existe nenhuma indicação experimental para os valores das constantes de acoplamento delta-mésons. Cálculos teóricos têm sido feito no contexto das Regras de Soma da CromoDinâmica Quântica (QCDSR) (JIN, 1995), mas estes resultados dependem fortemente do valor usado para o condensado de quarks, o qual não se sabe a dependência com a densidade, limitando desta forma à confiança nos resultados da QCDSR. A análise fenomenológica realizada neste trabalho para a matéria estelar (ou a realizada previamente na Ref. (KOSOV, 1998) para a matéria nuclear referente ao caso simétrico) é de considerável valor para melhor se estabelecer os limites aceitáveis para o acoplamento delta-mésons. Também a QCDSR indica que existe um maior caráter atrativo para a ressonância delta do que para os nucleons no meio nuclear (JIN, 1995). Portanto, a variação dos valores das constantes de acoplamento foi limitada à $\beta \geq 1$ e $\alpha \leq 1$, tanto na ref. (KOSOV, 1998) como na presente análise.

4.4 TRANSIÇÃO GÁS-LÍQUIDO INDUZIDA PELO ACOPLAMENTO DELTA-MÉSONS

Uma situação típica do diagrama P-V onde ocorre uma transição de fase, está ilustrada na Fig. 4.7. Inicialmente, perguntamos, do ponto de vista físico, se é possível ter dois diferentes estados de um sistema coexistindo em equilíbrio? A condição de equilíbrio exige uma configuração de energia mínima. Vamos admitir que a temperatura e o volume total do sistema são fixos. No nosso caso, estamos tratando com matéria fria e à temperatura $T = 0$.

A energia livre pode ser calculada através de

$$\varepsilon (T = 0; V) = - \int_{isoterma} P dV \quad (4.31)$$

Na Figura, os estados 1 e 2 podem coexistir porque eles têm a mesma pressão e temperatura. Em outras palavras, o sistema que segue à equação de estado estabelecida passa por uma transição de fase de 1^a ordem. No diagrama P-V, os pontos 1 e 2 estão localizados de modo que as áreas A e B sejam iguais. A determinação do patamar de pressão no diagrama é feita através das condições de equilíbrio das fases 1 e 2:

$$P_1 = P_2 \text{ (pressões iguais)} \quad (4.32)$$

$$-\frac{\partial \varepsilon}{\partial V_1} = -\frac{\partial \varepsilon}{\partial V_2}, \quad (4.33)$$

$$\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{V_2 - V_1} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial V_2} \text{ (tangente comum)} \quad (4.34)$$

Combinando as equações acima, obtemos

$$\left(-\frac{\partial \varepsilon}{\partial V_1} \right) (V_2 - V_1) = -(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \quad (4.35)$$

ou

$$P_1 (V_2 - V_1) = \int_{V_1}^{V_2} P dV \quad (4.36)$$

Esta construção geométrica é conhecida como Construção de Maxwell. Na Fig. 4.8, mostramos os resultados para a pressão em função da densidade, referente ao modelo de Walecka, incluindo a construção de Maxwell, para os casos: $(\beta = 1.4, \alpha = \gamma = 1.0)$, $(\alpha = 0.7, \beta = \gamma = 1.0)$ e $(\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0)$ da Fig. 4.4 (a). As transições de fase observadas nesta Figura são de 1ª ordem, onde coexistem as fases: gás e líquido, para os diferentes acoplamentos estabelecidos.

Em resumo, a formação de matéria de delta no meio estelar denso, é acompanhada de uma transição de fase gás-líquido induzida pela presença das ressonâncias delta.

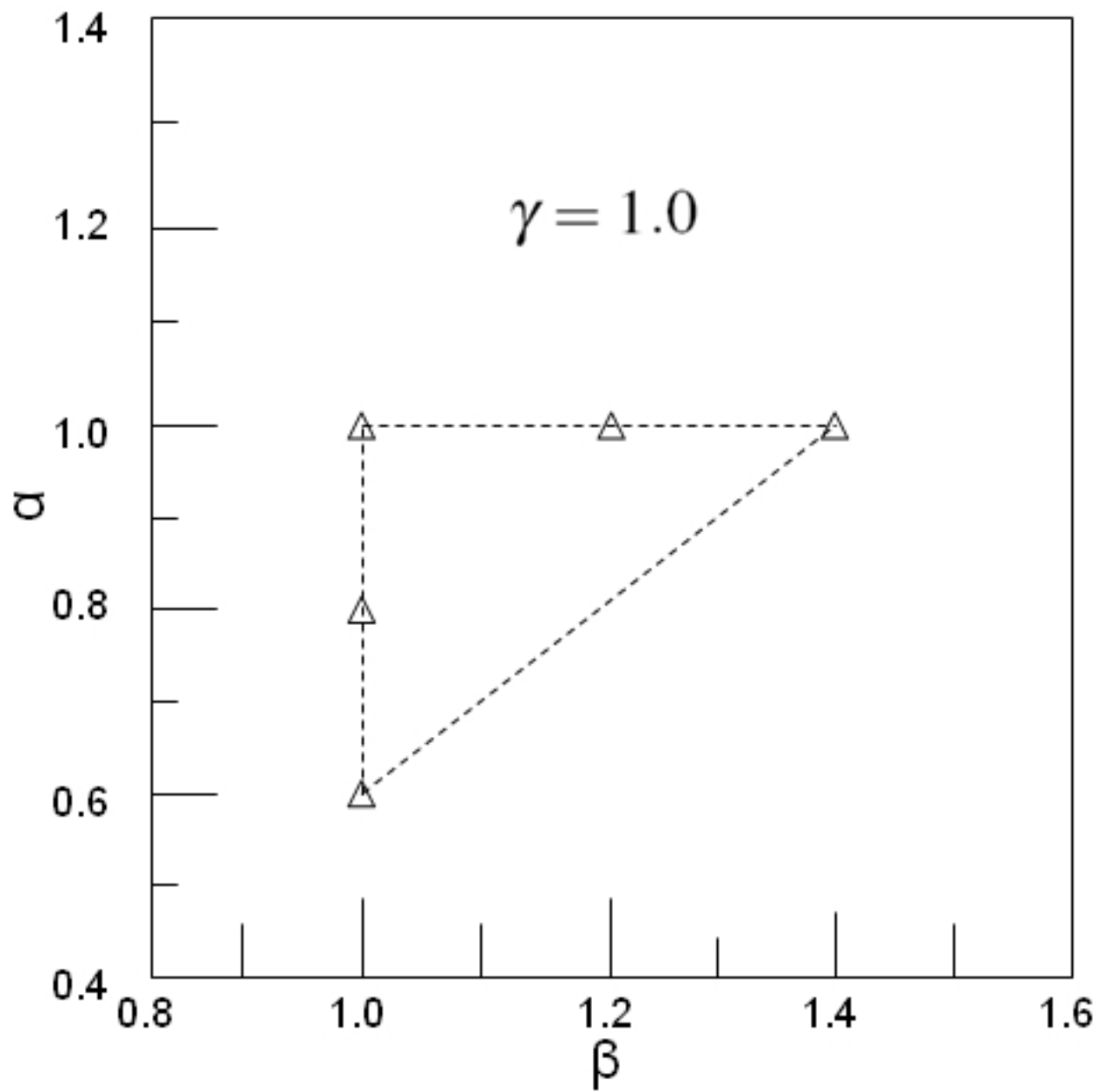


Figura 4.1: Limites das constantes de acoplamento delta-mésons da Ref.(KOSOV, 1998).

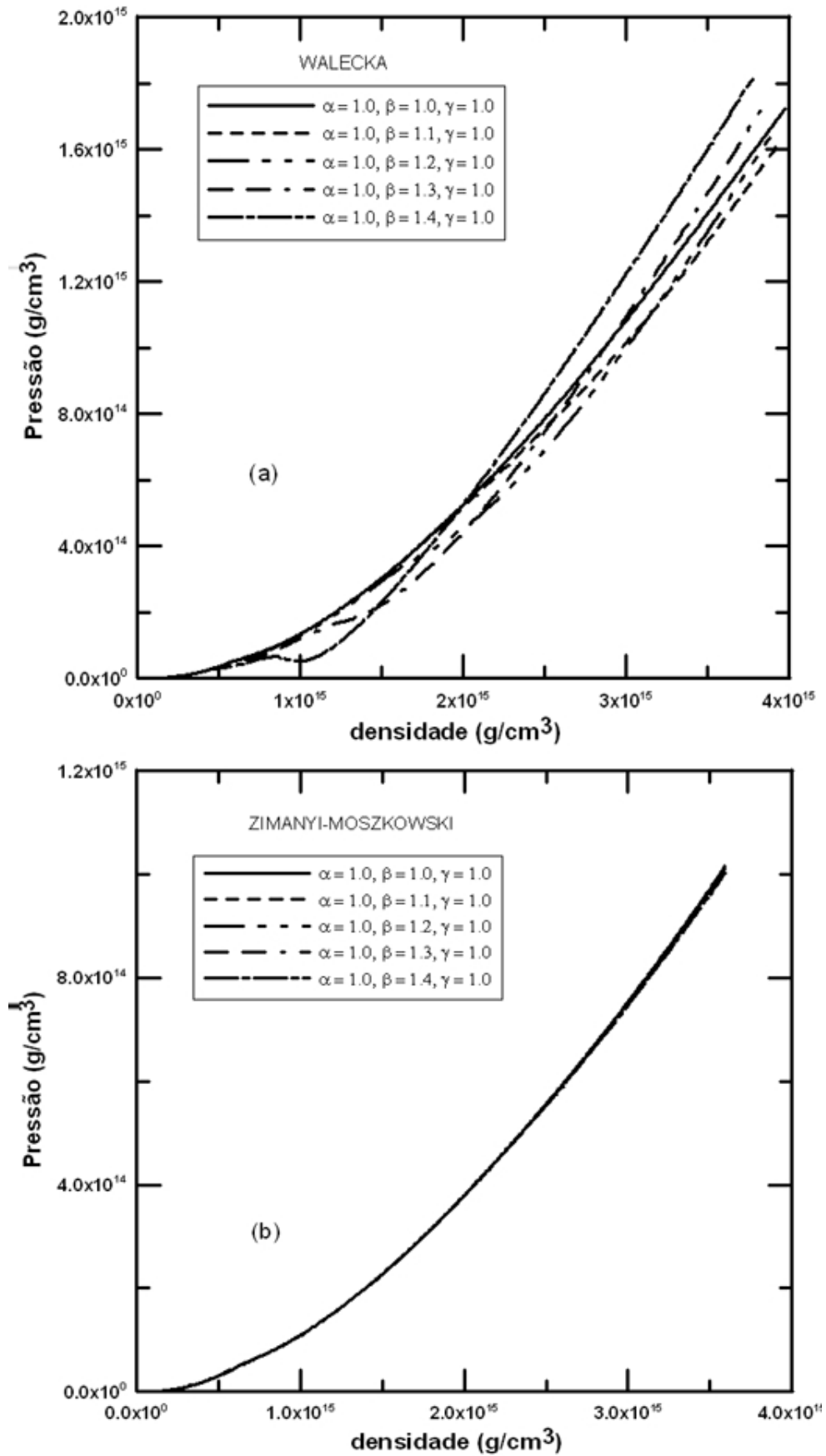


Figura 4.2: Pressão em função da densidade para diferentes valores da constante de acoplamento $\Delta - \sigma$. Os resultados para $\beta = 1.0, 1.1, 1.2, 1.3$ e 1.4 com $\alpha = \gamma = 1.0$ são mostrados em (a) para o modelo de Walecka e em (b) para o modelo de Zimanyi-Moszkowski.

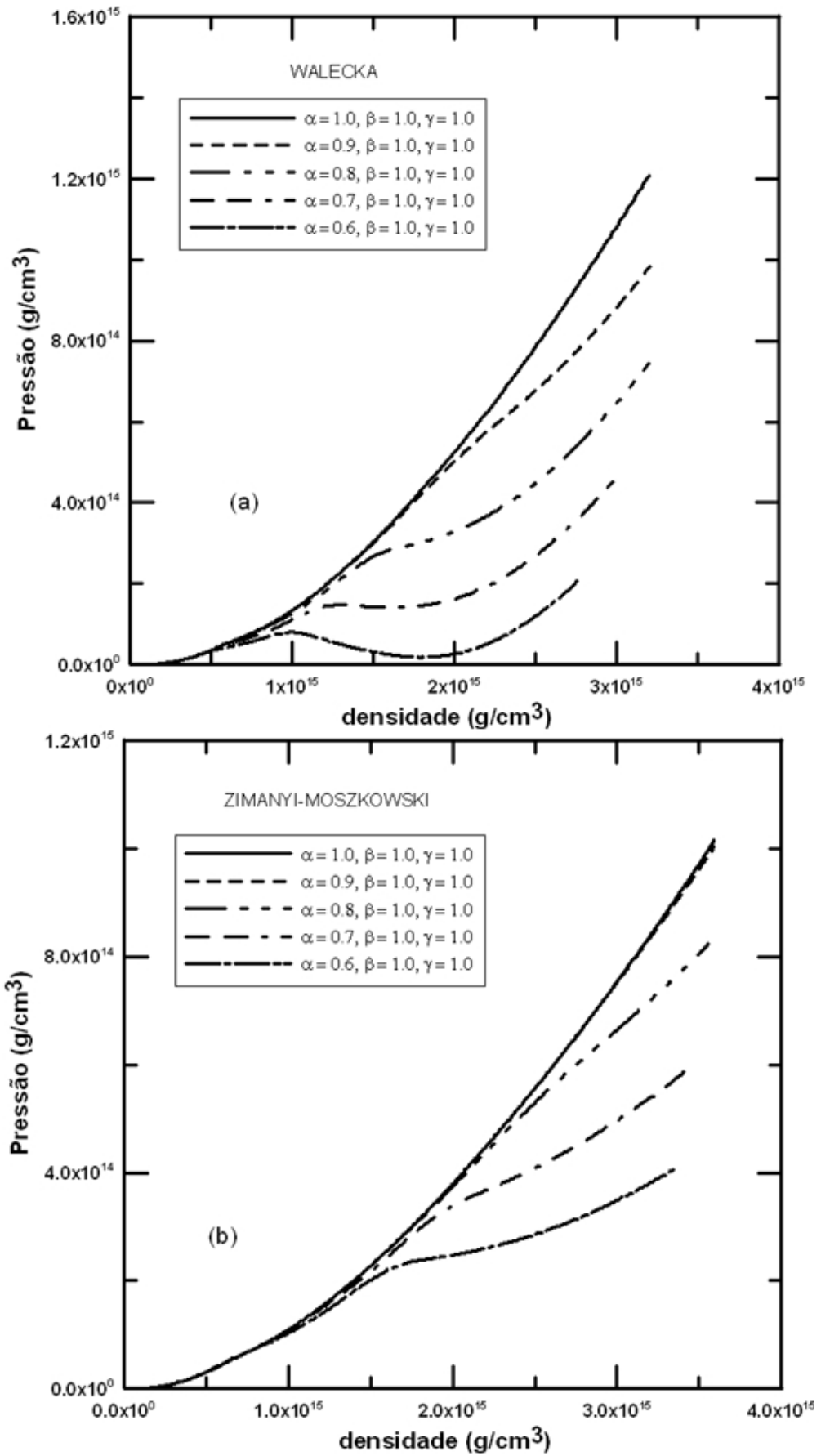


Figura 4.3: Pressão em função da densidade para diferentes valores da constante de acoplamento $\Delta - \omega$. Os resultados para $\alpha = 1.0, 0.9, 0.8, 0.7$ e 0.6 com $\beta = \gamma = 1.0$ são mostrados em (a) para o modelo de Walecka e em (b) para o modelo de Zimanyi-Moszkowski.

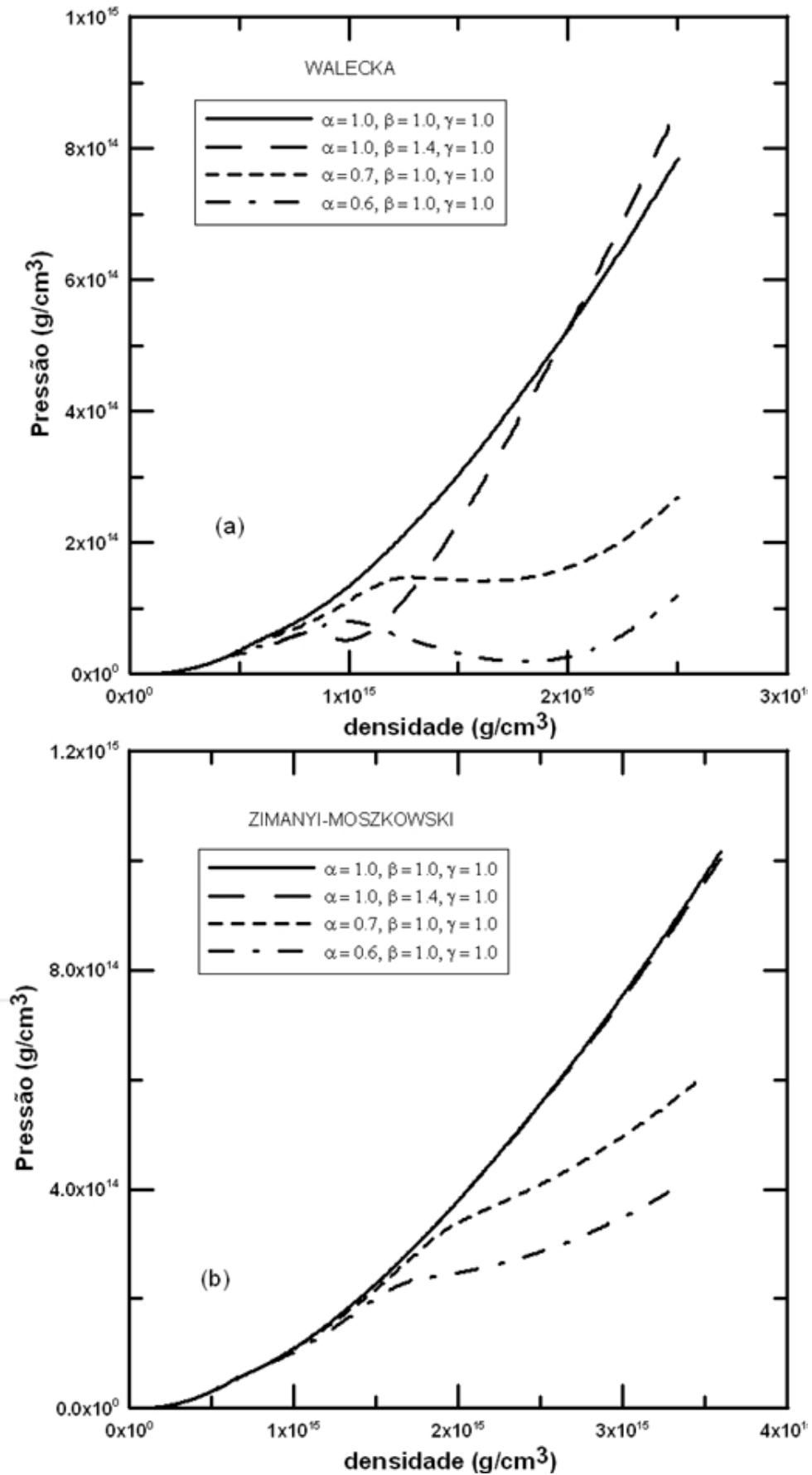


Figura 4.4: Pressão em função da densidade para diferentes valores da constante de acoplamento delta-mésons. Os resultados para $\beta = 1.0, 1.4$ com $\alpha = \gamma = 1.0$ e para $\alpha = 0.7, 0.6$ com $\beta = \gamma = 1.0$ são mostrados em (a) para o modelo de Walecka e em (b) para o modelo de Zimanyi-Moszkowski.

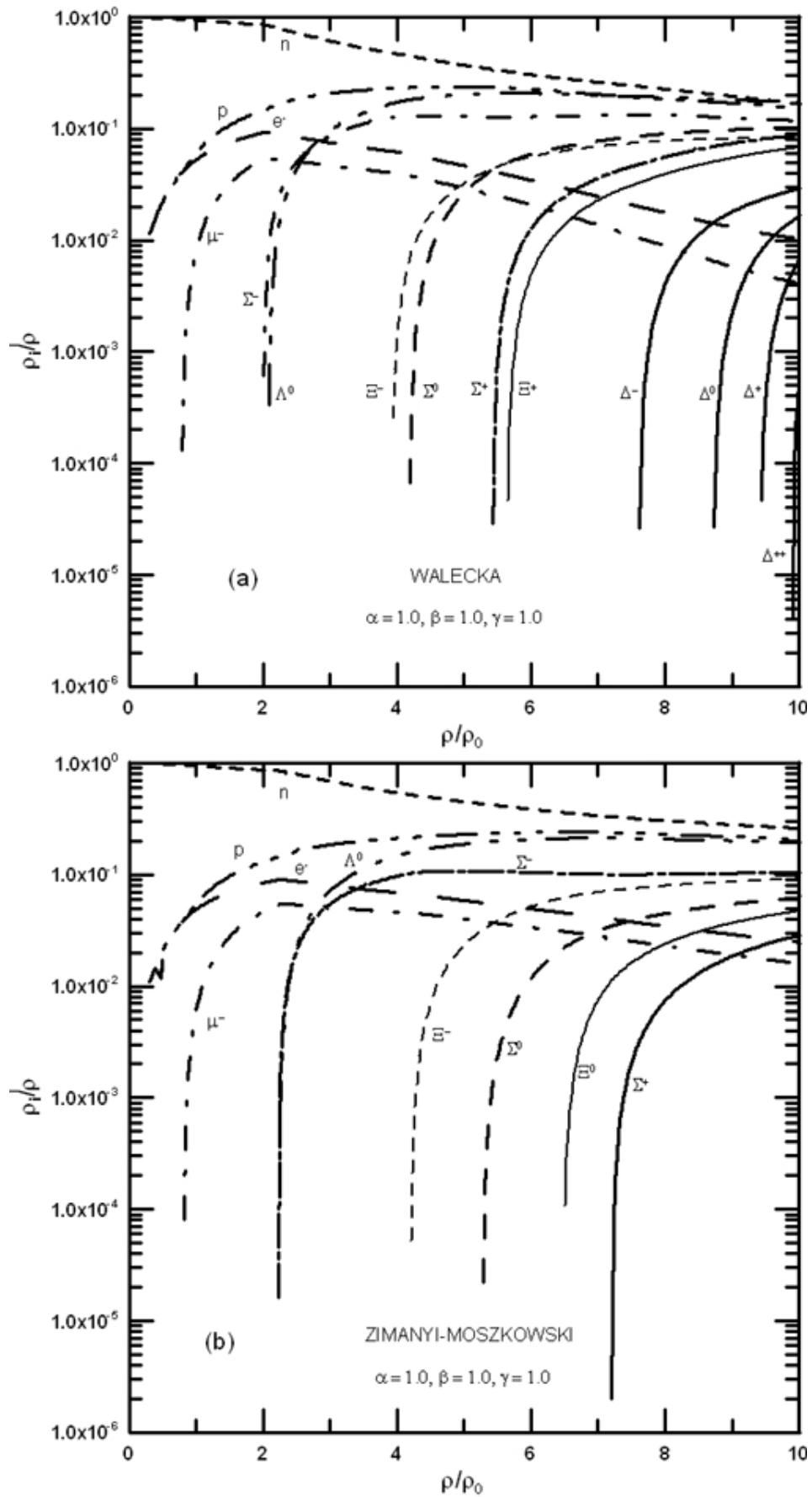


Figura 4.5: População dos bárions e léptons em função da densidade para o caso acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$). Os resultados mostrados em (a) referem-se ao modelo de Walecka e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski.

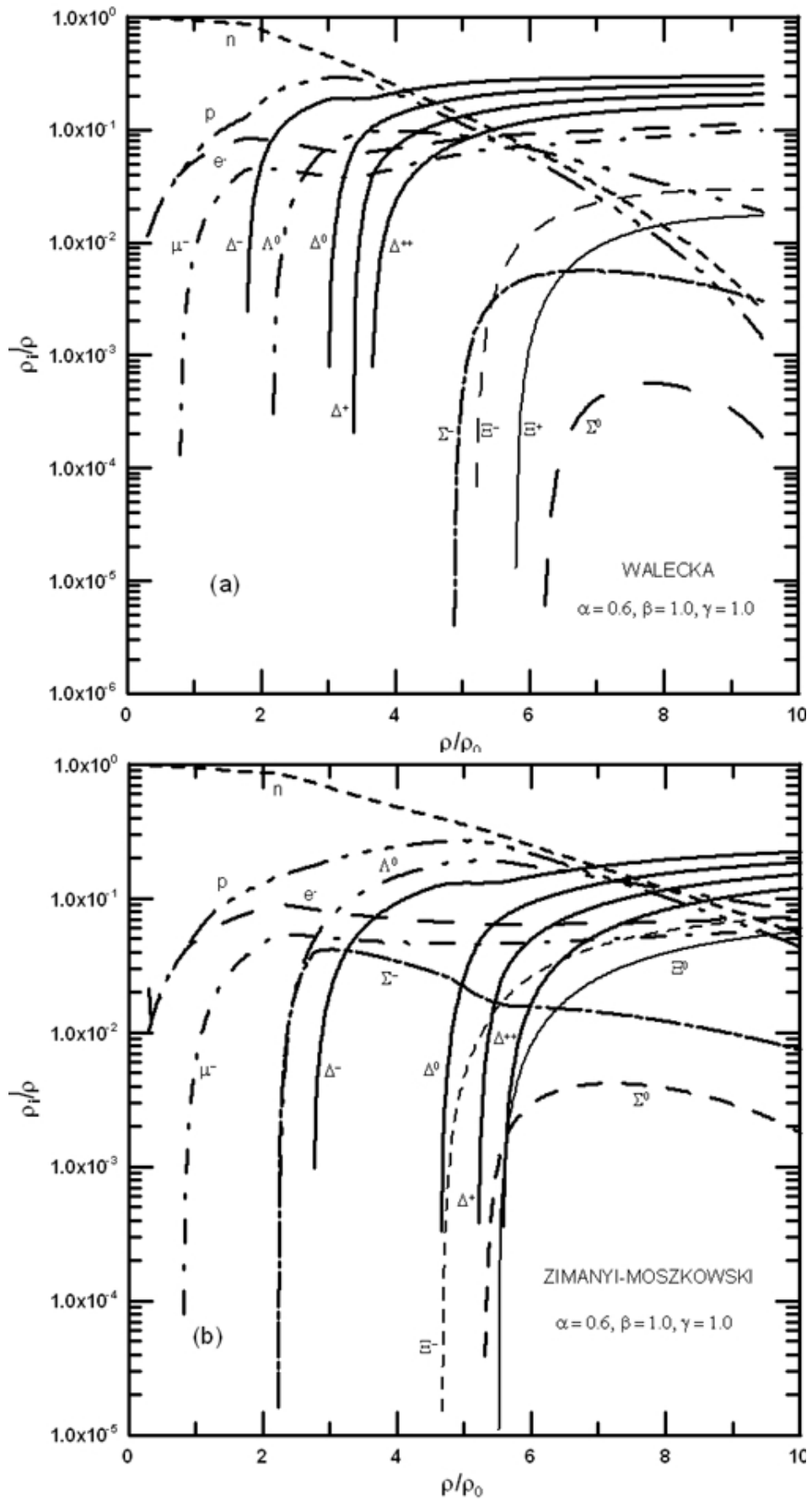


Figura 4.6: População dos bárions e léptons em função da densidade para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = 1.0, \gamma = 1.0$). Os resultados mostrados em (a) referem-se ao modelo de Walecka e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski.

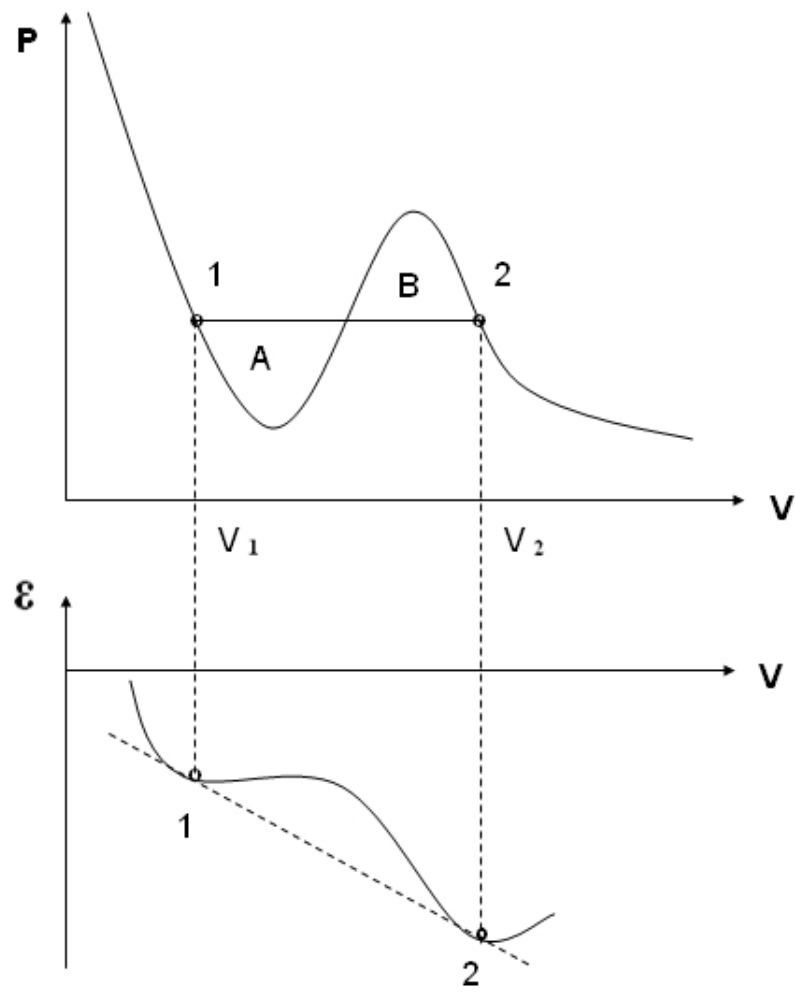


Figura 4.7: A construção de Maxwell e a transição de fase gás-líquido.

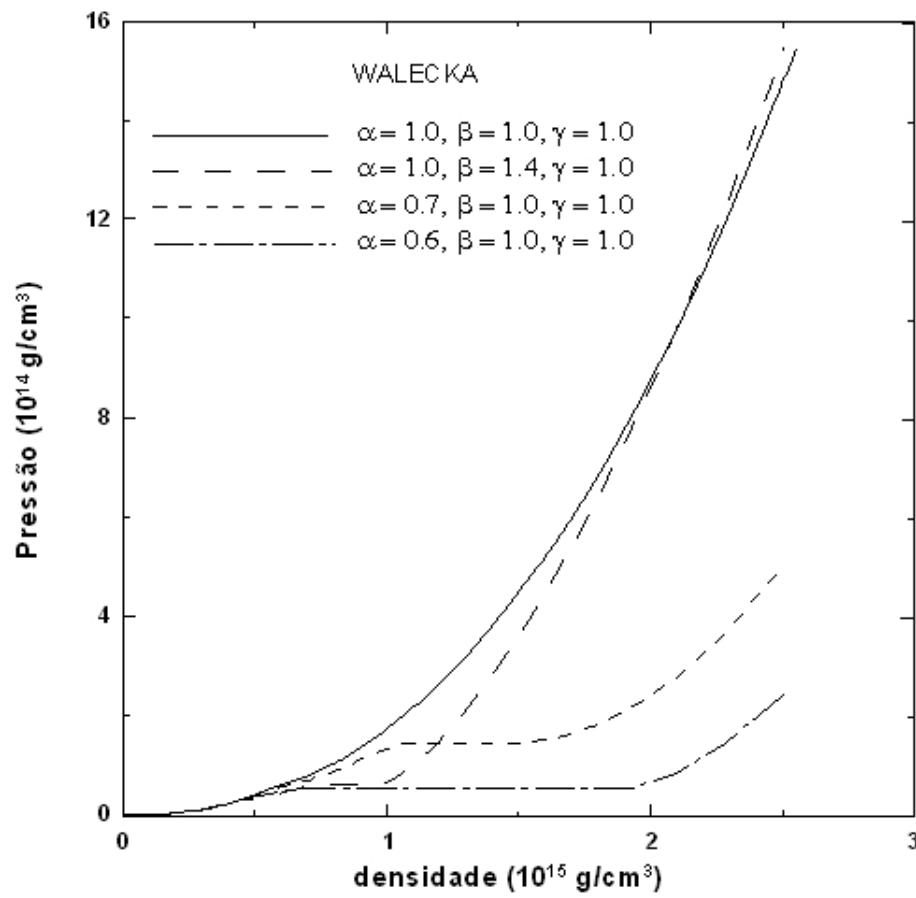


Figura 4.8: Pressão em função da densidade após a construção de Maxwell, evidenciando o patamar da transição de fase gás-líquido para o modelo de Walecka.

5 FORMAÇÃO DE RESSONÂNCIAS DELTA EM ESTRELAS DE NÊUTRON

5.1 INTRODUÇÃO

As estrelas de nêutron têm sua estrutura determinada pelos estados de equilíbrio hidrostático que se estabelecem logo após sua formação. Notemos que este equilíbrio resulta de um balanceamento entre duas forças básicas: a força gravitacional e a força de pressão do gás estelar. Admitindo-se que a estrela é esféricamente simétrica, então sua energia total E deve satisfazer à seguinte condição de minimização:

$$\delta E = 0, \quad (5.1)$$

onde

$$E = \int_0^{m(R)} \varepsilon(\rho, S) dm + \int_0^{m(R)} V_G(r) dm, \quad (5.2)$$

em que o primeiro termo do segundo membro é a densidade de energia interna da matéria, o segundo a energia potencial gravitacional, onde

$$m = \int_0^r 4\pi \rho(r') r'^2 dr', \quad (5.3)$$

é a massa total encerrada pelo raio r , e $\rho(r')$ é a densidade no ponto r' .

Usando a relação termodinâmica definida da pressão P ,

$$P = - \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial V_\rho} \right)_S, \quad (5.4)$$

onde S é a entropia, podemos então calcular a variação da energia total,

$$\delta E = \int_0^{m(R)} \left(\frac{P}{\rho^2} \right) \delta \rho dm + \int_0^{m(R)} \left(\frac{\partial V_G(r)}{\partial r} \right) \delta r dm. \quad (5.5)$$

Agora, a primeira integral da expressão acima pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\int_0^{m(R)} \left(\frac{P}{\rho^2} \right) \delta \rho dm = \int_0^{m(R)} \left(\frac{dP}{\rho dr} \right) \delta r dm \quad (5.6)$$

Substituindo a equação (5.6) na equação (5.5) e aplicando a condição de minimização $\delta E = 0$, obtemos:

$$\delta E = \int_0^{m(R)} \left(\frac{dP}{\rho dr} \right) \delta r dm + \int_0^{m(R)} \left(\frac{\partial V_G(r)}{\partial r} \right) \delta r dm = 0, \quad (5.7)$$

ou seja,

$$\frac{dP}{dr} = -\rho(r) \frac{dV_G(r)}{dr}, \quad (5.8)$$

que é a equação de equilíbrio hidrostático, onde a força gravitacional é contrabalançada pela componente radial do gradiente da pressão, ao longo da estrutura da estrela. A equação (5.8) aplica-se à determinação de estruturas de estrelas em campos gravitacionais de pouca intensidade.

5.2 EQUAÇÃO DE TOLMAN-OPPENHEIMER-VOLKOFF (TOV)

A condição de equilíbrio estabelecida na seção anterior Eq.(5.8), foi obtida dentro do limite não-relativístico para o tratamento da gravitação. Entretanto, como é bem sabido, os efeitos da Relatividade Geral para a gravitação em estrelas de nêutron não podem ser desconsiderados. Nesta seção restabelecemos a condição de equilíbrio que ao mesmo tempo é o ponto de partida para a discussão da estrutura das estrelas de nêutron.

Nos moldes da Relatividade Geral, a gravitação (nos efeitos geométricos) e o conteúdo de matéria e energia do sistema estão relacionados pela equação de Einstein

$$\mathbf{G}_{\mu\nu} = -\frac{8\pi G}{c^4} \mathbf{T}_{\mu\nu} \quad (5.9)$$

onde

$$\mathbf{G}_{\mu\nu} = \mathbf{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \mathbf{g}_{\mu\nu} R \quad (5.10)$$

sendo $\mathbf{R}_{\mu\nu}$, o tensor de Ricci, e R , a curvatura escalar do espaço,

$$\mathbf{R}_{\mu\nu} \equiv \mathbf{R}^\lambda_{\mu\lambda\nu}, \quad R \equiv \mathbf{R}^\mu_\mu \quad (5.11)$$

obtidas das contrações do tensor de curvatura de Riemann-Christoffel

$$\mathbf{R}^\lambda_{\mu\sigma\nu} \equiv \frac{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\sigma}}{\partial x^\nu} - \frac{\partial \Gamma^\lambda_{\mu\nu}}{\partial x^\sigma} + \Gamma^\eta_{\mu\sigma} \Gamma^\lambda_{\nu\eta} - \Gamma^\eta_{\mu\nu} \Gamma^\lambda_{\sigma\eta} \quad (5.12)$$

com a conexão afim $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$ definida em termos do tensor métrico $\mathbf{g}_{\mu\nu}$

$$\Gamma_{\mu\nu}^\lambda = \frac{1}{2} \mathbf{g}^{\eta\lambda} \left\{ \frac{\partial \mathbf{g}_{\nu\eta}}{\partial x^\mu} + \frac{\partial \mathbf{g}_{\mu\eta}}{\partial x^\nu} - \frac{\partial \mathbf{g}_{\nu\mu}}{\partial x^\eta} \right\} \quad (5.13)$$

Para uma métrica descrevendo sistemas estáticos e com simetria esférica, caso típico de uma estrela de nêutron, a solução de (5.9) apresenta a seguinte forma

$$ds^2 = A(r) dt^2 - B(r) dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (5.14)$$

A exigência de que quando $r \rightarrow \infty$, esta métrica deve aproximar-se do tensor de Minskowski em coordenadas polares esféricas, impõe a condição

$$A(r) = \frac{c^2}{B(r)}, \quad r \rightarrow \infty. \quad (5.15)$$

Para as equações de campo do espaço vazio há uma única solução

$$A(r) = c^2 \left[1 - \frac{2MG}{c^2 r} \right] \quad (5.16)$$

e, com esta forma, (5.14) é conhecida como a métrica de Schwarzschild.

Tendo em conta que o tensor momento-energia é dado por (WEINBERG, 1972)

$$\mathbf{T}_{\mu\nu} = P \mathbf{g}_{\mu\nu} + \left(\frac{P}{c^2} + \rho \right) \mathbf{u}_\mu \mathbf{u}_\nu \quad (5.17)$$

onde P é a pressão, ρ é a densidade de massa relativística, e $\mathbf{u}^\mu$ é o quadrivetor velocidade associado ao movimento do fluido, tem-se que

$$\mathbf{g}^{\mu\nu} \mathbf{u}_\mu \mathbf{u}_\nu = -1 \quad (5.18)$$

Para um fluido em repouso, e a métrica (5.14), temos

$$u_r = u_\theta = u_\phi = 0; \quad u_t = -[A(r)]^{-1/2} \quad (5.19)$$

Levando em conta as simetrias envolvidas, encontra-se que as equações de Einstein (5.9) se reduzem às três equações para R_{rr} , $R_{\theta\theta}$, e R_{tt} , as quais podem ser resolvidas juntamente com a condição de equilíbrio para as funções métricas $A(r)$, $B(r)$, chegando-se a

$$B(r) = \left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r} \right)^{-1} \quad (5.20)$$

onde $M(r)$ é a massa inserida num raio r

$$M(r) = \int_0^r 4\pi\rho(r') r'^2 dr', \quad (5.21)$$

$$\frac{1}{A(r)} \frac{dA(r)}{dr} = -\frac{2dP/dr}{[\rho c^2 + P]} \quad (5.22)$$

Substituindo (5.16) com $M \rightarrow M(r)$ em (5.22), obtemos

$$\frac{dP}{dr} = -\rho(r) \frac{GM(r)}{r^2} \left[1 + \frac{P(r)}{\rho(r)c^2} \right] \left[1 + \frac{4\pi P(r)r^3}{M(r)c^2} \right] \left[1 - \frac{2GM(r)}{rc^2} \right]^{-1} \quad (5.23)$$

que é a versão no contexto da Relatividade Geral da equação (5.8) e conhecida como equação de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (IRVINE, 1978; STRAUMANN, 1984).

De fato, observe que a equação relativística do equilíbrio hidrostático pode ser também obtida fazendo-se as seguintes substituições na equação (5.8):

$$\rho(r) \rightarrow \rho(r) + \frac{P(r)}{c^2}, \quad (5.24)$$

$$M(r) \rightarrow M(r) + \frac{4\pi P(r)r^3}{c^2}, \quad (5.25)$$

$$r^2 \rightarrow r^2 \left(1 - \frac{2GM(r)}{rc^2} \right). \quad (5.26)$$

tendo-se em conta que no caso newtoniano $dV_G/dr = GM(r)/r^2$. Comparando-se as equações (5.8) e (5.23) vemos que o produto dos termos entre colchetes representam as correções relativísticas à gravitação newtoniana.

A solução numérica da equação de Tolman-Oppenheimer-Volkoff para uma equação de estado especificada, $P = P(\rho)$, sendo resolvida a partir da região central até à superfície ($\rho \ll \rho_c$), permite estabelecer o limite superior de massa para a estrela de nêutron. Este limite é fortemente dependente do tipo de equação de estado que é estabelecida.

Vale observar que, se a massa do caroço remanescente de uma explosão de supernova for maior que o limite de massa estabelecido para a estrela de nêutron, ele deverá reimplodir dando origem a um buraco negro (GONÇALVES, 1995). Para o caso mais simples, isto é, simetria esférica, a Teoria da Relatividade Geral prevê que para um observador remoto, localizado fora da ação do campo gravitacional da estrela, o raio do caroço tenderá assintoticamente para o valor (SHAPIRO, 1983)

$$r_{Sch} = \frac{2GM}{c^2}, \quad (5.27)$$

conhecido como raio de Schwarzschild. Note que este raio é a singularidade da solução (5.16) para a métrica de Schwarzschild (5.14).

No caso do Sol, o raio de Schwarzschild é cerca de 3 km , o qual é muito menor do que o raio do Sol, $7 \times 10^5 \text{ km}$. Por outro lado, no caso de uma estrela de nêutron, o raio típico é de cerca de $5 \sim 10 \text{ km}$, comparável ao seu raio de Schwarzschild, por isso afirmamos que os efeitos da Relatividade Geral não podem ser desconsiderados no tratamento das estrelas de nêutron (KODAMA, 1998).

5.3 ESTRUTURA DE ESTRELAS DE NÊUTRON COM RESSONÂNCIAS DELTA

Nesta seção apresentaremos os resultados para a estrutura das estrelas de nêutron. A partir da equação de estado para a matéria estelar, do capítulo anterior, resolvemos numericamente a equação TOV para a estrutura interna de uma estrela esférica, e assim obtivemos as massas e raios das estrelas de nêutron.

Chamamos atenção aqui para o fato de que estamos cobrindo toda a faixa de densidade de interesse para a estrutura da estrela. Portanto, estão incluídas a equação de estado para a faixa de densidade subnuclear sem nêutrons livres, obtida por Baym, Pethick e Sutherland (BPS) (BAYM, 1971), a equação de estado considerando os nêutrons livres, obtida por Baym, Bethe e Pethick (BBP) (BAYM, 1971) e a equação de estado para a fase hadrônica estabelecida no capítulo anterior. Esta última, sendo relevante para a estrutura da região mais central da estrela de nêutron, e as duas primeiras sendo relevantes para a determinação da atmosfera da estrela.

Nas Figs. 5.1 e 5.2, mostramos, respectivamente, os nossos resultados para a massa em função do raio, e massa em função da densidade central de diferentes estrelas quando é feito uma varredura em valores da densidade central estabelecendo as correspondentes estruturas de estrelas de nêutron. Os resultados apresentados em (a) correspondem ao modelo de Walecka e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski. A análise é apresentada para três casos de acoplamento delta-mésons produzindo matéria de delta e para o acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) servindo de termo de comparação. Nestes gráficos, cada ponto sobre as curvas representa uma estrela. Na parte (a) destas figuras, referentes ao modelo de Walecka, mostra-se que a estrela de massa máxima é encontrada para o caso do acoplamento universal, com uma massa de $2.2 M_{\odot}$ encerrada num raio de 10.4 km . Já, para o caso ($\beta = 1.4, \alpha = \gamma = 1.0$), a estrela

de massa máxima é um pouco menor com uma massa de $2.1 M_{\odot}$ encerrada num raio de 9.2 km . Enquanto que, para os casos: $(\alpha = 0.7, \beta = \gamma = 1.0)$ e $(\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0)$, as massas máximas são menores, com $1.5 M_{\odot}$ num raio de 13.1 km , e com $1.1 M_{\odot}$ num raio de 13.7 km , respectivamente. Note, através da Fig. 5.2 (a), que nestes dois últimos casos a massa máxima acontece para estrelas com densidade central no patamar de transição. Observamos que as estrelas com densidades centrais neste patamar apresentam a mesma estrutura. Na referida Figura, as setas indicam as densidades críticas de surgimento da ressonância delta, marcadas pelo desvio da curva da equação de estado daquela para o acoplamento universal. Já na parte (b) das referidas figuras, referentes ao modelo de Zimanyi-Moszkowski, mostra-se que a estrela de massa máxima é encontrada também para o caso do acoplamento universal, com uma massa de $1.53 M_{\odot}$ encerrada num raio de 9.99 km , porém possuindo um valor bem menor quando comparada com a do modelo de Walecka. Já, para o caso $(\beta = 1.4, \alpha = \gamma = 1.0)$, a estrela de massa máxima é ligeiramente menor com uma massa de $1.52 M_{\odot}$ encerrada num raio de 10.03 km (curva não observada na Figura). Enquanto que, para os casos: $(\alpha = 0.7, \beta = \gamma = 1.0)$ e $(\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0)$, as massas máximas são menores, com $1.45 M_{\odot}$ num raio de 11.04 km , e com $1.36 M_{\odot}$ num raio de 11.6 km , respectivamente.

Nas Figs. 5.3 - 5.5, mostramos os resultados para a distribuição de massa, pressão e densidade em função do raio de algumas estrelas com uma dada densidade central. Nestas Figuras, as setas com a indicação (i) apontam a densidade crítica de surgimento da ressonância delta no sistema, enquanto que as setas com a indicação (ii) apontam a densidade do início da transição de fase.

Na Fig. 5.3, mostramos a distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (\text{g}/\text{cm}^3)$, $\alpha = 0.6$ e $\beta = \gamma = 1.0$. O caso para $\alpha = 1.0$ é mostrado com linha tracejada. Os resultados apresentados em (a) correspondem ao modelo de Walecka e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski. Comparando-se nesta Figura, partes (a) e (b), o caso $(\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0)$, notamos na parte (b), referente ao modelo de Zimanyi-Moszkowski, que a equação de estado é sensivelmente mais dura comparada com o caso acoplamento universal. Conseqüentemente, houve um aumento de massa para a estrela.

Na Fig. 5.4, mostramos a distribuição da pressão em função do raio, para os mesmos tipos de acoplamento da Figura anterior e mesma densidade central. Comparando-se mais uma vez, as partes (a) e (b), para o caso $(\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0)$, notamos que a estrela, referente ao

modelo de Zimanyi-Moszkowski, apresenta uma maior pressão.

Na Fig. 5.5, mostramos a distribuição de densidade em função do raio para estrelas, correspondendo aos mesmos casos de acoplamento analisados nas figuras anteriores. A estrela apresentada na Fig. 5.5 (a), referente ao modelo de Walecka, tem uma região central formada por matéria de delta em fase líquida que se estende até um raio de 4 km (região de transição), e após este raio até o ponto-(i), onde surgiu a ressonância delta, temos a formação de matéria de delta em fase gasosa, e após o ponto-(i) até à superfície, a mesma é formada por um gás sem ressonância delta. Agora, quanto à estrela apresentada na Fig. 5.5 (b), referente ao modelo de Zimanyi-Moszkowski, há um indício, pois não apareceu explicitamente a transição de fase na Fig. 4.4 (b), do capítulo anterior, que a mesma possua uma região central formada por matéria de delta em fase líquida que se estende até um raio de 2 km (região de transição), e após este raio até o ponto-(i), onde surgiu a ressonância delta, tenha a formação de matéria de delta em fase gasosa, e após o ponto-(i) até à superfície, a mesma seja formada por um gás sem ressonância delta.

As Figs. 5.6 e 5.7 apresentam a distribuição de massa encerrada na camada de raio R para os casos $(\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0)$ e $(\alpha = 0.7, \beta = \gamma = 1.0)$, respectivamente, usando o modelo de Walecka e de Zimanyi-moszkowski. Os resultados apresentados em (a) referem-se à densidade central $\rho_c = 6.0 \times 10^{14} (g/cm^3)$ e em (b) à densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (g/cm^3)$. Comparando-se as Figuras, onde variamos o valor de $\alpha = g_{\omega\Delta}/g_{\omega_N}$, observamos que com o aumento desta quantidade houve um acréscimo de massa para a estrela, tanto para o modelo de Walecka quanto para o de Zimanyi-Moszkowski. Agora, quanto à densidade central, observamos que para os casos $(\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0)$ e $(\alpha = 0.7, \beta = \gamma = 1.0)$ com $\rho_c = 6.0 \times 10^{14} (g/cm^3)$, o modelo de Walecka apresenta estrelas com massas máximas superiores ao de Zimanyi-Moszkowski, enquanto que para os mesmos valores de α , mas com $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (g/cm^3)$, ocorre o inverso, ou seja, o modelo de Zimanyi-Moszkowski apresenta estrelas com massas máximas superiores ao de Walecka.

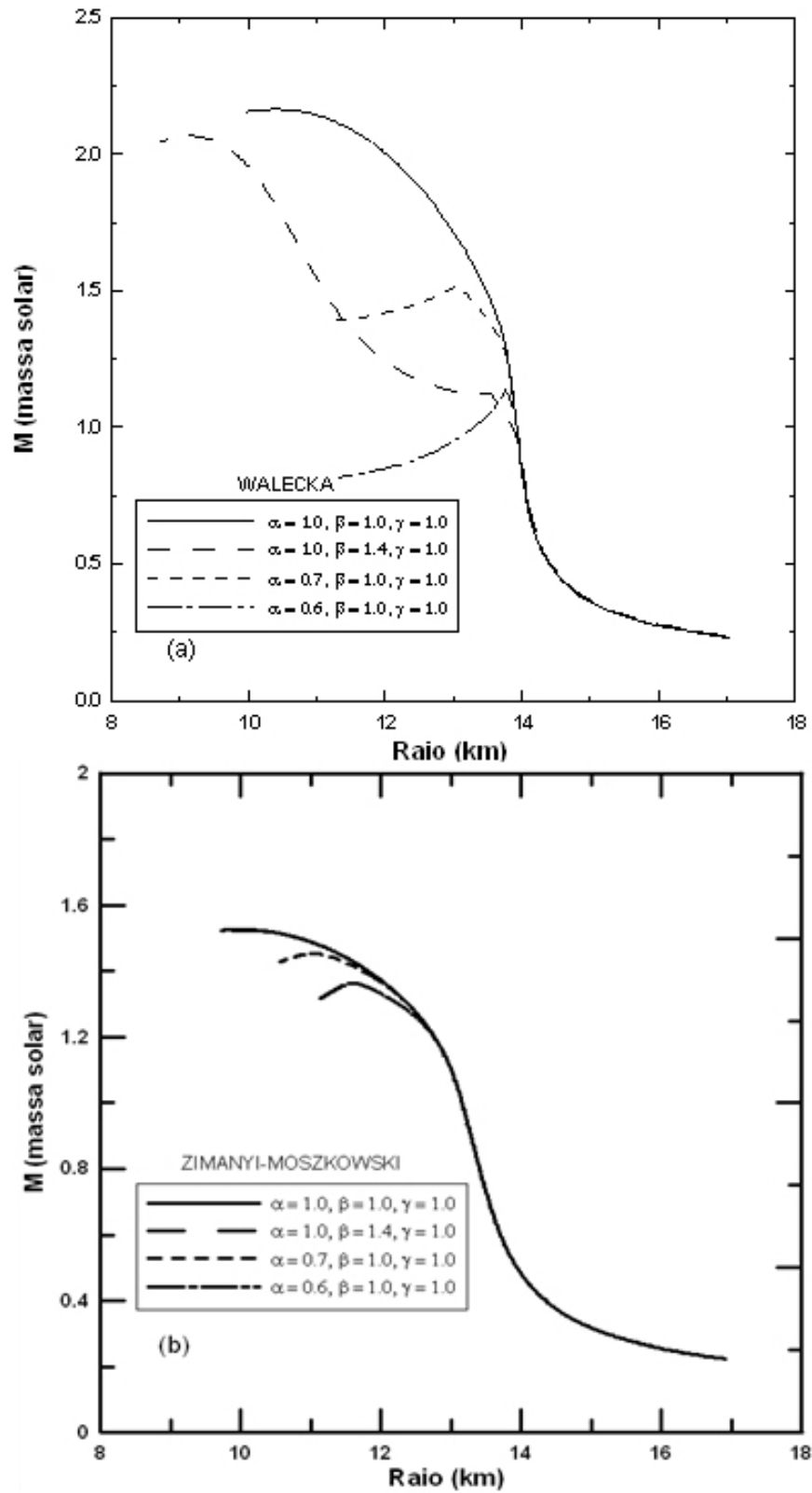


Figura 5.1: Massa em função do raio de diferentes estrelas varrendo um intervalo de densidade central, mostrada para equações de estado com acoplamento universal e para aquelas indicadas na legenda. Os resultados apresentados em (a) referem-se ao modelo de Walecka e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski.

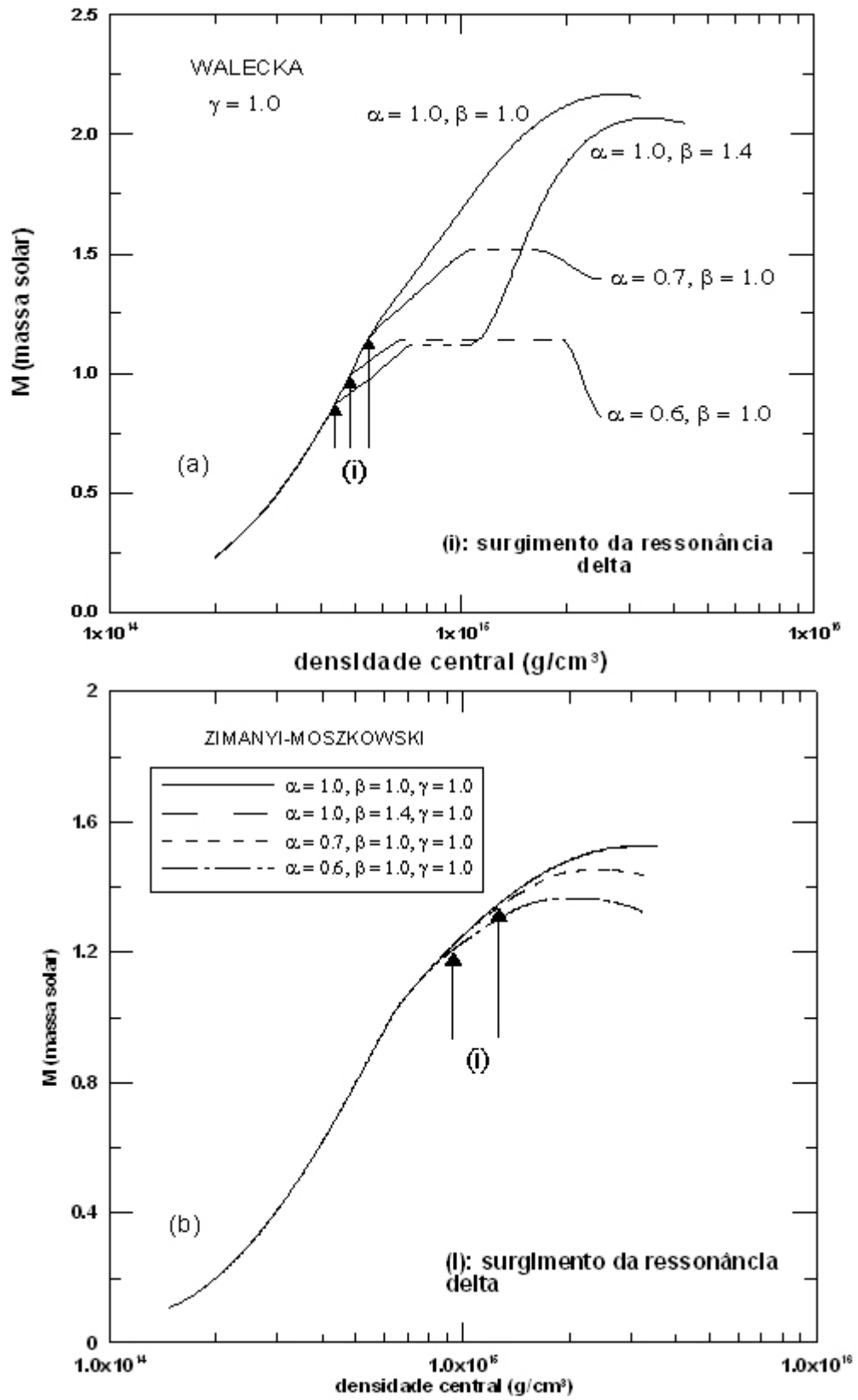


Figura 5.2: Massa de estrelas com diferentes densidade central, para equações de estado com acoplamento universal e para aquelas indicadas na legenda. Os resultados apresentados em (a) referem-se ao modelo de Walecka e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski.)

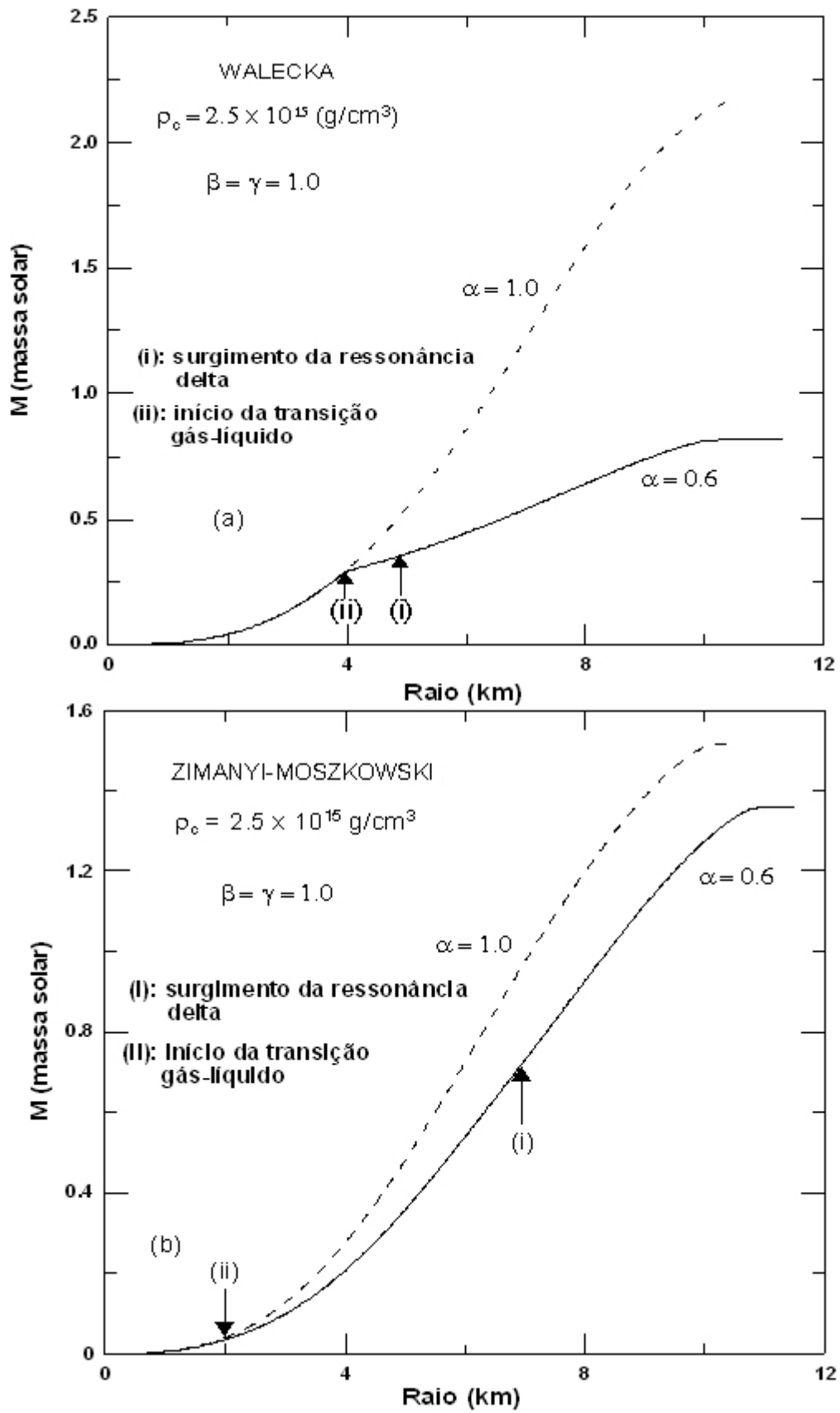


Figura 5.3: Distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} \text{ (g/cm}^3\text{)}$, $\alpha = 0.6$ e $\beta = \gamma = 1.0$. O caso para $\alpha = 1.0$ é mostrado com linha tracejada. Os resultados apresentados em (a) referem-se ao modelo de Walecka e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski.

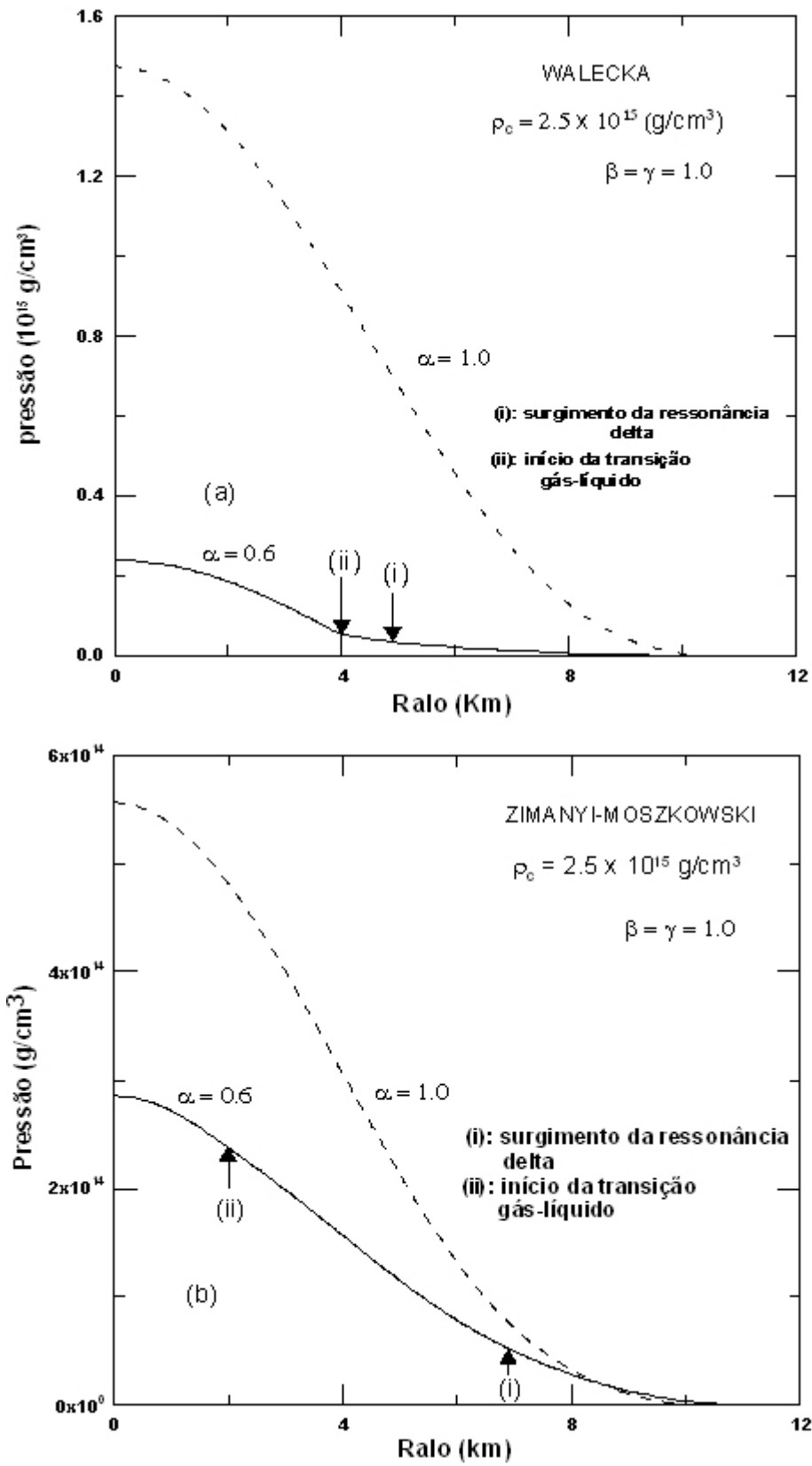


Figura 5.4: Distribuição de pressão em função do raio para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (\text{g/cm}^3)$, $\alpha = 0.6$ e $\beta = \gamma = 1.0$. O caso para $\alpha = 1.0$ é mostrado com linha tracejada. Os resultados apresentados em (a) referem-se ao modelo de Walecka e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski.

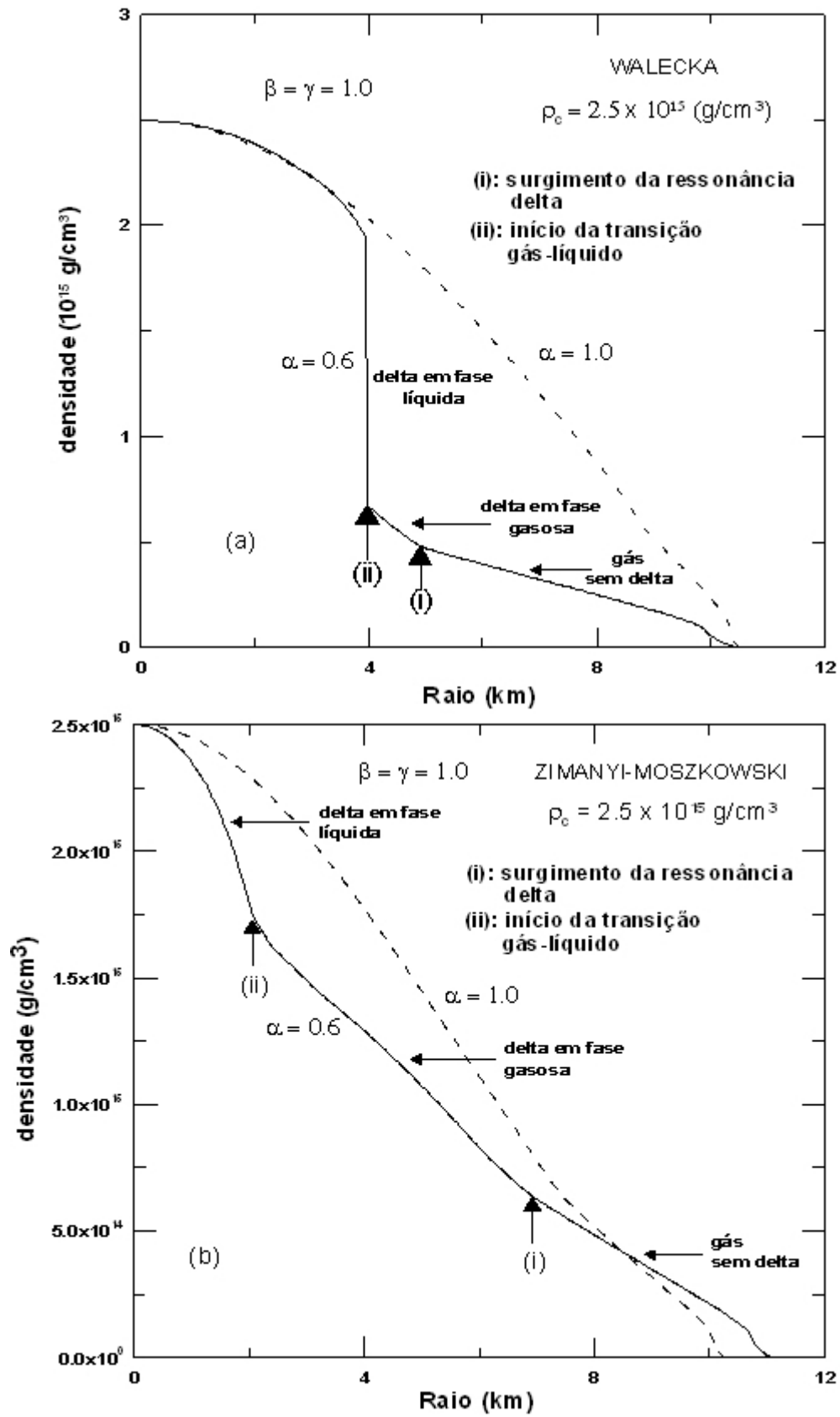


Figura 5.5: Distribuição de densidade em função do raio para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} \text{ (g/cm}^3\text{)}$, $\alpha = 0.6$ e $\beta = \gamma = 1.0$. O caso para $\alpha = 1.0$ é mostrado com linha tracejada. Os resultados apresentados em (a) referem-se ao modelo de Walecka e em (b) ao modelo de Zimanyi-Moszkowski.

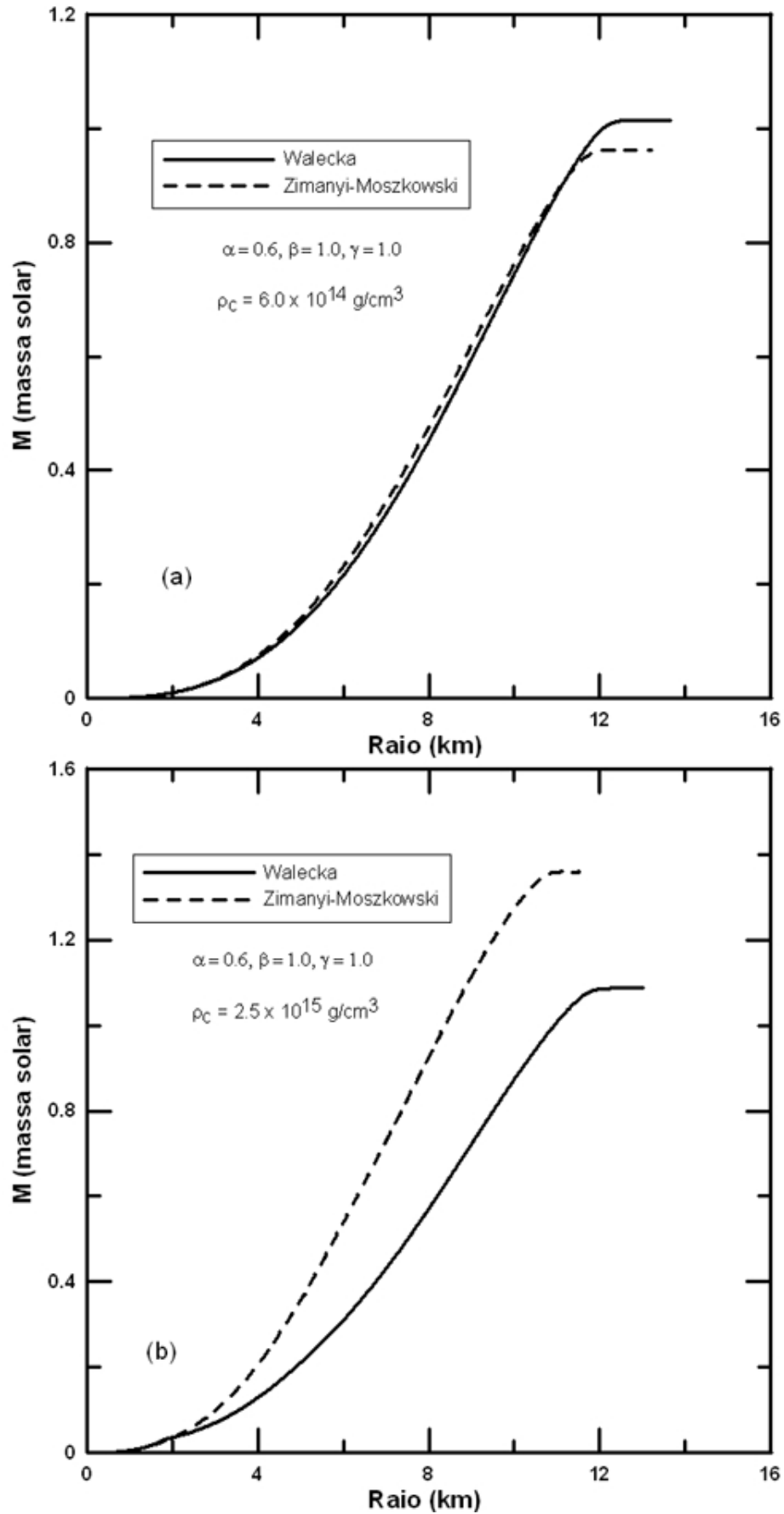


Figura 5.6: Distribuição de massa encerrada na camada de raio R para o caso $(\alpha = 0.6, \beta = 1.0, \gamma = 1.0)$ usando os modelos de Walecka e de Zimanyi-Moszkowski. Os resultados apresentados em (a) referem-se à densidade central $\rho_c = 6.0 \times 10^{14} (\text{g/cm}^3)$ e em (b) à densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (\text{g/cm}^3)$.

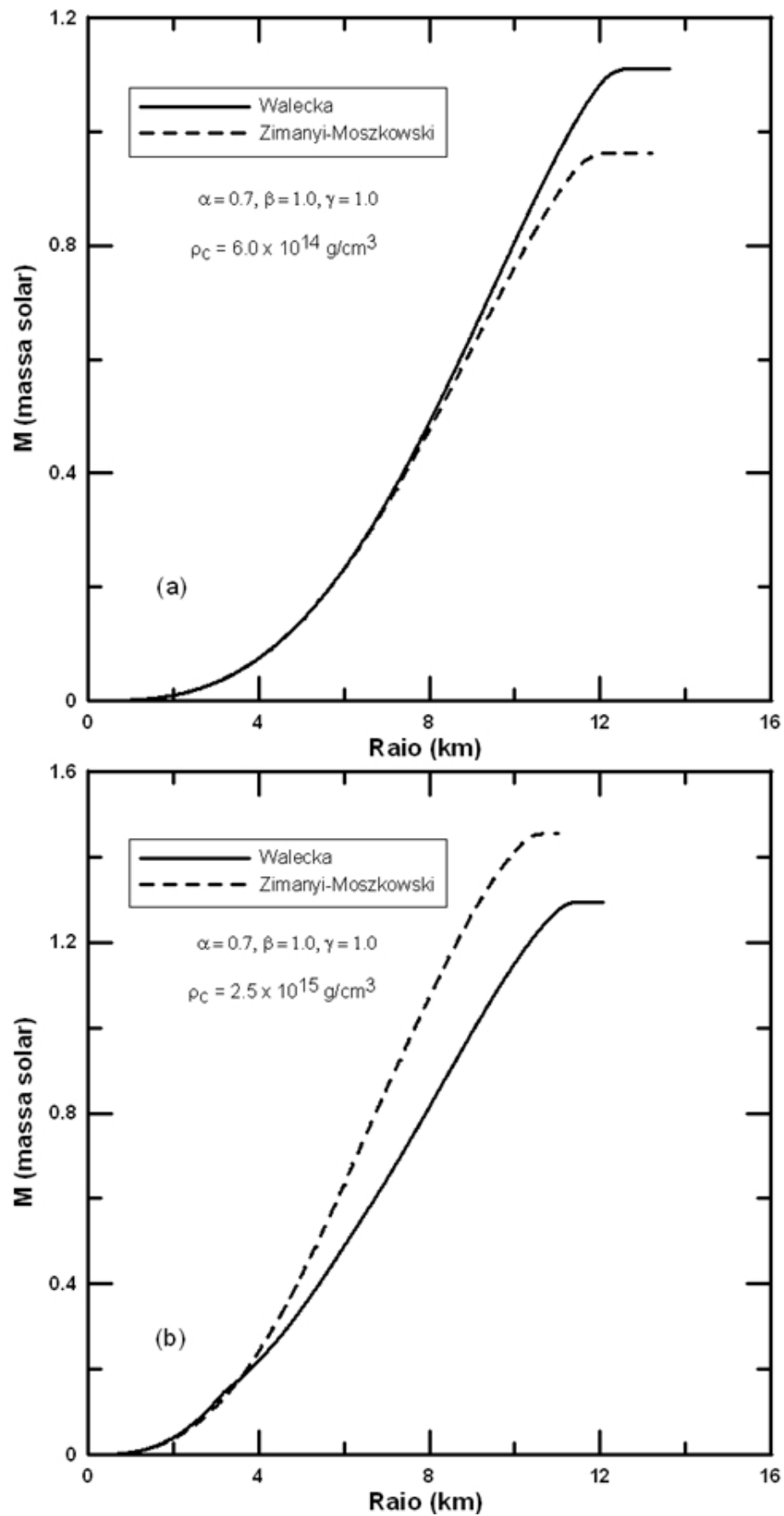


Figura 5.7: Distribuição de massa encerrada na camada de raio R para o caso ($\alpha = 0.7$, $\beta = 1.0$, $\gamma = 1.0$) usando os modelos de Walecka e de Zimanyi-Moszkowski. Os resultados apresentados em (a) referem-se à densidade central $\rho_c = 6.0 \times 10^{14} (\text{g/cm}^3)$ e em (b) à densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (\text{g/cm}^3)$.

6 CONCLUSÃO

Neste trabalho estudamos a formação de ressonâncias delta no meio estelar à temperatura zero, a partir dos modelos de Walecka não-linear e de Zimanyi-Moszkowski, no contexto do cálculo de campo médio relativístico, utilizando o campo de Dirac, para spin $1/2$, e o campo de Rarita-Schwinger, para spin $3/2$.

Como pôde ser visto nos nossos resultados, o valor da densidade foi fixado em $\rho = 10\rho_0$, uma vez que sabe-se da literatura que acima deste valor provavelmente uma nova e mais drástica transição de fase hádrons-QGP (Quark-Glúon Plasma) deve ocorrer (PRAKASH, 1997). Por este motivo não extendemos o nosso estudo à densidades mais altas. Vale salientar que no trabalho citado (PRAKASH, 1997), os autores consideram em toda a análise o acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) e temperatura igual a zero.

Para ilustrar a formação de ressonâncias delta no meio estelar, mostramos os resultados para a população dos bárions e dos léptons em função da densidade, para o conjunto de valores do acoplamento universal ($\alpha = \beta = \gamma = 1.0$) e para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0$). Os resultados apresentados, correspondentes ao modelo de Walecka, para o acoplamento universal, revelam que a ressonância delta, de carga negativa, só aparece próximo da densidade $\rho = 8\rho_0$, enquanto que para o modelo de Zimanyi-Moszkowski, as ressonâncias delta não aparecem no intervalo de densidade explorado. No entanto, para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0$), referente ao modelo de Walecka, a ressonância delta, de carga negativa, surge próximo de $\rho = 2\rho_0$, enquanto que para o modelo de Zimanyi-Moszkowski, a referida ressonância surge próximo de $\rho = 3\rho_0$.

No presente estudo, mostramos também os resultados para a pressão em função da densidade para a matéria hadrônica, conforme às variações das constantes de acoplamento delta-mésons, usando os referidos modelos. Observamos que o maior desvio em relação ao acoplamento universal ocorre para valores crescentes da constante de acoplamento $\Delta\text{-}\sigma$, enquanto que para a variação do acoplamento $\Delta\text{-}\omega$ o afastamento maior ocorre para valores decrescentes da

constante de acoplamento. As variações das constantes de acoplamento em direções opostas é uma consequência do papel físico dos campos mesônicos envolvidos na interação.

Concluimos que os desvios comparados com o caso para o acoplamento universal, são atribuídos ao surgimento da ressonância delta na fase de maior compressão da matéria estelar.

Observamos também que os resultados para a pressão em função da densidade, considerando os casos ($\beta = 1.4, \alpha = \gamma = 1.0$), ($\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0$) e ($\alpha = 0.7, \beta = \gamma = 1.0$), referente ao modelo de Walecka, que em alguns intervalos, temos $dP/d\rho < 0$. Sabemos que estes resultados nestes intervalos não têm sentido físico. Este comportamento é indicativo da ocorrência de uma transição de fase, a qual foi tratada fazendo-se uma construção de Maxwell.

Concluimos que a formação de matéria de delta no meio estelar denso, é acompanhada de uma transição de fase gás-líquido induzida pela presença das ressonâncias delta.

A partir da equação de estado para a matéria estelar, resolvemos numericamente a equação TOV para a estrutura interna de uma estrela com simetria esférica, e assim obtivemos as massas e raios das estrelas de nêutron.

Os resultados, referentes ao modelo de Walecka, mostram que a estrela de massa máxima é encontrada para o caso do acoplamento universal, com uma massa de $2.2 M_{\odot}$ encerrada num raio de 10.4 km . Agora, quanto ao modelo de Zimanyi-Moszkowski, a estrela de massa máxima é encontrada também para o caso do acoplamento universal, com uma massa de $1.53 M_{\odot}$ encerrada num raio de 9.99 km , porém, como se pôde observar, possuindo um valor bem menor quando comparada com a do modelo de Walecka.

Através da solução numérica da equação de estrutura determinamos a distribuição de massa, pressão e densidade ao longo do raio de algumas estrelas com uma dada densidade central.

Mostramos a distribuição de massa encerrada na camada de raio R para estrelas com densidade central $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (g/cm^3)$, $\alpha = 0.6$ e $\beta = \gamma = 1.0$. Comparando-se os resultados, para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0$), quando se refere ao modelo de Zimanyi-Moszkowski, notamos que a equação de estado é sensivelmente mais dura comparada com o caso acoplamento universal. Conseqüentemente, houve um aumento de massa para a estrela.

Mostramos a distribuição da pressão em função do raio, para os mesmos tipos de

acoplamento e mesma densidade central. Comparando-se mais uma vez os resultados, para o caso ($\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0$), notamos que a estrela, referente ao modelo de Zimanyi-Moszkowski, apresenta uma maior pressão.

Apresentamos ainda a distribuição de densidade em função do raio para estrelas, correspondendo aos mesmos casos de acoplamento analisados anteriormente. A estrela apresentada, referente ao modelo de Walecka, tem uma região central formada por matéria de delta em fase líquida que se estende até um raio de 4 km (região de transição), e após este raio até o ponto-(i), onde surgiu a ressonância delta, temos a formação de matéria de delta em fase gasosa, e após o ponto-(i) até à superfície, a mesma é formada por um gás sem ressonância delta. Agora, quanto à estrela apresentada, referente ao modelo de Zimanyi-Moszkowski, há um indício, pois não apareceu explicitamente a transição de fase na Fig. 4.4 (b), que a mesma possua uma região central formada por matéria de delta em fase líquida que se estende até um raio de 2 km (região de transição), e após este raio até o ponto-(i), onde surgiu a ressonância delta, tenha a formação de matéria de delta em fase gasosa, e após o ponto-(i) até à superfície, a mesma seja formada por um gás sem ressonância delta.

Apresentamos também a distribuição de massa encerrada na camada de raio R para os casos ($\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0$) e ($\alpha = 0.7, \beta = \gamma = 1.0$), usando o modelo de Walecka e de Zimanyi-moszkowski. Comparando-se os resultados, onde variamos o valor de $\alpha = g_{\omega\Delta}/g_{\omega N}$, observamos que com o aumento desta quantidade houve um acréscimo de massa para a estrela, tanto para o modelo de Walecka quanto para o de Zimanyi-Moszkowski. Agora, quanto à densidade central, observamos que para os casos ($\alpha = 0.6, \beta = \gamma = 1.0$) e ($\alpha = 0.7, \beta = \gamma = 1.0$) com $\rho_c = 6.0 \times 10^{14} (g/cm^3)$, o modelo de Walecka apresenta estrelas com massas máximas superiores ao de Zimanyi-Moszkowski, enquanto que para os mesmos valores de α , mas com $\rho_c = 2.5 \times 10^{15} (g/cm^3)$, ocorre o inverso, ou seja, o modelo de Zimanyi-Moszkowski apresenta estrelas com massas máximas superiores ao de Walecka.

Note que neste trabalho apenas apresentamos resultados discutindo os efeitos das constantes de acoplamento das ressonâncias delta com os mésons σ e ω sobre a equação de estado e estrutura das estrelas de nêutron. Isto porque os efeitos do acoplamento delta- ρ se mostraram pouco relevantes para as mudanças na equação de estado.

Ressaltamos que toda nossa análise dos efeitos dos acoplamentos das ressonâncias bariônicas com os mésons da interação recaiu apenas sobre as ressonâncias delta pelo fato de

que um forte indício experimental da existência de matéria de delta se consolida em experimentos com reações de íons pesados em energias relativísticas. O acoplamento das ressonâncias mais massivas com os mésons de interação foi mantido nos moldes do acoplamento universal.

REFERÊNCIAS

- BAADE, W.; ZWICKY, F., Phys. Rev. **45**, (1934) 138.
- BARON, E.; COOPERSTEIN, J.; KAHANA, S., Phys. Rev. Lett. **55**, (1985) 126.
- BAYM, G.; PETHICK, C.; SUTHERLAND, P., Astrophys. J. **170**, (1971) 299.
- BAYM, G.; BETHE, H.; PETHICK, C., Nucl. Phys. **A175**, (1971) 225.
- BJORKEN, J. D.; DRELL, S.D., Relativistic Quantum Fields, McGraw-Hill, New York (1965).
- BLAIZOT, J. P.; GOGNY, D.; GRAMMATICOS, B., Nucl. Phys. **A265**, (1976) 315.
- BLAIZOT, J. P., Phys. Rep. **C64**, (1980) 171.
- BOGUTA, J.; BODMER, A.R., Nucl. Phys. **A292**, (1977) 413.
- BOGUTA, J., Nucl. Phys. **A372**, (1981) 386.
- BOGUTA, J., Phys. Lett. **B109**, (1982) 251.
- BOGUTA, J., Phys. Rev. Lett. **50**, (1983) 148.
- CHIAPPARINI, M.; RODRIGUES, H.; DUARTE, S.B., Phys. Rev. **C54**, (1996) 936.
- CHIN, S. A.; WALECKA, J.D., Phys. Lett. **B52**, (1974) 24.
- CHIN, S. A., Ann. Phys. (N.Y.) **108**, (1977) 301.
- CHUNG, K.C. Vamos falar de estrelas? Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2000.
- CHUNG, K.C. Introdução a Física Nuclear. Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2001.
- DAVIS, R., Proceedings of the International DUMAND Symposium, ed. V. J. Stenger 2. (1990), 103.
- EHEHALT, W.; CASSING, W.; ENGEL, A.; MOSEL, U.; WOLF, G., Phys. Rev. **C47**, (1993) 2467.
- FETTER, A.L.; WALECKA, J.D., Theoretical Mechanics of Particles and Continua, McGraw-Hill, New York (1980).
- GIACCONI, R.; GURSKY, H.; PAOLINI, F. R.; ROSSI, B. B., Phys. Rev. Lett. **9**, (1962) 439.
- GLENDENNING, N. K., Astrophys. J. **293**, (1985) 470.
- GLENDENNING, N. K.; MOSZKOWSKI, S.A., Phys. Rev. Lett. **67**, (1991) 2414.

GLENDENNING, N. K., Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity, Springer-Verlag, New York (1997).

GOLD, T., Nature **218**, (1968) 731.

GONÇALVES, H. A. R., Descrição Lagrangeana Efetiva do Colapso Gravitacional e Confinamento de Neutrinos em Explosão de Supernova, Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 1995.

GRYNBERG, S. E.; NEMES, M. C.; RODRIGUES, H.; CHIAPPARINI, M.; DUARTE, S. B., Phys. Rev. **D62** (12), (2000) 12300.

HAWKING, S., Nova História do Tempo, (2005).

HEWISH, A.; BELL, S. J.; PILKINGTON, J. D. H.; SCOTT, P. F.; COLLINS, R. A., Nature **217**, (1968) 709.

HJORT, E. L. et al., Phys. Rev. Lett. **79**, (1997), 4345.

HOFMANN, M.; MATTIELLO, R.; SORGE, H.; STÖCKER, H.; GREINER, W., Phys. Rev. **C51**, (1995) 2095.

HONG, B. textitet al., Phys. Lett. **B407**, (1997) 115.

HUANG, K., Statistical Mechanics, John Wiley & Sons, New York (1965).

IRVINE, J.M., Neutron Stars, Clarendon Press, Oxford (1978).

JACOBSEN, R. B., Plasma de Quarks e Gluons no Interior de Estrelas de Nêutrons. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Rio Grande do Sul, 2007.

JIN, X., Phys. Rev. **C51**, (1995) 2260.

KEPLER, S.O.F., SARAIVA, M.F.O. Astronomia e Astrofísica, Porto Alegre: Editora da Universidade Federal de Rio Grande do Sul, 2004.

KODAMA, T.; CHUNG, K. C.; Astron. and Astrophys. **93**, (1981), 309.

KODAMA, T.; CHUNG, K. C.; Braz, J., Phys., antiga Rev. Bras. Fís.; **8**, (1978), 404.

KODAMA, T., Introdução à Astrofísica Nuclear, Escola de Verão do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas-CBPF, Rio de Janeiro, 12 - 30 de Janeiro, (1998).

KOSOV, D.S.; FUCHS, C.; MARTEMYANOV, B.V.; FAESSLER, A., Phys. Lett. **B421**, (1998) 37.

LANDAU, L. D., Phys. Z. Sowjetunion **1**, (1932) 285.

MANCHESTER, R. N. et al., The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue, (2009).

MATSUI, T., Nucl. Phys. **A370**, (1981) 365.

OLIVEIRA, J. C. T.; KYOTOKU, M.; CHIAPPARINI, M.; RODRIGUES, H.; DUARTE, S.B., Mod. Phys. Lett. **A15**, (2000) 1529.

OPPENHEIMER, J. R.; VOLKOFF, G. M., Phys. Rev. **55**, (1939) 374.

PRAKASH, M.; BOMBACI, I.; PRAKASH, M.; ELLIS, P. J.; LATTIMER, J.M.; KNORREN, R., Phys. Rep., **280**, (1997) 1.

RARITA, W.; SCHWINGER, J., Phys. Rev. **60**, (1941) 61.

SEROT, B. D.; WALECKA, J.D., Phys. Lett. **B87**, (1979) 172.

SEROT, B. D.; WALECKA, J.D., The relativistic nuclear many-body problem, Advances in Nuclear Physics, vol.**16**, Plenum Press, New York (1986) 1.

SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A., Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars, John Wiley & Sons, New York (1983).

STRAUMANN, N., General Relativity and Relativistic Astrophysics, Springer-Verlag, Berlin (1984).

TOLMAN, R. C., Phys. Rev. **55**, (1939) 364.

WALDHOUSER, B.M.; MARUHN, J.A.; STOCKER, H.; GREINER, W., Phys. Rev. **C38**, (1988) 1003.

WALECKA, J.D., Ann. Phys. (N.Y.) **83**, (1974) 491.

WEINBERG, S., Gravitation and Cosmology: principles and applications of the general theory of relativity, John Wiley & Sons, New York (1972).

ZIMANYI, J.; MOSZKOWSKI, S. A., Phys. Rev. **C42** (4), (1990) 1416.

APÊNDICES

Notações e Convenções

Os quadrivetores contravariantes que aparecem no texto são definidos da seguinte forma:

$$\begin{aligned} x^\mu &= (t, \mathbf{x}), \\ p^\mu &= (E, \mathbf{p}), \\ \partial^\mu &\equiv \frac{\partial}{\partial x_\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right), \end{aligned} \tag{1}$$

e os quadrivetores covariantes por

$$\begin{aligned} x_\mu &= (t, -\mathbf{x}), \\ p_\mu &= (E, -\mathbf{p}), \\ \partial_\mu &\equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \nabla \right), \end{aligned} \tag{2}$$

Com essa norma, o tensor métrico é dado por

$$g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Se a e b são dois quadrivetores, então o produto escalar entre eles fica assim escrito:

$$a.b = a_\mu b^\mu = a^\mu g_{\mu\nu} b^\nu = a^0 b^0 - \mathbf{a}.\mathbf{b},$$

e, de forma análoga

$$\partial^\mu \partial_\mu = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2. \quad (3)$$

Os índices gregos, como μ, ν , etc., assumem valores de 0 a 3, enquanto que os índices latinos, como i, j , etc., assumem valores de 1 a 3.

As matrizes de Dirac satisfazem as seguintes regras de anticomutação:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$$

Observe ainda que

$$(\gamma^0)^2 = 1$$

$$(\gamma^0 \gamma^i)^2 = 1$$

$$\{\gamma^0 \gamma^i\} = 0,$$

e que

$$\gamma_\mu = g_{\mu\nu} \gamma^\nu = (\gamma^0 - \hat{\gamma}) \quad (4)$$

A matriz γ_5 é definida por

$$\gamma_5 = \gamma^5 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3.$$

Os espinores de Dirac satisfazem as relações

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)u(k, \lambda) = 0,$$

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu + m)v(k, \lambda) = 0,$$

$$\bar{u}(k, \lambda)(i\gamma_\mu \partial^\mu - m) = 0,$$

$$\bar{v}(k, \lambda)(i\gamma_\mu \partial^\mu + m) = 0.$$

$$u^\dagger(k, \lambda)u(k, \lambda') = v^\dagger(k, \lambda)v(k, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'},$$

$$\bar{u}(k, \lambda)u(k, \lambda') = \bar{v}(k, \lambda)v(k, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'} \frac{m}{(k^2 + m^2)^{1/2}}.$$