



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE FEIRA DE SANTANA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
CURSO BACHARELADO EM FÍSICA

ANDRÉ BASTOS DA SILVA

PROCESSOS NUCLEARES EM ESTRELAS DO TIPO ESPECTRAL B
COM $10 M_{\odot}$

TRABALHO ACADÊMICO DE FINAL DE CURSO

FEIRA DE SANTANA, BA

22/12/2014

ANDRÉ BASTOS DA SILVA

**PROCESSOS NUCLEARES EM ESTRELAS DO TIPO ESPECTRAL B
COM $10 M_{\odot}$**

Trabalho apresentado ao Departamento de Física da Universidade Estadual de Feira de Santana, como parte dos requisitos para obtenção da graduação no curso de Bacharelado em Física.

Orientador: Prof. Dr. Rainer Karl Madejsky

FEIRA DE SANTANA, BA

22/12/2014

ANDRÉ BASTOS DA SIVA

**PROCESSOS NUCLEARES EM ESTRELAS DO TIPO ESPECTRAL B
COM $10 M_{\odot}$**

Trabalho apresentado ao Departamento de Física da Universidade Estadual de Feira de Santana, como parte dos requisitos para obtenção da graduação no curso de Bacharelado em Física.

Data da aprovação: ___ / ___ / _____

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Rainer Karl Madejsky
DFIS/UEFS

Prof. Me. Marcos Grilo Rosa
DEXA/UEFS

Prof. Dr. Juan Alberto Leyva Cruz
DFIS/UEFS

Dedico este trabalho à minha família

Agradecimentos

Lembrar o nome de todas as pessoas não é uma tarefa fácil, nem justa. Por isso, agradeço a todos que, em algum momento, fizeram parte da minha vida e contribuíram para a construção de quem sou hoje.

À minha mãe e Pai, por tudo que fizeram e fazem por mim. A minha Filha por ser a razão de minha vida.

Ao meu orientador Rainer Karl Madejsky, por toda ajuda e orientação nesse momento importante.

A todos os professores que me ajudaram na minha jornada, em especial Paulo Cesar R. Poppe, Marildo Geraldête Pereira, Vera Aparecida F. Martins, Fredson Braz Matos e Vladimir Ramos V. de Assis, por tudo.

A todos os colegas e amigos com os quais convivi na universidade.

A banca pela disponibilidade.

A Deus pela vida e por tornar este momento possível.

“Mais fácil me foi encontrar as leis com que se movem os corpos celestes, que estão a milhões de quilômetros, do que definir as leis do movimento da água que escoam frente aos meus olhos.”

Galileu Galilei

Resumo

Neste trabalho analiso como os processos nucleares no interior de numa estrela do tipo espectral B interferem no seu tempo de vida. A estrela começa sua vida na sequência principal com 10 massas solares e luminosidade 10 mil vezes maior que a do sol. A partir disso, usando equações da física nuclear e dados observacionais obtidos na literatura, calculamos o tempo que ela permanece na sequência principal. Seguindo a evolução natural de uma estrela massiva encontramos o tempo de queima do hélio e posteriormente a do carbono, considerando a luminosidade constante e estimando a abundância dos elementos no núcleo em cada estágio de queima. Como o tempo de queima dos elementos pós carbono são consideravelmente muito pequenos em relação ao tempo de vida total das estrelas e as incertezas nas medidas nesses curtos períodos se tornam muito grandes, limitamos nossos cálculos de tempo aos três primeiros estágios de nucleossíntese. Aos outros estágios fazemos uma descrição de como ocorrem e como modificam a estrutura estelar.

Palavras-chave: processos nucleares, evolução estelar, nucleossíntese.

Abstract

In this work is studied how the nuclear processes in the interior of a star of spectral type B, interfere in their lifetime. The star begins at main sequence with 10 solar masses and brightness 10,000 times that of the sun. Using equations of nuclear physics and observational data from the literature, we calculate the time it stays on the main sequence. Following the natural evolution of a massive star, found the helium burning time and then the carbon, making some considering like constant brightness and estimating the abundance of elements in the core in each burning phase. As the burning time of others elements are considerably very small compared to the total lifetime of the stars and the uncertainties in these measurements short periods become very large, we limit our calculation time for the first three stages of nucleosynthesis. To other stages a description of how modify stellar structure and as they happen.

Keywords: nuclear process, stellar evolution, nucleosynthesis.

Sumário

Agradecimentos.....	ii
Resumo.....	iv
Abstract.....	v
Lista de Figuras.....	viii
Lista de Tabelas.....	x
INTRODUÇÃO	1
1 O NÚCLEO ATÔMICO	2
1.1 Estrutura	2
1.2 Energia de Ligação	5
1.3 O Modelo da Gota Líquida.....	6
1.4 Radioatividade	9
1.4.1 Decaimento Beta.....	10
1.4.2 Decaimento Alfa.....	12
1.4.3 Decaimento Gama	15
2 NUCLEOSSÍNTESE	15
2.1 Classificar Estelar.....	16
2.2 Cadeia PP.....	20
2.2.1 Cadeia PP 1.....	20
2.2.2 Cadeia PP 2.....	21
2.2.3 Cadeia PP 3.....	22
2.3 Ciclo CNO	22
2.4 Tempo na Sequência Principal	24
2.5 Processo Triplo Alfa.....	27
2.6 Nucleossíntese até o Ferro	30
2.6.1 Queima de Carbono	30
2.6.2 Queima de Oxigênio.....	34
2.6.3 Queima de Silício	34
2.7 Captura de Nêutrons	36

2.7.1 Processo S.....	36
2.7.2 Processo R	37
3 CONCLUSÕES.....	39
4 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	40

Lista de figuras

- Figura 1.1** Experimento de Rutherford - Partículas alfa emitidas por uma fonte sofrem espalhamento em diferentes direções ao incidir sobre uma folha de ouro, permitindo calcular o raio nuclear. Fonte: UFRGS, 20023
- Figura 1.2** A banda de estabilidade, região escura, situa os núclídeos estáveis. O número de nêutrons cresce mais rapidamente em relação ao número de prótons devido a repulsão elétrica. A reta representa valores iguais entre prótons e nêutrons. Fonte: <http://www.learner.org>4
- Figura 1.3** Energia de ligação por núcleon em função do número de massa para núclídeos estáveis. A energia cresce rapidamente até $A = 56$, que é um limite no qual os núcleons estão mais fortemente ligados, em seguida decresce lentamente. Fonte: Martin, 2006, pag.36.6
- Figura 1.4** Modelo de gota líquida no qual os núcleons ficam distribuídos de modo esférico. Aqueles que se encontram na superfície da esfera interagem com menos núcleons e estão fracamente ligados. Fonte Heyde, 1999, pag.213.....7
- Figura 1.5** Contribuição de cada termo da SEMF em função do número de massa. Subtraindo cada termo abaixo do de volume que não contribui para a ligação encontra-se o valor total SEMF.O termo de paridade foi omitido. Fonte Martin, 1999, pag. 54.8
- Figura 1.6** A parábola representa a energia de ligação obtida pela SEMF para $A = 125$, onde o ponto mínimo corresponde núclídeo mais estável. Os núclídeos a esquerda passaram por decaimento beta menos enquanto que os da direita por beta mais, até se tornarem estáveis. Fonte: Cappellaro, 2012, pag. 14.....12
- Figura 1.7** Mostra a relação entre a energia liberada pelo decaimento alfa e o número de massa A , para núclídeos beta estáveis. A linha reta corresponde a medições usando SEMF, enquanto as linhas tracejadas a meias vida de alguns núclídeos. Os valores negativos de Q indicam que o decaimento alfa só pode acontecer se energia externa for cedida para núclídeos de baixo número de massa, com poucas exceções como o berílio-8. Para núclídeos com $A > 150$ a reação é espontânea. Fonte: Basdevant, Rich e Spiro, 2012, pag. 95.....13
- Figura 1.8** Potencial eletrostático da partícula alfa a uma distância rc do centro do núcleo. A barreira é criada pela interação forte entre os núcleons e a partícula alfa. Classicamente partículas com energia inferior ao potencial $V(r)$ não escapariam da barreira, entretanto o tunelamento quântico afirma que existe uma probabilidade de ocorrer o escape. Fonte Martin,2006, pag. 23914
- Figura 2.1** Diagrama H-R classifica as estrelas de acordo com sua luminosidade e temperatura ou tipo espectral. A faixa cinza chamada sequencia principal é onde a maior parte das estrelas observadas se encontra e consome hidrogênio como combustível principal. Alguns exemplos

de estrelas próximas são apresentados e suas respectivas classificações no diagrama H-R. Fonte: <http://www.astro.iag.usp.br/> 19

Figura 2.2 Representação esquemática da cadeia PP 1. A fusão de dois prótons forma deutério que aos se fundir com outro próton forma o nuclídeo hélio-3. Com duas reações deste tipo o hélio 4 pode ser formado a partir da fusão dos dois hélio-3 criados. Durante o processo energia é liberada em forma de radiação e partículas e no fim dois prótons são restituídos ao meio... 21

Figura 2.3 Fusão de prótons com os catalisadores carbono, oxigênio e nitrogênio formando hélio. O ciclo principal CNO I inicia-se com o carbono 12 que é restituído após a formação de um núcleo de hélio. O ciclo CNO II e III podem ocorrer mais com baixa probabilidade principalmente na passagem pelo flúor 19. Independentemente do caminho escolhido 4 prótons são consumidos num ciclo completo. Fonte: Langer, 2012, pag. 52..... 24

Figura 2.4 Diagrama H-R com a evolução de uma estrela com temperatura entre 30 a 40 mil Kelvins. Enquanto na sequência principal seu principal combustível é o hidrogênio. Quando este não é capaz de manter o equilíbrio entre a pressão interna e a gravidade a estrela passará por transformações na temperatura, raio e luminosidade até começar a queima de hélio. Fonte: <http://cosmos.phy.tufts.edu/>..... 25

Figura 2.5 O ramo horizontal é uma faixa na qual as estrelas passam ao exaurir o hidrogênio no núcleo e começar a queimar hélio através do processo triplo alfa. Após consumir este combustível no núcleo elas vão para o ramo assintótico de gigantes ou supergigante. Fonte: UFRGS, 2014 29

Figura 2.6 Em diferentes estágios as estrelas continuam a queimar os elementos antes consumidos no núcleo, formando uma estrutura de camadas. Estrelas com massa maior que $10 M_{\odot}$ prosseguem com a queima de neônio e oxigênio até formarem o ferro. Fonte: UFRGS, 2014 33

Figura 2.7 Nucleossíntese de Neônio, Sódio, Alumínio e Magnésio. A sequência de reações pode formar o Silício-28. Fonte: Langer, 2012, pag.39 35

Lista de Tabelas

Tabela 2.1 Mostra a relação entre o tipo espectral das estrelas com sua cor, temperatura superficial e as linhas de absorção observadas. Cada linha tem relação única com um elemento sendo assim a sua identidade.....17

Tabela 2.2 Mostra os principais processos de nucleossíntese em estrelas, a temperatura para que ocorram e os respectivos reagentes e produtos.....35

INTRODUÇÃO

Desde os tempos mais remotos questões como, do que são feitos o ar, a terra, os seres vivos e corpos celeste, têm intrigado o homem. Muitas teorias surgiram mas foi na Grécia que a ideia mais próxima da realidade aparece: a matéria é composta por uma partícula indivisível, o átomo. Hoje sabemos que os átomos são compostos por prótons, nêutrons e elétrons e estes ainda podem ser subdivididos em mais partículas elementares.

O número de prótons identifica os diferentes tipos de elementos químicos apresentados na bem conhecida tabela periódica, sendo que destes, os mais abundantes no universo são o hidrogênio e o hélio. Juntos somam aproximadamente 99% da massa total observada (Teruya e Duarte, 2011) e foram os primeiros elementos sintetizados a partir da chamada nucleossíntese primordial, ocorrida num estágio após Big Bang.

No núcleo das estrelas a energia é produzida mantendo toda a estrutura estelar em equilíbrio, impedindo o eminente colapso gravitacional. Tal energia é liberada quando reações nucleares acontecem, o que por sua vez cria novos elementos através de processos chamados de nucleossíntese. Desse modo, as características de corpos de grandes dimensões como as estrelas estão diretamente ligadas aos processos de reação nuclear de dimensões muito menores, assim fica evidente que conhecer estes processos mais profundamente traria informações muito mais apuradas sobre a evolução estelar.

Graças ao avanço da tecnologia foi possível realizar experimentos com dimensões de partículas elementares, tornando possível entender como ocorrem e quais são os processos relacionados as interações nucleares. Além disso, observações cada vez mais precisas nas estrelas nos dão subsídios cada vez maiores para determinar como os nuclídeos são formados e como estão distribuídos no universo.

No capítulo 1 deste trabalho é feita uma análise sucinta de física nuclear, abordando as notações, terminologias e os principais conceitos usados. Abordamos as principais interações e como são as reações que mantem, ou não, o núcleo estável acontecem e quais as suas características.

No capítulo 2 são apresentados os processos de nucleossíntese estelar e como estas reações influenciam na evolução de estrelas massivas. Nosso objetivo principal é entender como a cadeia de produção dos nuclídeos interfere no tempo de vida de uma estrela de até 10 massas solares.

Capítulo 1

O Núcleo Atômico

1.1 Estrutura

O modelo moderno de átomo que hoje conhecemos, começou a ficar bem estabelecido após a descoberta dos elétrons, nêutrons e prótons. O elétron foi descoberto em 1897 por J.J Tomson (1856-1940), o próton em 1911 por Ernest Rutherford (1871-1937) e o nêutron em 1932 por James Chadwick (1891-1974). Estas partículas que formam o núcleo atômico possuem massas aproximadamente iguais mas o próton tem carga positiva e o nêutron não possui carga. Usaremos os termos núcleons para as partículas que compõem o núcleo. As diferentes combinações entre eles fazem até os mesmos elementos, chamados de isótopos, apresentarem características distintas como, por exemplo, a estabilidade. Na física nuclear chamamos de nuclídeos os elementos isótopos como, por exemplo: 1_1H , 2_1H e 3_1H . Aos elementos com mesmo número de prótons chamamos isótopos, enquanto que para o mesmo número de massa chamamos de isóbaros e o mesmo número de nêutrons de isótonos.

A forma geral A_ZX será usada para representar os nuclídeos, como os já mostrados no parágrafo acima, onde Z é o número atômico ou número de prótons, A é o número de massa ou quantidade de núcleons. Como o núcleo é composto por prótons (Z) e nêutrons (N) então: $A = Z + N$. Também identificaremos os nuclídeos usando a notação (Z, A) ou escrevendo o nome do elemento e em seguida seu número de massa, por exemplo: carbono-12. Em todos os casos o número de nêutrons fica implícito.

Muitas das propriedades dos diferentes tipos de nuclídeos já eram conhecidas pelos chamados alquimistas que faziam experimentações na maioria das vezes sem nenhum método científico mas contribuíram significativamente até o surgimento da química em meados do século XVI. Apesar disso pouco se sabia sobre a estrutura da matéria e isso começou a mudar com o surgimento de novas tecnologias e o avanço da física de partículas.

Informações como o da estrutura nuclear começaram a ser desvendados através de experimentos de espalhamento como o de Rutherford, visto na figura 1.1. O método consiste em lançar partículas contra um núcleo conhecido e medir a razão entre o número de partículas espalhadas em determinada direção pelo número de partículas emitidas.

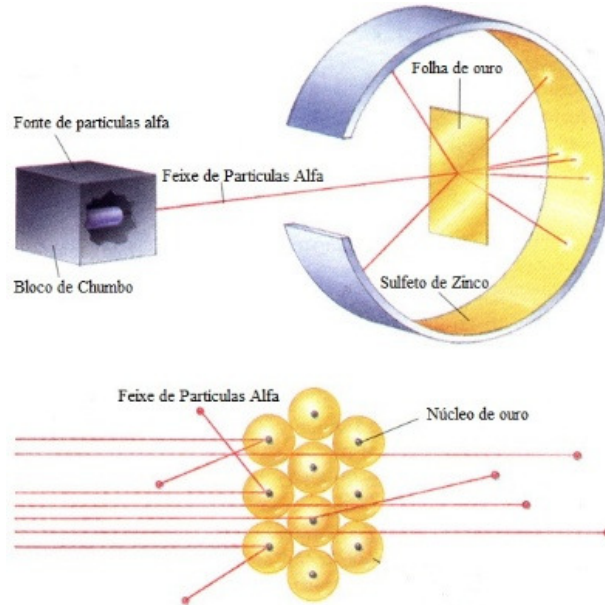


Figura 1.1 Experimento de Rutherford - Partículas alfa emitidas por uma fonte sofrem espalhamento em diferentes direções ao incidir sobre uma folha de ouro, permitindo calcular o raio nuclear. Fonte: UFRGS, 2002.

A partir deste experimento, parâmetros como carga e raio nuclear foram conhecidos. O raio dos núcleos conhecidos varia entre 2 e 6 *fm* aproximadamente, onde um 1*fm* (fermi) equivale a $1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ (Avancini e Marinelli, 2009). Entretanto, para conhecer mais detalhes sobre o núcleo é necessário que a energia das partículas emitidas sejam cada vez maiores. Os experimentos mostram que o núcleo pode ser descrito como esférico e seu raio é dado pela equação:

$$r = r_0 A^{1/3} \quad (1.1)$$

, onde $r_0 \cong 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

Considerando a densidade de núcleons constante no núcleo podemos aproximar a sua forma a de uma esfera e chegar a equação (1.1). É importante salientar que os núcleons não são corpos rígidos com posição e forma bem definida, é sabido que estes tem movimentos próprios com velocidades estimadas na ordem de décimos da velocidade da luz. Assim em alguns modelos, calcular r e conseqüentemente considerar o átomo como esférico é muito útil em diversos experimentos reais e simulações.

Ao se aproximar do núcleo as partículas interagem de maneiras distintas a depender da sua energia e carga, sendo três as interações fundamentais necessárias para entender os processos ocorridos nos núcleos. A interação eletromagnética pois há interação entre partículas

carregadas, a nuclear forte que mantém os núcleons unidos e a nuclear fraca responsável pelo decaimento beta.

A medida que o número atômico cresce, a força eletromagnética entre os prótons aumenta, contudo os nêutrons não sofrem ação da força coulombiana. Deste modo cria-se uma assimetria nas quantidades dos números de nêutrons e prótons, quanto mais pesados forem os elementos. Os núcleos são classificados como leves $A < 20$, médios $20 < A < 70$, pesados $A > 70$. A figura 1.2 mostra como essa discrepância se acentua para elementos mais pesados.

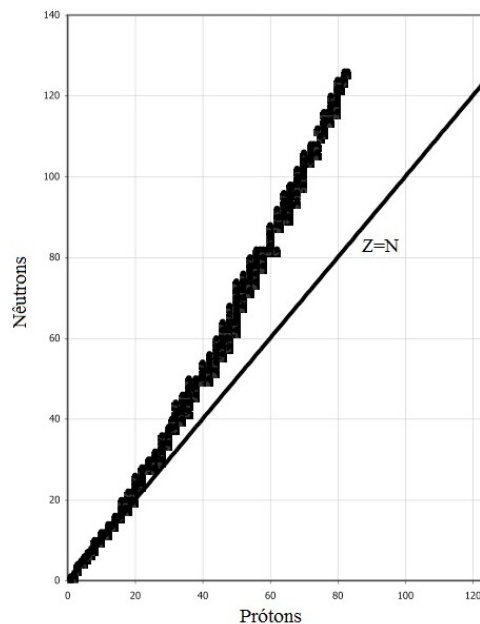


Figura 1.2 A banda de estabilidade, região pontilhada, situa os nuclídeos estáveis. O número de nêutrons cresce mais rapidamente em relação ao número de prótons devido a repulsão elétrica. A reta representa valores iguais entre prótons e nêutrons. Fonte: <http://www.learner.org>

Para valores de Z próximos de 20, o número de prótons e nêutrons são aproximadamente iguais, após isso vemos que a repulsão elétrica se torna cada vez mais relevante e a assimetria cresce. Devido ao caráter somente atrativo da interação forte o aumento do número de nêutrons contribuem para uma maior estabilidade nuclear. Contudo o modo como os núcleons ficam ligados ao núcleo depende de outros fatores, como simetria e paridade. Núclídeos com uma grande assimetria no número de prótons e nêutrons tornam-se estruturas instáveis. Além disso, há evidências que mostram que núcleos com prótons ou nêutrons em número par, ou com os números mágicos 2, 8, 20, 28, 50 e 82 ficam mais fortemente ligados (Teruya e Duarte, 2011). Para entender a estabilidade é necessário conhecer a energia que mantém os núcleons unidos.

1.2 Energia de Ligação

Os conceitos de massa e energia ficaram melhor estabelecidos com a teoria da relatividade através da famosa equação de Einstein, $E = mc^2$. É bem comum na física nuclear expressarmos a massa em termos de energia em elétron-volts (eV).

Em tese podemos saber a massa de qualquer elemento já que a massa dos prótons e nêutrons são bem estabelecidas, usando a relação:

$$m(Z, A) = Zm_p + Nm_n \quad (1.2)$$

Mas ao compararmos os valores experimentais e os teóricos sempre aparece uma pequena diferença de massa entre os valores observados e os encontrados na equação (1.2), que por sua vez é raramente válida na física nuclear. Definimos a diferença de massa por:

$$\nabla m = Zm_p + Nm_n - m(Z, A) \quad (1.3)$$

Esta diferença aparece porque quando um núclídeo é formado, parte de sua massa é convertida em energia de ligação dos núcleons. Portanto, para separarmos núcleons devemos fornecer energia igual ou maior a aquela que os mantém unidos. Assim a diferença de massa, em elétron-volts, é definida como a energia de ligação numa reação nuclear e expressa matematicamente por:

$$B(Z, A) = [Zm_p + Nm_n - m(Z, A)]c^2 \quad (1.4)$$

Quando a diferença é negativa entendemos que parte da massa foi convertida em energia de ligação e quando é positiva essa energia pode ser liberada em forma de energia cinética para partículas residuais. Entretanto, em muitos casos é mais conveniente conhecer a energia de ligação por núcleon, pois na maioria das reações nucleares de captura ou emissão radioativa observamos apenas um ou poucos núcleons sofrendo modificações em cada processo. Assim definimos a energia de ligação média por núcleon usando a equação (1.4), como:

$$B(Z, A)/A = [Zm_p + Nm_n - m(Z, A)]c^2/A \quad (1.5)$$

Usando a equação (1.5) podemos fazer um gráfico que mostra como a energia de ligação média por núcleon, $B(Z, A)/A$, muda com o aumento do número de massa. Observe a figura 1.3:

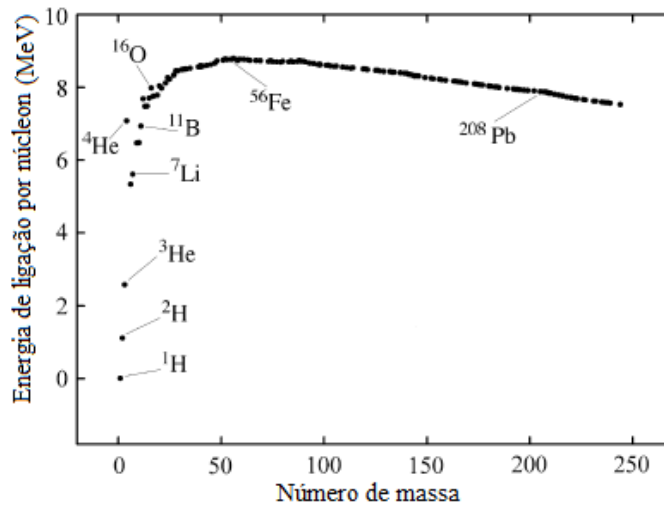


Figura 1.3 Energia de ligação por núcleon em função do número de massa para núcleos estáveis. A energia cresce rapidamente até $A = 56$, que é um limite no qual os núcleons estão mais fortemente ligados, em seguida decresce lentamente. Fonte: Martin, 2006, pag. 36.

No gráfico acima vemos que a energia por núcleon cresce muito rapidamente chegando a um limite próximo ao nuclídeo ^{56}Fe , após este ponto a energia decresce bem lentamente. A explicação para esse fato é que com o aumento de A , a força repulsiva dos prótons se torna cada vez mais considerável, requerendo assim cada vez mais energia. Além disso, a interação forte é de curto alcance, assim o aumento do volume faz com que núcleons mais externos interajam muito pouco com os outros, tornando sua ligação cada vez mais difícil de ocorrer. Essa combinação de fatores leva a um excesso de nêutrons em relação ao número de prótons e isto tem grandes implicações nos processos de formação dos elementos.

Analisando ainda a figura 1.3 fica evidente que a energia de ligação depende de muitos fatores como as interações forte e elétrica e questões estruturais como distribuição espaciais dos núcleons. No próximo tópico veremos como estes fatores e a energia estão associados.

1.3 O Modelo da Gota Líquida

A energia de ligação dada por $B(Z, A)$ pressupõe que conheçamos a massa atômica dos núcleos resultantes após a reação nuclear, já que a priori não é possível conhecer o déficit de massa. Além disso, considerações quânticas e correções tem que ser consideradas pois como vimos elementos próximos as camadas mais externas interagem mais fracamente via força forte, e dados experimentais mostram que núcleons em número par ficam mais estáveis. A primeira fórmula matemática que melhor incluía resultados experimentais e teóricos, foi desenvolvida

por Carl F.F. Weizsäcker (1912-2007) em 1935 (Martin, 2006). Ele aprimorou o modelo da Gota Líquida de George Gamow (1904-1968). Neste modelo consideramos cinco termos que influenciam na energia de ligação:

$$B(Z, A) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C Z(Z - 1)A^{-1/3} - a_A (A - 2Z)^2 A^{-1} - a_P \delta \quad (1.6)$$

Na equação (1.6) acima, temos cinco termos que estão relacionados a volume, superfície, força coulombiana, simetria e paridade, respectivamente. É comum também chamarmos a equação de Fórmula de Massa Semi-Empírica (SEMF), pois como já dissemos o modelo inclui resultados experimentais e teóricos.

A interação nuclear forte é uma força de curto alcance por isso cada núcleon só interage com os outros que estão próximos a ele (Cappellaro, 2012). Observando a esfera de volume V , na figura 1.4, delimitada por uma circunferência, vemos que cada núcleon dentro dela interage com a mesma quantidade de núcleons, ou seja, tem a mesma energia de ligação média $B(Z, A)/A$. Todavia, núcleons na superfície desta esfera interagem apenas com seus vizinhos, ficando mais fracamente ligados, pois em média estão ligados a menos núcleons.

A superfície que delimita a camada de menor energia determina que existe um ponto de saturação para força nuclear forte.

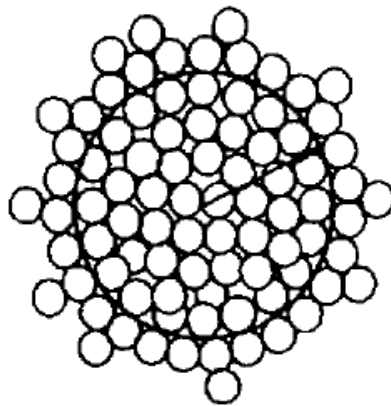


Figura 1.4 Modelo de gota líquida no qual os núcleons ficam distribuídos de modo esférico. Aqueles que se encontram na superfície da esfera interagem com menos núcleons e estão fracamente ligados. Fonte Heyde, 1999, pag.213

Os núcleons dentro do volume V são os que contribuem para o primeiro termo da equação (1.6) enquanto os que estão fora correspondem ao segundo termo. Como os núcleons na superfície

não contribuem no que diz respeito a manter o núcleo coeso, colocamos o sinal negativo no termo de superfície.

A repulsão dos prótons age no sentido contrário à ligação dos núcleos. Este fator aumenta com o número atômico, sendo um dos grandes responsáveis pela assimetria entre nêutrons e prótons observada em elementos mais pesados.

O quarto termo de (1.6) é explicado se usarmos considerações quânticas e experimentais. Observando que $A = Z + N$, se o número de prótons e nêutrons forem iguais o quarto termo é anulado, ou seja, a energia de ligação se torna maior. Todavia, se Z e N são muito diferentes o fator de assimetria na equação (1.6) se torna mais importante. Logo o modelo da gota líquida expressa matematicamente as observações acerca da energia de núclídeos muito.

Finalmente temos o termo de paridade que constitui mais um elemento empírico no modelo da gota líquida. As observações mostram que quando o núcleo é composto por núcleons em números pares a ligação se torna mais forte, enquanto que em números ímpares se torna mais fraca, deste modo podemos escrever:

$$\delta = \begin{cases} a_p A^{3/4}, & \text{se } N \text{ e } Z \text{ são pares} \\ -a_p A^{3/4}, & \text{se } N \text{ e } Z \text{ são ímpares} \\ 0, & \text{um par e outro ímpar} \end{cases}$$

A figura 1.5 mostra a energia de ligação por núcleon de cada termo da equação (1.6) separadamente.

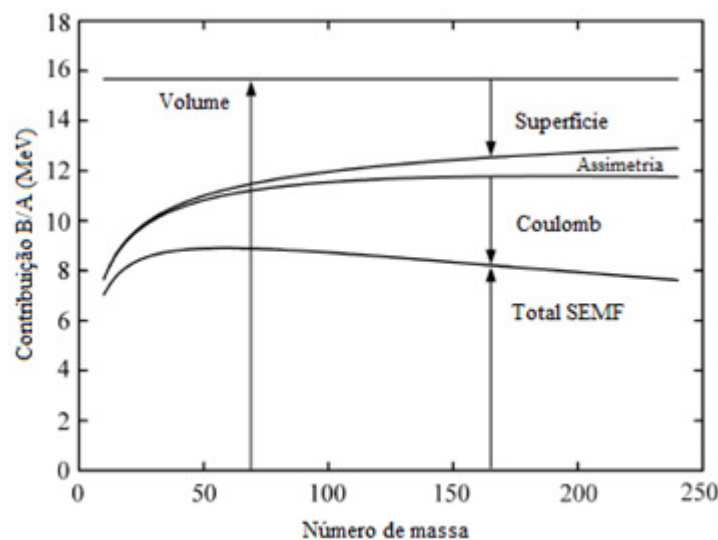


Figura 1.5 Contribuição de cada termo da SEMF em função do número de massa. Subtraindo cada termo abaixo do de volume que não contribui para a ligação encontra-se o valor total SEMF. O termo de paridade foi omitido. Fonte Martin, 1999, pag. 54.

A reta que representa o termo volumétrico nos mostra que a energia de ligação por núcleon é a sempre a mesma, como havíamos dito, cada núcleon interage com a mesma quantidade de núcleons. Subtraindo cada termo chegamos a uma boa aproximação dos valores experimentais apresentados na figura 1.3.

1.4 Radioatividade

A energia que mantém os núcleons ligados depende de diversos fatores como vimos na equação (1.6). Quando os núclídeos estão em configurações nas quais sua energia de ligação é fraca eles se tornam instáveis e podem sofrer transformações em sua estrutura ou composição. O processo no qual um núcleo se modifica através de emissão de partículas ou radiação é chamado de decaimento radioativo.

Cada núclídeo decai de um modo e em tempos diferentes até alcançar a estabilidade. O tempo necessário para que metade dos núcleos iniciais decaia é chamado de meia-vida e a taxa na qual isso ocorre é dada pela expressão:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N(t) \quad (1.7)$$

, onde λ é a constante de decaimento.

Usando a equação (1.7) podemos chegar a relação entre o número de núcleos num determinado e o número inicial por:

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (1.8)$$

Quando $N(t) = \frac{N(0)}{2}$, temos exatamente a definição de meia vida. Substituindo esse valor na equação (1.8) encontramos o tempo de meia vida:

$$t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (1.9)$$

É importante ressaltar que o decaimento é um processo de natureza quântica e sendo assim tem uma probabilidade de ocorrer num determinado tempo. Então não se pode determinar exatamente quando a reação ocorrerá apenas a probabilidade.

Outra característica quântica das partículas que devemos considerar é que os núcleons possuem diferentes estados, assim como o elétron. Desse modo, o próton e o nêutron podem ser entendidos como partículas em estados diferentes; para isso é definido um número quântico $I = \frac{1}{2}$ para o próton, e $I = -\frac{1}{2}$ para o nêutron. A mudança entre esses estados faz o núcleo se transformar através de um processo conhecido como decaimento Beta. Este é um dos tipos de decaimentos que veremos a seguir.

1.4.1 Decaimento Beta

A natureza quântica da interação fraca permite a transição espontânea (ou não) entre estados dos núcleons se isto for energeticamente viável. Caso ocorra uma transformação espontânea de um nêutron num próton ou vice-versa, o número atômico muda, ou seja, o nuclídeo é transformado. Numa reação não espontânea, de captura por exemplo, o decaimento pode aumentar o número atômico ou o número de massa. A essas transições chamamos de decaimento beta e ela pode ocorrer de três modos diferentes.

i) Beta Menos (β^-)

Um nêutron muda de estado se transformando num próton.



A mudança no núcleo $(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A)$, mostra que este processo radioativo é um dos mecanismos de síntese de elementos através da transformação de elementos mais leves em mais pesados. A conservação da carga, energia, momento entre outras são respeitadas através da emissão do elétron e do antineutrino do elétron.

ii) Beta Mais (β^+)

Um próton muda de estado se transformando num nêutron.



Neste caso, a mudança no núcleo $(Z, A) \rightarrow (Z - 1, A)$ permite a síntese de elementos mais leves a partir dos pesados. É importante notar que a soma da massa do nêutron e do pósitron é maior que a massa do próton portanto este processo requer uma energia de $1,805 \text{ MeV}$ para acontecer, ou seja, é um processo endotérmico. Na maioria das reações essa energia é cedida naturalmente como no caso da síntese de deutério que veremos futuramente.

iii) Captura de elétrons

Em alguns casos elétrons livres ou da camada K são capturados o que provoca a seguinte reação:



A mudança no núcleo e as considerações feitas sobre as leis de conservação são as mesmas do decaimento β^+ .

Usando a equação (1.6) e considerando A constante temos:

$$B(Z, A) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_P \delta - a_C Z^2 A^{-1/3} + a_C Z A^{-1/3} - a_A (A - 4Z + 4Z^2 A^{-1})$$

$$B(Z, A) = N + Z^2 (-a_C A^{-1/3} - 4 a_A A^{-1}) + Z (a_C A^{-1/3} + 4 a_A)$$

$$B(Z, A) = LZ^2 - MZ + N \quad (1.13)$$

, onde :

$$L = -a_C A^{-1/3} - 4 a_A A^{-1},$$

$$M = a_C A^{-1/3} + 4 a_A$$

$$N = a_V A - a_S A^{2/3} - a_P \delta - a_A A$$

A equação (1.13) é uma equação de 2º grau e é representada graficamente através de uma parábola. Para um mesmo valor de A podemos usar diferentes Z como mostrado na figura 7, abaixo:

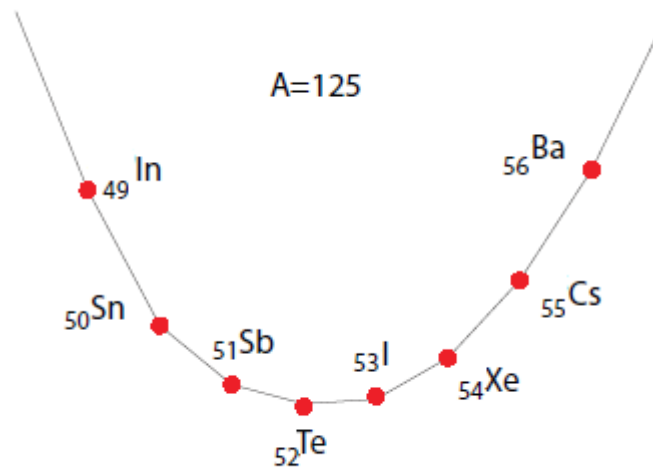
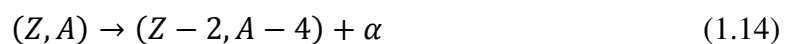


Figura 1.6 O gráfico representa a energia de ligação obtida pela SEMF para $A = 125$, onde o ponto mínimo corresponde nuclide mais estável. Os núcleos a esquerda passaram por decaimento beta menos enquanto que os da direita por beta mais, até se tornarem estáveis. Fonte: Cappellaro, 2012, pag. 14

O gráfico mostra que para $Z < 52$, o processo mais viável é o decaimento de um nêutron num próton, enquanto que para $Z > 52$, o próton decairá num nêutron. O nuclide ${}_{52}\text{T}$ não decai espontaneamente pois é estável.

1.4.2 Decaimento Alfa

Como vimos na figura 1.3, com o aumento do número de massa a energia de ligação por nucleon cresce rapidamente até atingir um máximo próximo ao ferro-56. A partir deste ponto, a energia decresce pois cada vez mais a força coulombiana e o termo de superfície da equação (1.6) se tornam mais relevantes. Núcleos muito pesados podem decair através da emissão de um núcleo de hélio chamado de partícula alfa (α), devido a estes fatores. A reação pode ser esquematizada por:



A energia liberada ou absorvida para que a reação aconteça chamaremos de Q da reação, definida pela expressão:

$$Q = M_i - M_f \quad (1.15)$$

, onde M_i é a massa inicial dos reagentes e M_f é a massa final do resultado da reação.

Evidentemente, outros tipos de decaimento como o beta ou emissão de outros núcleos podem ocorrer e a probabilidade de que ocorram depende de muitos fatores. Por exemplo, o lítio-11 decai em aproximadamente 8,5 ms por decaimento beta menos, enquanto o berílio-8 decai em duas partículas alfa em aproximadamente 10^{-16} s (Teruya e Duarte, 2011). No primeiro caso, o problema é a assimetria muito grande entre prótons e nêutrons enquanto que no segundo a emissão espontânea α ocorre pois a massa do nuclídeo é maior que a dos núcleos alfa, levando a uma diferença de massa positiva, o que favorece esta reação. Usando a equação (1.4) podemos escrever de modo análogo:

$$Q = [m(Z, A) - m(Z - 2, A - 4) - m_\alpha(2,4)]c^2 \quad (1.16)$$

Entendemos Q como a energia liberada ou recebida quando a reação acontece. Para $Q > 0$, a reação é exotérmica, ou seja, libera energia. Para $Q < 0$, a reação absorve energia, ou seja, é endotérmica. Na figura 1.7 podemos ver o porquê de alguns nuclídeos, como o já citado berílio-8, decaírem via emissão de partícula α .

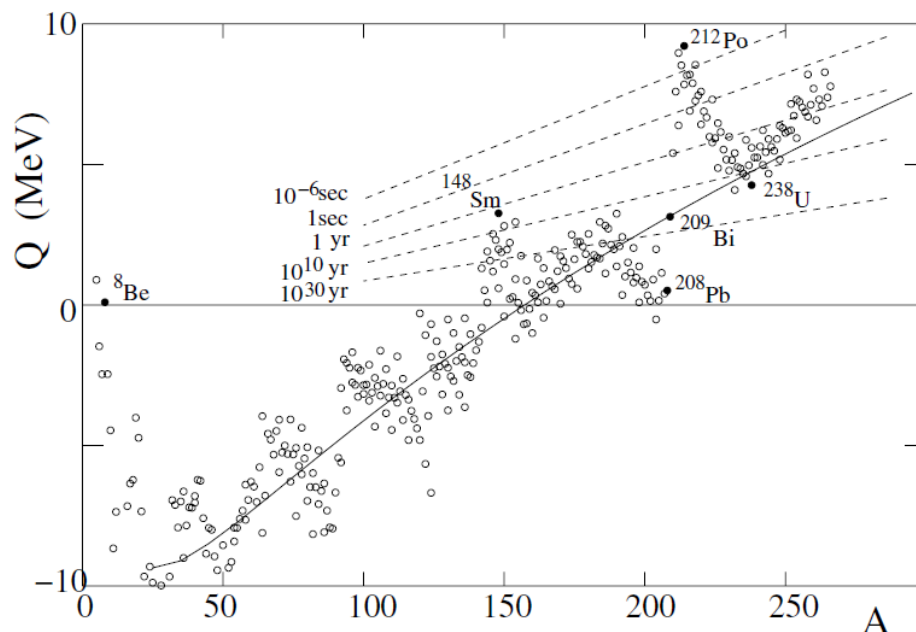


Figura 1.7 Mostra a relação entre a energia liberada pelo decaimento alfa e o número de massa A , para nuclídeos beta estáveis. A linha reta corresponde a medições usando SEMF, enquanto as linhas tracejadas a meias vida de alguns nuclídeos. Os valores negativos de Q indicam que o decaimento alfa só pode acontecer se energia externa for cedida para nuclídeos de baixo número de massa, com poucas exceções como o berílio-8. Para nuclídeos com $A > 150$ a reação é espontânea. Fonte: Basdevant, Rich e Spiro, 2005, pag. 95.

Usando a equação (1.15) temos a condição necessária para que ocorra o decaimento α :

$$m_{\alpha}(2,4) > m(Z,A) - m(Z-2,A-4) \quad (1.17)$$

Usando como exemplo o berílio-8 na equação (1.15) temos:

$$\begin{aligned} Q &= [m(4,8) - m(2,4) - m_{\alpha}(2,4)]c^2 \\ Q &\approx 7456,89 - 7456,80 \\ Q &\approx 7456,89 - 7456,80 \\ Q &\approx 0,1 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Este resultado está em concordância com a figura 1.7.

A separação de uma partícula alfa de um nuclídeo requer uma energia igual ou maior àquela que o mantém ligado. Os potenciais repulsivo e o atrativo estão representados na figura 1.8:

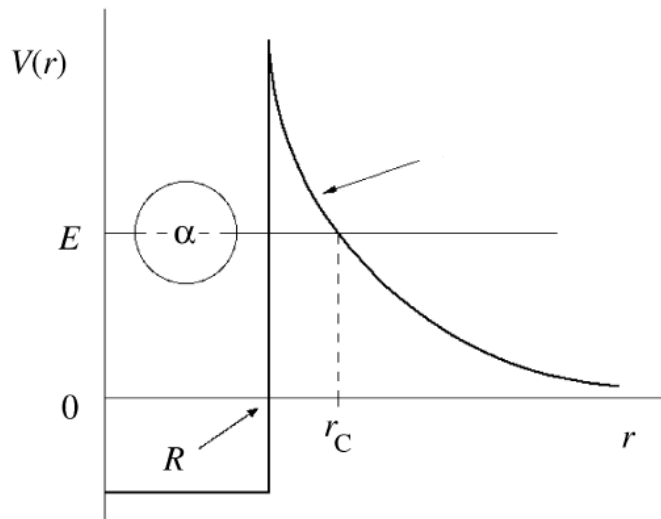


Figura 1.8 Potencial eletrostático da partícula alfa a uma distância r_c do centro do núcleo. A barreira é criada pela interação forte entre os núcleons e a partícula alfa. Classicamente partículas com energia inferior ao potencial $V(r)$ não escapariam da barreira, entretanto o tunelamento quântico afirma que existe uma probabilidade de ocorrer o escape. Fonte Martin, 2006, pag. 239

A distância da partícula alfa até o centro do nuclídeos é r_c e R é o raio de ação da interação forte. O potencial coulombiano $V(r)$ aparece devido à interação eletromagnética e à barreira a interação forte. Para nuclídeos com número de massa muito grande, podemos imaginar que algumas partículas alfa estão além da barreira, ou seja, $r_c > R$. Nesta situação evidentemente a partícula será emitida. Mas se a partícula estiver numa distância $r_c < R$ a emissão seria

impossível. A solução para esta questão vem do efeito quântico chamado de Tunelamento Quântico. Existe uma probabilidade de uma partícula com energia E menor que a barreira de transpô-la. Esta probabilidade é um fator que torna a meia vida impossível de ser exatamente determinada.

1.4.3 Decaimento Gama

Sabemos que um elétron emite radiação quando sai de um nível mais energético para um menos energético. De modo análogo, um nuclídeo possui diferentes níveis de energia e ao ser perturbado pode apenas sofrer transições entre esses níveis, sem que haja mudança nos núcleons. A reação que representa o decaimento gama é dada por:



O índice n representa um estado excitado. Nesse decaimento a radiação emitida é um fóton γ e sua energia depende da estrutura e da diferença de energia entre o estado final e inicial do nuclídeo.

Capítulo 2

Nucleossíntese

As estrelas se formam devido a pequenas flutuações de densidade nas nuvens de gás e poeira compostas principalmente de hidrogênio. Estas pequenas flutuações acabam por colapsar a nuvem devido a ação gravitacional sempre atrativa. No centro da nuvem em colapso a temperatura cresce à medida que a contração continua até o momento no qual os prótons se fundem liberando energia suficiente para manter o equilíbrio entre a pressão e a gravidade.

Para nuvens suficientemente grandes com cerca de 10^4 massas solares o colapso pode formar uma estrela (UFRGS, 2012). Evidentemente diversos fatores como metalicidade, temperatura, rotação entre outros, tem influência direta sobre a formação de estruturas. A depender da massa de gás, estrelas de diferentes características se formam como as estrelas tipo B que possuem temperatura superficial entre 10.000 - 28.000 K. Na maior parte da vida de uma estrela ela converte hidrogênio em hélio através do processo de fusão, mas em outros estágios ela passará a criar elementos mais pesados como carbono, até no máximo o ferro. Os caminhos principais para converter hidrogênio em hélio são a cadeia pp ou próton – próton e o ciclo CNO. A queima de hélio por sua vez é feita através do processo triplo alfa. Estas reações requerem certos intervalos de temperatura para que a síntese ocorra com uma certa probabilidade, e em cada uma delas consideraremos que a interação coulombiana já fora vencida, observando apenas por hora, a interação forte e fraca.

Para a formação de elementos mais pesados temos a captura de nêutrons que pode ocorrer de duas formas: o processo mais lento ou processo s (slow) e o mais rápido ou processo r (rapid). Estes processos requerem muita energia e densidade alta de nêutrons, o que por sua vez é possível em supernovas, fase final da vida de algumas estrelas mais massivas que o nosso sol. Este capítulo tem como objetivo entender como os elementos mais leves e mais pesados são sintetizados e qual a sua relação com os processos de decaimento já citados no capítulo anterior.

2.1 Classificação Estelar

Existem muitas maneiras de classificar uma estrela usando parâmetros como sua massa, temperatura superficial, luminosidade e cor, além de outras características. Em 1890, um tipo de classificação chamado de Sequência Espectral de Harvard ou simplesmente classificação

espectral foi criado. Nesse sistema uma relação entre espectro e temperatura superficial é estabelecida através da lei de Wien:

$$\lambda \cdot T_s = k \quad (2.1)$$

, onde k é uma constante e λ_{max} é o comprimento de onda máximo observado em angstroms. O espectro é como uma identidade única dos elementos químicos em suas diversas composições eletrônicas e para cada composição temos um comprimento de onda associado. Assim, a comparação das linhas observadas em laboratório com as obtidas analisando a superfície das estrelas revela a composição química superficial, e por sua vez a temperatura através da equação (2.1).

Em resumo podemos dizer que estrelas mais quentes apresentam λ_{max} menor e possuiam cores mais brancas/azuladas, enquanto as mais frias tem λ_{max} maior sendo mais avermelhadas. A classificação por cor ou espectro relaciona as letras O, B, A, F, G, K e M com cores e temperatura superficial, como mostra a tabela 2.1 abaixo:

Tabela 2.1 Mostra a relação entre o tipo espectral das estrelas com sua cor, temperatura superficial e as linhas de absorção observadas. Cada linha tem relação única com um elemento sendo assim a sua identidade. Fonte: <http://www.astro.iag.usp.br/>

Tipo Espectral	Cor	Temperatura Superficial (10^3K)	Linhas de Absorção Principais
O	Azul	>28	He ionizado (fortes), elementos pesados ionizados (OIII, NIII, SiIV),
B	Azulada	10-28	He neutro (moderadas), elementos pesados 1 vez ionizados
A	Branco	7,5 - 10	He neutro (muito fracas), ionizados, H (fortes)
F	Amarelada	6-7,5	Elementos pesados 1 vez ionizados, metais neutros (FeI, CaI), H (moderadas)
G	Amarelo	5-6	Elementos pesados 1 vez ionizados, metais neutros, H (relativamente fracas)
K	Laranja	3,5-5	Elementos pesados 1 vez ionizados, metais neutros, H (fracas)
M	Vermelha	<3	Átomos neutros (fortes), moleculares (moderadas), H (muito fracas)

Essa classificação ainda foi refinada atribuindo valores de 0 a 9 para cada tipo espectral, o que implica em uma precisão maior, por exemplo, para temperaturas intermediárias. Uma estrela classificada como B0 tem temperatura superior a uma B9.

Uma das limitações desta classificação está no fato de que as observações mostram que muitas estrelas tem a mesma temperatura superficial porém luminosidades diferentes. Evidentemente a inclusão deste parâmetro levaria a um sistema de classificação muito mais preciso e completo. Sabendo que a luminosidade pode ser medida conhecendo o produto do fluxo de energia pela área:

$$L = F \cdot A \quad (2.2)$$

E que o fluxo e a temperatura superficial estão relacionados pela expressão:

$$F = \sigma \cdot T^4 \quad (2.3)$$

Considerando uma distribuição aproximadamente esférica:

$$L = \sigma \cdot T^4 \cdot 4\pi R^2 \quad (2.4)$$

Esta expressão mostra que para uma mesma temperatura, a luminosidade só poderá ser diferente para raios diferentes. Assim quanto maior for a estrela, maior será a sua luminosidade para uma mesma temperatura superficial. É importante notar que a luminosidade citada é a absoluta, ou seja, aquela que dois corpos apresentam a uma mesma distância. É comum também a chamarmos de magnitude absoluta e a apresentarmos em comparação à luminosidade do sol.

O gráfico que relaciona a luminosidade e o tipo espectral foi criado por Ejnar Hertzsprung (1873-1967) e também de modo independente por Henry N. Russel (1877-1957), e é hoje conhecido como Diagrama de Hertzsprung-Russel. Abaixo temos este gráfico, na figura 3.1.

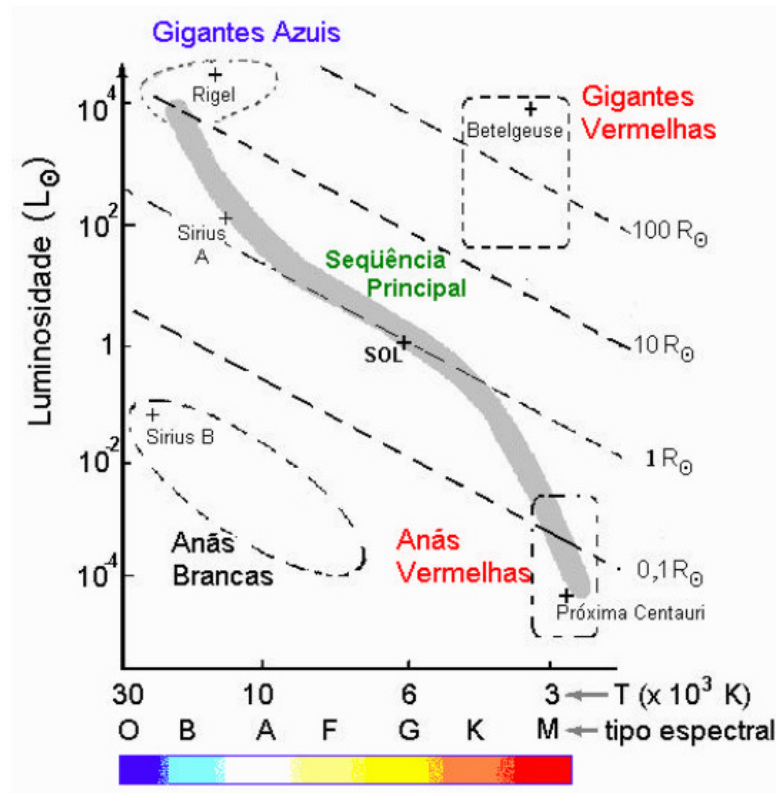


Figura 2.1 Diagrama H-R classifica as estrelas de acordo com sua luminosidade e temperatura ou tipo espectral. A faixa cinza chamada sequência principal é onde a maior parte das estrelas observadas se encontra e consome hidrogênio como combustível principal. Alguns exemplos de estrelas próximas são apresentados e suas respectivas classificações no diagrama H-R. Fonte: <http://www.astro.iag.usp.br/>

A sequência principal é uma faixa na qual a maior parte das estrelas fica enquanto queima seu combustível principal, o hidrogênio. A forma mais simples de usar este combustível em estrelas de massa inferior a 1,5 massas solares ($M < 1,5 M_{\odot}$) é a fusão de prótons ou cadeia próton-próton. As estrelas tipo O tem massa superior à $1,5 M_{\odot}$, neste caso o chamado ciclo CNO torna-se mais importante no processo de queima de hidrogênio. No momento em que a queima de hidrogênio não é suficiente para manter o equilíbrio entre a pressão e a gravidade as estrelas evoluíram até saírem da sequência principal. A partir dos próximos tópicos veremos os processos de nucleossíntese em estrelas de tipo espectral O, as suas transformações e principais características.

2.2 Cadeia PP

O hidrogênio pode ser convertido em hélio se a temperatura central for alta o suficiente para vencer a barreira coulombiana. Isto só acontece para temperaturas acima de $1,4 \cdot 10^6 K$ (Madejsky, 2014) levando ao processo conhecido como fusão. A cadeia PP pode ocorrer de três modos distintos classificados como: PP1, PP2 ou PP3.

2.2.1 Cadeia PP 1

O ciclo primário de transformação do hidrogênio consiste em unir dois prótons e quando isso acontece ao invés da reação criar o nuclídeo 2He , ocorre um decaimento:



A reação acima é explicada pelo processo de decaimento beta mais β^+ mostrado na equação (1.11). Apesar do processo ser endotérmico com energia $Q = -1,805 MeV$, a energia de ligação do nuclídeo 2H , que pode ser encontrada pela equação (1.4), é $B(1,2) = 2,225 MeV$. Desse modo a energia total $\nabla E = 0,420 MeV$ liberada é positiva, a reação é exotérmica e concede energia cinética para o pósitron e neutrino. O pósitron por sua vez é aniquilado quando interage com um elétron liberando $1,022 MeV$ de energia (ver figura 2.2). Finalmente temos a energia total da primeira parte da cadeia pp 1 é aproximadamente $1,442 MeV$.

Posteriormente o deutério pode se combinar com outro hidrogênio formando hélio, através da reação:



Neste passo não há mudança de estado dos núcleos apenas energia sendo emitida em forma de fóton. A energia liberada neste passo é de aproximadamente $5,493 MeV$.

Por fim dois hélios 3 obtidos nos passos acima e se combinam em hélio 4.



Deste modo a reação é concluída sintetizando hélio e restituindo dois prótons ao meio. A energia liberada neste último passo é de $12,860 MeV$.

Podemos resumir todo o processo acima pela reação mostrada na figura 2.2:

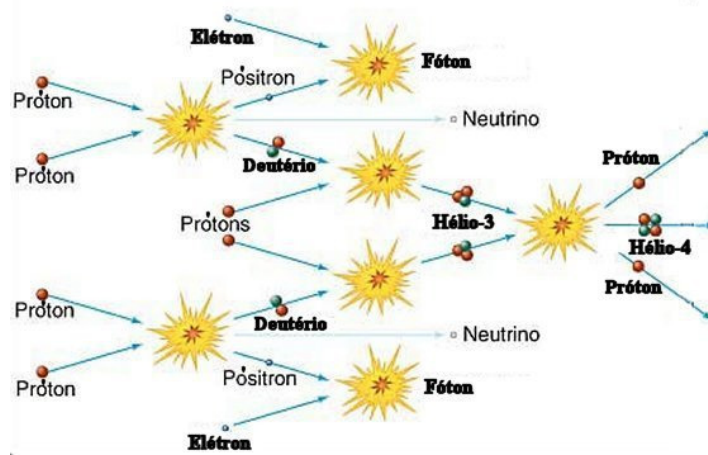


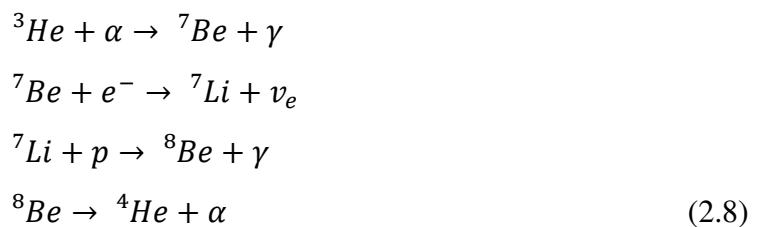
Figura 2.2 Representação esquemática da cadeia PP 1. A fusão de dois prótons forma deutério que ao se fundir com outro próton forma o nuclídeo hélio-3. Com duas reações deste tipo o hélio 4 pode ser formado a partir da fusão dos dois hélio-3 criados. Durante o processo energia é liberada em forma de radiação e partículas e no fim dois prótons são restituídos ao meio.

No total a cadeia PP1 libera $26,2 \text{ MeV}$ de energia e sua probabilidade de ocorrer é de 86%.

Além deste caminho também existe a probabilidade de ocorrer outras reações do a partir do último passo descrito pela PP1. A seguir veremos estes processos e suas probabilidades.

2.2.2 Cadeia PP 2

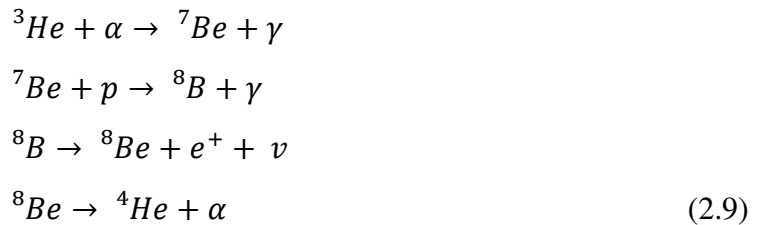
No processo descrito por PP1 vimos que é necessário a formação de dois ${}^3\text{He}$ até que a reação final ocorra, criando ${}^4\text{He}$. Contudo há a possibilidade de usar ${}^4\text{He}$ já formado na estrela como agente catalisador numa reação com ${}^3\text{He}$ através de dois caminhos diferentes. Um destes caminhos é a cadeia PP2 descrita pela reação abaixo:



No primeiro e terceiro passo temos apenas fusão através da interação forte, e no segundo e terceiro passos temos os processos radioativos de decaimento por captura eletrônica e emissão alfa, respectivamente. No total a cadeia PP2 libera $25,7 \text{ MeV}$ e sua probabilidade de ocorrer é de 14%.

2.2.3 Cadeia PP 3

Usando o mesmo catalisador do processo PP2, e seguindo o primeiro passo temos:

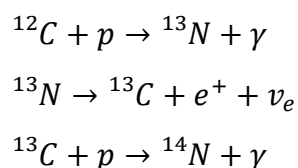


O ciclo PP3 tem como principal diferença em relação ao ciclo PP2, a captura de um próton através da interação forte com emissão de partícula gama, no segundo passo da equação (2.7). No terceiro passo temos um decaimento β^+ e no último passo um decaimento alfa, semelhantemente ao ocorrido no PP2. No total a cadeia PP3 libera $19,3 \text{ MeV}$ e sua probabilidade de ocorrer é de $0,02\%$. A captura de um próton ao invés de um elétron, requer maior energia o que diminui a probabilidade de PP3 em relação a PP2. Notemos ainda que a captura de um próton pelo lítio dispense mais energia para o ciclo PP2 que o decaimento ocorrido em PP3, o que explica a diferença de energia entre eles.

2.3 Ciclo CNO

Como dissemos estrelas com massa acima de 1,5 massas solares usam o ciclo CNO na fase inicial de sua evolução, desde que elas tenham os agentes catalisadores o suficiente, portanto estrelas de primeira geração tem probabilidades baixas de usar este mecanismo. Usando o carbono-12, nitrogênio-14 ou oxigênio-16 como catalisadores para produzir hélio, as estrelas consomem hidrogênio mais rapidamente que nas cadeias PP. O primeiro passo da cadeia PP em condições típicas de uma massa solar dura aproximadamente 10^{10} anos enquanto que as do tipo espectral B o passo mais lento é inferior a 10^8 anos (Madejsky, 2014).

O ciclo CNO pode ocorrer das seguintes formas:



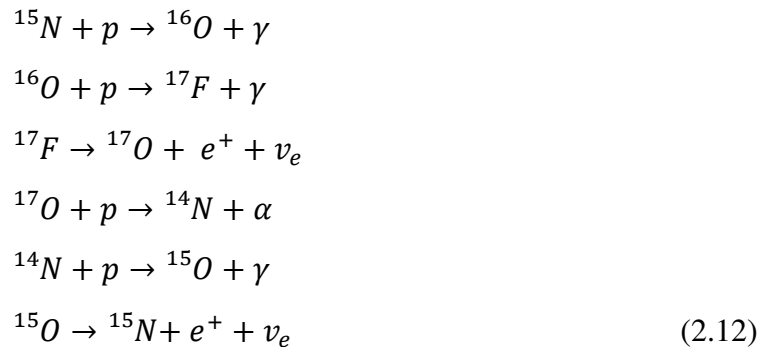


A partir da última reação na equação (2.8) temos diferentes possibilidades. O mais provável



O processo descrito acima pode continuar de forma cíclica consumindo prótons.

Se o decaimento por emissão alfa não ocorrer no último passo de (2.9) o processo de síntese pode continuar da seguinte forma:



Também podemos pensar no processo acima começando a partir de ${}^{15}\text{N}$ formando um ciclo completo ao final de (2.10).

Novamente se o decaimento por emissão alfa não ocorrer agora no quarto de passo (2.10) o processo de síntese pode continuar para:



Em cada processo os catalisadores são restituídos no fim das reações. Apesar de (2.11) não formar um ciclo que restitui ${}^{17}\text{O}$, é possível que isso ocorra. Afim de evitar repetições de inúmeros ciclos, a figura 2.3 mostra que a partir da reação de fusão com um próton podemos formar um ciclo perfeito para cada nuclídeo. Ademais, em todos eles ocorre a liberação das

mesmas quantidades de partículas e fótons, com a conversão de quatro prótons em um núcleo de hélio semelhantemente ao ocorrido na cadeia PP1.

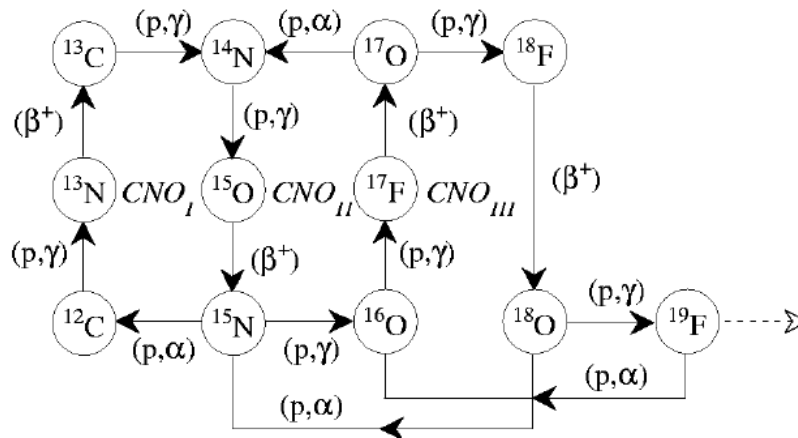


Figura 2.3 Fusão de prótons com os catalisadores carbono, oxigênio e nitrogênio formando hélio. O ciclo principal CNO I inicia-se com o carbono 12 que é restituído após a formação de um núcleo de hélio. O ciclo CNO II e III podem ocorrer mais com baixa probabilidade principalmente na passagem pelo flúor 19. Independentemente do caminho escolhido 4 prótons são consumidos num ciclo completo. Fonte: Langer, 2012, pag. 52.

Os possíveis caminhos alternativos mostrados em (2.10), (2.11) e na figura 2.3 tem baixa probabilidade. Existem diversas outras possibilidades de queima de hidrogênio os quais necessitam de altíssimas temperaturas e metalicidade para serem consideradas relevantes. Os ciclos NeNa e MgAl são exemplos de meios alternativos para queima de hidrogênio.

2.4 Tempo na Sequência Principal

Seguindo a evolução natural da estrela, parte do hidrogênio terá se convertido em hélio no núcleo, com isto a concentração desse elemento aumenta e a probabilidade de que reações com ele ocorram torna-se cada vez maiores. Quando 10% do hidrogênio for consumido, a estrela passa por transformações em sua estrutura saindo da sequência principal como mostra a figura abaixo x. O valor de 10% é conhecido como limite Schenberg-Chandrasekhar estudado pelo brasileiro Mário Schenberg (1916-1990) e o indiano Subrahmanyan Chandrasekhar (1910-1995) e publicado em 1942.

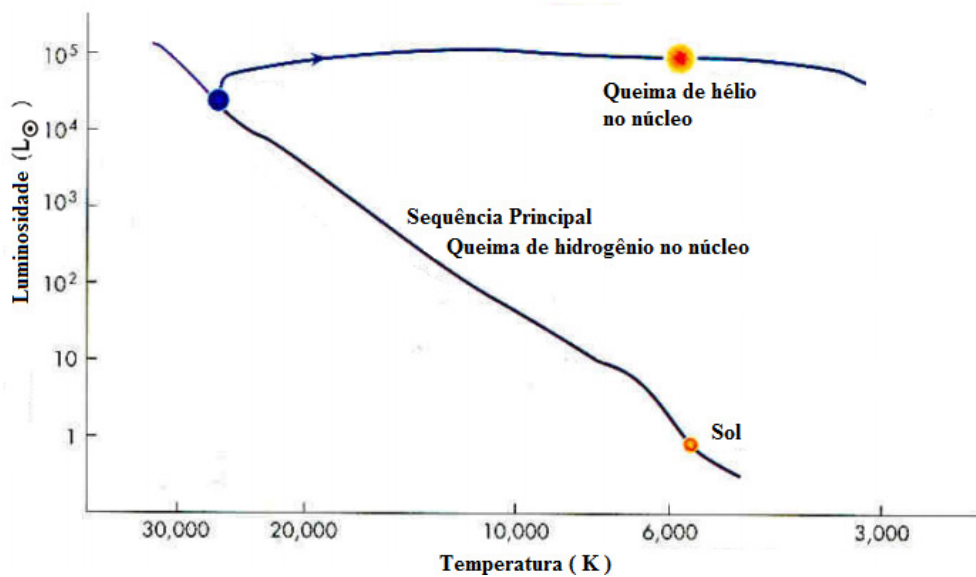


Figura 2.4 Diagrama H-R com a evolução de uma estrela com temperatura entre 30 a 40 mil Kelvins. Enquanto na sequencial principal seu principal combustível é o hidrogênio. Quando este não é capaz de manter o equilíbrio entre a pressão interna e a gravidade a estrela passará por transformações na temperatura, raio e luminosidade até começar a queima de hélio. Fonte: <http://cosmos.phy.tufts.edu/>

Estrelas mais massivas consomem mais rapidamente o hidrogênio e por sua vez diminuem o tempo na sequência principal. Para uma estrela do tipo espectral B de até $M = 10 M_{\odot}$ e luminosidade $L = 10^4 L_{\odot}$, podemos calcular o tempo de permanência na sequência principal. Usando os resultados obtidos nas equações de (2.5) a (2.7) vemos que a cadeia PP1 libera $26,2 \text{ MeV}$ enquanto que as equações de (2.8) a (2.9) do ciclo CNO libera $25,0 \text{ MeV}$. Nos dois processos 4 prótons são usados para formar um núcleo de hélio, com uma diferença de energia de $1,2 \text{ MeV}$. Apesar desta semelhança o ciclo CNO produz energia mais rapidamente e como já dissemos é mais importante em estrelas de alta massa. Assim a eficiência de quatro prótons, via ciclo CNO, é igual a:

$$\eta = \frac{E_{CNO}}{M_{4p}} = \frac{25,0 \text{ MeV}}{6,7 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}}$$

$$\eta \approx 3,7 \cdot 10^{33} \text{ eV/Kg} \quad (2.14)$$

Como a massa do Sol é de $2 \cdot 10^{30} \text{ Kg}$, uma estrela de 10 massas solares tem energia total igual a :

$$E_T = \eta \cdot 10 M_{\odot}$$

$$E_T = 7,4 \cdot 10^{64} eV \quad (2.15)$$

Desse modo, o tempo para a queima de todo o hidrogênio, sabendo que a luminosidade do sol é de $L_{\odot} = 25 \cdot 10^{44} eV/s$, e a estrela tem luminosidade $L = 10^4 L_{\odot}$ é dado por:

$$t_{CNO} = \frac{E_T}{L} = \frac{7,4 \cdot 10^{64} eV}{25,0 \cdot 10^{48} eV/s}$$

$$t_{CNO} \approx 1 \cdot 10^8 \text{ anos} \quad (2.16)$$

Entretanto, quando queima 10% de seu hidrogênio sua estrutura muda e como já dissemos ele sai da sequência principal. Portanto, o tempo na sequência principal considerando apenas a queima de hidrogênio é da ordem de:

$$t_{sp} = 10^7 \text{ anos} \quad (2.17)$$

É importante salientar que, até a ignição ou flash de hélio a estrutura estelar muda gradativamente e conseqüentemente o equilíbrio entre o colapso e a pressão da radiação também. Com redução do hidrogênio no núcleo e o aumento de hélio, a força gravitacional se torna maior que a pressão da radiação aumentando a temperatura central. Em determinado momento a temperatura se torna tão alta que o hidrogênio nas camadas próximas ao núcleo e o hélio na região central começam a sofrer fusão. Isso faz a pressão se tornar cada vez maior levando a uma expansão e conseqüentemente ocorre a diminuição de sua temperatura superficial (veja eq. 2.4) como mostra a figura 2.4. Para estrelas do tipo espectral B com a massa e luminosidade que consideramos, a expansão as leva para a classificação de supergigante. Estrelas de baixa massa, como o nosso sol, se tornam gigantes vermelhas. No próximo tópico veremos como o hélio reage através da fusão liberando a energia necessária para manter a estabilidade estelar e como isso influencia na evolução de nossa estrela.

2.5 Processo Triplo Alfa

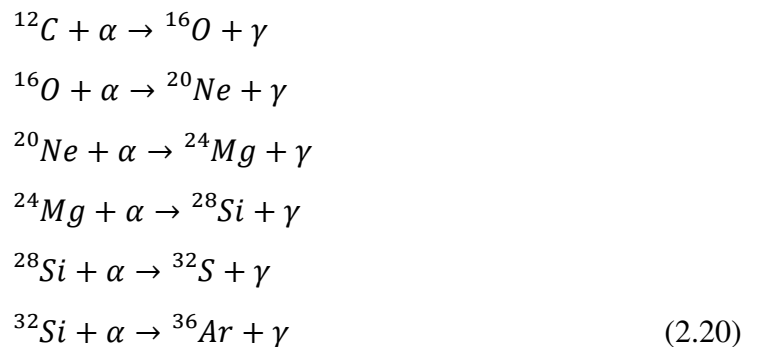
Em condições típicas no interior das estrelas, algumas reações envolvendo o hélio serão desconsideradas pois produzem nuclídeos muito instáveis que são destruídos rapidamente. Um exemplo de reação de fusão do hélio com um próton impossível é : ${}^4\text{He} + p \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$. A reação mais viável é com a partícula alfa, que nada mais é do que um núcleo de hélio. Para que dois núcleos de hélio se fundam é necessário uma temperatura central $T_c > 10^8 K$, assim a reação abaixo se torna relevante.



Mas esse nuclídeo decai muito rapidamente via emissão alfa, a equação (2.13) é reversível. Portanto é necessário que outra reação ocorra logo em seguida com outro núcleo de hélio para que o nuclídeo se torne estável. Assim temos a reação mais simples e estável para queima de hélio, da seguinte forma:



A primeira reação é endotérmica pois possui $Q = -91,8 \text{ KeV}$, o que é um problema do ponto de vista do equilíbrio térmico. Mas como fora dito, as reações ocorrem muito rapidamente e quando a reação com o berílio ocorre temos: $Q = 7,36 \text{ MeV}$; então a reação completa libera $7,27 \text{ MeV}$ de energia. Outras reações são possíveis usando o hélio como combustível e isso depende da massa, composição e temperatura da estrela. Abaixo temos algumas destas reações:



Até o terceiro passo da equação (2.20) na formação do magnésio-24 as reações são possíveis apesar da probabilidade diminuir muito, após a formação do oxigênio-16 no primeiro passo. Nas condições típicas que estamos tratando a formação do silício é desintegrado muito rapidamente por foto dissociação (Chung, 2001). Como são necessários três partículas alfa para formar o nuclídeo estável, oxigênio-16, esse processo é chamado de Triplo Alfa.

Usando a equação (1.3) podemos calcular a energia total do processo triplo alfa (até ^{16}O), considerando apenas o hélio convertido durante a sequência principal (10% de $10 M_{\odot}$) e o resultado já encontrado na equação (2.19). Neste passo escreveremos diretamente o Q das três reações:.

$$\begin{aligned} Q &= 7,27 + (M_{^{12}\text{C}} + M_{\alpha} - ^{16}\text{O}) \\ Q &= 14,33 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2.21)$$

A eficiência energética do processo triplo alfa nessas condições, é dada por:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{E_{3\alpha}}{M_{3\alpha}} = \frac{14,33 \text{ MeV}}{19,93 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}} \\ \eta &\approx 7,16 \cdot 10^{32} \text{ eV/Kg} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Dada a condições inicial de massa $M = 10 M_{\odot}$ podemos calcular a energia total pela queima de hélio:

$$\begin{aligned} E_T &= \eta \cdot 10\%M \\ E_T &= 14,33 \cdot 10^{62} \text{ eV} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Sabendo que a contribuição da energia no núcleo para a luminosidade é de no máximo 48% (INPE, 2005) e usando este valor máximo, temos uma luminosidade $L = 0,48 \cdot 10^4 L_{\odot}$. Deste modo podemos estimar o tempo para a queima de todo hélio, usando:

$$t_{3\alpha} = \frac{E_T}{L} = \frac{14,33 \cdot 10^{62} \text{ eV}}{12,0 \cdot 10^{48} \text{ eV/s}}$$

$$t_{3\alpha} \approx 3,83 \cdot 10^6 \text{ anos} \quad (2.24)$$

Novamente vale ressaltar que o cálculo inclui apenas o hélio produzido pelo hidrogênio na sequência principal, ou seja, o hélio produzido após este período e o pré-existente não foram considerados, e que a luminosidade permanece aproximadamente constante durante a queima de hélio, fig. 2.4.

Como vimos, a queima de hidrogênio determina a posição da estrela na sequência principal no diagrama H-R, e que após isso ela vai se tornando uma gigante ou supergigante até iniciar a queima de hélio. Quando o processo triplo alfa se torna predominante no núcleo temos um novo equilíbrio entre a gravidade e pressão, e a estrela entra no chamado ramo horizontal, figura 2.5.

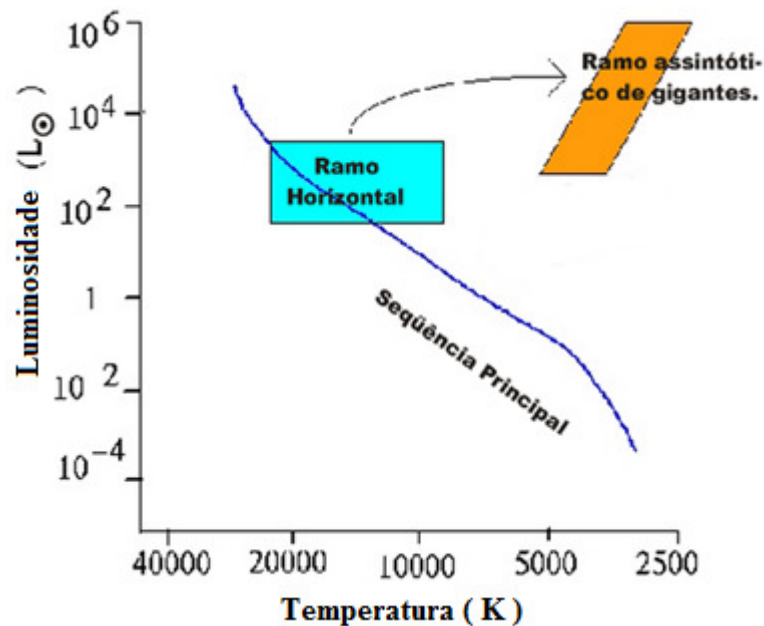


Figura 2.5 O ramo horizontal é uma faixa na qual as estrelas passam ao exaurir o hidrogênio no núcleo e começar a queimar hélio através do processo triplo alfa. Após consumir este combustível no núcleo elas vão para o ramo assintótico de gigantes ou supergigante. Fonte: UFRGS, 2012

Após o tempo estimado em 100 mil anos, o hélio através do processo triplo alfa também será consumido, criando um desequilíbrio entre a gravidade e pressão. Semelhantemente ao ocorrido após a sequência principal, haverá queima de hélio e hidrogênio em camadas mais externas, aumentando novamente o raio e levando nossa estrela para o Ramo Assintótico das Gigantes (AGB), como mostrado na figura 2.5.

A partir dos núclídeos formados pela queima de hélio veremos outros meios de se obter elementos mais pesados e como isto faz nossa estrelas do tipo espectral B evoluir.

2.6-Nucleosíntese até o Ferro

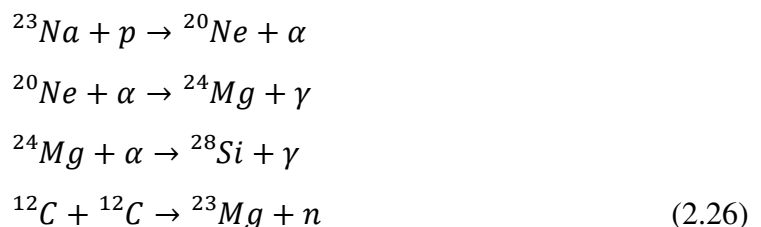
Até aqui vimos somente a queima de hidrogênio e hélio formando núclídeos com número de massa máximo $A = 36$. Porém o núcleo da estrela fica composto essencialmente por carbono e oxigênio, devido as baixas probabilidades de formação para $A > 16$ para temperaturas típicas no ramo horizontal de estrelas até $10 M_{\odot}$. Na figura 1.3 também vimos que existe um limite próximo ao ferro-56 para qual a energia de ligação por núcleon se torna máxima. Os processos de formação de elementos até o ferro dependem de temperaturas centrais cada vez maiores pois para que a fusão ocorra é necessário vencer a intensa repulsão elétrica dos prótons até que eles cheguem no alcance da interação forte.

2.6.1-Queima de Carbono

Para temperatura $T_c > 6 \cdot 10^8 K$ as estrelas podem queimar o carbono-12 através da fusão deste e outros núclídeos. Abaixo temos as principais reações:



A produção de potássio-23 e neônio-20 tem a mesma probabilidade de ocorrer e dependem dos possíveis estados dos núclídeos durante sua formação. O próton e a partícula alfa são imediatamente capturados dando prosseguimento a nucleossíntese através de diversas reações como os exemplos mostrados abaixo:



As reações mostradas acima ocorrem sem necessariamente seguir um caminho específico e são apenas alguns exemplos de como a queima de carbono enriquece o meio produzindo núclídeos

mais pesados, nêutrons e prótons. Outra reação envolvendo o carbono-12 fundamental para a nucleossíntese é a mostrada abaixo:



Diferentemente da última reação de (2.26) que produz nêutrons mas o faz por um processo endotérmico, a produção de nêutrons em (2.27) libera energia e é uma das fontes principais de nucleossíntese do processo s, que será abordado a seção 2.8. Além disso, também é uma fonte de oxigênio-16, que é um dos combustíveis na sequência de produção de nuclídeos, importante para evolução estelar.

Na equação (2.20) vimos que o processo triplo alfa pode sintetizar com maior probabilidade carbono-12 e oxigênio-16, e com menor probabilidade neônio-20 e magnésio-24. A proporção da produção destes nuclídeos depende de uma série de fatores como metalicidade inicial e temperatura. Estabelecer esta proporção é uma tarefa muito difícil dada a complexidade das reações no núcleo estelar. Desse modo irei usar a proporção 60% de oxigênio e 40% de carbono no núcleo, tendo em mente que algumas estrelas em condições de massa, metalicidade, temperatura e luminosidade podem apresentar tal característica (Arnett e Truran, 1969). O valor escolhido em 40% evidentemente visa simplificar o modelo mas está próximo aos estabelecidos para modelos entre $9.5 - 10 M_{\odot}$, (Siess, 2005, p. 726) e (Arnett e Truran, 1969, p. 342.), respectivamente 34% e 50% (composição A do modelo escolhido).

Apenas as reações que consomem diretamente o carbono-12 apresentadas a partir da equação (2.25) serão usadas, exceto a reação endotérmica que forma magnésio-23 pois não contribui para a luminosidade.

Com o mesmo procedimento feito no ciclo CNO e processo triplo alfa, iremos inicialmente calcular a energia liberada nas reações usando a equação (1.13):

Para a primeira reação na equação (2.25)

$$\begin{aligned}
 Q &= M_{12\text{C}} + M_{12\text{C}} - M_{23\text{Na}} - M_p \\
 Q &= 2,24\text{MeV}
 \end{aligned}
 \tag{2.28}$$

Energia para a segunda reação na equação (2.25)

$$\begin{aligned}
 Q &= M_{12C} + M_{12C} - M_{20Ne} - M_{\alpha} \\
 Q &= 4,62 \text{ MeV}
 \end{aligned}
 \tag{2.29}$$

Energia para a reação (2.27)

$$\begin{aligned}
 Q &= M_{12C} + M_p - M_{16O} + M_n \\
 Q &= 5,86 \text{ MeV}
 \end{aligned}
 \tag{2.30}$$

A eficiência energética no processo de fusão dos cinco carbonos-12 usados nas relações acima, é dada por:

$$\begin{aligned}
 \eta &= \frac{E_{12C}}{M_{5^{12}C}} = \frac{12,72 \text{ MeV}}{9,96 \cdot 10^{-26} \text{ Kg}} \\
 \eta &\approx 1,27 \cdot 10^{32} \text{ eV/Kg}
 \end{aligned}
 \tag{2.31}$$

Dada a condição inicial de massa $M = 10 M_{\odot}$ podemos calcular a energia total pela queima de carbono, sabendo que 10% da massa inicial foi convertida em hélio e 40% deste em carbono:

$$\begin{aligned}
 E_T &= \eta \cdot 0,4 M_{\odot} \\
 E_T &= 1,01 \cdot 10^{62} \text{ eV}
 \end{aligned}
 \tag{2.32}$$

A luminosidade na queima de carbono varia muito podendo atingir valores da ordem $10^8 L_{\odot}$ no primeiro “flash de carbono” (Rood e Renzini, 1997, p 140) e $10^6 L_{\odot}$ no último (Siess, 2005 p 726). Novamente ressaltamos que cada passo pode ter diferentes tempos e contribuições para a luminosidade produzida pelo carbono e estimá-los depende de uma série de considerações. Como sabemos quanto maior a luminosidade menor o tempo de queima, logo o maior tempo de queima que podemos é dado usando luminosidade $10^6 L_{\odot}$. Sendo assim o tempo para a queima de todo carbono, é dado por:

$$t_c = \frac{E_T}{L} = \frac{1,01 \cdot 10^{62} \text{ eV}}{2,5 \cdot 10^{51} \text{ eV/s}}$$

$$t_c \approx 1,3 \cdot 10^3 \text{ anos} \quad (2.33)$$

Em cada período citado até agora muitas transformações ocorrem como a queima dos elementos em camadas externas subsequentes, variação da massa, luminosidade, raio e abundância dos elementos. A primeira camada com queima de hidrogênio surge após a saída da sequência principal, enquanto que a segunda de hélio após este não ser capaz de manter a estabilidade estelar. Desse modo surgem as camadas como mostra a figura 2.6:

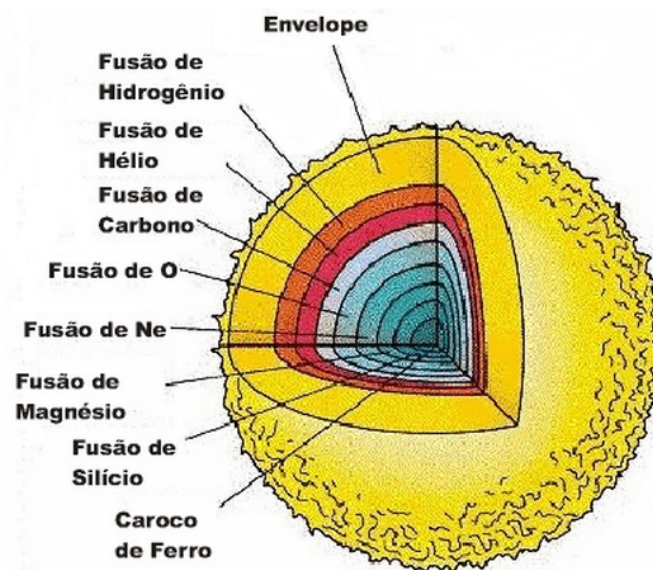


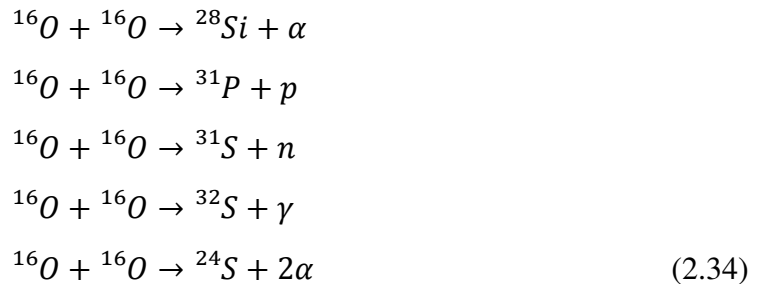
Figura 2.6 Em diferentes estágios as estrelas continuam a queimar os elementos antes consumidos no núcleo, formando uma estrutura de camadas. Estrelas com massa maior que $10 M_{\odot}$ prosseguem com a queima de neônio e oxigênio até formarem o ferro. Fonte: UFRGS, 2014

A determinação da contribuição para a luminosidade, densidade e temperatura das próximas camadas, como a de neônio por exemplo, depende de uma série de fatores. A massa inicial $10 M_{\odot}$ é um limite no qual as estrelas podem ou não continuar queimando outros elementos após o carbono. A falta de conhecimento sobre a perda de massa por exemplo nas reações leva a grandes incertezas sobre parâmetros fundamentais que determinam a evolução da estrela.

O tempo de queima dos próximos nuclídeos é bem curto variando em meses para o oxigênio e dias para o silício. A partir do oxigênio veremos os processos e as energias liberadas em cada reação.

2.6.2-Queima de Oxigênio

Para temperaturas $T_c > 10^9 K$ o elemento que é usado como combustível é o oxigênio. As principais reações são:

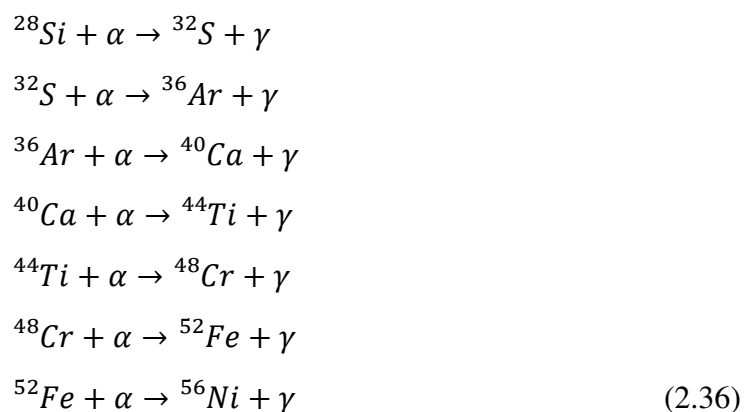


Os núclídeos produzidos na equação (2.34) podem ser formados também por caminhos alternativos, como por exemplo:



2.6.3-Queima de Silício

Finalmente para temperaturas $T_c > 4 \cdot 10^9 K$ as estrelas podem queimar o silício-28. Dentre algumas possibilidades, apresentaremos apenas a que leva aos núclídeos com maior energia de ligação por núcleon. A principal reação é dada por:



O níquel-56 formado decai por captura eletrônica para o cobalto-56, que por sua vez também decai chegando no nuclídeo mais estável, o ferro-56. Podemos resumir os principais processos de nucleossíntese até o ferro através tabela 2.2.

Tabela 2.1 Mostra os principais processos de nucleossíntese em estrelas massivas, a temperatura para que ocorram, reagentes, produtos e tempo de queima.

Combustível	Processo	Temperatura ^a (K)	Produto	Tempo
H	CNO	$T_c > 2 \cdot 10^7$	He	10^7 Anos
He	Triplo Alfa	$T_c > 10^8$	C e O	$3,83 \cdot 10^6$ Anos
C	C-C	$T_c > 6 \cdot 10^8$	O, Ne, Ma, e Mg	$1,3 \cdot 10^3$ Anos
O	O-O	$T_c > 10^9$	Mg, S, P e Si	Meses
Si	Fusão Alfa ^b	$T_c > 4 \cdot 10^9$	Co, Fe, Ni	Dias

É importante notar que as reações podem ocorrer mesmo para temperaturas diferentes por causa do tunelamento quântico, e que outros nuclídeos são formados mas a tabela apenas mostra os principais para sequência evolutiva estelar. Na figura 2.7 temos as reações de queima de formados durante a queima de carbono e oxigênio:

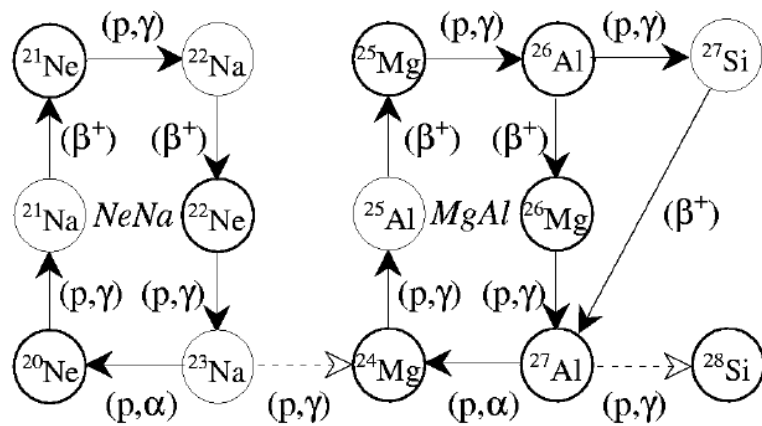


Figura 2.7 Nucleossíntese de Neônio, Sódio, Alumínio e Magnésio. A sequência de reações pode formar o Silício-28. Fonte: Langer, 2012, pag. 59.

^a A temperatura depende da metalicidade e densidade dos elementos presentes. Os valores apresentados variam num certo intervalo a depender das características do núcleo estelar

^b O processo de fusão com partículas alfa vai aumentando o número de massa por um fator 4 até atingir os produtos apresentados na tabela como é mostrado em (2.17).

A partir do limite $A = 56$, várias vezes citado, as estrelas já não podem mais prosseguir com a fusão. Isto cria um desequilíbrio que leva a uma contração e posterior colapso do núcleo estelar. Durante o colapso as condições no núcleo mudam drasticamente o que pode levar a uma explosão conhecida como supernova. Explodindo ou não a temperatura central pode ocorrer a captura rápida ou devagar de nêutrons. Neste processo nuclídeos mais pesados que níquel-56 são criados por processos diferentes dos já citados até agora.

2.7-Captura de Nêutrons

Em 1957, o trabalho de Burbidge-Burbidge-Fowler-Hoyle demonstrou alguns processos nos quais nuclídeos com $A > 56$ poderiam ser formados nas estrelas com alta densidade de nêutrons, a partir da captura deste nucleon (Teruya, 2011). O nêutron que, por sua vez não sofre interação coulombiana, após ser capturado decai em um próton aumentando assim o número atômico dos nuclídeos. Quando a captura de nêutrons ocorre num tempo longo quando comparado ao decaimento β^- temos processo-s, onde s vem do inglês slow. Quando o processo de captura ocorre mais rapidamente que o tempo de decaimento, temos o processo-r, onde o s vem do inglês rapid. Além deste dois também há o processo de captura de prótons que ocorre em condições ainda mais extremas de temperatura e pressão.

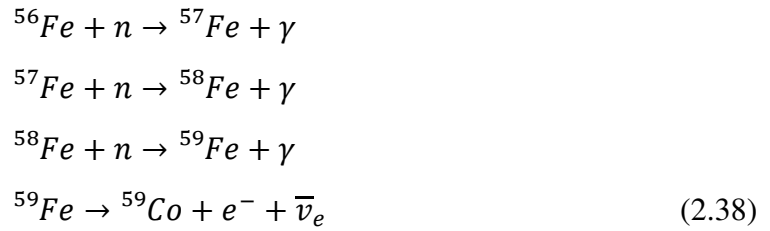
2.7.1 Processo S

O nêutron livre decai muito rapidamente, em 12 minutos aproximadamente, emitindo um próton, um elétron e um antineutrino do elétron. Para uma temperatura entre $1 - 2 \cdot 10^8 K$, a captura ocorre em 10^4 anos (Madejsky, 2014), um tempo muito maior que o do decaimento β^- . Isto implica em uma captura seguida de decaimento, exceto se o nuclídeo formado for estável, o que possibilita capturas sequenciais até o limite de instabilidade e posterior decaimento.

A probabilidade de acontecer uma reação se torna relevante para uma densidade de nêutrons da ordem de $10^6 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. A última reação mostrada em (2.17) e a síntese apresentada em (2.18) contribuem para a produção de nêutrons, mas a reação mais significativa é dada por:

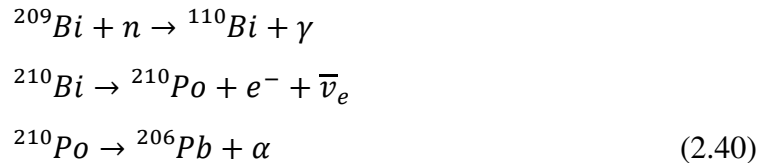


Assim estes nêutrons livres podem ser capturados formando novos nuclídeos como nos exemplos abaixo:



No equação (2.38) ocorre três capturas em sequência devido a estabilidade dos nuclídeos formados, mas ao formar o ferro-59 que é instável ocorre um decaimento β^{-} , formando o cobalto.

Através deste método a nucleossíntese pode formar nuclídeos até o bismuto-209. Isso ocorre pois a captura de nêutrons por nuclídeos com $A > 209$ leva a uma zona de alta instabilidade induzindo a decaimentos β^{-} e α .



Para resolver este problema somente a captura de muitos nêutrons manteria a nucleossíntese viável, como isso não é possível no processo-s, somente um processo rápido ou processo-r é capaz de sintetizar nuclídeos com $A > 209$ estáveis.

2.7.2 Processo R

Em condições extremas como explosões estelares chamadas supernovas, a uma temperatura acima de $5 \cdot 10^9 K$ o meio é enriquecido com nêutrons e o processo de captura ocorre muito rapidamente. O tempo médio para que ocorra é 1-100 segundos e a densidade de nêutrons é ordem de 10^{20} cm^{-3} (Mohammadi, 2009). A principal fonte de enriquecimento de nêutrons numa estrela nessas condições ocorre a partir da reação:



Usando o mesmo nuclídeo inicial de (2.38) temos:



O cobalto é sintetizado mas com número de massa maior que o processo-s. Outro exemplo é a formação do zinco.



Assim vemos que o processo-r pode criar os mesmos núclídeos que o processo-s e prosseguir mais rapidamente para criação de elementos muito mais pesados com número de massa superior a 209.

Além destes processo a síntese pode ocorrer através do processo-p, que corresponde a captura direta de prótons. Uma das fontes de produção de prótons em reações extremas como as citadas é:



Após o fim do colapso a estrela explode em supernova, se transformando numa estrela de nêutrons. Suas camadas mais externas serão ejetadas enriquecendo o meio interestelar com parte dos núclídeos criados até aqui. Este material pode ser novamente reaproveitado na formação de novas estrelas ou planetas, assim como o nosso sol e a terra que são frutos dos processos nucleares ocorridos numa estrela que nasceu queimando hidrogênio e finalizou sua jornada realizando nucleossíntese explosiva.

Este é um ciclo vida e morte, dominado por reações nucleares de proporções quânticas a reações explosivas das dimensões das estrelas.

Conclusões

Os processos nucleares são de fundamental importância para compreendermos as estrelas desde a sua formação e evolução ao sair da sequência principal, até nas reações explosivas que findam a sua vida. Usando a classificação de Harvard e o diagrama H-R restringimos nosso estudo para uma estrela do tipo espectral B usando modelos bem estabelecidos da física nuclear e astrofísica. Além disso, limitamos a temperatura efetiva em cerca de 24 mil kelvins e luminosidade inicial correspondente a 10 mil vezes a do sol.

As reações nucleares são os pilares capazes de estabelecer o equilíbrio hidrostático nas estrelas, por este motivo calculamos as energias liberadas ou absorvidas nos processos mais importantes de nucleossíntese. Para este cálculo usamos as equações que envolvem o déficit de massa e o modelo da gota líquida, este último para núclídeos cuja a massa atômica não era conhecida. A partir destes dados foi possível estudarmos o tempo de queima dos núclídeos nos principais estágios evolutivos, o que por sua vez determina o tempo de vida da estrela. Outro fator fundamental é a luminosidade, que consideramos constante durante a queima.

Usando o ciclo CNO como fonte principal de energia encontramos o tempo para a queima do hidrogênio, em aproximadamente 10 milhões de anos. De modo análogo encontramos o tempo de queima do hélio e do carbono em aproximadamente 1 milhão de anos e mil anos, respectivamente. Isso mostra que para cada estágio as reações no núcleo estelar se tornam mais rápidas e conseqüentemente as transformações globais como temperatura efetiva e tamanho também.

Devido à grande dificuldade de estimar a contribuição para a luminosidade total na queima de neônio até silício nos limitamos a continuar nosso estudo observando apenas as reações de nucleossíntese dos ciclos principais até o processo R. É importante ressaltar que a queima destes elementos ocorre em escalas de tempo muito pequenas, como no caso do silício que é da ordem de poucos dias. Sendo assim, o tempo de vida da estrela fica bem estabelecido conhecendo reações até o carbono.

Comparando os resultados aqui obtidos com os apresentados na literatura para o tempo de queima de hidrogênio e hélio (Iben, 1966, pag. 506,) e de carbono (Ritossa, García-Berro e Iben, 1999, pag. 491), vimos que estes concordam na mesma ordem de grandeza para estrelas massivas ($9-10 M_{\odot}$). Portanto, concluímos que este trabalho apresenta resultados significativamente importantes para um estudo preliminar dos processos nucleares e evolução de estrelas massivas, apesar da simplicidade e limitação, trazendo boas perspectivas para estudos futuros.

Referências Bibliográficas

ARNETT, W. D.; TRURAN, J. W. Carbon-Burning Nucleosynthesis at Constant Temperature. **Astrophysical Journal**, v. 157, p. 339, Jul. 1969.

AVANCINI, S. S.; MARINELLI, J. R. **Tópicos de Física Nuclear e Partículas Elementares**. 2009. Disponível em <http://nead.uesc.br/arquivos/Fisica/fisica-nuclear/topicos-fisica-nuclear-livro-texto.pdf>

BASDEVANT, J.L.; RICH, J.; SPIRO, M. **Fundamentals in nuclear physics: from nuclear structure to cosmology**. New York: Springer, Jun. 2005.

BROWN, B. Alex. Lecture Notes in Nuclear Structure Physics. **National Super Conducting Cyclotron Laboratory**, Nov. 2005. Disponível em: <http://nuclear.fis.ucm.es/PDFN/documentos/BAB-lecture-notes-NUCLEAR-PHYSICS.pdf>

CAPPELLARO, P. **Introduction to Applied Nuclear Physics**. Fev. 2012. Disponível em http://ocw.mit.edu/courses/nuclear-engineering/22-02-introduction-to-applied-nuclear-physics-spring-2012/lecture-notes/MIT22_02S12_lec_ch1.pdf

CHUNG, K. C. **Introdução à física nuclear**. Rio de Janeiro: EdUERJ, 2001.

DA FONSECA, M. M. L. A Importância do Lítio para a compreensão da Nucleossíntese Primordial e da Evolução Estelar. Disponível em: http://proformar.pt/revista/edicao_13/litio.pdf

FILHO, K. S. O.; SARAIVA, M. d. F. O. Astronomia e Astrofísica. 3 de Set. de 2014. [10 de Out. de 2014]. Disponível em <http://astro.if.ufrgs.br/evol/reacoes/reacoes.htm>

GUIMARÃES, V.; HUSSEIN, M. S. Nucleossíntese dos elementos e astrofísica nuclear. **Revista USP**, n. 62, p. 74-87, Ago. 2004.

HEYDE, K.; **Basic ideas and concepts in nuclear physics: an introductory approach**. 2 Ed. Philadelphia: IOP, 1999.

IBEN, I., Jr. Stellar Evolution.IV. The Evolution of a $9 M_{\odot}$ Star from the Main Sequence Through Core Helium Burning. **Astrophysical Journal**, v. 143, p. 505, Fev. 1966.

LANGANKE, K.; MARTINEZ-PINEDO, G. Nuclear weak-interaction processes in stars. **Reviews of Modern Physics**, v. 75, n. 3, p. 819, Jun 2003.

LANGANKE, K.; WIESCHER, M. Nuclear Reactions and Stellar Processes. **Reports on Progress in Physics**, v. 64, n. 12, p. 1657, Nov. 2001.

LANGER, N. **NUCLEOSYNTHESIS**. 2012. Disponível em http://www.astro.uni-bonn.de/~nlangersiu_web/nucscript/Nucleo.pdf

MACIEL, W. J. Formação dos Elementos Químicos. **Revista USP**, n. 62, p. 66-73, Ago. 2004.

MACIEL, W. J. **Introdução à Estrutura e Evolução Estelar Vol.** São Paulo: EdUsp, 1999.

MADEJSKY, R. K. **Curso Básico de Astrofísica e Cosmologia**. Feira de Santana: UEFS Editora, 2014.

MARINELLI, J. R. Enxergando o núcleo atômico. **Caderno Brasileiro de Ensino de Física**, v. 6, n. 3, p. 234-240, 1989.

MARTIN, B. **Nuclear and particle physics: An introduction**. Chichester: John Wiley & Sons, 2006.

MAYER-KUCKUK, T. **Física Nuclear: Uma Introdução**. Lisboa: F. C. Gulbenkian, 1993.

MOHAMMADI, S. Exotic Nuclei in Star. **Research Journal of Physics**. v. 3, n. 2, p. 21-31, 2009.

PICAZZIO, E. Estrelas. Evolução após a Sequência Principal. 2006. Disponível em: <http://www.astro.iag.usp.br/~picazzio/aga210/apresentacao/estrela-4.pdf>

PIGNATARI, M. et al. The $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaction and the Impact on Nucleosynthesis in Massive Stars. **The Astrophysical Journal**, v. 762, n. 1, p. 31, 2013.

RITOSSA, C.; GARCÍA-BERRO, E.; IBEN, I., Jr. On the Evolution of Stars That Form Electron-degenerate Cores Processed by Carbon Burning. II. Isotope Abundances and Thermal Pulses in a $10 M_{\odot}$ Model with an ONe Core and Applications to Long-Period Variables, Classical Novae, and Accretion-induced Collapse. **Astrophysical Journal** v. 460, p. 489, Mar. 1996.

ROOD, R. T.; RENZINI, A. **Advanced in Stellar Evolution**. Cambridge: Cambridge University Press, Jun. 1997.

SIESS, L. Evolution of Massive AGB Stars I: Carbon Burning Phase. **Astronomy and Astrophysics**, v. 448, p. 717-729, Mar. 2006

SMITH, H. E. **Supernovae, Neutron Stars and Pulsars**. [8 de Out. de 2014]. Disponível em: <http://casswww.ucsd.edu/archive/public/tutorial/SN.html>

STEIGMAN, G. Primordial alchemy: From the Big Bang to the present universe. **Cosmochemistry: The Melting Pot of the Elements, XIII Canary Islands Winter School of Astrophysics, Tenerife, Canary Islands, Spain, November 19–30**, p. 1, 2001.

TERUYA, N.; DUARTE, S. B. Núcleos Exóticos e Síntese dos Elementos Químicos. **Quim. Nova**, v. 35, n. 2, p. 360-366, 2011.

WEST, C.; HEGER, A.; AUSTIN, S. M. The Impact of Helium-burning Reaction Rates on Massive Star Evolution and Nucleosynthesis. **The Astrophysical Journal**, v. 769, n. 1, p. 2, 2013.