UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo de Reações Nucleares de Interesse Astrofísico Utilizando o Método do Cavalo de Tróia

Marcelo Gimenez Del Santo

orientador:
Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Comissão Examinadora:
Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz – IFUSP
Prof. Dr. Roberto Vicençotto Ribas – IFUSP
Prof. Dr. Valdir Guimarães – IFUSP
Prof. Dr. Roberto Meigikos dos Anjos – UFF
Prof. Dr. Takeshi Kodama – UFRJ

São Paulo
2009

Agradecimentos

Muitas pessoas foram de fundamental importância para que esse trabalho chegasse até aqui e nas minhas próximas palavras demonstro meu eterno reconhecimento.

Em primeiro lugar agradeço ao meu orientador Marcelo Gameiro Munhoz, pela amizade nesses mais de 4 anos de convivência, por seus esforços em direcionar esse projeto e por me ensinar tantas coisas de grande relevância que carregarei comigo para sempre. Alejandro Szanto de Toledo por despertar em mim o interesse pela Física Nuclear, pelo grande apoio durante esses anos, pelas conversas motivantes e por direcionar meu caminho como físico.

Aos colegas do grupo IPL / IPR, Eloísa, Nelson, Alexandre, Márcia, Francisco, Renato e Alberto pela amizade durante esses anos e pela troca de conhecimentos que foram de fundamental importância para a realização desse projeto. Ao Dirceu Pereira e ao Valdir Guimarães pelas conversas motivadoras e apoio. Aos demais colegas do grupo de colaboração italiano ASFIN, Claudio Spitaleri, Stefano, Gianluca, Livio, Silvo, Marco, Nelly, Aurora e

Giuseppe, que me receberam prontamente em seu laboratório e me ensinaram as principais ferramentas utilizadas nesse trabalho.

Aos meus pais Cristina e Laércio, por me ensinarem as bases fundamentais do amor, carinho e educação. Aos meus irmãos, Fernando e Carolina, por estarem presentes em todos os momentos da minha vida. À minha amada esposa Daniela, pelo amor, carinho, força e companheirismo em todos os momentos dessa jornada.

À Fundação de Amparo à Pequisa do Estado de São Paulo (FAPESP) por financiar esse trabalho e torná-lo possível.

Resumo

A Astrofísica Nuclear é a chave para explicar, entre outras coisas, a produção de energia nas estrelas, a evolução estelar e a síntese de elementos químicos e seus isótopos no Universo. Nesses casos, as reações nucleares formam a estrutura principal, cujas seções de choque e taxas de reação precisam ser determinadas com bastante precisão em laboratório.

Devido às condições extremas encontradas nas estrelas, o entendimento dos processos nucleares que ocorrem em seus interiores se tornaram um grande desafio para os físicos nucleares teóricos e experimentais. Nos últimos 40 anos, os físicos vem medindo as taxas dessas reações, porém, as incertezas nesses valores são altas em razão das dificuldades experimentais encontradas nas medidas de seção de choque de processos que ocorrem em energias extremamente baixas (região do pico de Gamow). Desta forma, apenas em alguns casos é possível medir diretamente a seção de choque e o comportamento em baixas energias é geralmente extrapolado da região de energias mais altas.

Para evitar o procedimento da extrapolação, alguns métodos indiretos estão sendo

usados com sucesso nos últimos anos. Em particular, o método do Cavalo de Tróia permite obter o fator astrofísico S(E) de reações nucleares envolvendo partículas carregadas a baixas energias sem necessidade de extrapolação e sem o efeito da blindagem eletrônica.

As reações $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ e $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ são as principais responsáveis pela queima do boro em estrelas do grupo F e G da sequência principal. As respectivas seções de choque já foram obtidas em experimentos diretos anteriores, porém, os dados não chegam na região do pico de Gamow e o comportamento do fator astrofísico é extrapolado de energias mais altas. Neste trabalho, obteve-se o fator astrofísico *S(E)* das reações $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ e $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ através do método indireto do Cavalo de Tróia (THM) aplicado às reações de três corpos $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$ e $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$ sem necessidade de extrapolação.

O fator astrofísico obtido por meio do THM para a reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ é duas vezes menor na região do pico de Gamow comparado com estudos diretos anteriores. Para a reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ foram estudados separadamente os canais α_0 e α_1 e o fator astrofísico obtido por meio do THM está de acordo com os estudos diretos anteriores.

Abstract

Nuclear Astrophysics is the key to explain, among other things, the production of energy in stars, stellar evolution and the synthesis of chemical elements and isotopes in the Universe. In such cases, nuclear reactions are the main structure, where cross sections and reaction rates must be determined with reasonable accuracy in the laboratory.

Because the extreme conditions found in stars, the understanding of nuclear processes that occur in their interiors have become a big challenge for theoretical and experimental nuclear physicists. In the last 40 years, physicists are getting the rates of these reactions but the uncertainty in these values are high due to difficulties found in the experimental cross section measurements at very low energies (Gamow peak region). Thus, only in some cases it is possible to measure directly the cross section and the behavior at low energies is usually extrapolated from the region of higher energy.

To avoid the procedure of extrapolation, some indirect methods are being used successfully in recent years. In particular, the Trojan Horse Method gives the Astrophysics

S(E) factor of nuclear reactions involving charged particles at low energies without extrapolation and without electron screening effects.

The reactions $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ and $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ are the main responsible for the burning process of boron inside F and G main sequence stars. The cross sections of these reactions have been obtained in previous direct experiments, but the data did not reach the Gamow peak and the behavior of the S(E) factor is then extrapolated from higher energies. In this work, we extract the S(E) factor for the reactions $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ and $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ through the indirect Trojan Horse Method (THM) applied to the three body reactions $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$ e $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$ without extrapolation.

The astrophysical S(E)-factor for the $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ reaction was extracted by means of the THM and it is a factor 2 less in the Gamow peak if compared with previous direct studies. For the $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ reaction both α_0 e α_1 channels were studied by means of the THM and the astrophysical S(E)-factor extracted is in good agreement with direct previous studies.

Organização da Tese

No capítulo 1 será apresentado o cenário atual da astrofísica nuclear, com enfoque nas questões da nucleossíntese estelar. Nesse contexto, foi proposto o estudo das reações $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ e $^{11}B(p,\alpha_1)^{8}Be$, as quais estão relacionadas com a queima do boro no interior das estrelas. Essas reações complementam os estudos em andamento realizados pelo grupo do professor Spitaleri, colaborador desse trabalho [Spitaleri et. al. (2004)]. A abundância de boro observada nas estrelas [García Lòpez et al. (1998)] é maior do que a prevista pela nucleossíntese primordial [Jedamzik et. al. (2001)] e também é maior do que a prevista pela nucleossíntese primordial no cenário não-homogêneo [Kajino & Boyd (1990)], [Gilmore et. al. (1992)], [Jedamzik et. al. (2001)]. Entretanto, a teoria da nucleossíntese de raios cósmicos, que prevê que o boro é produzido através da interação entre raios cósmicos energéticos (prótons ou partículas α de alta energia) com os núcleos CNO do meio inter-estelar [Boesgaard (2004a)], [Fields et al. (2004)], está de acordo com as observações de abundância desse elemento. Além disso, alguns autores [Stephens et al. (1997)], [Boesgaard (2004a)],

[Boesgaard te al. (2004b)], [Boesgaard (2005)] sugerem que o estudo das abundâncias dos elementos Li, Be e B em estrelas jovens do grupo F e G, pode fornecer informações importantes a respeito dos processos de mistura que ocorrem no interior dessas estrelas.

No capítulo 2, serão apresentadas as dificuldades experimentais encontradas em astrofísica nuclear juntamente com alguns conceitos e definições. Uma atenção especial será dada ao efeito de blindagem eletrônica *(electron screening)*, que tem grande influência nas medidas diretas em energias abaixo da barreira Coulombiana [Rolfs & Rodney (1988)].

Em razão da dificuldade em se obter seções de choque para reações de interesse astrofísico a baixas energias, alguns métodos indiretos estão sendo utilizados com sucesso nos últimos anos. Entre eles, o Método do Cavalo de Tróia (*Trojan Horse Method* – THM) [Baur (1986)] permite obter o fator Astrofísico S(E) para núcleos totalmente ionizados, sem necessitar de extrapolação, sendo uma ferramenta complementar às medições diretas devido à necessidade de normalização. O capítulo 3 é dedicado à introdução teórica e princípios do método juntamente com os limites de sua aplicação.

No capítulo 4 e 5, serão discutidos em detalhe o arranjo experimental, a análise de dados e a obtenção do fator astrofísico das reações estudadas nesta tese: $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ e $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$, através do Método do Cavalo de Tróia aplicado respectivamente às reações de três corpos: $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$ e $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$ realizadas no Laboratori Nazionale del Sud, Catânia, Itália. Também será discutida a obtenção dos potenciais de blindagem eletrônica dos sistemas estudados $^{10}B - ^{1}H$ e $^{11}B - ^{1}H$ através da comparação entre os fatores astrofísicos obtidos indiretamente via THM e os obtidos por medidas diretas.

No capítulo 6, serão apresentadas as principais implicações astrofísicas das reações estudadas na queima do boro nas estrelas. Os fatores astrofísicos obtidos poderão ser usados como entrada em códigos de programas de cálculo de abundâncias e de evolução estelar.

Índice

Introdução: Aspectos Gerais da Astrofísica Nuclear **15**

1. Formação dos Elementos Químicos **21**

1.1 Abundância Cósmica 21

1.2 O Diagrama de Hertzprung-Hussel 23

1.3 Os Elementos Leves: Lítio, Berílio e Boro 25

1.3.1 Lítio 26

1.3.2 Berílio 28

1.3.3 Boro 30

1.4 Nucleossíntese Primordial 31

1.5 Nucleossíntese Inter-Estelar: Formação dos Elementos Leves LiBeB 37

1.6 Nucleossíntese Estelar: Depleção dos Elementos LiBeB 39

1.6.1 Correlações Li-Be e Be-B 43

1.6.2 Modelos de Depleção dos Elementos Leves 49

1.6.3 Reações (p,α) Envolvendo os Elementos LiBeB 52

2. Reações Termo-Nucleares no Ambiente Astrofísico **55**

2.1 Taxa de Reação e Meia Vida 44

2.2 Distribuição de Velocidades de Maxwell-Boltzmann 58

2.3 Fator de Penetrabilidade da Barreira Coulombiana 59

2.4 Fator Astrofísico 64

2.5 Reações Não Ressonantes 66

2.6 Reações Ressonantes 69

2.7 Efeito de Blindagem Eletrônica 72

3. O Método do Cavalo de Tróia (THM) 77

3.1 Mecanismo da Quebra Quase-Livre (*Breakup Quasi Free*) 78

3.2 Mecanismos Sequenciais 80

3.3 Aproximação de Impulso e Mecanismo Quase Livre 81

3.4 Método do Cavalo de Tróia Baseado na Aproximação PWIA 82

3.5 Resultados Recentes e Impacto do THM em Astrofísica 86

4. Estudo da Reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ Através do Método do Cavalo de Tróia 89

4.1 Introdução 90

4.2 Aplicação do THM à Reação $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$ 93

4.3 Determinação das Condições Experimentais 95

4.4 Arranjo Experimental 98

4.5 Análise dos Dados: Calibração dos Detectores 101

4.5.1 Funcionamento dos Detectores Sensíveis à Posição (PSD) 101

4.5.2 Calibração Angular 103

4.5.3 Calibração em Energia 105

4.6 Análise de Dados: Identificação da Reação $^{2}H(^{10}B\alpha^{7}Be)n$ 106

4.7 Evidências Experimentais do Mecanismo QF (Quase-Livre) 108

4.8 Estudo das Ressonâncias 113

4.9 Obtenção do Fator Astrofísico S(E) 116

4.10 Potencial de Blindagem Eletrônica 124

5. Estudo da Reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ Através do Método do Cavalo de Tróia 127

5.1 Introdução 128

5.2 Aplicação do THM à Reação $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$ 131

5.3 Determinação das Condições Experimentais 132

5.4 Arranjo Experimental 137

5.4.1 Simulações das Coincidências Triplas para os Canais α_0 e α_1 140

5.5 Análise de Dados: Identificação da Reação $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$ 142

5.5.1 Identificação do ^{8}Be 143

5.5.2 Identificação e Seleção da Reação de Três Corpos 144

5.6 Evidências Experimentais do Mecanismo QF 146

5.7 Obtenção de Fator Astrofísico S(E) 151

5.8 Estudo da Resolução no THM 162

6. Conclusões 167

6.1 Estudo da Reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ 169

6.2 Estudo da Reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ 171

6.3 Considerações Gerais e Aplicações Futuras do THM 174

7. Referências 177

Introdução

Aspectos Gerais da Astrofísica Nuclear

Os tópicos mais abordados em conferências relacionadas ao assunto na atualidade são: nucleossíntese, evolução estelar, radiação de fundo (*microwave background radiation*), espectroscopia de raios γ, técnicas modernas de detecção em reações diretas, métodos indiretos no estudo de reações nucleares (Método do Cavalo de Tróia (THM), Método da Dissociação Coulombiana (CD), Método dos Coeficientes Assintóticos a Normalizar (ANC) e Matriz R), blindagem eletrônica no laboratório e no plasma estelar, explosões de supernovas e feixes de íons radioativos.

A Astrofísica Nuclear é a chave para explicar a produção de energia nas estrelas, a evolução estelar, a síntese de elementos químicos e seus isótopos no universo, a idade do universo e prever a luminosidade dos neutrinos solares e de supernovas. Nesses casos, as

reações nucleares formam a estrutura principal, cujas seções de choque e taxas de reação precisam ser determinadas com bastante precisão em laboratório.

Voltamos ao início do Universo, onde imagina-se que o cenário era bem diferente do que temos hoje devido a presença de uma enorme quantidade de energia na forma de fótons. Alguns desses fótons tornaram-se quarks, os quais formaram prótons e nêutrons, que eventualmente formaram isótopos de hidrogênio, hélio e lítio. O processo de formação desses isótopos é chamado de nucleossíntese primordial (*big bang nucleosynthesis* – BBN). A radiação cósmica de fundo (*cosmic microwave background* - CMB), a qual foi prevista como uma relíquia do Big Bang, foi descoberta nos anos 60 e mapeada pela primeira vez em Berkley nos anos 90.

O prêmio Nobel de Física de 1983 foi dividido entre os dois astrofísicos Subrahmanyan Chandrasekhar e William A. Fowler, pelo trabalho em nucleossíntese estelar. hidrogênio, hélio e lítio foram formados, em parte, durante o *Big Bang*, mas agora está claro que todos os outros elementos foram sintetizados em estrelas e depois lançados em explosões no final da vida dessas estrelas, exceto para o lítio, berílio e boro, os quais foram produzidos através da interação de raios cósmicos com partículas presentes no meio inter estelar. Baseado nisso, foram feitos cálculos de evolução estelar, os quais tem como parâmetros de entrada a temperatura, pressão, e composição da estrela em função do raio, bem com as taxas de reação. Através desses cálculos, compara-se para diversos tipos de estrelas as abundâncias de cada elemento em seu interior com as abundâncias observadas.

Os átomos mais pesados que o hélio, até o grupo do ferro, são sintetizados no núcleo de estrelas. As estrelas com massas menores que a massa solar só podem sintetizar hélio. Estrelas com massas em torno da massa do nosso Sol podem sintetizar hélio e carbono. Estrelas mais massivas, com massa maior que 10 vezes a massa Solar, podem sintetizar hélio,

carbono, oxigênio, neônio, magnésio, silício, enxofre, argônio, cálcio, titânio, cromo e ferro, entre outros. A formação de elementos com massa maior que o ferro ocorre tanto em supernovas de grande massa através do processo R (*rapid neutron captures*) em núcleos pesados, quanto em estrelas de menor massa do final do ramo assintótico gigante (*asymptotic giant branch* AGB), através do processo S (*slow neutron capture*).

Os elementos sintetizados são espalhados no meio inter-estelar através de explosões de supernova e ventos estelares, os quais mais tarde serão incorporados em nuvens moleculares gigantes e eventualmente farão parte de futuras estrelas e planetas. Muitos dos núcleos gerados nessas explosões são instáveis e alguns com meia vida curta. Alguns grupos de físicos, usando tecnologia moderna na produção de feixes de íons radioativos, podem investigar essas reações envolvendo núcleos instáveis a baixas energias.

Como mencionado anteriormente, as reações nucleares a baixas energias formam o coração da astrofísica nuclear. As taxas de reação estão diretamente relacionadas com a nucleossíntese no Universo primordial e com todos os objetos formados após o *Big Bang*. Dessa forma, um conhecimento preciso das seções de choque dessas reações de fusão a temperaturas astrofísicas é fundamental para entender esse vasto cenário. Entretanto, como as seções de choque dessas reações caem exponencialmente em função da diminuição da energia, o estudo em laboratório é afetado predominantemente pelo efeito da radiação de fundo devido a interação de raios cósmicos com os detectores. A instalação de blindagens apenas reduz parte do problema. Uma solução encontrada foi a instalação de aceleradores em laboratórios abaixo da terra, onde o fluxo da radiação de fundo é reduzido de um fator 10^6 em relação a superfície. Esse projeto chama-se LUNA, e permitiu aos cientistas, pela primeira vez, medir diretamente reações de fundamental importância do ciclo p-p e CNO. Ainda podemos citar a melhoria nas técnicas de detecção, em particular o ERNA (*recoil separator)*,

permitiu a determinação de seções de choque com qualidade e precisão nunca alcançadas antes, porém, as regiões de energia alcançadas ainda eram altas em comparação com as regiões de energia de interesse astrofísico da ordem de keV.

As energias requeridas no contexto astrofísico são tão baixas que, para reações envolvendo partículas carregadas, a presença da barreira Coulombiana dificulta a obtenção das seções de choque. Por essa razão, apenas em alguns casos, medidas diretas da seção de choque são possíveis. Além do mais, medidas a energias ultra-baixas apresentam complicações devido a presença da nuvem eletrônica do átomo. Esse efeito de blindagem eletrônica (*electron screening)* leva a um aumento na seção de choque a baixas energias. Esse efeito pode ser visto em vários estudos de reações de fusão a baixas energias. Normalmente, o que é feito para obter a seção de choque do núcleos desencapados (sem elétrons) a energias na região do pico de Gamow, é a extrapolação dos dados diretos a energias mais altas, onde os efeitos da blindagem eletrônica são desprezíveis $E/U_e > 1000$, onde U_e é o potencial de blindagem eletrônica. Utilizar o procedimento da extrapolação pode, em alguns casos, levar a não inclusão de ressonâncias na região de interesse astrofísico, as quais podem dominar completamente a seção de choque a energias baixas. De qualquer forma, os valores obtidos para o potencial de blindagem eletrônica no laboratório, são sistematicamente maiores do que os previstos pelo modelo adiabático. Essa discrepância ainda não foi entendida e dessa forma não ajuda a entender seus efeitos sob condições astrofísicas.

Para evitar o procedimento da extrapolação, diversos métodos indiretos foram introduzidos nos últimos anos. Entre eles, podemos destacar o CD (*Coulomb Dissociation*) [Baur et al. (1986)], o ANC (*Asymptotic Normalization Coefficients*) [Mukhamedzhanov et al. (1990)], [Xu et al. (1994)] e o THM (*Trojan Horse Method*) [Baur (1986)], [Spitaleri et al. (1999)], os quais estão sendo aplicados com sucesso. Dessa forma, é possível obter a seção de

choque, ou analogamente o fator astrofísico S(E) para os núcleos desencapados sem necessidade de extrapolação e consequentemente o potencial de blindagem eletrônica. Além disso, grande quantidade de informação pode ser obtida utilizando o método da matriz R, o qual é uma ferramenta ideal no tratamento de colisões e ajustes de seções de choque e fatores astrofísicos.

Capítulo 1

Formação dos Elementos Químicos

1.1 Abundância Cósmica

As abundâncias dos elementos no sistema solar apresentam grande semelhança com outras regiões do universo: estrelas, galáxias e nebulosas. Desta forma, é comum utilizar como referência a distribuição de abundância cósmica (figura 1.1), obtida a partir de medidas da fotosfera solar, do vento solar e de meteoritos [Maciel (2004)]. Observa-se que, o elemento mais abundante no Universo é o H, correspondendo a 74 % da massa visível, seguido pelo He (24 %) e pelos outros elementos mais pesados (2 %). A abundância relativa decresce em função do número atômico Z e dentre os elementos mais pesados do que o He destacam-se o C, N, O, Ne, Mg, Si e S. O grupo do Fe (elementos com A = 56) possui a maior energia de

ligação por nucleon entre os elementos, e sua abundância relativa cresce uma vez que ele é o produto final de reações que ocorrem no interior das estrelas.

Nota-se, a partir da figura 1.1, que os elementos Li, Be e B possuem abundâncias bem menores, da ordem de 10^5-10^6, em relação aos elementos vizinhos C, N e O. Isso ocorre uma vez que esses elementos leves são destruídos com certa facilidade através das reações nucleares que ocorrem no interior das estrelas, e os processos de formação ainda não são bem conhecidos [Maciel (2004)]. Como já foi dito, existe uma forte semelhança entre as abundâncias relativas em todo o Universo, porém, isso não significa que elas sejam idênticas. As pequenas variações sistemáticas que ocorrem, indicam o estágio de evolução química acoplado com a evolução dinâmica das estrelas e galáxias no Universo. Ainda existem diversas lacunas no entendimento dos processos de formação dos elementos químicos no Universo, mas sabe-se que esses processos dividem-se em três grandes grupos: nucleossíntese primordial, nucleossíntese estelar e nucleossíntese interestelar.

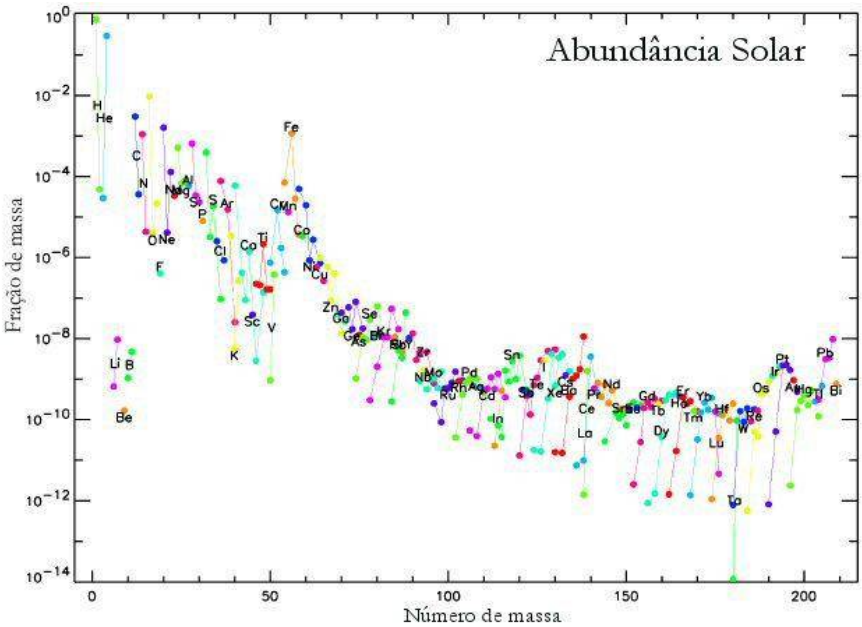


Figura 1.1: Fração de massa relativa ao hidrogênio no sistema solar (Sol, vento solar e meteoritos) em função do número de massa. [Anders et al. (1989)]

1.2 O Diagrama de Hertzsprung-Russell

O diagrama de Hertzprung-Russell (diagrama HR), criado em 1910 por Ejnar Hertzsprung e Henry Norris Russel, mostra a relação entre a luminosidade, cor, temperatura efetiva e magnitude absoluta da estrela. O diagrama HR é usado para definir os diferentes tipos de estrelas e para verificar previsões teóricas sobre a evolução estelar utilizando observações de estrelas e modelos computacionais.

Uma análise inicial do diagrama HR (figura 1.2) mostra que as estrelas tendem a se organizar em grupos em certas regiões do diagrama. A sequência principal vai do canto superior esquerdo (quentes e brilhantes) ao canto inferior direito (frias e menos brilhantes) e contém aproximadamente 90 % das estrelas. No canto inferior esquerdo está o grupo das anãs brancas. Acima de sequência principal estão os grupos das gigantes e das super-gigantes. O Sol encontra-se na sequência principal com magnitude absoluta de 4,83.

A luminosidade é a quantidade de energia que uma estrela irradia por unidade de tempo, sendo uma constante intrínseca que independe da distância da estrela. A magnitude absoluta é a magnitude aparente que uma estrela teria se estivesse a uma distância padronizada. Quanto mais baixa a magnitude da estrela, maior é a luminosidade. Ao medir o brilho de uma estrela, luminosidade, magnitude aparente (brilho) e distância são parâmetros interrelacionados. Conhecendo-se dois deles, o terceiro pode ser calculado.

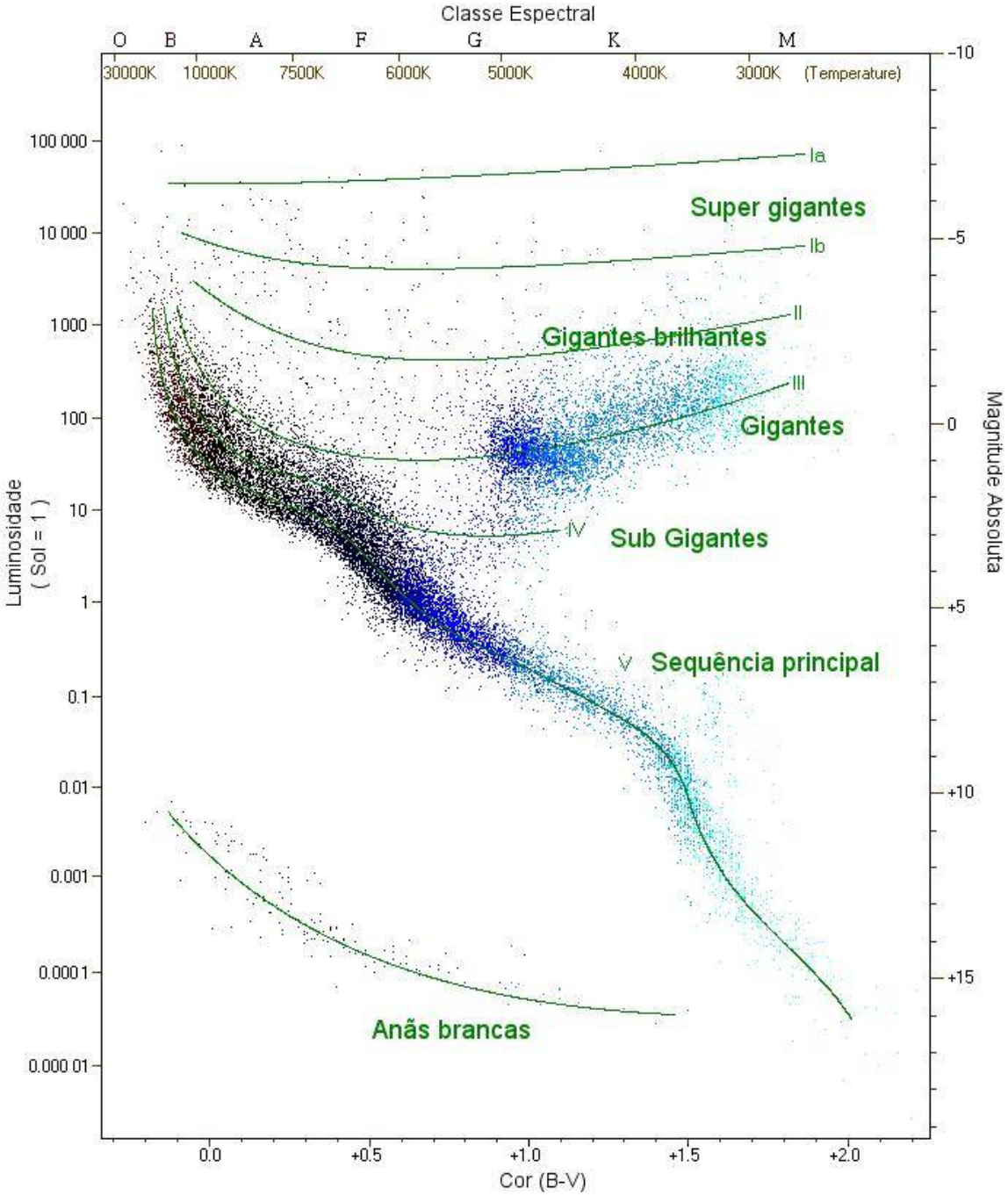


Figura 1.2: Diagrama de Hertzsprung-Russel adaptado por Richard Powel. São mostradas 22.000 estrelas do Catálogo de Hiparcos e 1000 do Catálogo Gliese de estrelas próximas de baixa luminosidade (vermelhas e anãs brancas).

1.3 Os elementos Leves: Lítio, Berílio e Boro

O interesse no estudo dos elementos leves lítio (Li), berílio (Be) e boro (B) está relacionado a três questões principais. Primeiro, as abundâncias relativas observadas desses elementos são bem menores se comparadas com seus vizinhos próximos da tabela periódica (H, He, C etc), o que indica um processo específico de formação; segundo, reações envolvendo esses núcleos são importantes para o entendimento da nucleossíntese primordial; e terceiro, analisando os padrões na abundância desses elementos durante o processo de vida da estrela, é possível determinar detalhes de sua estrutura interna e evolução.

Em relação ao ^{7}Li, da mesma forma que o ^{2}H, ^{3}He e ^{4}He, parte de sua abundância observada se deve à sua produção na nucleossíntese primordial, como previsto no Modelo Padrão do *Big Bang* Homogêneo; o mesmo, porém, não ocorre para os elementos ^{6}Li, ^{9}Be e ^{11}B, para os quais as abundâncias previstas são 2, 4 e 5 ordens de magnitude menor do que o observado. A formação do ^{6}Li parte provavelmente do ^{7}Li, enquanto os elementos ^{9}Be, ^{10}B e ^{11}B possivelmente possuem uma origem completamente diferente.

Em relação à teoria de formação dos elementos Be e B, as reações de espalação, ou seja, reações de fragmentação que ocorrem no meio inter-estelar através do bombardeamento por raios cósmicos galáticos (*Galactic Cosmic Rays - GCR spallation theory*) é a mais aceita atualmente [Meneguzzi et al. (1971)]. O gás inter-estelar é composto principalmente de hidrogênio com uma pequena porção de elementos mais pesados. A região inter-estelar é atravessada constantemente por raios cósmicos, que são prótons, elétrons, núcleos de He e elementos mais pesados, os quais são acelerados em explosões de super novas e outros eventos energéticos. A idéia básica do processo é que prótons e nêutrons de alta energia (~ 150 MeV) bombardeiam núcleos de C, N e O, formando núcleos mais leves através de reações de

espalação (fragmentação). Esse processo, pouco eficiente para formação de novos núcleos, aplica-se essencialmente aos elementos leves Li, Be e B, cujas abundâncias observadas são muito baixas, menores ou da ordem de 10^{-10}, em relação ao hidrogênio [Maciel (2004)].

Em particular, o artigo histórico sobre a origem dos elementos de Burbidge, Burbidge, Fowler e Hoyle (B^2FH, 1957) refere-se a esse processo como processo-x, até então desconhecido. A idéia da fragmentação foi proposta por [Reeves, Fowler e Hoyle (1970)] e detalhada por [Meneguzzi et al. (1971)].

A seguir serão discutidas as abundâncias dos elementos Li, Be e B no Universo, alguns resultados sobre a nucleossíntese de raios cósmicos galácticos (GCR) e nucleossíntese primordial. Também será discutida a questão da depleção observada dos elementos Li, Be e B em estrelas do grupo F e G como indicador dos mecanismos de mistura que ocorrem no interior estelar.

1.3.1 Lítio

O elemento Li pode ser formado através de diferentes processos. A fonte original foram os processos nucleares que ocorreram durante os primeiros 10^3 segundos após o *Big Bang* a uma temperatura da ordem de 10^8 K. As duas principais reações que podem formar o ^{7}Li são: $^4He(^3H,\gamma)^7Li$ e $^4He(^3He,\gamma)^7Be$; sendo que na segunda, o ^{7}Be sofre decaimento β^+ e se transforma em ^{7}Li. Outra fonte importante de Li resulta das reações de fragmentação que ocorrem através do bombardeamento de núcleos de C, O e N no meio inter-estelar por raios cósmicos energéticos. Na figura 1.3, as abundâncias observadas de lítio estão representadas em função

da metalicidade[1] da estrela, tanto para estrelas da região do disco da galáxia, quanto para estrelas da região do halo[2]. As observações foram feitas estudando-se o dubleto do LiI $(\lambda\lambda = 6707{,}76\,\mathring{A}\ \ e\ \ 6707{,}91\,\mathring{A})$. A abundância é dada por $A(Li) = \log[N(Li/H)] + 12$; essa mesma notação será usada para o berílio e para o boro. Existem algumas características importantes a destacar no diagrama da figura 1.3. Primeiramente, observa-se um platô na abundância de Li (*"Li-plateau")* na região de baixa metalicidade [Spite & Spite (1986)] e [Spite et al. (1996)], o qual está associado a produção do Li durante o *Big Bang*. Atualmente existem controvérsias a respeito desse valor; essas estrelas da região do "*plateau*" podem ter sofrido depleção. Segundo, o diagrama da figura 1.3 mostra várias estrelas com baixa metalicidade com um limite superior para a abundância de Li. Terceiro, estrelas com metalicidade da ordem do sol mostram valores uma ordem de magnitude maiores do que o "Li-*plateau*" [Boesgaard (2004a)].

[1] Em astrofísica, a metalicidade representa a quantidade de elementos mais pesados do que o He presente na atmosfera da estrela. A metalicidade é definida por:

$$[Fe/H] = \log[N_{Fe}/N_H] - \log[N_{Fe}/N_H]_{\Theta}$$

onde N_H é o número de átomos de hidrogênio por cm^3 e N_{Fe} é o número de átomos com massa maior do que o He por cm^3.

[2] O plano galático mostra uma estrutura típica associada principalmente a aglomerados (*clusters)* com alto brilho, quentes e formados por estrelas jovens, conhecidos por *open-clusters*. É sabido atualmente que as posições desses clusters estão relacionadas com seus locais de formação. Olhando para o centro da galáxia, é possível encontrar um núcleo massivo encaixado em um disco fino de estrelas, poeria e gás. Poeira, gases e estrelas jovens estão organizadas ao longo de braços em espiral. As estrelas mais velhas, por sua vez, parecem possuir uma distribuição mais uniforme ao longo do disco. Finalmente, o núcleo e o disco estão rodeados por *clusters* globulares, bem como por um halo de estrelas velhas, também concêntrico ao centro da galáxia [Mihalas (1968)].

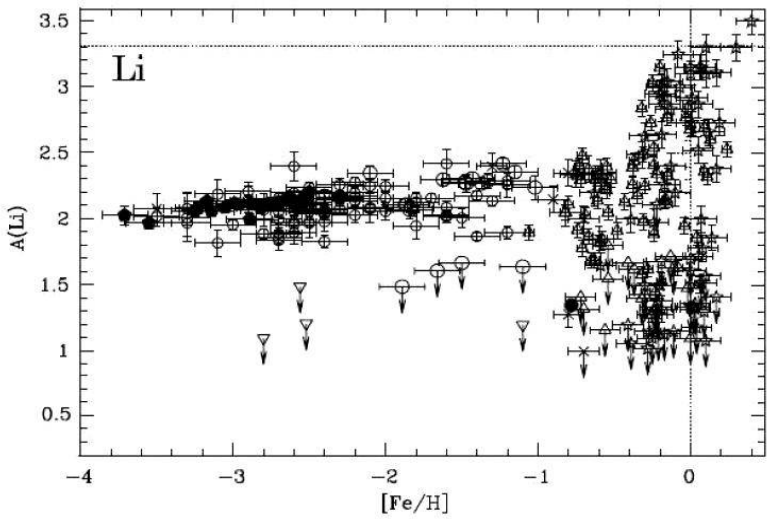


Figura 1.3: Abundância do lítio em função da metalicidade da estrela [Fe/H] [Boesgaard (2004a) e referências]. A linha horizontal representa a abundância meteorítica para o Li. [Anders & Grevesse (1989)].

1.3.2 Berílio

O método dominante, e talvez o único, de produção do ^{9}Be é através das reações de espalação por raios cósmicos galácticos. O modelo padrão BBN não consegue reproduzir o menor valor observado de $Be/H^{obs} \sim 10^{-14}$ [Primas et al. (2000)] para a abundância do Be, fornecendo um valor de $Be/H^{teórico} \sim 10^{-18}$ [Gilmore et al. (1992)]. Mesmo considerando o cenário do Big Bang não-homogêneo IBBN proposto por [Kajino & Boyd (1990)], o qual leva a um aumento de um fator entre 10 e 30 nas abundância previstas pelo BBN [Jedamzik et al. (2001)], essa questão ainda não é resolvida. A abundância de berílio no Universo é medida através do estudo do dubleto BeII $(\lambda\lambda = 3130{,}420\,\mathring{A}\ \ e\ \ 3131{,}064\,\mathring{A})$. A figura 1.4 mostra a

abundância A(Be) em função da metalicidade [Fe/H] para estrelas do halo e do disco. O aumento de A(Be) em função de [Fe/H] é evidente e está relacionado com a nucleossíntese de raios cósmicos (GCR). As estrelas com baixa metalicidade são as mais fracas, o que dificulta a observação; desta forma, para um estudo mais aprofundado, são necessários mais dados na região [Fe/H] < -3,0.

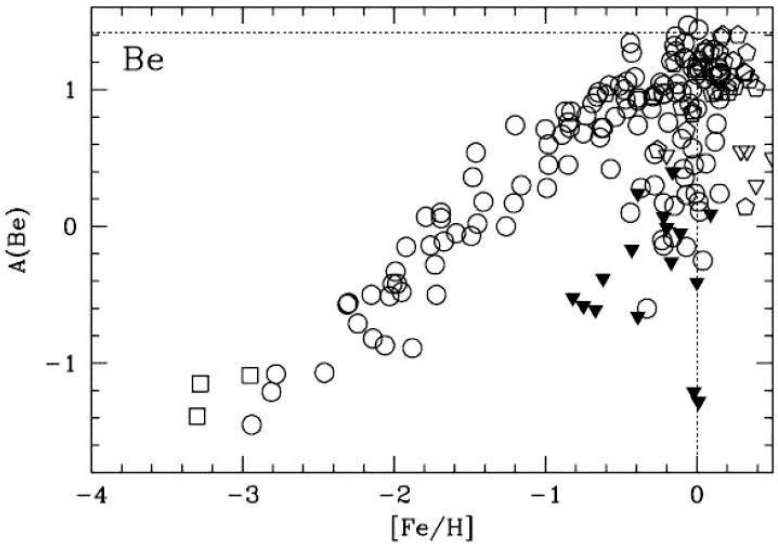


Figura 1.4: Abundância do berílio em função da metalicidade da estrela [Fe/H] [Boesgaard (2004a) e referências]. A linha horizontal representa a abundância meteorítica para o Be, A(Be) = 3,3 [Anders & Grevesse (1989)].

1.3.3 Boro

A maior fonte de B é a produção através de raios cósmicos galácticos, como discutido em [Ramaty et al. (2000)]. O comportamento da abundância A(B) em função da metalicidade está representado na figura 1.5 (dados obtidos através do telescópio espacial Hubble). A observação do B está relacionada ao dubleto BI $(\lambda\lambda = 2496{,}771\,\mathring{A}\ \ e\ \ 2497{,}7234\,\mathring{A})$ na região do ultra-violeta [Primas et al. (1999)]. Um aumento de A(B) em função da metalicidade, semelhante ao que ocorre para o A(Be) pode ser observado, o que sugere uma origem comum para os dois elementos. Assim como no caso do Be, as estrelas com [Fe/H] > -0,6 apresentam um espalhamento, possivelmente como resultado da depleção de B que ocorre em algumas estrelas. Os pontos marcados com cruz são estrelas que não possuem depleção de Be e então espera-se que também não possuam depleção de B.

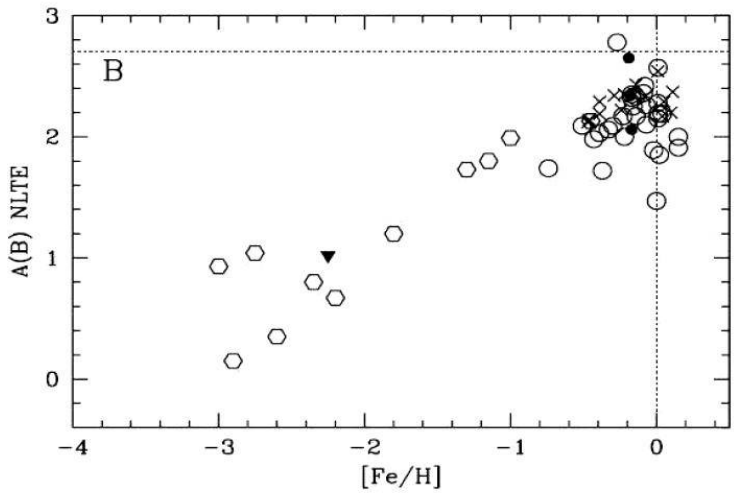


Figura 1.5: Abundância do boro em função da metalicidade da estrela [Fe/H] [Boesgaard (2004a) e referências]. A linha horizontal representa a abundância meteorítica para o B, A(B) = 2,7 [Anders & Grevesse (1989)].

1.4 Nucleossíntese Primordial

Nos últimos anos, o modelo padrão homogêneo da nucleossíntese do *Big Bang* obteve a previsão das abundâncias primordiais dos elementos leves. A nucleossíntese no cenário homogêneo do Big Bang (BBN) requer o cálculo de uma série de equações onde a chave principal são as reações nucleares envolvidas. Um dos pontos fortes do BBN é que a abundância dos elementos leves são determinadas a partir de um único parâmetro $\eta = \eta_b/\eta_\gamma$, que representa a razão de bárions sobre fótons. O teste fundamental do BBN é, consequentemente, a possibilidade de encontrar um único valor de η que reproduz todas as abundâncias observadas. As observações das abundâncias de cada elemento no Universo são feitas de formas diferentes, o que faz de cada determinação um importante teste da BBN. Por outro lado, um elemento fundamental no entendimento dessa questão é a medida da anisotropia na radiação cósmica de fundo (CMB) através do experimento WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropies Probe*) [Bennett et al. (2003)]. A princípio, uma medida precisa da anisotropia da CMB permite a determinação de constantes cosmológicas, entre elas, a razão de bárions sobre fótons η. Devido a possibilidade de uma determinação independente desse parâmetro, a CMB testa o BBN de forma também independente.

A nucleossíntese primordial ocorreu na fase inicial do Universo, a partir de $t \sim 10^2$ s, onde existia essencialmente radiação e partículas elementares a uma temperatura da ordem de 10^{10} K. Os primeiros elementos formados foram ^{2}H, ^{3}He, ^{4}He e ^{7}Li. O deuteron é formado a partir da reação entre o próton e o nêutron; o ^{3}He é formado pela reação entre um deuteron e um próton e também pode ser formado pela reação entre dois deuterons. A tabela 1.1 mostra as 12 principais reações que afetam a previsão das abundâncias dos elementos leves (^{2}H, ^{3}He,

^{4}He, ^{7}Li) [Cyburt (2004)]. Nota-se que o processo se interrompe com o ^{7}Li, pois devido a rápida expansão do universo, temperatura e densidade decrescem rapidamente após t ~ 10^3 s, não sendo suficientes para que as reações envolvendo núcleos mais pesados ocorram.

Reações
Decaimento do nêutron
p(n,γ)d
d(p,γ)^{3}He
d(d,n)^{3}He
d(d,p)t
^{3}He(n,p)t
t(d,n)^{4}He
^{3}He(d,p)^{4}He
^{3}He(α,γ)^{7}Be
t(α,γ)^{7}Li
^{7}Be(n,p)^{7}Li
^{7}Li(p,α)^{4}He

Tabela 1.1: Reações mais importantes na nucleossíntese primordial [Cyburt (2004)].

A previsão das abundâncias dos elementos leves ^{2}H, ^{3}He, ^{4}He e ^{7}Li no BBN, discutida na recente compilação de [Cyburt (2004)], concorda em termos gerais com os diversos trabalhos anteriores sobre o mesmo assunto [Smith et al. (1993)], [Nollet et al. (2000)], [Cyburt et al. (2001)], [Coc et al. (2003)]. A figura 1.6 mostra a fração em massa do ^{4}He (Y), e as frações molares, D/H, ^{3}He/H e ^{7}Li/H em função do razão de bárions sobre fótons η em comparação com as observações.

Deutério: O ^{2}H é medido através do alto desvio para o vermelho[1] das linhas de absorção observadas em cinco QSO[2]. A média dessas medidas fornece um valor de $D/H = 2{,}78^{+0{,}44}_{-0{,}38} \times 10^{-5}$. Assumindo a condição bem aceita de que a única fonte de deuteron vêm da nucleossíntese primordial, estima-se que a depleção desse elemento nos QSO é menor do que 1 %.

Hélio: O ^{4}He, diferentemente do ^{2}H, é também co-produzido em estrelas junto com os elementos mais pesados. Desta forma, o melhor lugar para se determinar a abundância primordial desse elemento é em regiões quentes, formadas por gás ionizado, pobres em metal nas regiões externas das galáxias (regiões extra-galácticas HII). A abundância de ^{4}He possui uma correlação linear com a metalicidade nesses objetos, e uma extrapolação para metalicidade zero fornece a abundância primordial (fração de massa bariônica, $Y_p = \rho_{4He}/\rho_B$). Uma re-análise mais recente da abundância do ^{4}He [Olive (2004)] observada na região extra-galáctica HII indica um aumento no valor médio, bem como na incerteza, da fração de massa para esse elemento. O valor mais recente obtido, $Y = 0{,}2495 \pm 0{,}0092$ está de acordo com as previsões da nucleossíntese do Big Bang assumindo a densidade bariônica obtida pelo WMAP.

[1] O desvio para o vermelho, conhecido pelo termo em inglês *redshift*, corresponde à alteração na frequência das ondas de luz observadas no espectroscópio em função da velocidade relativa entre a fonte emissora e o receptor observador.

[2] Atualmente, utiliza-se o termo mais geral QSO (*quasi stellar object*) para se referir aos quasares (contração de *quasi stellar radio source*), devido a descoberta de que apenas 10% dos quasares emitem ondas de rádio. Os QSO possuem um alto desvio para o vermelho, que é um reflexo da expansão do Universo. O consenso atual descreve o QSO como formado por um halo compacto de matéria cercando um buraco negro super-massivo central de uma galáxia jovem.

O ^{3}He é observado através de sua emissão hiper-fina na banda de rádio, limitando as observações nas regiões extra-galácticas H_{II}. A evolução galáctica do ^{3}He é ainda pouco compreendida, e não se sabe se sua quantidade aumenta ou diminui em relação ao valor primordial. Desta forma, as observações do ^{3}He não são usadas como prova na nucleossíntese primordial.

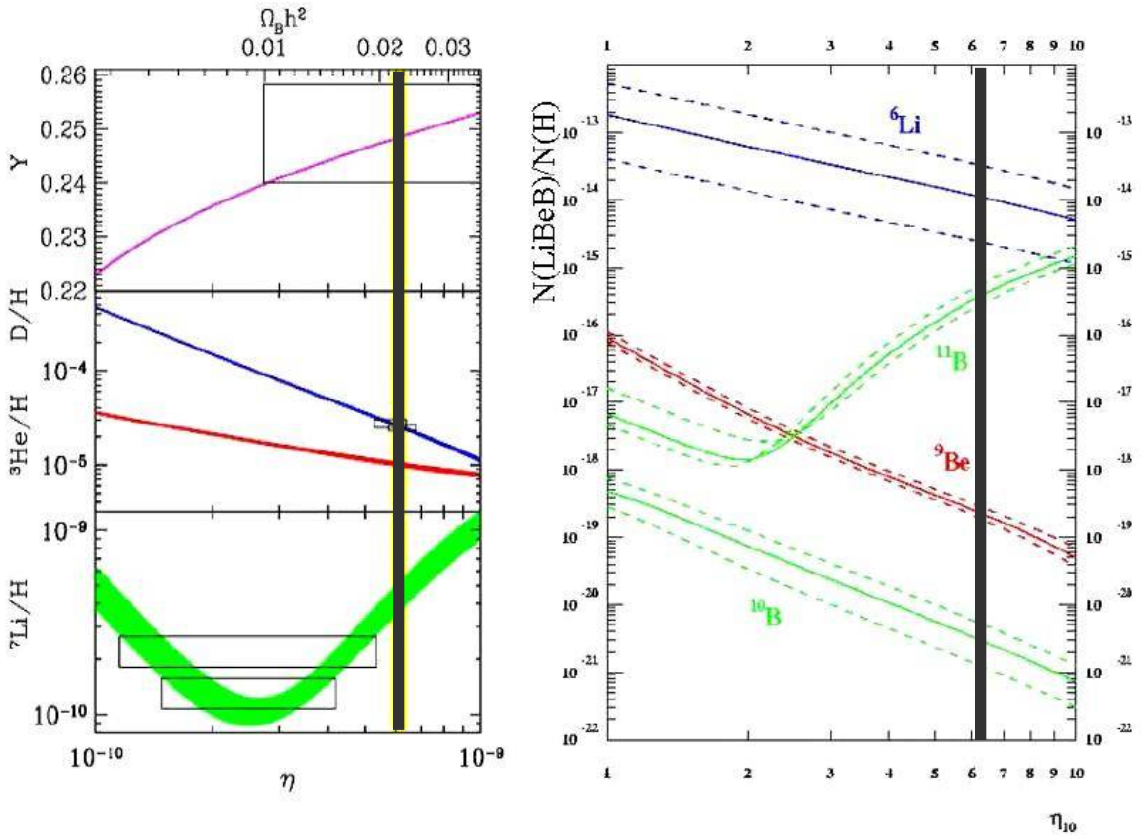


Figura 1.6: Previsão dos elementos leves [Cyburt (2004)]. A figura mostra a fração em massa do ^{4}He (Y), e as frações molares , D/H, ^{3}He/H e ^{7}Li/H relativos ao hidrogênio em função do razão de bárions sobre fótons η. Os retângulos representam os valores observados ([Cyburt (2004)], [Cyburt (2205)] e referências). A faixa vertical representa o valor do parâmetro $\eta_{10} = 6{,}14 \pm 0{,}25$ obtido no experimento WMAP [WMAP Collaboration]. A figura da direita mostra as abundâncias para o ^{6}Li, ^{9}Be e B previstas no modelo do IBBN [Jedamzik et al. (2001)].

Lítio: A abundância primordial de ^{7}Li é determinada através de observações em estrelas antigas pobres em metal, em particular as do halo galáctico (população II). Para metalicidades muito baixas, a abundância de ^{7}Li é considerada praticamente constante em função da temperatura superficial, o conhecido "S*pite plateau*" [Spite (1982)], cujo valor é A(Li) = 2,1. Esse valor corresponde a uma fração molar de $^{7}Li/H = 1{,}23 \pm 0{,}03^{+0{,}34}_{-0{,}16} \times 10^{-10}$. Além desta, outras soluções estão sendo propostas para interpretar as abundâncias de Li observadas, como por exemplo, a mistura de material estelar que pode gerar a depleção observada [Stephens et al. (1997)]. Outra proposta é investigar possíveis reações nucleares de queima do ^{7}Li, como por exemplo ^{7}Li(d,n)2^{4}He [Coc et al. (2004)], onde um aumento de um fator 100 na taxa de reação pode reduzir a abundância de Li de um fator 3 [Fields et al. (2004)].

Berílio e Boro: A produção de ^{9}Be e ^{11}B no BBN é praticamente desprezível, porém, sua produção no cenário não-homogêneo IBBN aumenta [Jedamzik et al. (2001) e referências]. Em poucas palavras, o cenário não-homogêneo considera regiões ricas em nêutrons. Seguindo a descrição de [Jedamzik et al. (2001)], escolhendo o parâmetro da IBBN de forma a reproduzir as abundâncias observadas de deutério e lítio, é possível atingir um fator de aumento 10-30 em relação as abundâncias de ^{9}Be e ^{11}B previstas no BBN, chegando aos intervalos $^{9}Be/H = 10^{-18}$ e $^{11}B/H = 10^{-16}$. Ainda assim muito menores do que o observado: $^{9}Be/H \sim 5 \times 10^{-14}$ [Prismas et al. (2000)] e $^{11}B/H \sim 10^{-12}$ [García Lòpez et al. (1998)].

Uma vez que o modelo padrão da nucleossíntese primordial é uma teoria de apenas um parâmetro (razão de bárions sobre fótons η), pode-se usar as previsões juntamente com as

abundâncias observadas para determinar essa razão. Os retângulos da figura 1.6 representam as constantes observadas e o intervalo de η permitido para cada elemento. Tratando todas as observações de forma igual, pode-se apenas afirmar que esse valor está situado no intervalo $1\times10^{-10}<\eta<7\times10^{-10}$. A medida da anisotropia da CMB através do experimento WMAP [WMPA Collaboration] permitiu a determinação de parâmetros cosmológicos como uma precisão sem precedentes, incluindo a densidade bariônica, para a qual obteve-se o valor $\Omega_B h^2=0{,}0224\pm0{,}0009$. Esse valor corresponde a uma razão de bárions sobre fótons de $\eta=(6{,}14\pm0{,}25)\times10^{-10}$. O erro de 4 % faz dessa medida uma ponta de prova mais afiada que qualquer abundância dentre os elementos leves. A tabela 1.2 mostra as observações dos elementos leves e as respectivas razões bárions sobre fótons previstas no trabalho de [Cyburt (2004)], juntamente com esses mesmos valores obtidos através do WMPA.

Observações	$\eta_{10} = 10^{10}\eta$	$\Omega_B h^2$
$D/H=(2{,}78^{+0{,}44}_{-0{,}38})\times10^{-5}$	$5{,}92^{+0{,}55}_{-0{,}58}$	$0{,}0216^{+0{,}0020}_{-0{,}0021}$
$Y_p=0{,}2495\pm0{,}0092$	$3{,}95^{+3{,}54}_{-1{,}64}$	$0{,}0144^{+0{,}0129}_{-0{,}0060}$
$^7Li/H=(1{,}23\pm0{,}03^{+0{,}34}_{-0{,}16})\times10^{-10}$	$3{,}19^{+0{,}41}_{-1{,}23}$	$0{,}0116^{+0{,}0015}_{-0{,}0044}$
WMPA (2003)	$6{,}14\pm0{,}25$	$0{,}0224\pm0{,}0009$

Tabela 1.2: Tabela com a densidade bariônica $\Omega_B h^2$ e razão de bárions sobre fótons η_{10} para as várias observações de elementos leves [Cyburt (2004)]. Para efeito de comparação, essas mesmas constantes obtidas através do WMPA são apresentadas.

A partir dos parâmetros obtidos no experimento WMPA [WMPA Collaboration], a forma de análise muda, e pode-se prever as abundâncias em função da constante η e compará-las com as observações dos elementos leves. Usando o valor da densidade bariônica obtido pelo WMAP espera-se obter as seguintes frações:

$$Y_p = 0{,}2485 \pm 0{,}0005$$

$$D/H = (2{,}55^{+0{,}21}_{-0{,}2}) \times 10^{-5}$$

$$^{3}He/H = (10{,}12^{+0{,}67}_{-0{,}66}) \times 10^{-6}$$

$$^{7}Li/H = (4{,}26^{+0{,}91}_{-0{,}86}) \times 10^{-10}$$

1.5 Nucleossíntese Inter-estelar: Formação dos Elementos Leves

A investigação de raios cósmicos galácticos (GCR), através de experimentos em balões a altas altitudes, mostra que a maioria das partículas possuem energia entre 100 e 3000 MeV. Nesse intervalo, sua composição é 87 % hidrogênio, 12 % hélio e 1 % núcleos pesados (a abundância dos elementos Li, Be e B nos raios cósmicos é extremamente baixa). Eles possuem espectros similares e contínuos em energia, sendo descritos a altas energias pela expressão:

$$\Phi_P(E) \propto E^{-x} \qquad (1.1)$$

onde $\Phi_P(E)$ é o fluxo diferencial da espécie nuclear P com energia cinética por nucleon E com x pertencente ao intervalo 2,5 – 2,7 [Meneguzzi et al. (1971)].

Existem duas hipóteses para explicar o mecanismo que acelera esses núcleos a energias de raios-cósmicos. O primeiro possível cenário sugere que os raios cósmicos são núcleos ejetados em explosões de supernovas e acelerados a velocidades próximas à da luz. Um outro cenário sugere que os núcleos no meio inter-estelar são acelerados por ondas de choque de supernovas. De qualquer forma, os raios cósmicos viajam pelo espaço e interagem com os núcleos presentes no meio inter-estelar através das reações de espalação. As reações de

espalação são reações nucleares onde várias partículas são emitidas no canal de saída [Rolfs & Rodney (1988)]. Como foi mencionado no começo do capítulo, esse processo é responsável pela produção dos núcleos Li, Be e B. Por exemplo, se um núcleo de ^{12}C é atingido por um próton de alta energia, as seguintes reações de espalação podem ocorrer:

$$p + {}^{12}C \rightarrow {}^{11}B + 2\text{p} \quad (Q = -16\,MeV)$$

$$p + {}^{12}C \rightarrow {}^{10}B + 2\text{p} + n \quad (Q = -27\,MeV)$$

$$p + {}^{12}C \rightarrow {}^{9}Be + 3\text{p} + n \quad (Q = -34\,MeV)$$

$$p + {}^{12}C \rightarrow {}^{7}Li + 4\text{p} + 2\text{n} \quad (Q = -53\,MeV)$$

$$p + {}^{12}C \rightarrow {}^{6}Li + 4\text{p} + 3\text{n} \quad (Q = -60\,MeV)$$

Apesar dos altos valores negativos de Q, a reação pode ocorrer devido a alta energia cinética dos raios cósmicos. Na elaboração de modelos de nucleossíntese GCR deve-se levar em conta todos os possíveis alvos e projéteis para essas reações, no entanto, devido às abundâncias encontradas, sugere-se que essas reações são basicamente do tipo p + CNO. As reações desse tipo produzem Li, Be e B com energias relativamente baixas, o que aumenta a probabilidade de termalização e consequente incorporação no meio inter-estelar.

Comparando os valores da tabela 1.3, verifica-se que essa teoria explica relativamente bem as abundâncias observadas para o ^{6}Li, ^{9}Be, ^{10}B e ^{11}B. Já para o ^{7}Li existem outros mecanismos atuando em sua formação. De fato, quantidade significante desse isótopo pode ser produzida no *Big Bang*, no interior de gigantes vermelhas e em reações de espalação a baixas energias [Boesgaard (1976)]. Um trabalho mais recente [Fields et al. (2004)] mostra um resumo sobre a investigação da nucleossíntese GCR.

Núcleo	Abundância prevista pela nucleossíntese GCR ($X\ 10^{-12}$)	Abundância cósmica observada ($X\ 10^{-12}$)	Razão entre previsão e observação
Li/H	116	970	0,12
^{6}Li/H	45	70	0,64
^{7}Li/H	66	900	0,07
^{9}Be/H	16	14	1,14
B/H	169	150	1,13
^{10}B/H	51	30	1,70
^{11}B/H	118	120	0,98

Tabela 1.3: Estimativas da produção dos núcleos Li, Be e B através da teoria de nucleossíntese GCR [Fields et al. (2004)]. As abundâncias cósmicas para esse núcleos são baseadas em observações terrestres e meteoríticas [Rolfs & Rodney (1988)].

1.6 Nucleossíntese Estelar: Depleção dos Elementos LiBeB

Os três elementos Li, Be e B são susceptíveis à destruição no interior estelar através de reações nucleares do tipo (p,α), (p,γ), (α,n) e (α,γ). A reação dominante (p,α) pode ocorrer para temperaturas maiores do que $2{,}5.10^{6}$ K para o Li, maiores do que $3{,}5.10^{6}$ K para o Be e maiores do que 5.10^{6} K para o B. Essa destruição gera regiões dentro da estrela com deficiência em Li, Be ou B [Boesgaard (2004a)]. No caso de uma estrela com massa igual a massa solar, apenas a camada externa com 2,5 % em massa contém Li, enquanto apenas a camada externa com 5 % em massa contém Be e apenas uma camada externa com 18 % em massa contém B. Isso está ilustrado na figura 1.7, fora de escala, para uma estrela com massa igual a massa solar.

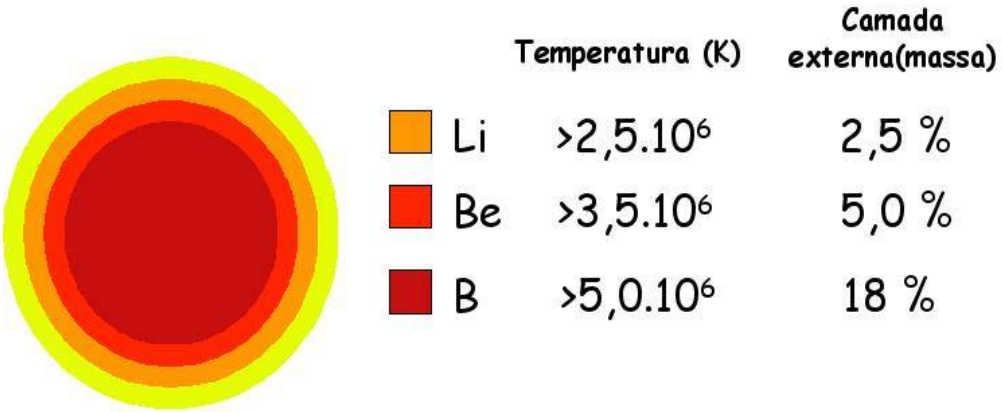


Figura 1.7: Modelo esquemático fora de escala de uma estrela com uma massa solar mostrando a região onde todo o Li é destruído, uma região um pouco mais interna onde todo o Be é destruído e uma região mais interna ainda onde todo o B é destruído [Boesgaard (2004)a].

Esses elementos leves podem circular através de vários mecanismos de mistura para regiões mais internas da estrela onde a temperatura é suficiente para que ocorra uma reação nuclear. Entre os mecanismos mais comuns estão: convecção, difusão microscópica, instabilidades devido a rotação, turbulência, ondas gravitacionais e circulação meridional. Uma discussão mais profunda sobre esses mecanismos pode ser encontrada em [Boesgaard (2004a)].

Algumas características da estrutura interna em diferentes estágios de evolução das estrelas podem ser estudadas através da observação das abundâncias desses elementos leves. As abundâncias observadas servem para testar modelos estelares, como por exemplo modelos que explicam a depleção de elementos leves em estrelas dos grupos F e G. Modelos padrões de evolução estelar, os quais ignoram complicações como campos magnéticos, perda de massa, rotação, etc, sugerem que o Li sobrevive apenas na camada mais externa de uma estrela típica do grupo F [Pinsonneault et al. (1990)], entretanto, mesmo a parte mais profunda da camada de

convecção não é profunda o suficiente para arrastar o Li para a região de destruição. A abundância superficial em estrelas do grupo F deveria assemelhar-se a abundância de formação do Li, mas algumas estrelas do grupo F possuem deficiência na abundância de Li em relação a abundância inicial ou meteorítica. Embora muitos estudos se concentrem apenas no Li, modelos mais poderosos consideram os outros elementos simultaneamente; o estudo desses elementos em estrelas de aglomerados (*open clusters*[1]), os quais possuem idade e metalicidade bem conhecidas, são de particular interesse. [Boesgaard & Tripicco (1986)] descobriram que as estrelas do grupo F do *open cluster* Hyades, com idade aproximada de 700 milhões de anos, possuem uma depleção superficial na abundância de Li. Em particular, estrelas com T_{eff} no intervalo 6400 – 6800 K, apresentam uma deficiência elevada em Li, conhecido na literatura como *"Li-dip"*. Novos resultados [Boesgaard et al. (2002)] revelaram também a presença de um *"Be-dip"* nas estrelas do Hyades no mesmo intervalo de T_{eff} do *"Li-dip"*. Existem duas diferenças principais em relação ao Li e Be. 1) O *"Be-dip"* em estrelas do grupo F é bem menor do que o *"Li-dip"* no mesmo grupo de estrelas. 2) Não existe uma depleção aparente de Be nas estrelas do grupo G onde existe uma grande depleção de Li. Esses resultados são esperados, uma vez que a região onde o Be é preservado é maior do que a região onde o Li é preservado resultando em um maior número de átomos de Be "sobreviventes". Resultados semelhantes foram encontrados por [Boesgaard et al. (2004b)] no *open cluster* Praespere, com idade aproximada de 600 milhões de anos. Esses dois resultados confirmam a presença do *"Be-dip"* em um intervalo estreito de temperatura para as estrelas do grupo F.

[1]Um aglomerado aberto (*open cluster)* é um grupo formado por algumas milhares de estrelas que foram formadas a partir da mesma nuvem molecular gigante, que ainda estão fracamente ligadas gravitacionalmente umas às outras. Os *open clusters* foram encontrados apenas em galáxias espirais e irregulares onde uma formação ativa de estrelas ainda ocorre.

Outros *open clusters* mais novos (50 – 70 milhões de anos), Pleidades e α Per, foram investigados [Boesgaard et al. (2003)] e não foi encontrada evidência do *"Be-dip"* em estrelas do grupo G. Esses resultados indicam que a depleção em Li e Be é um fenômeno que ocorre na sequência principal, após aproximadamente 100 milhões de anos, e não ocorre durante a fase pré-principal de evolução.

O B é mais resistente à queima do que o Li e o Be, pois precisa circular até regiões mais profundas para que as reações de destruição ocorram. Informações complementares da abundância de B nessas mesmas estrelas podem fornecer informações importantes sobre a estrutura estelar. Na procura de estrelas com depleção em B, as estrelas com depleção em Be são as melhores candidatas. Seguindo esse pensamento, [Boesgaard et al. (1998)] selecionou uma amostra de estrelas dos grupos F e G com diferentes graus de deficiência em Li e Be para analisar o comportamento da abundância de B em relação as abundâncias de Li e Be. Eles encontraram que não existia correlação entre a abundância de B com variáveis como temperatura efetiva, metalicidade e abundância de Li e Be. Enquanto a deficiência do Li em todos os casos ultrapassa a deficiência de Be, a abundância de B praticamente não muda em função da depleção de Li ou Be (figura 1.8) [Boesgaard et al. (1998)]. As abundâncias estão normalizadas com as respectivas abundâncias meteoríticas para cada elemento e as estrelas estão classificadas em ordem de abundância do Be.

Na próxima seção segue um estudo mais detalhado da abundância desses elementos mostrando as correlações observadas entre A(Li)-A(Be) e A(Be)-A(B).

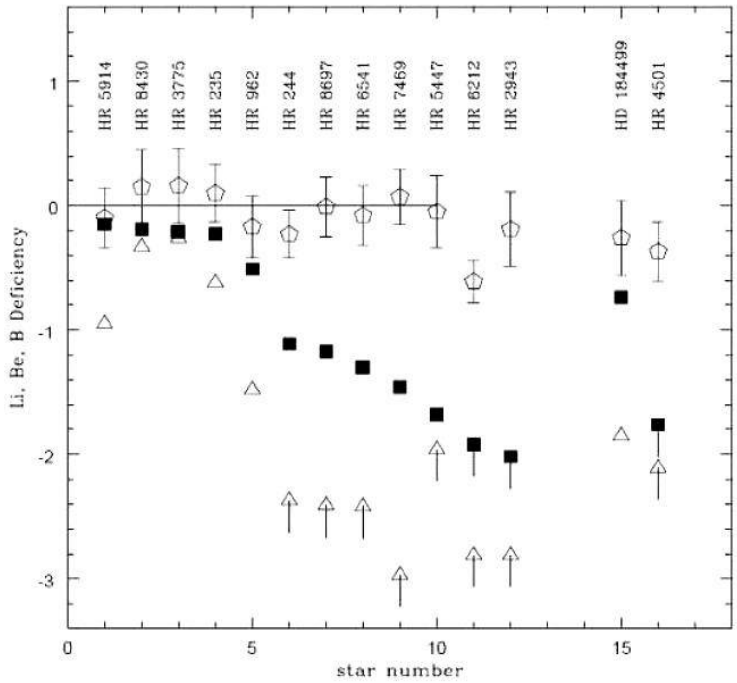


Figura 1.8: Deficiência dos elementos Li, Be e B em amostra de estrelas do grupo F e G [Boesgaard et al. (1998)] em ordem decrescente de A(Be). Os pentágonos representam a deficiência de B, os quadrados a deficiência de Be e os triângulos a deficiência de Li. Os valores estão normalizados com as abundâncias meteoríticas.

1.6.1 Correlações Li-Be e Be-B

Os dados de Li, Be e B observados tanto em estrelas de aglomerado quanto em estrelas de campo (*cluster and field stars*) podem ser organizados de forma a investigar a correlação entre as abundâncias desses elementos [Boesgaard et al. (2004c) e referências]. Em particular, [Boesgaard et al. (2004b)] e [Boesgaard et al. (2004c)], encontraram correlações tanto entre as

estrelas de campo como entre as estrelas de grupo, ambos do grupo Hyades, na faixa de temperaturas 5900 – 6650 K. Os dados foram divididos em dois grupos, um correspondendo às estrelas do lado frio do *"Li-Be dip"* com temperaturas entre 6300 – 6650 K (figura 1.9 direita) e o outro correspondendo às estrelas mais antigas da região do *"Li-plateau"* com temperaturas entre 5900 – 6300 K (figura 1.9 esquerda). A pequena diferença entre os coeficientes angulares encontrados, sendo o das estrelas mais quentes ligeiramente maior, é prevista pelos modelos de mistura induzida por rotação de [Deliyannes et al. (1997)] e [Charbonnel et al. (1994)].

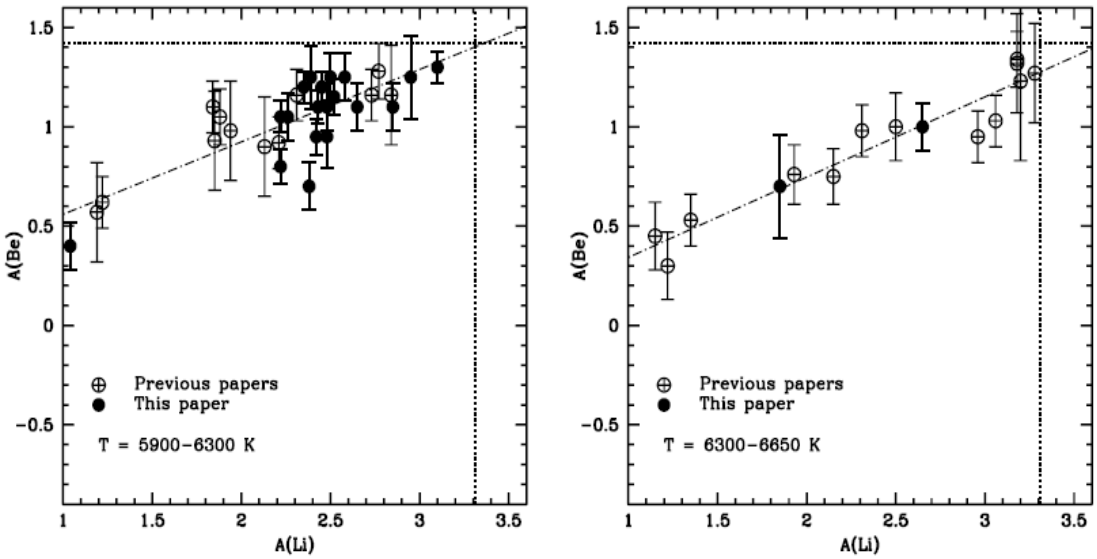


Figura 1.9: Amostra de estrelas de campo (f*ield*) divididas em dois grupos de temperaturas. À direita, 15 estrelas com temperaturas entre 6300 e 6650 K, correspondendo ao lado frio do "*LiBe-dip*". À esquerda, 31 estrelas com temperaturas entre 5900 e 6300 K, próximas ao "*Li-plateau*". O coeficiente angular do ajuste para as estrelas mais quentes é $0{,}433 \pm 0{,}036$ e para as mais frias é $0{,}337 \pm 0{,}031$. Os coeficientes são parecidos, porém, existe um deslocamento no coeficiente linear no sentido de que as estrelas mais quentes apresentam uma maior depleção em Be para uma mesma depleção em Li. As linhas pontilhadas representam as abundâncias meteoríticas para o Li (vertical) e para o Be (horizontal) [Bosgaard (2004)c].

Na figura 1.10, os dados foram separados em dois grupos, o primeiro (figura 1.10 esquerda) mostra a correlação entre as abundância de Li-Be apenas para estrelas de campo na faixa de temperaturas 5900 – 6650 K. O segundo grupo (figura 1.10 direita) mostra a correlação entre as abundância de Li-Be para 46 estrelas de campo e 42 estrelas de grupo no mesmo intervalo de temperaturas. Os coeficientes angulares do ajuste são basicamente os mesmos para os dois conjuntos de dados. Embora os modelos estelares que incluem rotação estelar e consequente mistura expliquem bem as correlações, eles prevêem menos depleção do que se observa [Boesgaard et al. (2004c)].

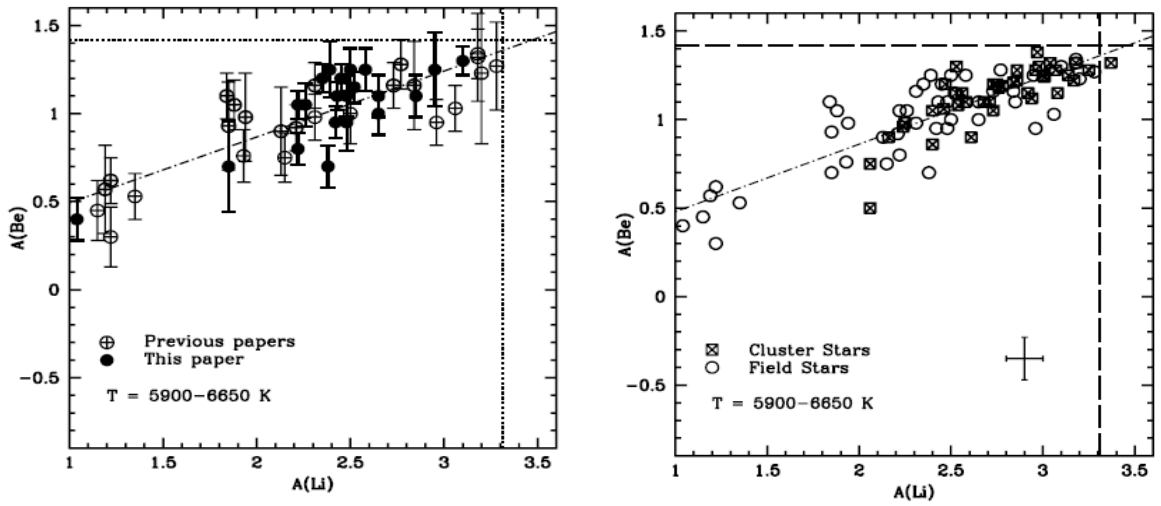


Figura 1.10: À esquerda, correlação entre as abundâncias de Li e Be para as estrelas de campo para o intervalo de temperaturas 5900 – 6650 K. À direita, 46 estrelas de campo (*field*) e 42 estrelas de *open clusters* no mesmo intervalo de temperaturas; o coeficiente angular obtido do gráfico da direita $0{,}382 \pm 0{,}030$, é basicamente o mesmo obtido a partir do gráfico da esquerda $0{,}375 \pm 0{,}036$ considerando somente as estrelas de campo (*field*) para o mesmo intervalo de temperaturas. As linhas pontilhadas representam as abundâncias meteoríticas para o Li (vertical) e para o Be (horizontal) [Boesgaard (2004)c].

Os modelos de depleção por difusão, perda de massa e mistura induzida por rotação de [Deliyannis et al. (1997)] foram testados com os dados de [Boesgaard et al. (2004c)] para as estrelas frias (5900 – 6300 K). A figura 1.11 mostra as observações para três idades: 0,1, 1,7 e 4,0 Gyr e para duas velocidades iniciais 10 e 30 Km/s. Os modelos de difusão e perda de massa foram descartados como os principais mecanismos, enquanto o modelo de mistura induzida por rotação é o que melhor explica as depleções observadas. O modelo ajusta-se bem aos dados quando considera-se uma abundância inicial de A(Be) = 1,28, menor do que o valor da abundância meteorítica A(Be) = 1,42. As estrelas mais jovens (0,1 Gyr) com velocidades iniciais de 10 Km/s, que aparecem no canto superior direito da figura 1.11, são as que apresentam menor depleção em Li e Be. Já as estrelas mais velhas (4,7 Gyr), com velocidades iniciais de 30 Km/s, apresentam as maiores depleções em Li e Be conforme previsto pelo modelo.

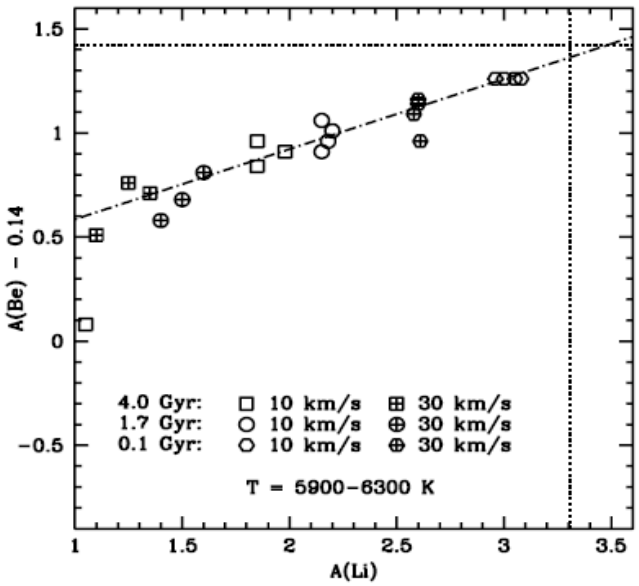


Figura 1.11: Previsão do modelo [Deliyannis & Pinsonneault (1997)] para a depleção de Li e Be. A linha tracejada é um ajuste da média dos dados da figura 1.9 (esquerda) considerando o modelo de mistura induzida por rotação ([Boesgaard et al. (2004c)].

Seguindo o mesmo raciocínio do estudo da correlação Li-Be, [Boesgaard et al. (2005)] estudou a correlação entre Be-B nas estrelas que apresentavam depleção em Be. Em particular, foi encontrada uma correlação entre os elementos (figura 1.12), confirmando a expectativa dos autores de que estrelas com grande depleção em Be também teriam grande depleção em B [Boesgaard et al. (2005)]. As abundâncias na figura 1.12 foram normalizadas pela abundância solar e na determinação das abundâncias do B foram considerados efeitos causados pelo não equilíbrio termodinâmico local[1] (NLTE – non local thermodynamic equilibrium). O coeficiente angular obtido do ajuste $0{,}18 \pm 0{,}06$ é menor do que o obtido nas correlações Li-Be e pode fornecer informações de como o mecanismo de mistura varia com a profundidade. Os átomos de B precisam circular a profundidades maiores para serem destruídos, e desta forma, o B é menos susceptível à destruição.

Desta forma, pode-se concluir que:

1. Tanto para as estrelas de grupo quanto para as estrelas de campo, existe correlação entre as abundâncias de Li e Be no intervalo de temperaturas 5900 – 6650 K. O coeficiente angular da correlação entre A(Li) e A(Be) está de acordo com as previsões de mistura induzida por rotação [Boesgaard et al. (2004c) e referências].

[1]A determinação da abundância dos elementos nas estelas são derivadas de observações das respectivas linhas espectrais. Esse procedimento leva em conta modelos da fotosfera da estrela que é caracterizada por alguns parâmetros. A fotosfera é uma região bem complexa da estrela, que separa a região interna e quente da região do espaço frio. Muitos modelos consideram a fotosfera em equilíbrio termodinâmico LTE *(local thermodynamics equilibrium*), porém, considerar efeitos NLTE (*non local thermodynamics equilibrium*) pode reduzir os erros na determinação das abundâncias. Uma discussão a respeito dos efeitos NLTE na formação das linhas espectrais que são usadas na determinação das abundâncias dos elementos Li, Be e B está descrita em [Ramaty et al. (1999)].

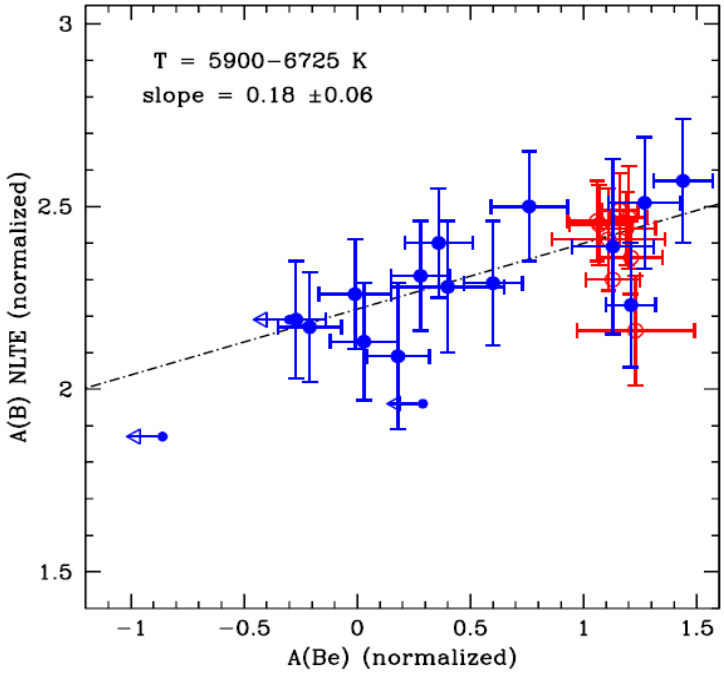


Figura 1.12: Correlação entre as abundâncias Be-B como mostra [Boesgaard et al. (2005)]. O coeficiente angular do ajuste $0{,}18 \pm 0{,}06$ é menor do que nas correlações Li-Be correspondentes como esperado. Isso representa uma forte evidência de que é possível utilizar esses elementos como "pontas de prova" da estrutura estelar.

2. Existe correlação entre as abundâncias dos elementos Be e B no mesmo intervalo de temperaturas. O fato do coeficiente obtido para o Be-B ser menor do que para o Li-Be confirma a previsão de que o B precisa circular a profundidades maiores da estrela para ser destruído. Os estudos para os mecanismos de mistura presentes na depleção do B ainda não foram feitas, mas as previsões indicam que o modelo de mistura induzido por rotação é o que melhor explica as depleções em B [Boesgaard et al. (2005) e referências].

1.6.2 Modelos de Depleção dos Elementos Leves

As estrelas anãs dos grupos F e G possuem certas semelhanças quanto as estruturas internas [Stephens et al. (1997)]. A comunicação entre a zona superficial convectiva (SCZ) e a zona de destruição nuclear (NDZ) resulta em uma mudança na abundância dos elementos na superfície. Alguns modelos de perda de massa para estrelas da sequência principal que consideram a camada superficial completamente desacoplada das camadas mais internas, onde ocorre destruição nuclear, não prevêem deficiência significativa dos elementos leves.

Entretanto, nas estrelas do grupo G, existe uma região de intersecção entre a SCZ e a NDZ onde ocorre destruição do Li, e desta forma, essas estrelas sofrem depleção em Li associada ao mecanismo de mistura por convecção [Stephens et al. (1997)]. Entretanto, a camada de destruição de Be não sofre intersecção com a SCZ, então, o mecanismo de convecção não leva material da superfície para essa região, não prevendo, portanto, depleção de Be nas estrelas anãs do grupo G (grupo do Sol).

Para explicar a depleção de Li e Be observada nas estrelas anãs do grupo F ($T_{eff} > 6000$ K), certamente informações adicionais devem ser incorporadas ao modelo canônico de estrutura estelar [Stephens et al. (1997)]. Desta forma, como já foi mostrado anteriormente, é possível obter melhores resultados quando mais de um elemento leve é usado simultaneamente como traço da estrutura interna das estrelas. O Berílio e o Boro, como são mais resistentes à destruição do que o Li, servem como traço dos mecanismos que ocorrem nas regiões mais profundas da estrela além do raio da SCZ. Alguns dos mecanismos mais importantes e suas implicações são discutidos à seguir:

Perda de Massa: O mecanismo da perda de massa é, conceitualmente, o mais simples. Ventos estelares removem lentamente material da superfície das estrelas do grupo F corroendo a região superficial onde o Li e o Be são preservados. Uma vez que a SCZ penetra na NDZ, o Li é misturado à camada superficial, diluindo a concentração de Li na fotosfera. Entretanto, devido ao fato das camadas de destruição do Li (~ 2% em massa) e do Be (~ 7% em massa) serem bem separadas nas estrelas do grupo F, o Li precisaria sofrer uma depleção de várias ordens de magnitude até que uma depleção significativa de Be começasse a ocorrer. Então, qualquer medida da depleção de Be só seria possível depois que todo o Li fosse destruído. Como observa-se depleção em Be enquanto ainda existe Li, descarta-se o modelo de perda de massa para estrelas do grupo F como o principal responsável pela causa de depleção observada [Stephens et al. (1997)], [Boesgaard et al. (1998)].

Difusão Microscópica: De acordo com modelos de difusão microscópica [Stephens et al. (1997) e referências], várias forças como a gravitacional, difusão térmica e levitação radioativa podem levar os elementos leves Li, Be e B até as camadas abaixo da SCZ, onde ocorre destruição nuclear. Na ausência de turbulências, as quais podem retardar o movimento de difusão, a predominância de uma dessas três forças citadas pode resultar em um fluxo de material para dentro ou para fora da SCZ. Consequentemente, anomalias na abundância dos elementos leves podem ocorrer. Entretanto, os dados, apenas do Li, já são inconsistentes com o mecanismo da difusão; considerando ainda os dados do Be e do B junto com os do Li, as evidências contra esse mecanismo são ainda maiores [Boesgaard et al. (1998)]. Em particular, abaixo de T_{eff} = 6500 K, os três elementos Li, Be e B sofreriam depleções similares, em contraste com as observações de que o Li sofre depleção mais rápido do que o Be (figura 1.8) [Boesgaard et al. (1998)] .

Mistura Induzida por Rotação: A presença de rotação é uma propriedade importante de estrelas "reais" e, apesar de complicar os cálculos, não pode ser omitida nos modelos de estrutura e evolução estelar. Em particular, esse mecanismo é o que melhor explica a depleção dos elementos leves nas estrelas anãs do grupo F. Como relatado em [Stephens et al. (1997)], o ponto de partida foi a evidência observacional de que as estrelas possuem movimento de rotação, cuja velocidade angular decresce com o tempo. A presença do vento estelar reduz a velocidade angular inicial de rotação na superfície gerando um gradiente de velocidades entre as camadas interna e externa. Quando esse gradiente de temperatura se torna muito íngreme, uma instabilidade pode ocorrer de forma a redistribuir o momento angular entre o interior da estrela e sua superfície. Como foi apontado por [Pinsonneault et al (1989)], a eficiência com que o processo de mistura ocorre está fortemente correlacionado com a velocidade inicial de rotação da estrela. Desta forma, é esperado que estrelas com maiores velocidades de rotação sofram maiores depleções do que as outras, como mostra a figura 1.11.

Evidências observacionais mostraram que o momento angular inicial para as estrelas anãs frias aumenta em função do aumento da massa ([Pinsonnneault et al. (1989)], [Stephens et al. (1997)]. Em particular quando se move do grupo G para o grupo F, a massa varia em um intervalo de 0,5 a 1,5 vezes a massa solar; isso significa que as estrelas do grupo F possuem maior massa que as do grupo G, e portanto, maior momento angular inicial. Como no modelo de mistura induzida por rotação a depleção parece ser maior em função de um maior momento angular inicial, estrelas do grupo F devem sofrer depleção superficial de elementos leves maior que as do grupo G ([Stephens et al. (1997)]). Entretanto, como estrelas com temperatura superficial $T_{eff} > 6600$ K tendem a não sofrer diminuição da velocidade angular com o tempo, uma menor diminuição de momento angular inicial resulta em diminuição da mistura de material que causa a depleção dos elementos leves. O modelo de mistura induzida por rotação

proposto por [Stephens et al. (1997)] reproduz muito bem o comportamento das curvas de depleção de Li e Be observadas. Nesse mesmo trabalho não existe previsão a respeito do B nesse ambiente, porém em [Boesgaard et al. (1998)] e [Boesgaard et al. (2005)] é citado a importância desse elemento para uma completa descrição da estrutura estelar. Em particular os dados obtidos de A(B) em função de A(Be) são consistentes com a presença do processo de mistura induzida por rotação.

1.6.3 Reações (p,α) Envolvendo os Elementos LiBeB

As discussões anteriores mostraram a importância dos elementos leves LiBeB no desenvolvimento mais aprofundado da estrutura e dos processos de mistura presentes no interior estelar. O cenário observado pode ser descrito pelo mecanismo de mistura induzida por rotação que age no interior das estrelas do grupo F e G ([Boesgaard et al. (2004a) e referências]). Esses elementos são destruídos no meio estelar, principalmente através de reações (p,α) a temperaturas superiores a 2.10^6 K. Essa faixa de temperatura pode ser atingida em estrelas durante o primeiro estágio de evolução ([Castellani (1981)]). Uma vez que a temperatura atinge valores maiores que 6.10^6 K, a taxa de reação que transforma dois prótons em um deuteron aumenta e as reações do canal-pp começam a ser eficientes. O efeito das reações (p,α) dos elementos Li, Be e B é a produção dos elementos envolvidos nos canais ppII e ppIII, como mostrado na figura 1.13, entretanto, devido a baixa abundância desses elementos leves, a produção de energia nas estrelas não é afetada.

O valor das taxas dessas reações nucleares que são utilizadas em modelos, geralmente derivam de medidas experimentais. Devido à baixa energia que esses processos ocorrem

(~ keV), a taxa de reação na região de interesse astrofísico (pico de Gamow) é geralmente extrapolada de medições a altas energias. Um tratamento detalhado das reações nucleares no ambiente astrofísico é descrito no capítulo seguinte.

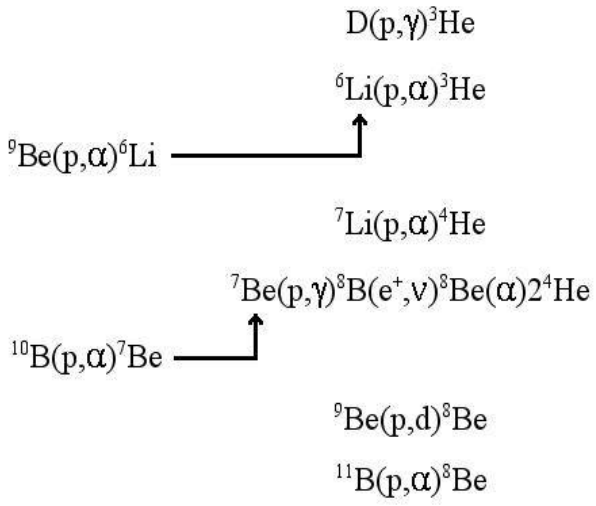


Figura 1.13: Caminho das reações nucleares seguido pelos elementos leves lítio, berílio e boro como reportado em [Castellani (1981) e referências]. Esses elementos não influenciam a produção de energia nas estrelas mas são utilizados para extrair informações sobre a estrutura estelar.

Capítulo 2

Reações Nucleares no Ambiente Astrofísico

2.1 Taxa de Reação e Vida Média

As reações termo-nucleares são as fontes primárias de produção de energia nas estrelas devido a conversão de uma fração da massa dos núcleos incidentes em energia cinética das partículas emergentes. A energia produzida por unidade de volume por unidade de tempo é determinada pela energia liberada em cada evento, pela seção de choque da reação, e por outras caraterísticas do ambiente onde essas reações ocorrem, como temperatura, densidade e grau de degenerescência. Considerando um gás de densidade uniforme, composto por N_a e N_x partículas por centímetro cúbico das espécies a e x respectivamente, a taxa de reação

$a+x \rightarrow c+d$ é dada pelo produto da área efetiva do alvo $N_a \sigma(\nu)$ e o fluxo de partículas incidentes por segundo por centímetro quadrado $N_x \vec{\nu}$, onde ν é o módulo da velocidade relativa entre $a-x$, o que leva a uma escolha do alvo e do projétil arbitrária. Caso as espécies a e x sejam idênticas, deve-se multiplicar ainda por um fator *1/2*, uma vez que o número de pares de partículas idênticas é metade do que para partículas distintas. Então a equação para a taxa de reação pode ser escrita por ([Rolfs & Rodney (1988)]:

$$r_{ax} = (1+\delta_{ax})^{-1} \sigma(\nu) \nu N_a N_x \qquad (2.1)$$

onde δ_{ax} é o delta de Kronecker. Em um gás em equilíbrio térmico, as velocidades obedecem uma distribuição de temperaturas ao invés de uma velocidade única, como foi assumido em (2.1). Considerando $\phi(\nu) d\nu$ a fração de pares de partículas com velocidades relativas entre ν e $\nu + d\nu$, a taxa de reação total por unidade de volume e tempo é:

$$r_{ax} = (1+\delta_{ax})^{-1} N_a N_x \int_0^\infty \nu \sigma(\nu) \phi(\nu) d\nu = (1+\delta_{ax})^{-1} N_a N_x \langle \sigma \nu \rangle \qquad (2.2)$$

onde $\langle \sigma \nu \rangle$ representa o valor médio do produto da seção de choque pela velocidade relativa e representa a taxa de reação por par de partículas. De fato, o espectro de velocidades e as densidades das espécies dependem fortemente do ambiente onde essas reações acontecem.

Um outro fator a ser discutido em astrofísica nuclear, quando se considera fatores temporais, é a vida média dos isótopos que são formados de forma a considerar se eles tem tempo suficiente para reagir com outro núcleos ou se eles decaem antes mesmo de reagir [Rolfs & Rodney (1988)]. Em detalhes, a meia vida $\tau_x(a)$ de uma espécie a para uma

reação induzida pela espécie x é definida pela equação estatística:

$$\left(\frac{dN_a}{dt}\right)_x = \frac{-1}{\tau_x(a)} N_a \qquad (2.3)$$

Uma vez que a variação na abundância é diretamente proporcional à taxa de reação de acordo com a fórmula:

$$\left(\frac{dN_a}{dt}\right)_x = -(1-\delta_{ax}) r_{ax} \quad , \quad (2.4)$$

comparando as equações (2.2), (2.3) e (2.4), a meia vida pode ser dada em função da taxa de reação por:

$$\tau_x(a) = \left(\frac{1}{N_x \langle \sigma v \rangle}\right) \qquad (2.5)$$

Na fórmula (2.5) não aparece o delta de Kronecker, pois, mesmo que a taxa de reação seja dividida por dois para partículas idênticas, cada reação destrói duas delas. A meia vida é portanto menor quanto maior forem as abundâncias das espécies participantes e a seção de choque da reação induzida. Finalmente, se estivermos em um ambiente onde várias espécies podem reagir com o núcleo a, então a meia vida total é dada por:

$$\frac{1}{\tau(a)} = \sum_x \frac{1}{\tau_x(a)} \quad . \quad (2.6)$$

2.2 Distribuição de Velocidades de Maxwell-Boltzmann

A matéria estelar, com exceção em objetos exóticos como anãs brancas e estrelas de nêutrons, é um gás não relativístico e não degenerado. Além do mais, se o equilíbrio térmico é atingido, a expressão para a distribuição de velocidades dos núcleos pode ser descrita pela distribuição de Maxwell-Boltzmann ([Rolfs & Rodney (1988)]):

$$\phi(v)=4\pi v^2\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}\exp\left(\frac{-mv^2}{2\mathrm{kT}}\right) \qquad (2.7)$$

onde m é a massa da espécie nuclear, T é a temperatura do gás e k é a constante de Boltzmann, enquanto $\phi(v)$ está normalizado para um. Cálculos feitos por [Rolfs & Rodney (1988)] mostram que uma distribuição análoga se aplica para a distribuição de velocidades relativas v' substituindo m pela massa reduzida μ do sistema $a-x$:

$$\phi(v')=4\pi v'^2\left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2}\exp\left(\frac{-\mu v'^2}{2\mathrm{kT}}\right) \qquad (2.8)$$

Desta forma, substituindo (2.8) na expressão (2.2), a taxa de reação $\langle\sigma v\rangle$ por par pode ser escrita como:

$$\langle\sigma v\rangle=\int_0^\infty \phi(v')\sigma(v')dv'=4\pi\left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2}\int_0^\infty v'^3\sigma(v')\exp\left(\frac{-\mu v'^2}{2\mathrm{kT}}\right)dv' \qquad (2.9)$$

ou então, introduzindo a energia de centro de massa como $E=\frac{1}{2}\mu v'^2$:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E)\, E \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) dE \quad . \qquad (2.10)$$

A integral da equação (2.10) deve ser computada entre zero e infinito apenas para reações exotérmicas, ou seja, com Q > 0. Para reações endotérmicas, Q < 0, a integral deve ser computada entre o ponto inicial (*threshold*) da reação e infinito. Uma vez que as propriedades do ambiente astrofísico estão definidas (abundâncias dos elementos, temperatura, densidade e distribuição de velocidades das partículas), o valor absoluto da seção de choque deve ser introduzido para se obter a taxa de reação.

2.3 Fator de Penetrabilidade da Barreira Coulombiana

Nas reações nucleares entre partículas carregadas a força forte é de curto alcance (da ordem da soma dos raios dos núcleos), enquanto para distâncias maiores do que a soma dos raios, a força Coulombiana de longo alcance é a dominante. No plasma estelar, mesmo a altas temperaturas, as energias térmicas que vão de alguns keV até centenas de keV são muito menores do que a barreira Coulombiana V_C:

$$V_C(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \qquad (2.11)$$

onde Z_1 e Z_2 são os números atômicos, e é a carga do elétron e R a distância entre os núcleos.

Consequentemente, apenas o efeito quântico de tunelamento da barreira Coulombiana pode justificar a abundância dos elementos observados nas estrelas e meteoritos, uma vez que, assumindo a distribuição de Maxwell-Boltzmann, o número de partículas com energias acima da barreira Coulombiana é desprezível. Por exemplo, no núcleo do Sol, onde a temperatura é de ~ $1{,}5.10^7$ K, a fração de prótons com energia cinética maior do que a barreira Coulombiana V_C = 550 eV é em torno de 10^{-275}, o que não explica a quantidade de energia emitida pela superfície do Sol.

O fator de penetrabilidade para partículas com momento angular relativo l é definido como [Clayton (1983)]:

$$P_l = \frac{|\chi_l(\infty)|^2}{|\chi_l(R)|^2} \qquad (2.12)$$

onde $\chi_l(r)$ é a parte radial da função de onda $\psi_l(r\theta\phi)$ que descreve o movimento relativo entre as partículas a e x com momento angular relativo l :

$$\psi_l(r\theta\phi) = \frac{\chi_l(r)}{r} Y_l^m(\theta,\phi) \quad . \qquad (2.13)$$

A função de onda radial $\chi_l(r)$ satisfaz a equação de Schrödinger:

$$\frac{d^2\chi_l}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - V_l(r)]\chi_l = 0 \qquad (2.14)$$

sendo $V_l(r)$ o potencial de interação efetivo, que é a soma dos potenciais Coulombiano e

centrífugo (figura 2.1):

$$V_l(r) = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \qquad (2.15)$$

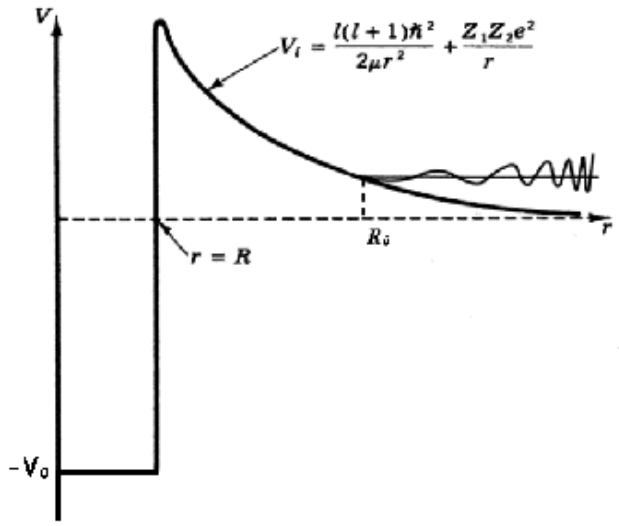


Figura 2.1: Esquema simplificado do potencial em função do raio de interação [Clayton (1983)]. R é definido como o raio de interação nuclear, dado aproximadamente pela soma dos raios dos núcleos. Se r > R, o potencial nuclear é desprezível e a interação Coulombiana é a dominante. R_0 representa o ponto de retorno clássico e V_0 é a profundidade do poço do potencial nuclear.

Para r > R, onde a interação nuclear é desprezível, a equação (2.14) possui duas soluções independentes, chamadas de funções de onda de Coulomb para momento angular l : a função de Coulomb regular $F_l(r)$ e a função de Coulomb irregular $G_l(r)$, que diferem entre si apenas pelo comportamento na origem uma vez que a primeira vai à zero em r = 0 e a segunda é divergente. Na região r > R, ambas são permitidas e a solução da equação

(2.14) é uma combinação linear das duas:

$$\chi_l(r) = AF_l(r) + BG_l(r) \quad ; \qquad (2.16)$$

impondo que a solução (2.16) é uma onda se afastando para valores altos de *r*, chega-se a $A - Bi = 0$, então a equação 2.12 assume a forma exata:

$$P_l = \frac{1}{F_l^2(R) + G_l^2(R)} \qquad (2.17)$$

Como as funções de Coulomb regular e irregular não possuem solução analítica, em muitos cálculos a forma exata (2.17) é substituída por aproximações analíticas, em particular, para energias ultra-baixas (as de interesse astrofísico). De fato, se $E \ll V_l(R)$ a técnica WKB fornece uma aproximação semi-clássica muito acurada [Clayton (1983)]:

$$P_l = \left(\frac{V_B - E}{E}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{-2\sqrt{2\mu}}{\hbar} \int_R^{R_0} \left(\frac{V_C R}{r} + \frac{V_c R^2}{r^2} - E\right)^{1/2} dr\right] = \left(\frac{V_B - E}{E}\right)^{1/2} \exp[W_l] \quad (2.18)$$

onde $V_B = V_l(R)$ é a soma das barreiras Coulombiana e centrífuga, $V_c = V_B - V_C$ é a barreria centrífuga e R_0 é o ponto de retorno clássico.

Se $l = 0$ (onda-s), uma situação particular a energias muito baixas na ausência de ressonâncias, a equação (2.18) pode ser reescrita de uma forma mais simples expandindo o expoente $W_{l=0}$ em séries E / V_C.

$$W_{l=0}=\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\left[1-\frac{4}{\pi}\left(\frac{E}{V_C}\right)^{1/2}+\frac{2}{3\pi}\left(\frac{E}{V_C}\right)^{3/2}+...\right]. \qquad (2.19)$$

As equações (2.18) e (2.19) mostram que na região de baixas energias o fator de penetrabilidade apresenta um decréscimo exponencial muito abrupto, então, em primeira aproximação, apenas o primeiro termo de (2.19) é considerado:

$$P_0=\exp(-2\pi\eta) \qquad (2.20)$$

onde $\eta = Z_1 Z_2 e^2/\hbar v = 4{,}98\, Z_1 Z_2 (\mu/E)^{1/2}$, é o parâmetro de Sommerfeld. Finalmente, a expressão aproximada para a probabilidade de tunelamento da barreira, expressão (2.19), é conhecido como fator de Gamow.

Em alguns casos pode ocorrer uma ressonância a baixa energia com $l \neq 0$ e um fator de correção pode ser introduzido assumindo a condição realística $V_C > V_c \gg E$:

$$W_l = W_{l=0} + 2\left[\frac{l(l+1)V_c}{V_C}\right]^{1/2}\left[1-\left(\frac{E}{V_C}\right)^{1/2}\right] \qquad (2.21)$$

sendo W_l o expoente que aparece em (2.18) e $W_{l=0}$ o termo que aparece em (2.19).

2.4 Fator Astrofísico

Como foi discutido nas seções anteriores, em reações nucleares com partículas carregadas a baixas energias, a probabilidade de interação, ou seja, a seção de choque, é dominada pelo fator de penetrabilidade da barreira Coulombiana. Como o fator de Gamow é responsável pela diminuição exponencial da probabilidade de tunelamento a energias menores do que a barreira, a dependência da seção de choque em função da energia é dada por:

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) \qquad (2.22)$$

onde o termo $1/E$ vem do fator geométrico $\pi \lambda\!\!\!^{-2} \propto 1/E$ devido a efeitos da mecânica quântica. Esses dois termos na equação (2.22) fornecem a contribuição não-nuclear da seção de choque, enquanto os efeitos nucleares intrínsecos estão contidos na constante de proporcionalidade. Desta forma, introduz-se o fator astrofísico *S(E)*, o qual varia suavemente em função da energia (figura 2.2), exceto no caso de reações ressonantes, que procedem através da formação de um estado excitado do núcleo composto intermediário [Clayton (1983)] e [Rolfs & Rodney (1988)]:

$$S(E) = \sigma(E)\, E \exp(2\pi\eta) \quad , \qquad (2.23)$$

onde η é o parâmetro de *Sommerfeld* .

Como geralmente não existem dados na região de baixas energias de interesse astrofísico, o uso de extrapolação é necessário para deduzir o comportamento da seção de

choque nessa região. Desta forma, o uso do recurso do fator astrofísico permite uma extrapolação mais acurada. As figuras 2.2 e 2.3 mostram a diferença de comportamento entre a seção de choque $\sigma(E)$ e o fator astrofísico $S(E)$. A utilidade do fator astrofísico na extrapolação dos dados no intervalo de energia limitado é aparente.

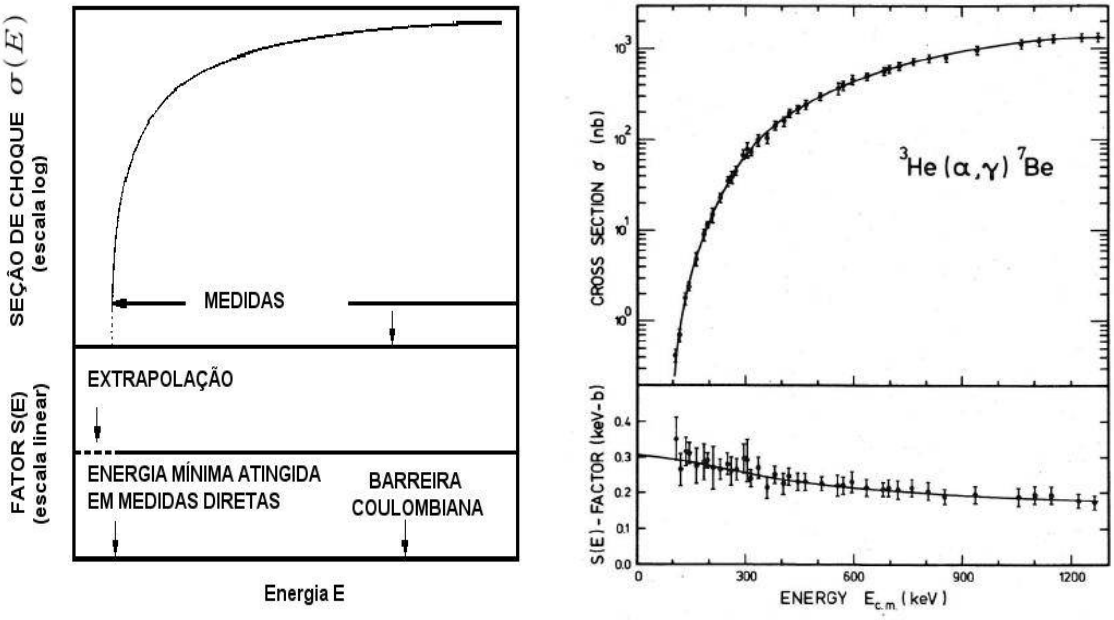


Figura 2.2: A esquerda um exemplo de comparação entre o comportamento da seção de choque com o fator astrofísico para uma reação não-ressonante. A direita a seção de choque e fator astrofísico para a reação não ressonante ^{3}He(α,γ)^{7}Be [Rolfs & Rodney (1988)].

2.5 Reações Não Ressonantes

A utilidade da introdução do fator astrofísico *S(E)* também pode ser vista quando se escreve a expressão analítica da taxa de reação no caso de reações não ressonantes. Inserindo a equação (2.23) na fórmula teórica (2.10) obtém-se:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(\frac{-E}{kT} - 2\pi\eta\right) dE \qquad (2.24)$$

e introduzindo explicitamente a dependência em energia do fator de Sommerfeld η, obtém-se:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(\frac{-E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE \qquad (2.25)$$

onde $b = (2\mu)^{1/2} \pi e^{1/2} Z_1 Z_2 / \hbar = 0{,}989\, Z_1 Z_2 \mu^{1/2} (MeV)^{1/2}$. A energia na qual a taxa de reação é máxima é maior do que a energia correspondendo ao pico da distribuição de Maxwell-Boltzmann para uma temperatura fixa, em torno de *kT*. Como é mostrado na figura 2.3, a convolução entre os dois termos, distribuição de Maxwell-Boltzmann e fator de penetrabilidade, levam a uma região onde o integrando é máximo, conhecida como pico de Gamow, com energia $E_0 >> kT$.

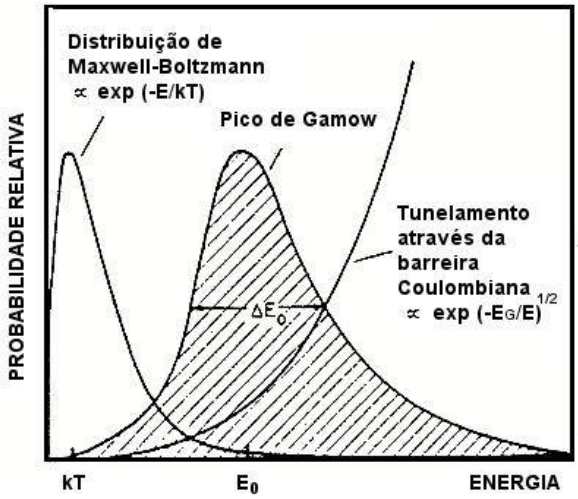


Figura 2.3: Convolução entre a distribuição de Maxwell-Boltzmann e a probabilidade de tunelamento da barreira Coulombiana resultando no pico de Gamow, que é a região onde o integrando da expressão (2.25) é máximo [Rolfs & Rodney (1988)].

A maioria das reações nucleares de interesse astrofísico ocorre em uma região bem estreita de energia descrita por esse pico. Como o fator astrofísico é uma função que varia muito lentamente em função da energia, ela pode ser expandida em série de Taylor e o valor para o qual o integrando tem valor máximo E_0 é dado por:

$$E_0 = (E_G)^{1/2}(kT/2)^{2/3} = 1{,}22(Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/3} keV \qquad (2.26)$$

Um cálculo explícito pode ser visto com maiores detalhes em [Rolfs & Rodney (1988)]. O valor de E_0 representa a energia correspondente ao pico de Gamow. Em outras palavras, é a energia efetiva média da reação termonuclear em função da temperatura T, onde T_6 representa a temperatura em unidades de 10^6. Por exemplo, a temperaturas típicas da ordem de 10^6 K, onde ocorre a queima dos elementos leves Li, Be e B nas estrelas, o valor de E_0 é

dado por:

$$E_0(^7\text{Li+p}, T_6 = 2{,}5\ \text{K}) \sim 4{,}5\ \text{keV},$$

$$E_0(^9\text{Be+p}, T_6 = 3{,}5\ \text{K}) \sim 6{,}84\ \text{keV},$$

$$E_0(^{10}\text{B+p}, T_6 = 5{,}0\ \text{K}) \sim 10{,}10\ \text{keV e}$$

$$E_0(^{10}\text{B+p}, T_6 = 5{,}0\ \text{K}) \sim 10{,}13\ \text{keV}.$$

O valor máximo da taxa de reação nas condições acima é dado por [Rolfs & Rodney (1988)]:

$$\langle \sigma v \rangle_{max} \propto \exp\left(\frac{-3\,E_0}{kT}\right) \qquad (2.27)$$

Esse número depende fortemente da barreira Coulombiana entre os núcleos. Em particular, se o plasma estelar de uma estrela num determinado instante de tempo apresenta uma certa composição química, a reação envolvendo os núcleos com menor barreira Coulombiana irá ser a dominante tanto na produção de energia quanto na nucleossíntese. Quando os núcleos com menor barreira Coulombiana forem consumidos no núcleo da estrela, a estrela se contrai gravitacionalmente, até que a temperatura aumente (de acordo com a lei de conservação de energia do teorema de Virial [Castellani (1981)]) até o ponto em que os próximos núcleos com menor barreira Coulombiana possam queimar. A queima desse novo combustível e a energia produzida estabiliza a estrela evitando nova contração. Esse processo define o estágio de evolução estelar: queima do hidrogênio ou queima do hélio. Diferentes estágios da matéria nuclear correspondem a diferentes posições no diagrama de Hertzprung-Hussel.

2.6 Reações Ressonantes

Um processo ressonante é uma reação $X(x,y)Y$ onde o canal de saída é atingido através da formação de um estado excitado intermediário do núcleo composto [Satchler (1990)]. A partícula incidente x forma um estado excitado E_r de um núcleo composto no canal de entrada, o qual decai para um estado de energia mais baixa:

$$x+X \rightarrow [W^*] \rightarrow y+Y \qquad (2.28)$$

O processo ocorre apenas se a energia E_x+Q do canal de entrada for igual à energia E_r do estado excitado do núcleo composto $[W^*]$. Na energia de ressonância, a seção de choque se torna bastante alta. No caso de ressonâncias estreitas e isoladas, onde a largura Γ é muito menor do que o espaçamento entre duas ressonâncias consecutivas e também muito menor que a energia E_R da ressonância, a seção de choque pode ser descrita pela expressão analítica conhecida como fórmula de *Breit-Wigner*:

$$\sigma_{BW}(E)=\pi\lambda^2\frac{(2\mathrm{J}+1)}{(2\mathrm{J}_x+1)(2\mathrm{J}_X+1)}(1+\delta_{xX})\frac{\Gamma_a\Gamma_b}{(E-E_R)^2+(\Gamma/2)^2} \qquad (2.29)$$

onde $\pi\lambda^2$ é o fator geométrico que vem da mecânica quântica; a razão $(2\mathrm{l}+1)/(2\mathrm{J}_x+1)(2\mathrm{J}_X+1)$ é um fator estatístico; J_x, J_X *e* J o momento angular do projétil, do alvo e do núcleo composto, respectivamente; $(1+\delta_{xX})$ leva em conta a possibilidade da reação entre partículas idênticas. Finalmente, todas as energias e larguras que

aparecem em (2.29) estão no referencial de centro de massa. Em relação ao último fator, Γ_a e Γ_b representam as larguras parciais que descrevem a formação e decaimento do núcleo composto. De fato, de acordo com a hipótese do núcleo composto, esses dois processos são completamente independentes, e desta forma, a reação nuclear que procede da formação de um núcleo composto é um processo de duas etapas. As larguras parciais expressam a probabilidade de um núcleo composto ser formado ou decair através de um canal particular. A largura Γ total é dada pela soma das larguras parciais de todos os possíveis canais energeticamente permitidos. A largura total está relacionada à meia vida através do princípio da incerteza $\Gamma \cdot t_0 \sim \hbar$.

A taxa de reação pode ser calculada introduzindo a seção de choque definida em (2.29) na expressão (2.10). É importante lembrar que a expressão (2.29) é valida apenas para ressonâncias isoladas e estreitas, onde a separação dos níveis nucleares é bem maior do que as larguras totais. Para ressonâncias largas, definidas como tendo $\Gamma / E_R \geq 0{,}1$, a seção de choque é descrita por [Rolfs & Rodney (1988)]:

$$\sigma(E) = \sigma_R \frac{E_R}{E} \frac{\Gamma_a(E)\Gamma_b(E)}{\Gamma_a(E_R)\Gamma_b(E_R)} \frac{(\Gamma_R/2)^2}{(E-E_R)^2 + (\Gamma(E)/2)^2} \qquad (2.30)$$

onde σ_R é o valor da seção de choque na energia de ressonância E_R .

Outro possível comportamento da seção de choque de reações ressonantes a baixas energias é a presença de ressonância abaixo da energia zero (ressonância *sub-threshold*). O pico da ressonância se localiza na região de energias negativas, porém, sua cauda pode influenciar o comportamento do fator astrofísico na região de interesse astrofísico.

O comportamento do fator astrofísico nas regiões de interesse astrofísico é geralmente

obtido através do procedimento de extrapolação das medidas diretas a energias mais altas. Essa extrapolação é feita baseada em teoria nuclear e estudos de estrutura nuclear, porém, se ocorrer uma ressonância abaixo da energia zero ou a baixas energias $E < E_l$ (figura 2.4), o comportamento do fator astrofísico pode ser bem diferente daquele estimado através da extrapolação, tanto devido a contribuições da própria ressonância quanto devido a efeitos de interferência no caso das ressonâncias possuírem mesmo J^{π} .

Um dos pontos principais desse trabalho é que as reações de interesse astrofísico ocorrem, em geral, a energias muito mais baixas do que pode ser atingido em experimentos diretos no laboratório. Dessa forma, os métodos indiretos entram como propostas para se obter o fator astrofísico nessa região, sem necessidade de extrapolação.

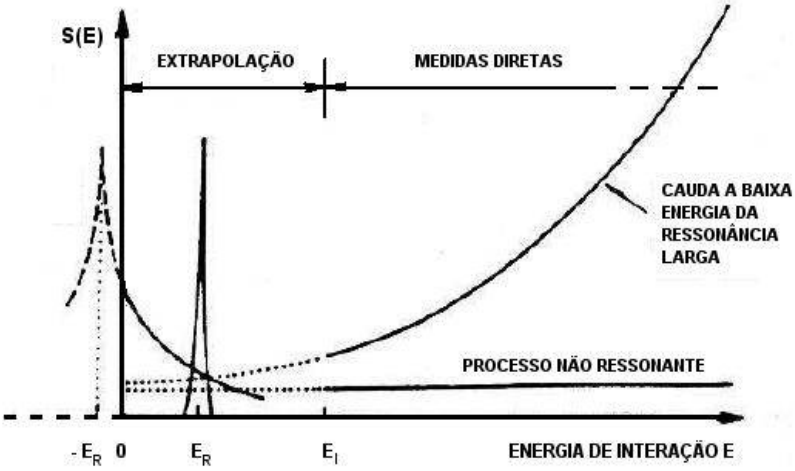


Figura 2.4: Extrapolação do fator astrofísico para baixas energias ($E < E_l$). A presença de ressonâncias abaixo da energia zero ou a baixas energias, bem como interferências podem modificar o comportamento do *S(E)* em relação ao da extrapolação.

2.7 Efeito de Blindagem Eletrônica

Um outro fenômeno que afeta as medidas diretas em laboratório é o efeito de blindagem eletrônica. No estudo de reações nucleares em laboratório, o núcleo alvo está na forma de átomo ou molécula. Isso significa que o núcleo está cercado por uma nuvem eletrônica (carga negativa), a qual reduz o potencial para um valor próximo de zero fora do raio atômico R_a (figura 2.5). Dessa forma, o núcleo incidente não sente a força Coulombiana repulsiva até que penetre na região $r < R_a$. Esse efeito é conhecido como blindagem eletrônica ou *"electron screening"*. Na região interna do átomo, o potencial de blindagem eletrônica pode ser considerado constante (hipótese do modelo de Rolfs) [Rolfs & Rodney (1988)]. A energia efetiva resultante desse potencial será:

$$E_{eff} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_n} - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_a} \qquad (2.31)$$

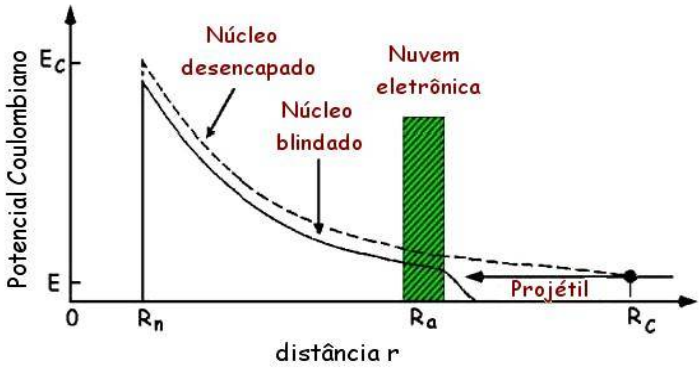


Figura 2.5: Comportamento do potencial entre partículas carregadas: a presença da nuvem eletrônica reduz a barreira Coulombiana entre os núcleos. O efeito de blindagem eletrônica causa um aumento no fator astrofísico a baixas energias [Rolfs & Rodney (1988)].

Esse decréscimo na barreira Coulombiana repulsiva entre os núcleos reflete em um aumento da seção de choque em função do decréscimo da energia de centro de massa (figura 2.6). Esse aumento na seção de choque, e analogamente no fator astrofísico, pode ser descrito pela relação:

$$f_{lab} = S(E)/S_B(E) \propto \exp\left(\pi \eta \frac{U_e}{E}\right) \qquad (2.32)$$

onde $S(E)$ é o fator astrofísico para o núcleo blindado, $S_B(E)$ é o fator astrofísico para o núcleo desencapado, η é o fator de *Sommerfeld* e U_e é o potencial de blindagem eletrônica para a reação estudada. No limite $E/U_e > 1000$, os efeitos da blindagem eletrônica são desprezíveis e os valores de $S(E)$ são iguais aos de $S_B(E)$. Por outro lado, para $E/U_e < 100$, esses efeitos não são desprezíveis e resultam em um aumento no fator astrofísico [Langanke et al. (1996)].

Normalmente, os valores de U_e são calculados teoricamente usando modelos atômicos ou experimentalmente, através de medidas diretas a baixas energias. Uma outra solução pode ser obtida utilizando o Método do Cavalo de Tróia, descrito em detalhes nos próximos capítulos, que permite extrair o fator astrofísico a baixas energias para o núcleo desencapado, ou seja, sem influência da blindagem eletrônica. Uma comparação entre o fator astrofísico para o núcleo blindado, obtido através de medidas diretas, e o fator astrofísico para o núcleo desencapado, obtido através do método do Cavalo de Tróia, permite a obtenção do potencial de blindagem eletrônica U_e através da relação (2.32). A utilização do Método do Cavalo de Tróia, elimina as incertezas causadas devido a extrapolação dos dados diretos a baixas energias, e desta forma, se torna uma poderosa ferramenta na determinação do potencial de blindagem eletrônica para reações de interesse astrofísico.

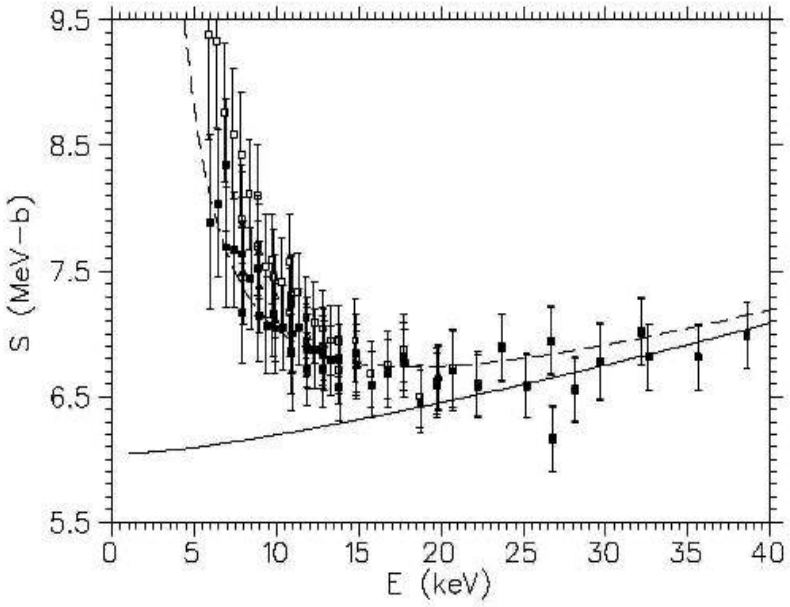


Figura 2.6: Fator astrofísico da reação ^{3}He(d,p)a. O aumento a baixas energias pode ser explicado em termos do efeito de blindagem eletrônica entre o projétil e o alvo [Langanke et al. (1996)].

De outro modo, as reações em ambiente estelar ocorrem a altas temperaturas e os átomos podem ser considerados completamente ionizados. Dessa forma, o átomo está imerso em um "mar" de elétrons livres, os quais tendem a se agrupar em volta dos núcleos positivos. Dessa forma, cria-se uma nuvem eletrônica de maneira similar ao que ocorre na situação dos átomos descrita anteriormente, levando à expressão (2.33):

$$f_{pl} = S_{pl}(E)/S_B(E) \propto \exp\left(\pi \eta \frac{U_{pl}}{E}\right) \quad (2.33)$$

onde U_{pl} é o potencial de blindagem eletrônica no plasma para a reação estudada. Esse valor pode ser diferente do obtido em laboratório U_e e é geralmente calculado através de modelos

teóricos de plasma. Dessa forma, através da determinação do fator astrofísico para o núcleo desencapado, e fixando-se as condições do plasma estelar (densidade, temperatura, etc.) é possível determinar o fator de correção f_{pl} e consequentemente $S_{pl}(E)$. Isso significa que, para qualquer propósito de investigação de reações de interesse astrofísico, deve-se determinar $S_B(E)$. Como já foi mencionado, a determinação de $S_B(E)$ na região de energia do pico de Gamow, é feita através do procedimento de extrapolação, por esse motivo, um método para determinação mais precisa de $S_B(E)$ nessa região é necessário. É nesse contexto que está inserido o método Indireto do Cavalo de Tróia.

Capítulo 3

O Método do Cavalo de Tróia (THM)

O Método do Cavalo de Tróia, utilizado para medidas indiretas de reações com partículas carregadas e que foi proposto por [Baur (1986)] e adaptado por [Spitaleri et al. (1999)], é uma ferramenta que permite a obtenção da seção de choque, ou analogamente do fator astrofísico *S(E)* de uma reação de dois corpos através da seleção do mecanismo quase-livre de uma reação adequada de três corpos.

Como foi descrito anteriormente, a presença da barreira Coulombiana e o efeito da blindagem eletrônica dificultam a obtenção do fator astrofísico *S(E)* a energias muito baixas. Normalmente, utiliza-se a extrapolação de medidas diretas a energias mais altas para obter o fator astrofísico na região de Gamow. A introdução do Método do Cavalo de Tróia permite extrair o fator astrofísico sem necessidade de extrapolação. Uma vez que o método não permite

a obtenção dos valores absolutos, é necessário normalizá-los com os dados diretos. Desta forma, o THM é uma ferramenta complementar na obtenção dos fatores astrofísicos de reações de interesse a baixas energias. O THM também permite a obtenção do fator astrofísico do núcleo desencapado, tornando-se uma ferramenta alternativa para a obtenção do potencial de blindagem eletrônica [Mukhamedzhanov et al. (2006)].

3.1 Mecanismo da Quebra Quase-Livre *(Break-up Quasi-Free)*

No estudo de reações nucleares, pode-se separar os processos em duas categorias extremas: formação do núcleo composto e processos diretos. No caso do núcleo composto, existe a formação de um estado excitado intermediário. O núcleo composto sobrevive um certo tempo, de acordo com sua meia vida, até decair. No caso dos processos diretos, a reação ocorre de forma rápida do estado inicial ao final sem formação do núcleo composto. Exemplos de processos desse tipo são: espalhamento inelástico, reações de *stripping* e, o caso de nosso interesse, mecanismo de quebra quase-livre (*break-up quasi-free* - QF).

A quebra é um processo direto, no qual a interação do núcleo alvo com o projétil pode causar a quebra do alvo ou do projétil. Em particular, a quebra quase livre é caracterizada pela presença de um espectador no canal de saída. Isso significa que apenas uma parte do alvo (ou do projétil) participa da reação enquanto a outra parte permanece livre e não participa da reação.

Em particular, vamos considerar o núcleo $\boldsymbol{A}$, o qual possui uma grande probabilidade de ser descrito como uma estrutura de clusters $\boldsymbol{A} = \boldsymbol{x} + \boldsymbol{s}$. Como mostrado no pseudo diagrama

de Feynman na figura 3.1, a interação entre os núcleos ***a*** e ***A*** pode causar a quebra do último nos clusters ***x*** e ***s***, sendo que ***s*** mantém o mesmo momento que possuía dentro do núcleo ***A***. Isso significa que ***s*** não é afetado pela interação, representando o espectador da reação ***a(x,c)C***. Esse processo pode ser representado por um diagrama bipolar, onde o vértice superior representa a quebra do núcleo alvo (ou do projétil) enquanto o vértice inferior representa a reação virtual de dois corpos. Dessa forma, a reação de três corpos pode ser fatorizada em dois termos, correspondentes aos dois vértices do diagrama [Jain et al. (1970)], [Slaus et al. (1977)]. A teoria desse mecanismo será descrita a seguir.

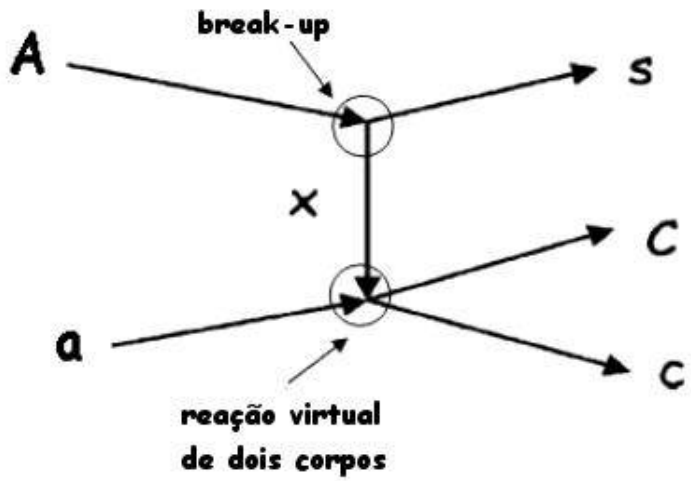


Figura 3.1: Pseudo diagrama de Feynman para a reação de três corpos ***A(a,cC)s***. O pólo superior representa a quebra do núcleo cavalo de Tróia enquanto o pólo inferior representa a reação virtual de dois corpos. No caso de processo quase livre, o núcleo ***s*** age como espectador.

3.2 Mecanismos Sequenciais

Considerando novamente a mesma reação de três corpos vista anteriormente ***A(a,cC)s***, pode-se considerar também que o mesmo produto no canal de saída da reação pode ser formado via processo não direto. Desta forma, pode-se chegar ao mesmo estado final através da formação e decaimento de um estado excitado intermediário de um núcleo composto (figura 3.2). Após a formação do núcleo composto, o mesmo perde informação sobre o canal de entrada.

Esse tipo de processo, o qual leva ao mesmo canal de saída, não é de interesse e é necessário que seja separado dos outros processos durante a análise de dados. Diferentemente desse mecanismo sequencial (MS), o QF representa um processo direto, e desta forma mantém as informações do canal de entrada. Em particular, no processo QF, como existe a presença do espectador no canal de saída, pode-se fixar as condições cinemáticas onde o mecanismo QF pode ser separado dos demais mecanismos [Satchler (1990)].

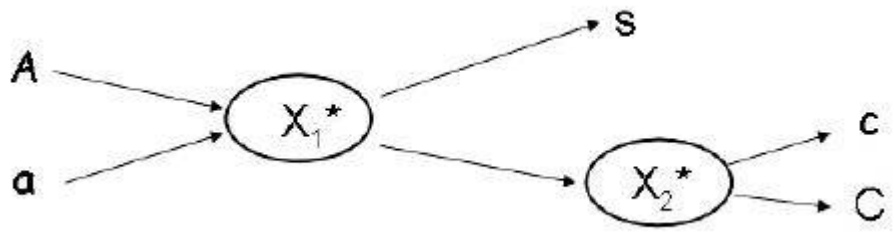


Figura 3.2: Formação e decaimento de estados intermediários excitados da interação entre ***a - A***. Esse tipo de mecanismo sequencial, o qual leva ao mesmo canal de saída, causa um certo "ruído" na seleção do mecanismo QF e deve ser separado durante a análise subsequente.

3.3 Aproximação de Impulso e Mecanismo Quase Livre

Como já foi mencionado, a idéia principal do THM é obter a seção de choque da reação de dois corpos:

$$a + x \rightarrow C + c \qquad (3.1)$$

através da seleção do mecanismo quase-livre (QF) da reação de três corpos:

$$a + A \rightarrow C + c + s \qquad (3.2)$$

A descrição teórica do mecanismo QF parte da aproximação de impulso (IA), proposta no trabalho original de [Chew & Wick (1952)]. Vamos considerar, por exemplo, um partícula simples (único nucleon) colidindo com um sistema complexo formado por *clusters* (deuteron ou núcleo leve) do tipo $\boldsymbol{A} = \boldsymbol{x} + \boldsymbol{s}$. Essa aproximação baseia-se basicamente nas três hipóteses a seguir:

i. a partícula incidente nunca interage fortemente com dois nucleons do sistema ao mesmo tempo;
ii. a amplitude da onda incidente para cada constituinte é praticamente a mesma se cada constituinte estivesse sozinho. A interação entre o projétil ***a*** e ***x*** é idêntica à situação em que ***x*** está "livre", ou seja, a presença de **s** não influencia a interação;
iii. a energia de ligação entre os constituintes do sistema complexo ***A*** é desprezível durante a colisão no momento da interação entre ***a*** e ***x***;

Assumindo essas hipóteses, e assumindo que as ondas incidentes e emergentes podem ser descritas como ondas planas, e ainda que o núcleo ***A*** é formado pelo cluster ***a*** + ***x***, é possível descrever o mecanismo QF pela Aproximação de Impulso de Onda Plana (PWIA) [Jain et al. (1970)], [Ross et al. (1976)] e [Slaus et al. (1977)]. Essas hipóteses levam a descrição da seção de choque da reação de três corpos fatorada nos dois constituintes do pseudo diagrama de Feynman (figura 3.1).

3.4 Método do Cavalo de Tróia Baseado na Aproximação PWIA

A idéia básica do THM, proposta pela primeira vez por [Baur (1986)], é extrair a seção de choque da reação de dois corpos selecionando a contribuição quase-livre de uma reação apropriada de três corpos. Se a energia escolhida para o núcleo incidente for alta o suficiente para vencer a barreira Coulombiana, o decaimento ocorrerá dentro do campo nuclear, e neste caso, o efeito de penetrabilidade no canal de entrada e o efeito de blindagem eletrônica serão desprezíveis.

Na proposta inicial de [Baur (1986)], a condição para atingir energias ultra baixas entre ***a - x*** seria que a energia do projétil seria compensada pela energia de Fermi devido ao movimento do *cluster* ***x - s*** dentro do núcleo ***A***. Isso equivaleria a um momento da ordem de 100 MeV/c. Esse valor estaria na "cauda" da distribuição de momentos centrada em 0 Mev/c e neste caso, seria impossível separar a contribuição QF da contribuição MS.

Para transpor esse problema, foi proposta uma nova aproximação baseada na idéia de que a energia do feixe é compensada pela energia de ligação do núcleo Cavalo de Tróia [Cherubini et al. (1996)], [Spitaleri et al. (1999)], [Spitaleri et al. (2004)]. Nessa aproximação,

a energia disponível para a reação de 2 corpos é dada por:

$$E_{qf} = E_{ax} - B_{xs} \pm E_{xs} \qquad (3.3)$$

onde E_{ax} é a energia do projétil no sistema de centro de massa da reação de dois corpos, B_{xs} é a energia de ligação do núcleo Cavalo de Tróia e E_{xs} descreve a energia do movimento *intercluster* dentro do núcleo Cavalo de Tróia.

Considerando esse aproximação, a seção de choque de dois corpos pode ser extraída através da relação [Baur (1986)]:

$$\left(\frac{d\sigma_{ax}^{N}}{d\Omega}\right) \propto \left(\frac{d^3\sigma}{dE_{CM}\, d\Omega_C\, d\Omega_c}\right) \frac{v_{Ax}}{v_{Cc}} [(KF)\cdot|\phi(\vec{p}_s)|^2]^{-1} \qquad (3.4)$$

onde:

- $\left(d\sigma_{ax}^{N}/d\Omega\right)$ é a seção de choque diferencial "*off-energy-shell*" da reação de dois corpos *a(x,c)C* na energia de centro de massa dada pela expressão:

$$E_{CM} = E_{Cc} - Q_{2\mathrm{CORPOS}} \qquad (3.5)$$

onde, E_{Cc} é a energia relativa entre as partículas **c** e **C** no canal de saída e $Q_{2CORPOS}$ é o Q da reação virtual de dois corpos. O termo "*off-energy shell*" vem do fato de que o participante ***x*** é uma partícula virtual. Isso significa que, devido a energia de ligação do núcleo ***A***, a energia $E_x \neq \left(p^2/2\mathrm{m}\right)$ [Mukhamedzhanov et al. (2006)]. Como foi sugerido por [Jain et al. (1970)], no caso da aproximação QF, a seção de choque *"off-energy shell"* pode ser

substituída pela *"on-energy shell"*. O tratamento matemático, que foi feito pela primeira vez por [Mukhamedzhanov et al. (2006)], comprova que dentro das incertezas apresentadas, o comportamento da energia *"off-shell"* e *"on-shell"* da seção de choque (e analogamente do fator astrofísico) a baixas energias é o mesmo. O índice *N* aparece para lembrar que a seção de choque é puramente nuclear.

- O termo v_{Ax}/v_{Cc} foi incluído posteriormente e representa a razão entre as velocidade relativas das partículas no canal de entrada e de saída [Typel e Wolter (2000)], [Typel e Baur (2003)]. Esse termo inclui os efeitos da barreira Coulombiana e de *"off-energy shell"* quando a energia do projétil não é suficientemente alta para torná-los desprezíveis.

- O termo KF representa o fator cinemático contido no espaço de fase do estado final e é função das massas, momentos e ângulos das partículas emergentes. Essa expressão é obtida assumindo que o momento do espectador ***s*** da reação virtual de dois corpos é igual e oposto ao momento do participante ***x*** na reação virtual de dois corpos:

$$KF = \left(\frac{k_c k_C^2 E_s E_{CM}^2}{k_a E_x [k_c E_s + E_c \{k_c - k_a \cos\theta_c + k_C \cos(\theta_C - \cos\theta_c)\}]} \right) \quad (3.6)$$

- $\phi(\vec{p}_s)$ é a transformada de Fourier da função de onda radial para o movimento de ***x - s*** dentro do núcleo ***A***. Geralmente são descritas em termos das funções de Hänkel, Eckart ou Hulthèn dependendo da configuração dos *clusters* envolvidos:

$$|(\phi(p_s))| = (2\pi)^{-3/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\vec{r}) \exp(-i\vec{K}_s \cdot \vec{r})\, d\vec{r} \quad (3.7)$$

Uma vez conhecendo a distribuição de momentos e calculando o fator cinemático, é possível extrair a seção de choque da reação de dois corpos medindo a seção de choque de três corpos utilizando a relação (3.4).

A seção de choque obtida pelo THM não inclui o fator de penetrabilidade P_l e é necessário incluí-lo para tornar possível a comparação com os dados diretos e consequente normalização [Cherubini et al. (1996)], [Spitaleri et al. (1999)], [Spitaleri et al. (2004)]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)=\sum P_l\left(\frac{d\sigma_l^N}{d\Omega}\right) \quad , \quad (3.8)$$

sendo P_l o fator de penetrabilidade para a componente l da função de onda [Spitaleri (1999)].

Devido ao sinal de proporcional contido na expressão (3.4) não é possível obter os valores absolutos da seção de choque através do método indireto. Esses valores absolutos só são obtidos após normalização com os dados diretos. Desta forma, o THM é uma ferramenta complementar pois depende dos dados diretos para normalização.

O fator astrofísico é então definido pela expressão [Cherubini et al. (1996)], [Spitaleri et al. (1999)], [Spitaleri et al. (2004)]:

$$S(E)=E\sum W_l\sigma_l^N \exp(2\pi\eta) \quad , \quad (3.9)$$

onde W_l representa o fator de normalização para cada componente l da função de onda.

3.5 Resultados Recentes e Impacto do THM em Astrofísica

Nas últimas décadas, o Método do Cavalo de Tróia está sendo aplicado no estudo de diversas reações nucleares de interesse astrofísico. Além disso, o THM pode ser aplicado no estudo do espalhamento elástico próton-próton a energias abaixo da barreira Coulombiana onde a amplitude Coulombiana pode interferir com o campo nuclear.

Em [Romano et al. (2008)] os autores apresentam as reações que já foram estudadas pelo método. Essas reações estão envolvidas em diferentes cenários astrofísicos, os quais estão citados a seguir:

- **Questão da depleção dos elementos leves Li, Be e B:** As reações envolvendo a produção e destruição desses núcleos estão presentes na nucleossíntese primordial e estelar. Em particular, as seções de choque das reações (p,α) responsáveis pela destruição desses elementos no ambiente astrofísico na região de energias do pico de Gamow (1 – 50 keV) são parâmetros de entrada de modelos astrofísico que estudam a abundância desses elementos no Universo.

- **Nucleossíntese Primordial:** A determinação das seções de choque (ou dos fatores Astrofísicos) das reações nucleares presentes na nucleossíntese primordial são de particular interesse no entendimento do cenário do *Big Bang* homogêneo e não-homogêneo. A determinação do fator astrofísico para o núcleo desencapado através do THM permite estudar os efeitos de blindagem eletrônica. Além do mais, as reações envolvendo deutério e trítio são de fato utilizadas em reatores nucleares na mesma região de energia de interesse astrofísico (E < 100 keV).

- **Ciclo CNO e Nucleossíntese do Flúor em estrelas AGB:** As reações de produção e destruição do Flúor são importantes no entendimento da nucleossíntese desse elemento nas estrelas do grupo AGB uma vez que sua abundância observada contraria os modelos estelares. Algumas reações chaves envolvidas na nucleossíntese do ^{19}F que foram estudadas pelo THM são: $^{15}N(p,\alpha)^{12}C$, $^{19}F(\alpha,p)^{22}Ne$ e $^{18}O(p.\alpha)^{15}N$ [Romano et al. (2008)].

Nesse mesmo artigo [Romano et al. (2008)] ainda são citadas algumas aplicações do THM em física nuclear.

- **Feixe Virtual de Nêutrons:** O THM permite usar um feixe ou alvo de deuteron como fonte virtual de nêutrons. Uma aplicação recente foi feita em [Tumino et al. (2005)] no estudo da reação $^{6}Li(n,\alpha)^{3}H$ através da seleção do mecanismo quase livre da reação de três corpos $^{2}H(^{6}Li,\alpha^{3}H)p$ onde os efeitos da barreira Coulombiana são desprezíveis.

- **Espalhamento elástico próton-próton:** Uma outra aplicação do THM diz respeito ao estudo indireto do espalhamento elástico p-p. Nessa interação, o termo de interferência destrutivo entre o campo Coulombiano e o nuclear leva a um mínimo na seção de choque do espalhamento p-p a energia 191,2 keV e $\theta_{cm} = 90^{o}$. Como hipótese do THM, o efeito Coulombiano é suprimido e é esperado que o termo de interferência desapareça [Tumino et al. (2007)]. Esse resultado confirma a vantagem de utilizar o THM na investigação dos efeitos do campo nuclear, não somente no contexto astrofísico.

As informações sobre os fatores Astrofísicos e taxas de reação obtidas através do THM foram aplicadas em diferentes questões de interesse astrofísico. Em [Pizzone et al (2003)] e [Pizzone et al. (2005)] foi feita uma discussão detalhada sobre as implicações das reações $^{7}Li(p,\alpha)^{4}He$ e $^{6}Li(d,\alpha)^{4}He$ estudadas pelo THM [Spitaleri et al. (1999)], [Lattuada et al. (2001)], [Spitaleri et al. (2001)] e [Pizzone et al. (2003)] na questão da depleção do Lítio em estrelas. Em [Pizzone et al. (2005)], os autores relatam sobre os efeitos que a alteração no fator Astrofísico dessas reações implica na abundância de Lítio em estrelas com baixa metalicidade da região do disco. Utilizando o código de evolução estelar FRANEC (*Frascati Network Code*) [Chieffi & Straniero (1989)] foi calculada a abundância do Lítio ao longo do tempo fixando alguns parâmetros astrofísicos como temperatura efetiva da estrela, massa, metalicidade, efeitos de convecção e difusão microscópica (rotação não foi incluída). Foram escolhidas duas estrelas com abundância superficial de Lítio disponível para as quais uma queima significante desse elemento ocorreu durante a fase pré-sequência principal (PMS). Os resultados mostraram que as grandes incertezas nos parâmetros estelares dominam sobre as variações nos fatores Astrofísicos medidos pelo THM. Isso significa que a questão da abundância superficial de Lítio não é apenas um problema ao nível da física nuclear envolvida, mas principalmente um problema que diz respeito a melhorias na determinação dos parâmetros astrofísicos envolvidos [Pizzone et al. (2005) e referências]. Entretanto, isso não ocorre para todas as reações de interesse astrofísico, enquanto em alguns casos apenas a ordem de grandeza da taxa de reação é suficiente, em outros, uma precisão da ordem de 10 % ou melhor é desejável [Schatz (2007)].

Um estudo detalhado das reações (p,α) envolvendo a queima do $^{10,11}B$ e uma comparação com resultados de experimentos diretos e indiretos anteriores está descrito nos capítulos seguintes.

Capítulo 4

Estudo da Reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ Através do Método do Cavalo de Tróia

A reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ é a principal responsável pela destruição do ^{10}B no meio estelar. Esse processo de captura do próton ocorre na energia de Gamow em torno de 10 keV, principalmente através de um estado ressonante (E_x = 8,701 MeV) do núcleo composto intermediário ^{11}C [Wiescher et al. (1983)]. Dessa forma, é esperado que essa ressonância com centróide E_R = 10 keV, justamente na região do pico de Gamow, influencie significativamente o comportamento do fator astrofísico *S(E)*. A reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ foi estudada através do Método do Cavalo de Tróia aplicado à reação de três corpos $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$. Foram realizados

dois experimentos, o primeiro no Laboratório Aberto de Física Nuclear, no Instituto de Física de São Paulo / Brasil (Setembro/2005) e o segundo no Laboratori Nazionale del Sud em Catânia / Itália (Abril/2007). Os resultados do primeiro experimento, realizado no Laboratório Aberto de Física Nuclear, foram publicados em [L. Lamia et al. (2007)]. Devido a baixa resolução em energia e posição dos detectores sensíveis a posição (PSD) utilizados nesse experimento, não foi possível obter dados conclusivos a respeito do fator astrofísico *S(E)* ou do valor do potencial de blindagem eletrônica; porém, esses dados serviram como resultados preliminares e motivação para a realização de um segundo experimento. Dessa forma, a análise detalhada descrita a seguir refere-se aos dados do segundo experimento.

4.1 Introdução

Uma medida direta da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ está descrita no artigo [Angulo et. al (1993)] e referências. Nesse trabalho, os autores relatam o estudo dessa reação entre 18 keV – 400 keV com a finalidade de extrapolar o comportamento do fator astrofísico *S(E)* para energias na região do pico de Gamow (E_0 ~ 10 keV, calculado a partir da expressão 2.26), onde uma ressonância centrada em E_R = 10 keV correspondente ao nível E_x = 8,701 MeV ($J^{\pi}=5/2^{+}$) do ^{11}C é esperada. O centróide dessa ressonância na energia de centro de massa da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ pode ser obtido subtraindo do valor da energia do estado excitado do ^{11}C E_x = 8,701 MeV o valor do Q da reação de formação do ^{11}C $Q(^{10}B + p \rightarrow {}^{11}C + \gamma) = 8{,}69\,MeV$.

Ainda nesse trabalho, os autores explicam o comportamento do fator astrofísico da

reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ a baixas energias, assumindo o mesmo potencial de blindagem eletrônica U_e = 430 eV, obtido nesse mesmo trabalho, para a reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$. Essa aproximação é válida para isótopos, conforme amplamente discutido no trabalho de [Engstler et al. (1992)]. Baseado nesses fatores, o trabalho sugere que o aumento de duas ordens de grandeza no fator astrofísico nessa região não é explicado apenas pelo efeito de blindagem eletrônica, mas deve ser levado em conta a presença da ressonância do estado excitado 8,701 MeV do ^{11}C. Os autores utilizaram para o ajuste dos dados e extrapolação os parâmetros dessa ressonância deduzidos em [Wiescher et. al. (1983)], onde o nível 8,701 MeV (Γ = 16 keV) do ^{11}C foi observado através da reação $^{10}B(p,\gamma)^{11}C$.

O valor do fator astrofísico extrapolado a baixas energias calculado na energia da ressonância foi $S(10\,keV)=2874\pm500\,(MeV\cdot b)$ [Angulo et al. (1993)]. O comportamento do fator astrofísico *S(E)*, juntamente com os resultados de outros trabalhos mais antigos a energias mais altas estão divulgados na compilação NACRE (figura 4.1). A figura 4.2 mostra esses mesmos resultados divulgados pela compilação LANL onde uma normalização entre os resultados e uma extrapolação baseada na teoria da Matriz-R são consideradas. A discrepância entre os resultados das figuras 4.1 e 4.2 ilustra a dificuldade em se obter o fator astrofísico da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ a baixas energias por meio do procedimento de extrapolação.

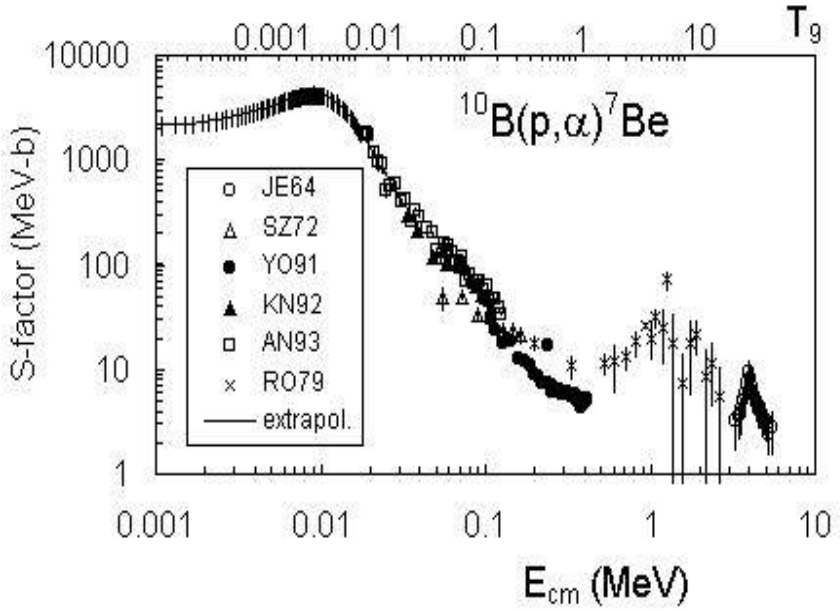


Figura 4.1: Fator astrofísico *S(E)* para a reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ divulgado na compilação NACRE. Está reportado o trabalho de [Angulo et. al. (1993)] juntamente com outros resultados anteriores a energias mais altas.

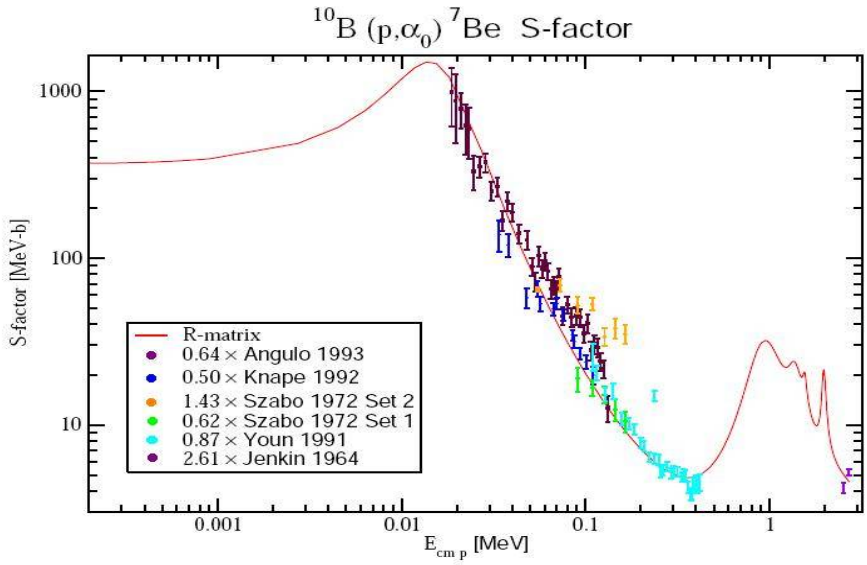


Figura 4.2: Fator astrofísico *S(E)* para a reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ divulgado na compilação LANL, mencionando o trabalho de [Angulo et. al. (1993)] juntamente com outros resultados anteriores a energias mais altas. Neste caso, a discrepância entre os dados diretos é levada em conta e uma normalização é feita.

4.2 Aplicação do THM à Reação $^{2}H(^{10}B,n\alpha)^{7}Be$

De acordo com o formalismo discutido no capítulo 3, o estudo da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ (Q = 1,1447 MeV) foi realizado através da seleção da contribuição do mecanismo QF da reação $^{2}H(^{10}B,\alpha\ ^{7}Be)n$ (Q = -1,0798 MeV), usando o alvo de deuteron como núcleo Cavalo de Tróia.

Na figura 4.3 está representado o pseudo-diagrama de Feynman: o pólo inferior representa a quebra do deuteron, enquanto o pólo superior representa a reação virtual de dois corpos de interesse.

Como discutido anteriormente, usando o formalismo do IA (*impulse approximation*), a seção de choque da reação de três corpos pode ser fatorada de acordo com a expressão (3.10). Desta forma, selecionando a contribuição quase-livre QF da reação de três corpos e conhecendo o fator cinemático KF e a distribuição de momentos do movimento relativo ***p - n*** dentro do deuteron, é possível extrair a parte nuclear da seção de choque da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ através da relação:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{N}_{10\mathrm{B}-p} \propto \frac{d^3\sigma}{dE_\alpha\, d\Omega_\alpha\, d\Omega_{7\mathrm{Be}}}\, \frac{v_{^{10}B-p}}{v_{^{7}Be-\alpha}}\, [(KF).|\phi(\vec{p}_s)^2|]^{-1} \qquad (4.1)$$

Assim como em trabalhos anteriores [Spitaleri et al (1999)], [Spitaleri et al (2003)], [Tumino et al. (2003)], o deuteron foi usado como núcleo Cavalo de Tróia devido a sua baixa energia de ligação (B_d = 2,224 MeV), e devido ao seu conhecido movimento interno *(inter-cluster)* que acontece principalmente através de onda-s ([Zadro et al. (1989)]). A expressão

analítica pode ser expressa pela função de Hulthèn representada na expressão (4.2).

$$\phi(\vec{p}_n) \propto \left[\frac{1}{a^2 + p_n^2} - \frac{1}{b^2 + p_n^2} \right] \qquad (4.2)$$

onde a = 0,2317 fm^{-1} e b = 1,202 fm^{-1} são parâmetros fixos ([Zandro et al. (1989)]) e p_n é o módulo do momento do espectador, nesse caso o nêutron. O comportamento da distribuição de momentos do cluster ***p - n*** dentro do deuteron está representado em unidades arbitrárias na figura 4.4. Uma vez que o movimento ocorre principalmente através de onda-s, é evidente o máximo da distribuição em torno de p_s = 0 MeV/c.

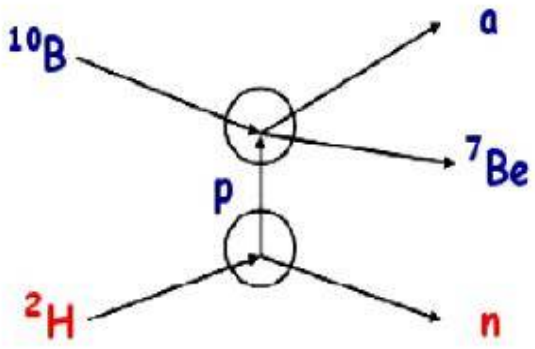


Figura 4.3: Pseudo-diagrama de Feynman para o processo QF da reação $^{2}H(^{10}B,\alpha\ ^{7}Be)n$; o pólo inferior representa a quebra (*break-up*) do deuteron enquanto o pólo superior representa a reação virtual de dois corpos de interesse.

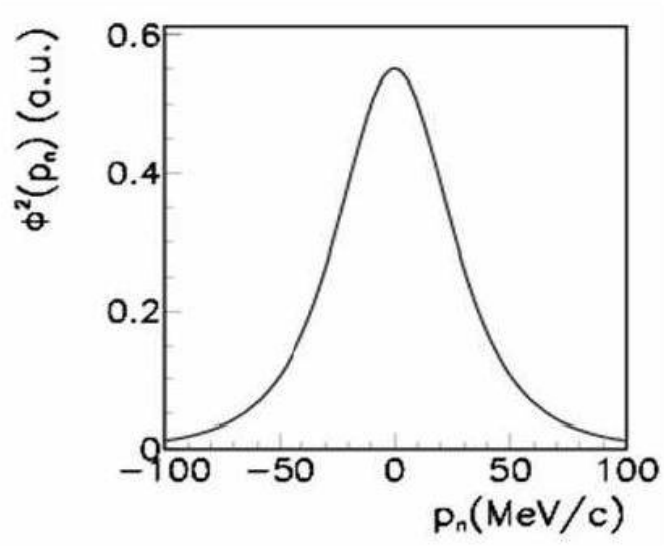


Figura 4.4: Distribuição de momentos para o movimento relativo p-n dentro do deuteron. O comportamento dessa distribuição é descrito pela função de Hulthèn (4.2).

4.3 Determinação das Condições Experimentais

Usando a expressão (3.3), pode-se calcular a energia do feixe de ^{10}B de modo a obter uma energia de centro de massa da reação de dois corpos de interesse em torno da região do pico de Gamow ~10 keV.

$$\Delta E_{qf} \pm E_{xs} = E_{ax} - B_{xs} \quad (4.3)$$

ou seja, centrando $\Delta E_{qf} \pm E_{xs} \approx 10\, KeV$ e usando B_{xs} = $B_{deuteron}$ = 2,224 MeV tem-se $E_{ax} = E^{CM}_{^{10}B} = 2{,}234\, MeV$. Passando para o sistema de laboratório $E^{LAB}_{^{10}B} = E^{CM}_{^{10}B-p}(m_p + m_{^{10}B})/m_p$ obtém-se a energia do feixe $E^{LAB}_{^{10}B} = 24{,}4\, MeV$.

Uma vez determinada a energia do feixe de ^{10}B, é possível realizar uma simulação Monte Carlo detalhada da cinemática da reação de três de interesse $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$. Esse estudo é necessário para selecionar a região angular de interesse onde a contribuição do QF é dominante. Isso significa, através da correlação das variáveis de interesse nos canais de saída com o momento do nêutron p_n, adaptar as condições experimentais para a escolha dos ângulos dos detectores de forma a cobrir a maior região angular possível.

Em primeiro lugar, utilizando um programa de simulação da cinemática de reações de três corpos (desenvolvido pelo autor desse trabalho), determinou-se os pares de ângulos das partículas no canal de saída α e ^{7}Be para os quais existe solução cinemática. Essa simulação leva em conta todos os processos possíveis que levam aos mesmos canais de saída de interesse. O resultado pode ser visto na figura 4.5. Os pontos em cinza representam a região angular onde o momento do espectador, no caso o nêutron, está no intervalo $|p_n| < 30$MeV/c. Como foi discutido anteriormente, esse intervalo no momento do nêutron corresponde a condição de quebra QF, na qual o momento do nêutron – o qual não é detectado – mantém o mesmo momento que possuía antes da interação com a partícula incidente. Neste caso, como o movimento relativo do *cluster* ***p - n*** dentro do deuteron ocorre principalmente com onda parcial $l=0$ e, como consequência, a distribuição dos momentos tem um máximo em $p_n = 0$, a região na qual o mecanismo de quebra QF é dominante se situa no intervalo $|p_n| < 30$ MeV/c. O locus cinemático, ou seja, a correlação entre as energias nos canais de saída, está representado na figura 4.6, onde a região em cinza representa a condição QF onde $|p_n| < 30$ MeV/c.

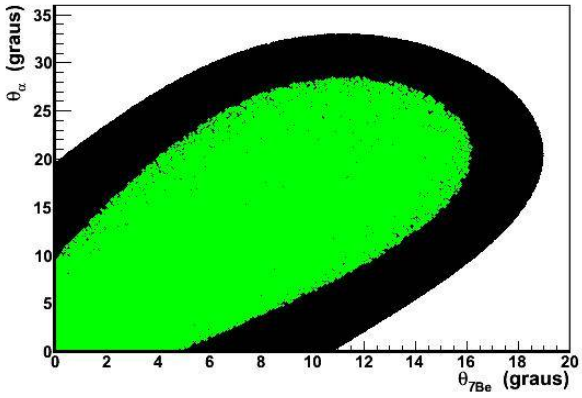


Figura 4.5: Simulação da região angular da reação $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$ onde os pontos em cinza correspondem a região com $|p_n| < 30$MeV/c.

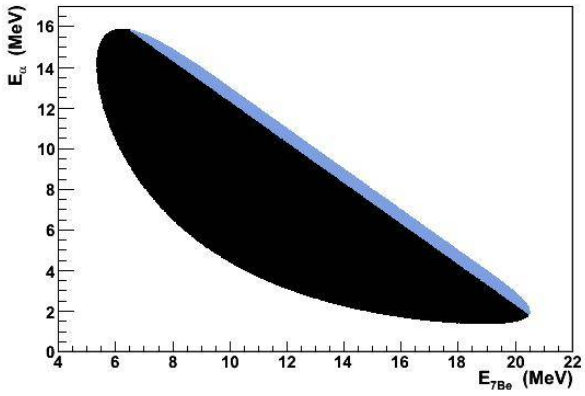


Figura 4.6: Simulação do locus cinemático da reação $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$ onde os pontos em cinza correspondem a região com $|p_n| < 30$MeV/c.

A energia de centro de massa da reação de 2 corpos de interesse é calculada através da relação (3.5) $E_{CM} = E_{10B\text{-}p} = E_{\alpha 7Be} - Q_{2CORPOS}$, onde $E_{\alpha 7Be}$ representa a energia relativa entre as partículas detectadas α e ^{7}Be e $Q_{2CORPOS}$ é o Q da reação de 2 corpos (neste caso $Q_{2CORPOS}$ = 1,1447 MeV). Isso significa que uma das quantidades mais importantes a ser estudada é a energia relativa entre essas partículas. A figura 4.7 representa o diagrama borboleta que mostra o comportamento de $E_{\alpha 7Be}$ em função do momento do nêutron p_n, na qual está destacada a região de interesse ($-30 < |p_n| < 30$ MeV/c e $1.0 < E_{\alpha 7Be} < 2.2$ MeV). A escolha da energia do feixe, conforme estudado anteriormente, permite a obtenção de um intervalo de energias de interesse astrofísico que vai desde 1 MeV, ou mais, até zero.

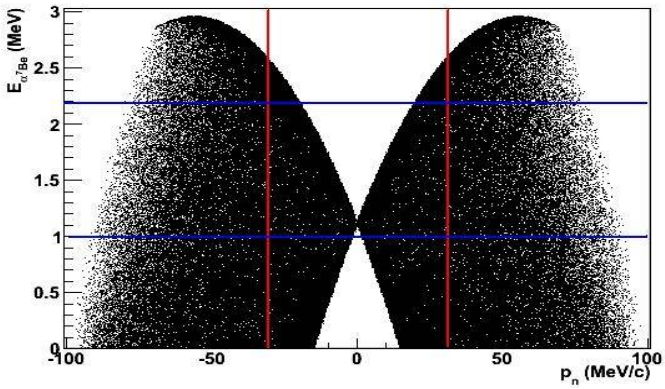


Figura 4.7: Simulação do diagrama borboleta (*butterfly diagram*): a região de interesse astrofísico (entre as linhas horizontais) onde $E_{CM} > 0$ MeV possui uma forte contribuição do mecanismo QF com $|p_n| < 30$ MeV/c (linhas verticais).

Outro fator que deve ser levado em conta é a presença de outras reações que podem ocorrer na interação entre o projétil de ^{10}B e o alvo de ^{2}H (como por exemplo $^{10}B + ^{2}H \rightarrow ^{7}Li + \alpha + p$, Q = 0,546 MeV). Algumas outras reações que também possuem uma partícula α no canal de saída podem contribuir com a contaminação dos dados de interesse, de modo que alguma forma de identificação de uma das partículas deve ser empregado. A seleção do ^{7}Be foi feita através da técnica E-ΔE bastante conhecida, utilizando uma câmara de ionização preenchida com gás isobutano. Detalhes sobre as dimensões da câmara e a pressão do gás estão relatados a seguir.

4.4 Arranjo Experimental

A medida da reação ^{2}H(^{10}B,α^{7}Be)n foi realizada no Laboratori Nazionale del Sud em Catânia/Itália. O acelerador SMP Tandem Van de Graaf forneceu um feixe de 24.4 MeV de ^{10}B com intensidade média de 1nA. O alvo utilizado foi de polietileno deuterado (CD_2),

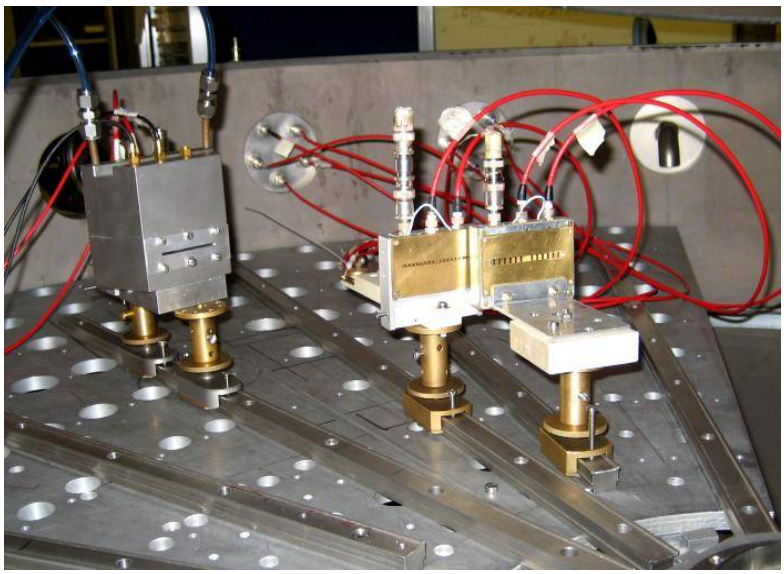
posicionado formando um ângulo de 90º com a direção do feixe. A tabela 4.1 mostra o posicionamento dos alvos e suas respectivas espessuras; os alvos de Au e C foram utilizados durante a tomada de dados para calibração.

Alvo	Espessura (mg/cm^2)
CD_2	0,192
CD_2	0,211
CD_2	0,194
C	0,096
Au	0,154

Tabela 4.1: Espessuras dos alvos utilizados.

O sistema de detecção é constituído de 3 detectores, sendo 2 detectores de silício sensíveis à posição (PSD2 e PSD3) e um sistema E-ΔE, composto por um contador proporcional (CP) e uma detector de silício sensível à posição (PSD1). Os PSDs utilizados foram da MICRON, modelo T, com resolução de 0,5 % e 0,3 mm em energia e posição, respectivamente. O detector PSD2, ajustado para a detecção de partículas α, foi posicionado a uma distância de 35 cm do alvo, centrado em 8,2º e com uma cobertura angular de 5,2º – 11,2º. O detector PSD3, também ajustado para a detecção de partículas α, foi posicionado a uma distância de 28 cm do alvo, centrado em 17,9º e com uma cobertura angular de 13,4º – 22,4º. O sistema E-ΔE, ajustado para a detecção do ^{7}Be, foi posicionado no lado oposto aos PSD2 e PSD3 em relação a direção do feixe; o PSD1 foi posicionado a 56 cm do alvo centrado em 6,9º com uma cobertura angular de 4,4º – 9,4º. O contador proporcional (CP), foi preenchido com gás isobutano a 42 mbar e sua pressão foi monitorada e controlada durante todo o experimento utilizando-se um sensor de pressão e um sistema de entrada e saída de gás. O CP possuía duas janelas de mylar, a primeira com 0,9 μm (0,1219 mg/cm^2) e a segunda

com 1,5 μm (0,1924 mg/cm^2). Nestas condições, estimou-se um corte para a energia do ^{7}Be de aproximadamente 5 MeV. A figura 4.8 mostra a disposição dos detectores dentro da câmara de vácuo. Os sinais de energia e posição das partículas detectadas foram processados utilizando eletrônica padrão para esse tipo de detectores e enviados para o sistema de aquisição para monitoramento em linha (*online*) e armazenamento de dados.



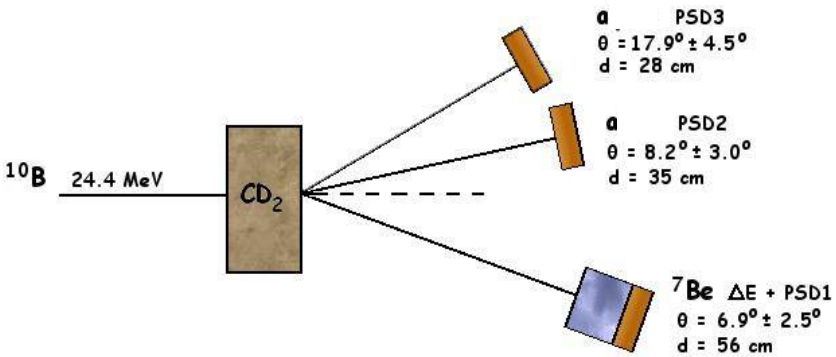


Figura 4.8: Foto do arranjo experimental (acima) e esquema do arranjo mostrando as distâncias em relação ao alvo e os intervalos de cobertura angular (abaixo).

4.5 Análise dos Dados : Calibração dos Detectores

A primeira etapa na análise dos dados consiste na calibração dos detectores em posição e energia. Para um melhor entendimento desse processo descreve-se a seguir os princípios de funcionamento dos detectores sensíveis à posição (PSD) utilizados.

4.5.1 Funcionamento dos Detectores Sensíveis à Posição (PSD)

Partículas carregadas perdem energia através da interação Coulombiana com os elétrons e os núcleos presentes no material absorvedor. A interação com o núcleo ocorre através do espalhamento Rutherford enquanto a interação com os elétrons leva à ionização ou excitação do átomo criando pares elétron-buraco. Nos materiais semi-condutores, o primeiro mecanismo é desprezível e o segundo mecanismo é descrito pela bem conhecida curva de Bragg, que descreve o comportamento da perda de energia de uma partícula carregada por unidade de comprimento de um material absorvedor.

Uma vez que o movimento de uma partícula carregada ao longo de um material semi-condutor cria pares elétron-buraco, a carga coletada é proporcional à energia depositada no material. No caso em que a espessura do material é suficiente para frear totalmente a partícula incidente, a carga coletada é proporcional à energia total da partícula.

No Método do Cavalo de Tróia, a energia de centro de massa da reação é calculada a partir da energia relativa das partículas no canal de saída (expressão 3.5). Como a energia relativa depende tanto das energias quanto dos ângulos das partículas emitidas, um detector que fornece informação simultânea dessas duas grandezas se torna necessário. Em particular, os detectores sensíveis à posição (*position sensitive detectors* – PSD) possuem a vantagem de

produzir ao mesmo tempo um sinal com informação da energia (*E)* e outro sinal (*P*) proporcional à posição (*x*) em que a partícula carregada atinge o detector. Em um esquema simplificado (figura 4.9), pode-se considerar um PSD formado por um eletrodo com baixa resistividade, onde a carga Q_E proporcional à energia é coletada e um eletrodo com alta resistividade onde a carga coletada Q_{x1} traz informação sobre a posição *x* em que a partícula atinge o PSD uma vez que a resistência é proporcional a posição *x*. Sendo *L* o comprimento do eletrodo (geralmente 5 cm) e *x* a distância entre o ponto de impacto da partícula carregada e o terra do detector, o sinal (*P*) proporcional a posição será dado pela quantidade:

$$P \propto E\frac{x}{L} \qquad (4.4)$$

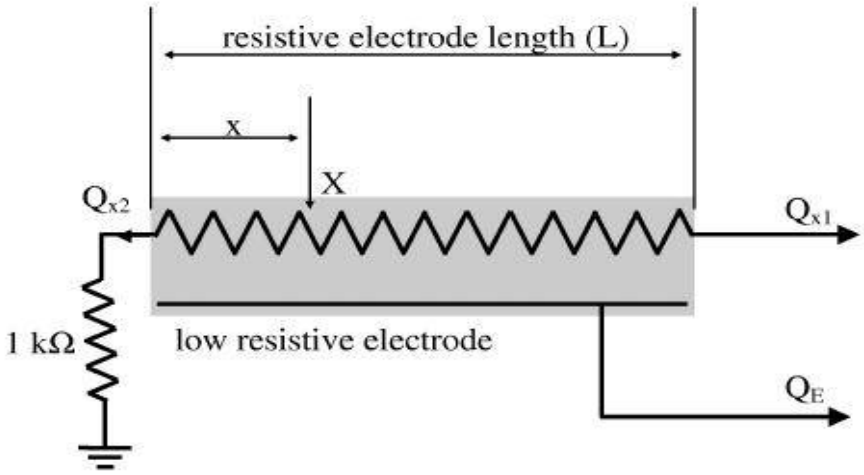


Figura 4.9: Esquema simplificado de um detector sensível à posição utilizado no experimento. A carga Q_E produzida pela partícula incidente coletada através do eletrodo de baixa resistividade é proporcional à energia da partícula. A carga Q_{x1} coletada no eletrodo com alta resistividade traz informação sobre a posição *x* que a partícula atinge o detector uma vez que a resistência é proporcional a posição *x* considerando a resistividade do eletrodo uniforme.

Os sinais são então processados através dos módulos de eletrônica padrão e convertidos em canais (entre 0 e 4096) através de conversores analógicos-digitais (ADC). Esses sinais de *E* e *P* expressos em canais são então transformados em MeV e graus, respectivamente, através do procedimento de calibração descrito a seguir.

4.5.2 Calibração Angular

A primeira etapa na análise dos dados consiste na calibração dos detectores em posição e energia. A fim de realizar a calibração em posição, utilizou-se uma máscara com fendas igualmente espaçadas em frente a cada um dos detectores. Utilizando um sistema óptico com um teodolito, o ângulo central de cada detector e o ângulo de cada fenda foi medido em relação a linha do feixe. Essa máscara foi utilizada apenas na tomada de dados referente à calibração e depois foi retirada durante o experimento. A determinação dos ângulos com boa precisão, menor que 0,05º, é uma das tarefas mais importantes na análise, pois a resolução na energia de centro de massa no THM está fortemente conectada com a incerteza nos ângulos relativos entre as partículas detectadas. A presença das fendas durante a tomada de dados de calibração leva a obtenção de um espectro *P-E* conforme mostrado na figura 4.10 (esquerda). Para obter o espectro linearizado, ou seja, sem a dependência da energia na posição (figura 4.10 direita), deve-se selecionar uma fenda por vez (faixas diagonais da figura 4.10 esquerda) e encontrar uma relação linear entre o sinal proporcional à posição e a energia em canais e ajustar os pontos através da relação linear (4.5):

$$P_{canal} = a_i(\theta_{canal}) \cdot E_{canal} + b_i(\theta_{canal}) \qquad (4.5)$$

Os coeficientes a_i e b_i são diferentes para cada fenda estudada, mas existe uma relação linear entre eles e o ângulo θ de cada fenda medido através de um teodolito em relação à direção do feixe. As relações entre os coeficientes e os ângulos medidos em laboratório são dadas por:

$$a_i(\theta)=a_0+a_1\cdot\theta \qquad \text{e} \qquad b_i(\theta)=b_0+b_1\cdot\theta \qquad (4.6)$$

Colocando as expressões (4.5) e (4.6) juntas é possível estabelecer uma relação direta entre a posição P_{canal} e a energia E_{canal} com a posição angular θ através da relação (4.7). Aplicando-se a relação 4.7 diretamente para cada evento (E_{canal},P_{canal}), obtém-se o espectro calibrado em posição. A figura 4.10 (direita) mostra um exemplo do espectro calibrado em posição para o detector PSD2.

$$\theta(graus)=\frac{P_{canal}-a_0\cdot E_{canal}-b_0}{a_1\cdot E_{canal}+b_1} \qquad (4.7)$$

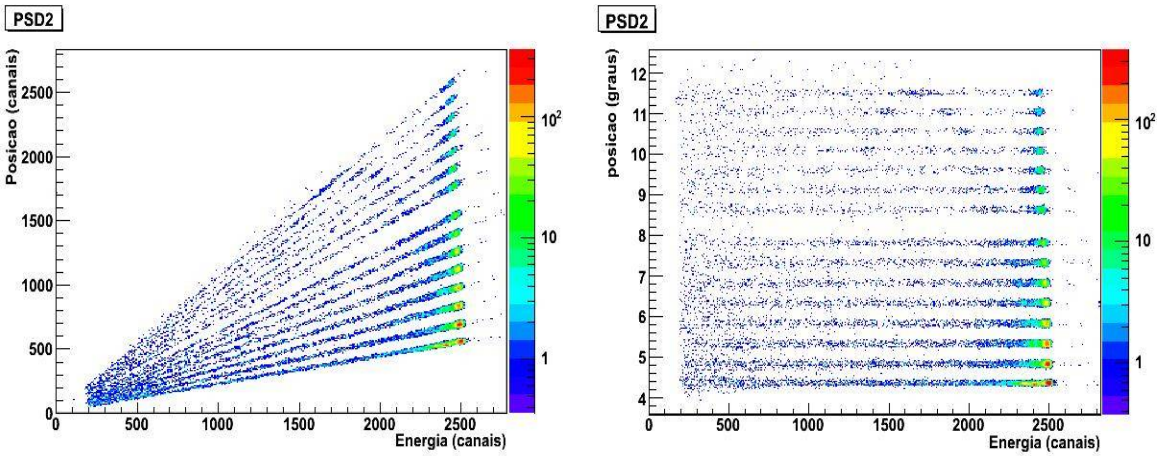


Figura 4.10: Exemplo dos espectros típicos dos detectores sensíveis à posição. O espectro do lado esquerdo é obtido através dos sinais de energia e posição coletados no detector PSD2. O espectro da direita é obtido após calibrar a posição através da relação (4.7).

4.5.3 Calibração em Energia

Após a calibração em posição, a calibração em energia é feita de forma separada para cada um dos PSDs. Como existe uma relação linear de proporcionalidade entre a energia da partícula e o número do canal (entre 0 e 4096) convertido pelo ADC, a calibração em energia pode ser feita através da relação linear (4.8):

$$E(MeV) = c_i(\theta) + d_i(\theta) \cdot E_{canal} \quad (4.8)$$

onde $c_i(\theta)$ e $d_i(\theta)$ são os coeficientes que dependem do ângulo calibrado θ e são obtidos através dos ajustes realizados para cada uma das fendas (faixas horizontais da figura 4.10 direita).

Os seguintes pontos de calibração foram utilizados: as partículas α de uma fonte tripla com energias 5,80, 5,48 e 5,15 MeV e os picos do espalhamentos elásticos das reações $^{12}C(^{6}Li,^{6}Li)^{12}C$, $^{197}Au(^{6}Li,^{6}Li)^{197}Au$, $^{12}C(^{10}B,^{10}B)^{12}C$ e $^{197}Au(^{10}B,^{10}B)^{197}Au$. Para as duas primeiras reações, utilizou-se feixe de ^{6}Li a 9MeV e para as duas últimas feixe de ^{10}B a 24,4 MeV. Os valores de energia de cada pico são conhecidos através de cálculos de cinemática de 2 corpos.

No procedimento de calibração em energia, considerou-se ainda as correções nos coeficientes $c_i(\theta)$ e $d_i(\theta)$ em função de cada tomada de dados. Esse procedimento melhora a resolução em energia do experimento uma vez que os ganhos dos sinais dos detectores PSDs podem sofrer pequenas variações ao longo de cada tomada de dados.

4.6 Análise de Dados: Identificação da Reação $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$

Após a calibração dos detectores em posição e energia, o passo seguinte de uma análise *Trojan Horse* é a identificação do canal da reação de 3 corpos de interesse $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$ a partir da interação do ^{10}B com o alvo de CD_2.

A partir desse momento, a análise é feita separadamente para os dois pares de detectores, PSD1-PSD2, o qual chamaremos de ***A-B*** e o par PSD1-PSD3, o qual chamaremos de ***A-C***. Desta forma, foi feita uma seleção das partículas do ^{7}Be no detector PSD1 através da técnica E-ΔE (figura 4.11), enquanto nenhuma identificação foi feita para as partículas α dos detectores PSD2 e PSD3. Após a seleção do ^{7}Be no espectro de E-ΔE e reconstrução cinemática assumindo a terceira partícula não identificada como sendo o nêutron, foi gerado o espectro do Q da reação (figura 4.12). Os picos centrados em Q = - 1,08 MeV para os pares ***A-B*** e ***A-C*** estão de acordo com o valor teórico esperado para o Q da reação de 3 corpos (Q = - 1,0798 MeV). Selecionando os eventos dentro do pico ($-1,3 < Q < -0,9$ MeV) para os pares ***A-B*** e ***A-C*** foram construídos os espectros de E_{7Be} vs. E_{α} (figura 4.13). Os pontos em cinza na figura 4.13 representam os eventos gerados através de uma simulação Monte Carlo da cinemática de três corpos para as mesmas regiões angulares cobertas pelos pares de detectores ***A-B*** (esquerda) e ***A-C*** (direita).

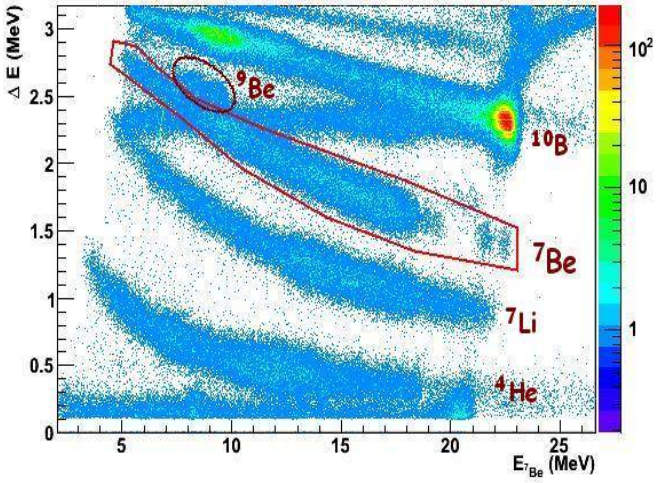


Figura 4.11: Espectro de E-ΔE para o detector PSD1, utilizado na identificação do ^{7}Be. Essa seleção é necessária devido a existência de outros processos envolvendo partículas α no canal de saída da interação de ^{10}B com o deuteron. O corte na identificação do ^{7}Be é em torno de 5 MeV.

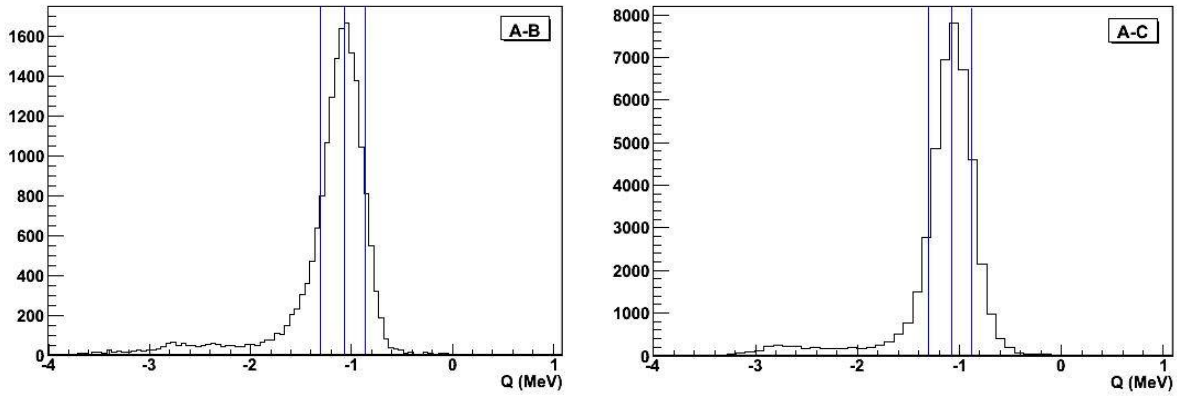


Figura 4.12: Valor do *Q* experimental para o par ***A-B*** (esquerda) e para o par ***A-C*** (direita), para os eventos selecionados na figura 4.11 (E-ΔE). O pico em torno de -1,08 MeV deve ser comparado com o valor teórico do *Q* = -1,0798 MeV para a reação de três corpos de interesse. A compatibilidade entre ambos é um teste da boa calibração dos detectores. A partir desse ponto, foram selecionados apenas os eventos dentro do pico entre as linhas verticais em torno de -1,3 e -0,9 MeV.

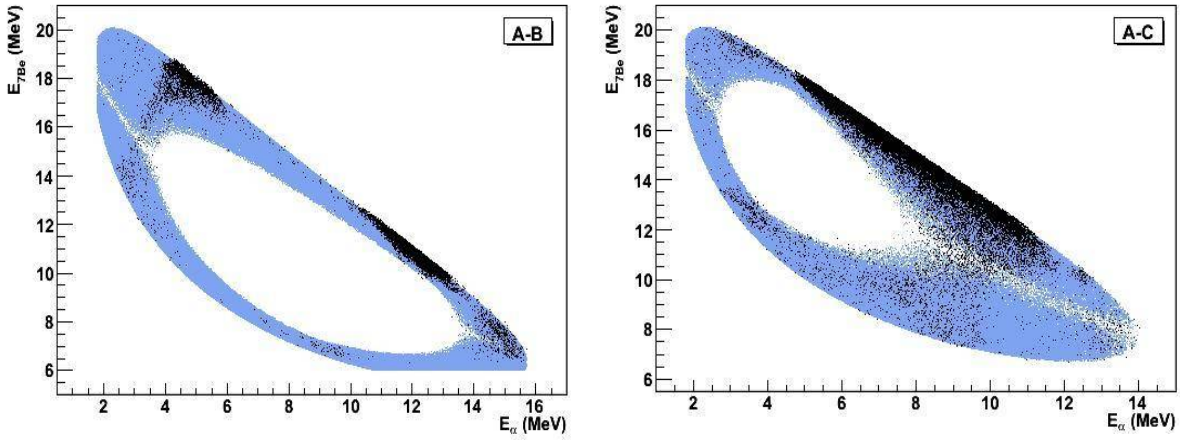


Figura 4.13: Locus cinemático para a reação $^2H(^{10}B,\alpha^7Be)n$ a 24,4 MeV, assumindo um nêutron como a terceira partícula não identificada para os pares ***A-B*** (esquerda) e ***A-C*** (direita). A seleção do ^7Be foi feita através de um corte gráfico no espectro de E-ΔE mostrado na figura 4.11. Os pontos em cinza representam a simulação da cinemática de três corpos para a mesma região angular coberta pelos detectores e os pontos em preto são os dados experimentais.

4.7 Evidências Experimentais do Mecanismo QF (Quase-Livre)

Como foi discutido nos capítulos anteriores, a idéia principal do THM é extrair o fator astrofísico *S(E)* de uma reação de interesse astrofísico através da seleção do mecanismo QF de uma reação de 3 corpos apropriada. No caso da reação de 3 corpos de interesse $^2H(^{10}B,\alpha^7Be)n$, o canal de saída formado pelas partículas $\boldsymbol{\alpha}$, $^7\boldsymbol{Be}$ e $\boldsymbol{n}$ pode ser atingido através de diferentes mecanismos. Um possível mecanismo é o decaimento sequencial (*sequential decay* - SD), que corresponde a formação do núcleo composto ^{12}C seguido pela emissão do nêutron ($^{10}B + {}^2H \rightarrow {}^{12}C^* \rightarrow n + {}^{11}C^* \rightarrow n + {}^7Be + \alpha$). Outros mecanismos possíveis

são os processos diretos, cujas possibilidades estão representados na figura 4.14. Como descrito anteriormente, o nível 8,70 MeV do ^{11}C (centrado em 10 keV) é o mais importante no estudo da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$, portanto, apenas o mecanismo (a) da figura 4.14 é de interesse para o restante da análise e uma investigação mais detalhada é necessária.

Primeiramente, o estudo das energias relativas das partículas no canal de saída $E_{\alpha 7Be}$, $E_{\alpha n}$ e E_{7Ben} permite obter informações sobre a presença dos estados excitados intermediários do ^{11}C, ^{5}He e ^{8}Be (figura 4.14) e separar as contribuições dos mecanismos diretos. Através dos gráficos da figura 4.15 verifica-se que não há evidências das contribuições dos estados excitados do ^{5}He e do ^{8}Be, enquanto a faixa em torno de $E_{\alpha 7Be}$ = 0,9 MeV corresponde ao estado 8,42 MeV ($J^{\pi} = 5/2^{-}$) do ^{11}C e a faixa em torno de $E_{\alpha 7Be}$ = 1,15 MeV corresponde aos estados próximos 8,655 MeV ($J^{\pi} = 7/2^{+}$) e 8,701 MeV ($J^{\pi} = 5/2^{+}$) do ^{11}C.

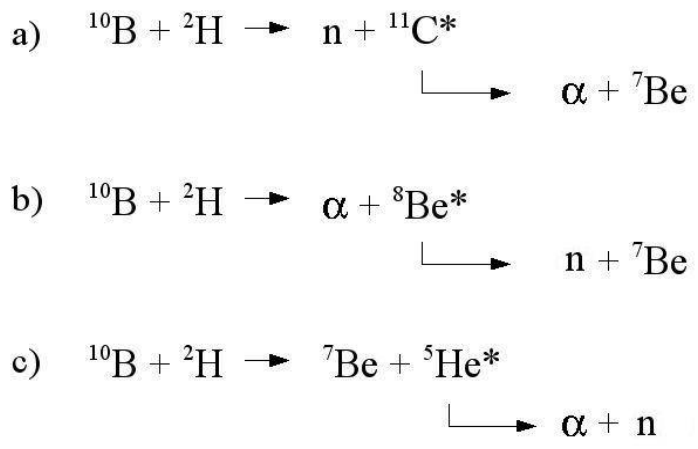


Figura 4.14: Formação e decaimento dos estados intermediários do ^{11}C (a), ^{8}Be(b) e ^{5}He(c) respectivamente. O estudo desses mecanismos representada um estágio importante na análise.

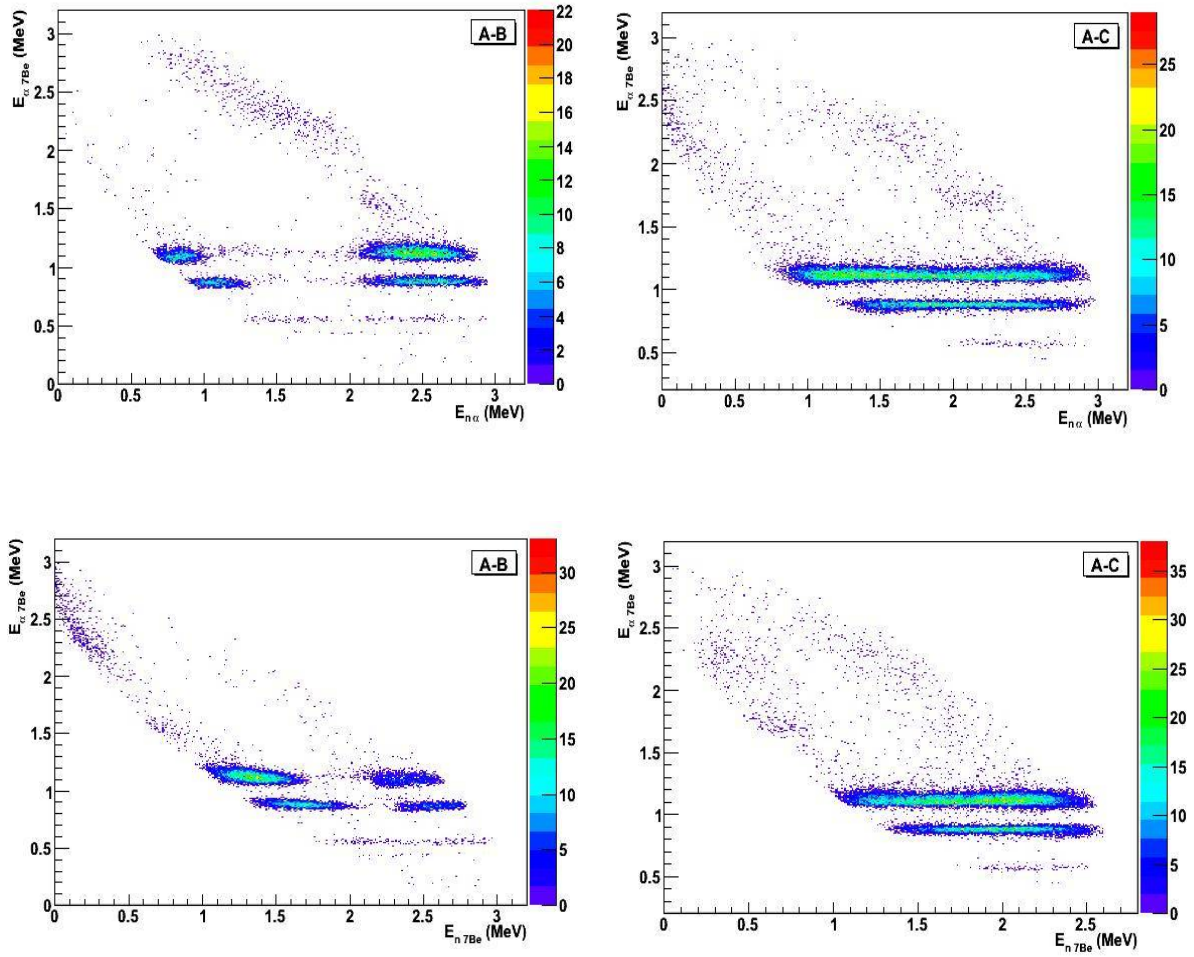


Figura 4.15: Espectros experimentais das energias relativas entre as três partículas envolvidas no canal de saída α, ^{7}Be e n. A presença de evidentes faixas horizontais em $E_{\alpha 7Be}$ representam três estados excitados do ^{11}C. Esses estados podem ser populados por SD ou por QF.

O estágio seguinte da análise consiste na discriminação entre os eventos de interesse provenientes do mecanismo QF e os provenientes do SD. Do ponto de vista experimental, esse tipo de solução precisa de alguns testes relacionados com os valores do momento do espectador, neste caso, o nêutron.

A figura 4.16 representa o comportamento da energia relativa $E_{\alpha 7Be}$ em função do

momento do nêutron p_n. A partir desse gráfico, nota-se uma forte dependência entre a seção de choque da reação de 3 corpos e o momento do nêutron, ou seja, podemos assumir o nêutron como espectador da reação. Esse gráfico é conhecido na literatura como diagrama borboleta (*butterfly-diagram)* e confirma que é possível aplicar o THM à reação de 3 corpos afim de extrair a seção de choque da reação de 2 corpos de interesse.

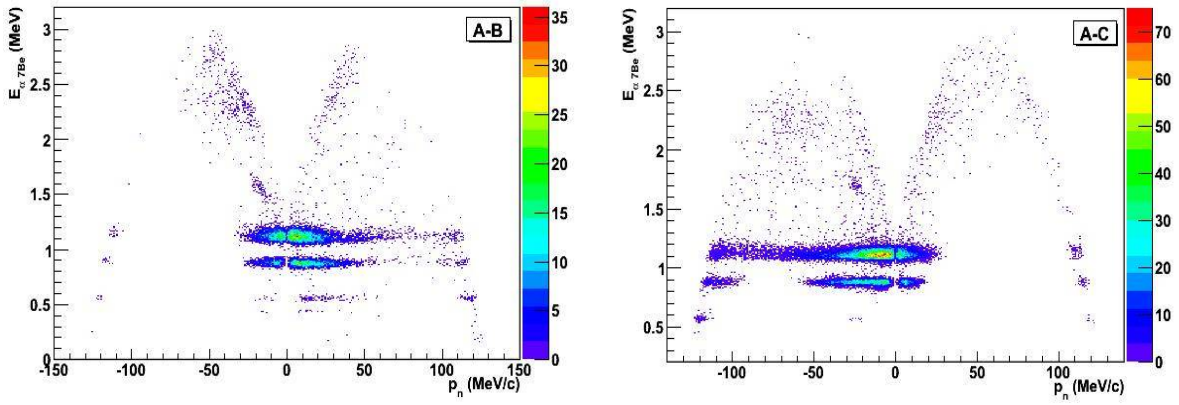


Figura 4.16: Espectro de $E_{\alpha 7Be}$ (MeV) vs. p_n (MeV/c) em concordância com a simulação da figura 4.7. Os locus horizontais em torno de $E_{\alpha 7Be}$ = 0,9 e 1,15 MeV revelam a presença dos estados excitados do ^{11}C, 8,42 MeV, 8,655 MeV e 8,701 MeV.

Com a finalidade de verificar a presença do mecanismo QF, os dados foram graficados como função do momento do nêutron (figura 4.17) nos seguintes intervalos: $0 < |p_n| < 20$ MeV/c, $20 < |p_n| < 40$ MeV/c e $40 < |p_n| < 60$ MeV/c. A figura mostra claramente uma correlação entre o número de contagens e o momento do nêutron, uma condição necessária para confirmar a presença do mecanismo QF. A energia de centro de massa entre ^{10}B-p é calculada através da relação (3.5).

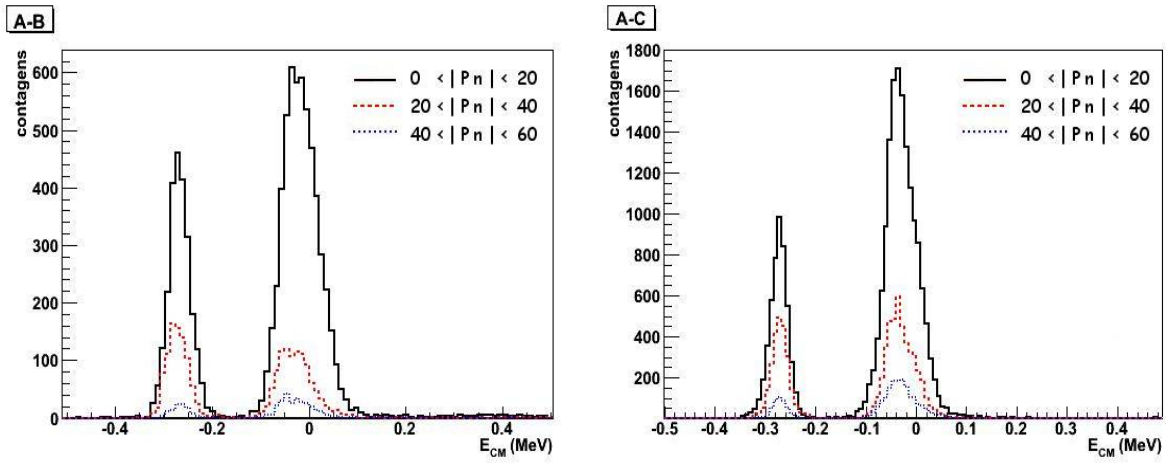


Figura 4.17: Número de contagens na reação de 3 corpos para os pares ***A-B*** (esquerda) e ***A-C*** (direita). O decréscimo do número de contagens nos picos em função do momento do nêutron é uma evidência experimental da correlação existente.

O próximo passo é estudar a distribuição experimental de momento do nêutron. Na hipótese do QF, o nêutron no canal de saída deve manter a mesma distribuição de momentos para o movimento relativo p-n que possuía dentro do deuteron. Desta forma, selecionando uma pequena região ($1{,}13 < E_{\alpha 7Be} < 1{,}15$ MeV) no espectro da figura 4.16 onde a seção de choque de 2 corpos pode ser considerada praticamente constante, e dividindo pelo fator de espaço de fase KF obtido por simulação Monte Carlo (cujo cálculo será detalhado mais adiante), obtém-se o gráfico da figura 4.18, proporcional a distribuição de momentos dentro do deuteron, a qual é descrita pela função de Hultèn (4.2). Os gráficos de distribuição de momentos foram obtidos para ambos os pares de detectores ***A-B*** e ***A-C*** e a compatibilidade entre os dados experimentais e a função teórica de Hulthèn para o movimento relativo ***p - n*** dentro do deuteron representa uma forte evidência de que o nêutron age como espectador durante a quebra que ocorre na reação $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$. Após essa evidência experimental, é possível concluir que o mecanismo QF está presente na região de energias de relevância

astrofísica, permitindo extrair os resultados astrofísicos de interesse por meio do THM.

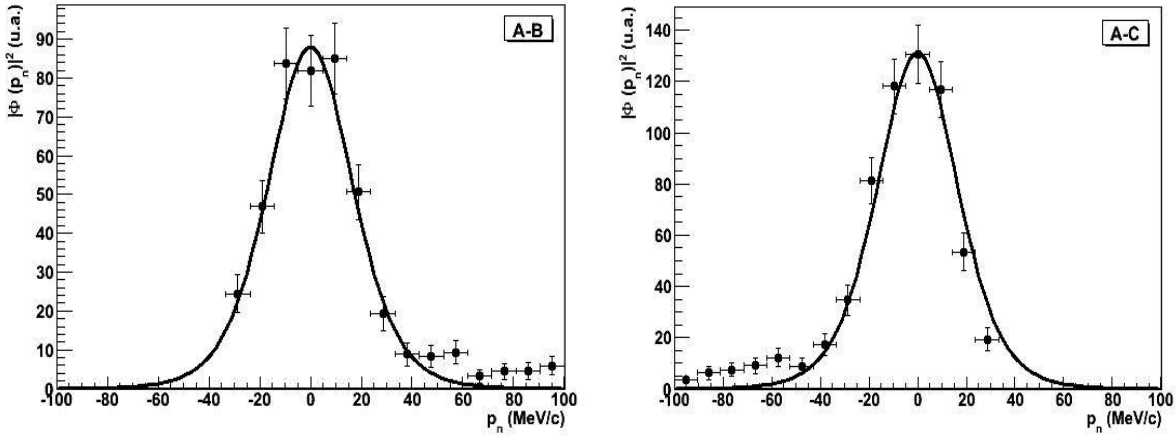


Figura 4.18: Distribuição experimental do momento do nêutron (pontos pretos) comparada com a função teórica de Hulthèn no espaço dos momentos (linha preta) para os pares ***A-B*** (direita) e ***A-C*** (esquerda).

4.8 Estudo das ressonâncias

O canal de saída da reação $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$ pode ser populado através da formação de vários estados excitados do núcleo composto intermediário ^{11}C. A figura 4.19 representa o espectro de coincidências para os pares de detectores ***A-B*** e ***A-C***. Para poder comparar os níveis observados com os estados excitados do ^{11}C soma-se a energia E_{CM} com o valor do Q da reação de formação do ^{11}C $Q(^{10}B + p \rightarrow {}^{11}C + \gamma) = 8{,}69\,MeV$. Os estados encontrados, bem como o momento angular total e paridade, estão representados na tabela 4.2. Utilizando as regras de conservação de momento e paridade, nota-se que os estados $5/2^{+}$ e $7/2^{+}$ são permitidos para $l = 0$ enquanto os estados $3/2^{-}$, $5/2^{-}$ e $7/2^{-}$ são permitidos para $l = 1$.

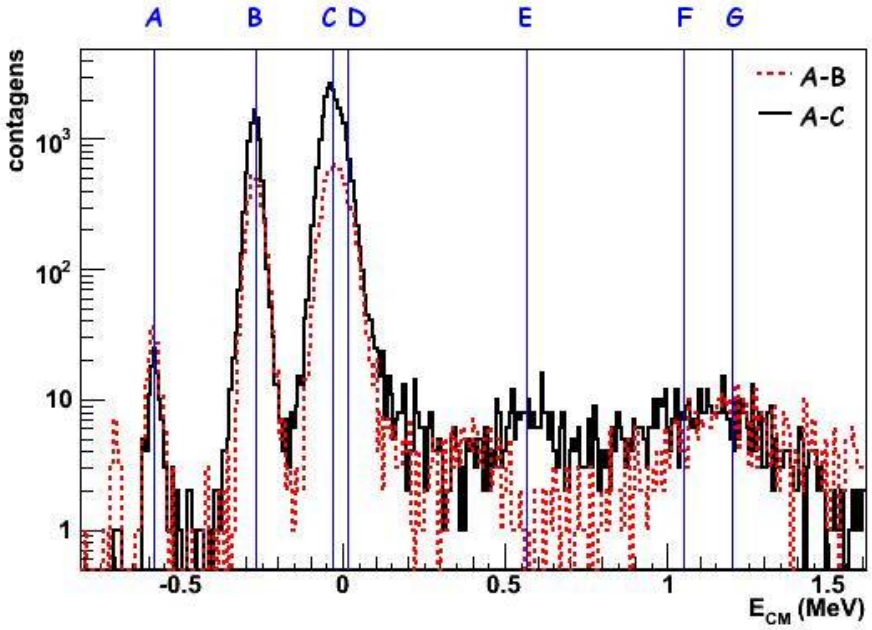


Figura 4.19: Espectro de coincidências para os pares de detectores ***A-B*** (linha pontilhada) e ***A-C*** (linha cheia) em escala logarítmica destacando a presença dos estados ressonantes listados na tabela 4.2.

Ressonância	E_x (MeV)	J^π	E_{CM} (MeV)	Γ_{tot} (MeV)
A*	8,105	$3/2^-$	-0,58	-
B*	8,424	$5/2^-$	-0,27	-
C*	8,655	$7/2^+$	-0,035	-
D	8,701 ± 0,01	$5/2^+$	0,010	0,016 ± 0,001
E	9,200 ± 0,05	$5/2^+$	0,56	0,55 ± 0,10
F	9,650 ± 0,05	$3/2^-$	1,05	0,23 ± 0,05
G	9,790 ± 0,05	$5/2^-$	1,20	0,26 ± 0,06

Tabela 4.2: Estudo das possíveis ressonâncias presentes no estudo da reação $^{10}B(p,\alpha)^7Be$ [Wiescher et al. (1983)]. *Ressonâncias abaixo do limiar.

Como pode ser visto anteriormente, a reação $^{10}B(p,\alpha)^7Be$ procede principalmente através da formação do estado 8,701 MeV do ^{11}C. Em experimentos passados ([Angulo et al. (1993)], [Angulo et al. (1999)] e outras referências nesses artigos) este nível é tabelado como

tendo $J^{\pi} = 5/2^{+}$ e $\Gamma = 16 \pm 2\, keV$ ([Wiescher et al. (1983)]. A partir do trabalho de [Wiescher et al. 1983)] sobre os níveis do ^{11}C, conclui-se que o pico em torno de 8,7 MeV que vemos neste trabalho, é formado por dois estados ressonantes muito próximos (figura 4.19), os níveis 8,655 MeV (ressonância C) e 8,701 MeV (ressonância D). Devido aos diferentes J^{π}, os níveis não interferem entre si, mas verifica-se que o nível 8,655 MeV está abaixo do limiar para a reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ e, apesar de ser populado através da reação de três corpos $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$, não estaria presente nas medidas diretas.

Desta forma, o passo seguinte da análise consistiu em separar a contribuição de cada um desses estados e subtrair a contribuição do nível 8,655 MeV (figura 4.20). Primeiramente, o histograma foi ajustado por duas Gaussianas centradas nos valores das ressonâncias C e D da tabela 4.2. A contribuição de cada nível foi então separada (linha tracejada e linha pontilhada da figura 4.20). Subtraiu-se do número de contagens de cada canal do histograma o valor da função Gaussiana ajustada para o nível 8,655 MeV (linha tracejada da figura 4.20). Os erros associados a esse procedimento foram estimados em 5 %.

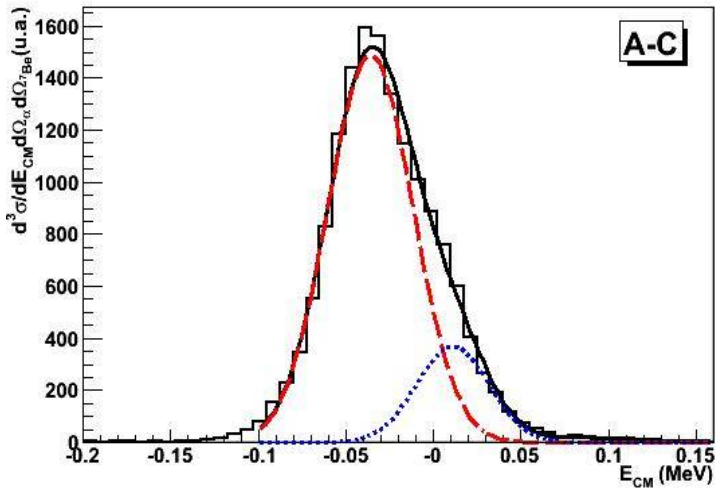


Figura 4.20: Procedimento para subtração da contribuição do nível 8,655 MeV do ^{11}C (linha tracejada) no nível 8,701 MeV (linha pontilhada) para o par ***A-C***.

4.9 Obtenção do Fator Astrofísico S(E)

Após a seleção do mecanismo QF na reação de 3 corpos, por meio da aproximação PWIA, é possível extrair a parte nuclear da seção da choque da reação de 2 corpos expressa por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{N}_{^{10}B-p} \propto \frac{d^3\sigma}{dE_\alpha d\Omega_\alpha d\Omega_{^7Be}} \frac{v_{^{10}B-p}}{v_{^7Be-\alpha}} [(KF).|\phi(p_n)^2|]^{-1} \quad (4.9)$$

onde, o índice N representa apenas a parte nuclear da seção de choque da reação de dois corpos de interesse $^{10}B(p,\alpha)^7Be$. Eventos com $|p_n| < 30$ MeV/c foram selecionados onde o mecanismo QF é dominante.

Para obter a seção de choque de dois corpos $\left(d\sigma/d\Omega\right)^{N}_{^{10}B-p}$ dividi-se a seção de choque de três corpos (figura 4.21a) pelo termo $KF\cdot|\phi(p_n)^2|$ (figura 4.21b) obtido através de simulação Monte Carlo (detalhada adiante). Para obter a seção de choque σ^N deve-se efetuar a integral da seção de choque diferencial obtida. Nesse caso, as distribuições angulares para a reação $^{10}B(p,\alpha)^7Be$ são praticamente constantes [Youn et al. (1991)], e portanto, obtém-se diretamente a seção de choque integrada σ^N (figura 4.21c). O termo $v_{^{10}B-p}/v_{^7Be-\alpha}$ representa a razão entre as velocidades relativas no canal de entrada e no canal de saída (figura 4.22).

Devido a diferença de resolução em energia entre os pares ***A-B*** e ***A-C***, os fatores astrofísicos obtidos não poderão ser somados. Entre os dois pares de detectores estudados, o par ***A-C*** possui três vezes mais estatística e uma melhor resolução em energia de centro de massa em comparação com o par ***A-B***. Desta forma, a análise seguinte refere-se ao par ***A-C***.

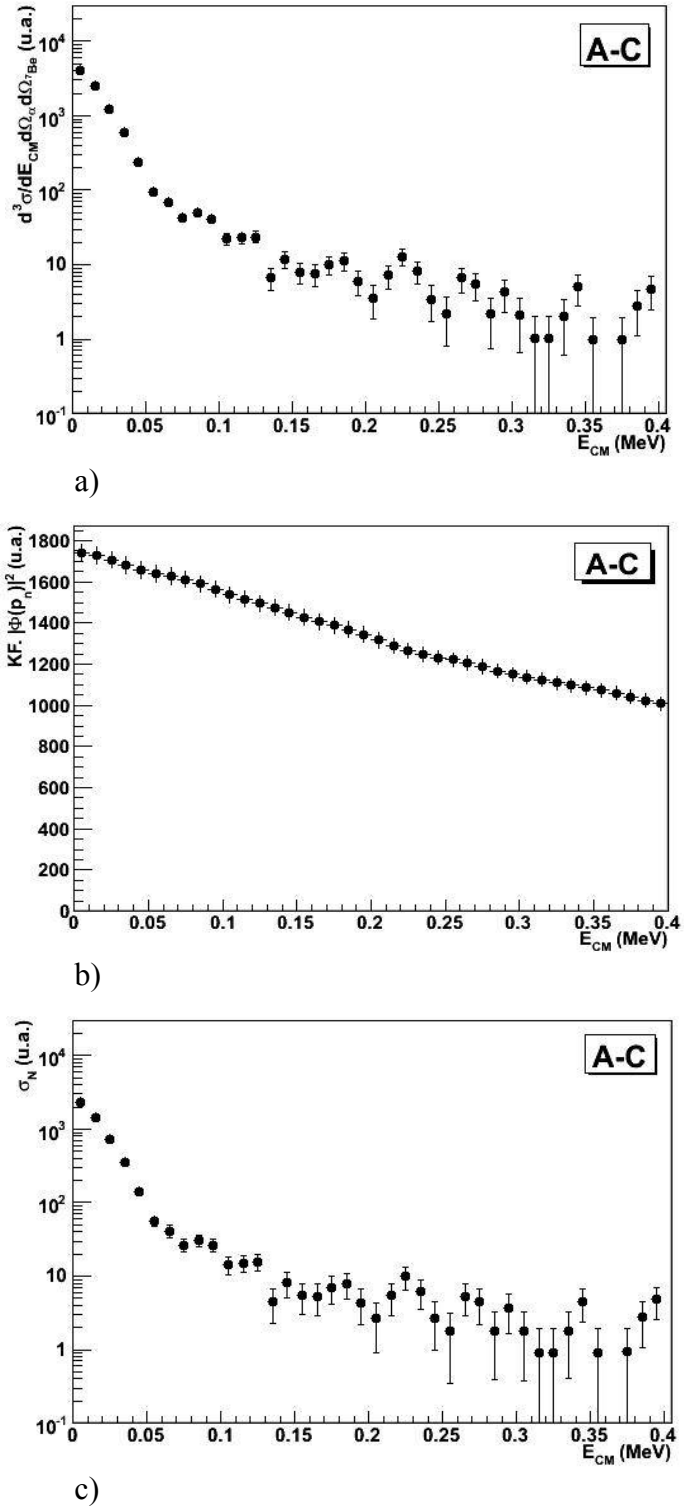


Figura 4.21: Espectro de coincidências da reação de 3 corpos para o par ***A-C*** (a) dividido pela simulação Monte Carlo do termo $KF \cdot |\phi(p_n)^2|$ (b) resultando na parte nuclear da seção de choque da reação de 2 corpos (c).

Na simulação Monte Carlo do termo $KF\cdot|\phi(p_n)^2|$ (figura 4.21b), considerou-se o processo direto representado na figura 4.14 (a). Para 10^8 eventos sorteou-se um ângulo de emissão do ^{11}C no referencial de centro de massa e calculou-se o ângulo de emissão do nêutron. Sorteou-se, então, a energia relativa para as partículas α e ^7Be no canal de saída no intervalo de relevância astrofísica ($0 < E_{\alpha 7Be} < 3$ MeV) e o ângulo da partícula α, usando as leis de conservação de momento e energia calculou-se as respectivas energias cinéticas e ângulos no referencial de centro de massa. Calculou-se a energia de centro de massa entre o ^{10}B e o próton através da relação (3.5). Os eventos foram modulados pela função teórica de Hùlthen (4.2) e considerou-se ainda os cortes em energia e cobertura geométrica dos detectores.

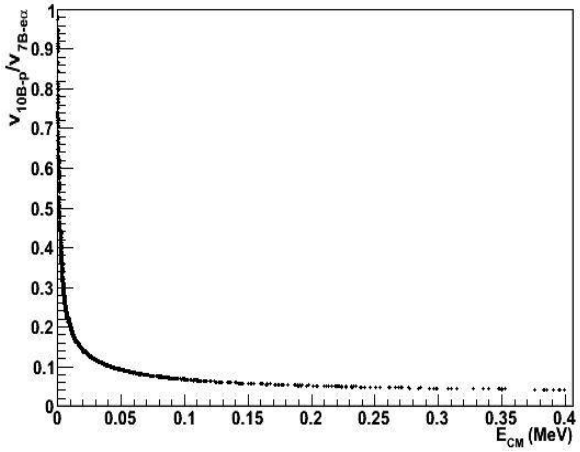


Figura 4.22: Comportamento do termo $v_{^{10}B-p}/v_{^7Be-\alpha}$ da expressão (4.9).

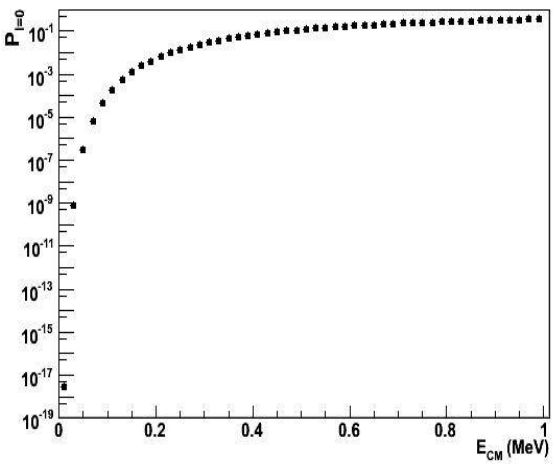


Figura 4.23: Comportamento do fator de penetrabilidade $P_0 = P_{l=0}$ para o sistema ^{10}B-p.

É importante lembrar que a parte nuclear da seção de choque σ^N obtida (figura 4.21c) está em unidades arbitrárias, e portanto, o próximo passo da análise é a comparação com os dados diretos para efetuar o procedimento de normalização. A seção de choque obtida

pelo THM não inclui o fator de penetrabilidade P_l e é necessário incluí-lo para tornar possível a comparação com os dados diretos e consequente normalização [Cherubini et al. (1996)], [Spitaleri et al. (1999)], [Spitaleri et al. (2004)]. Desta forma, a seção de choque da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ (figura 2.24) pode ser obtida calculando:

$$\sigma = \sum W_l P_l \sigma_l^N \quad , \quad (4.10)$$

onde W_l é o peso relativo e P_l é o fator de penetrabilidade para cada componente l da função de onda, expresso por (2.17). No caso da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$, uma vez que o ^{10}B no estado fundamental possui $J^{\pi} = 3^{+}$ e o próton possui $J^{\pi} = 1/2^{+}$, o nível 8,701 MeV ($J^{\pi}= 5/2^{+}$) representa uma contribuição ressonante de onda-s com $l=0$. Considerando ainda que o fundo não ressonante também é representado pela componente $l=0$, na região de interesse astrofísico, a única contribuição relevante é a do estado $l=0$, e portanto, a seção de choque pode ser calculada por $\sigma = W_0 P_0 \sigma^N$. O comportamento do termo P_0 está representado na figura 4.23.

A seção de choque σ obtida pelo THM em unidades arbitrárias foi então normalizada com os dados diretos [Angulo et al. (1993)], [Youn et al. (1991)] no intervalo $100 < E_{CM} < 400$ keV. O resultado está representado na figura 4.24.

A seguir está descrito o procedimento para obtenção do fator astrofísico *S(E)* a partir da seção de choque σ . O procedimento de normalização com os dados diretos do fator astrofísico obtido pelo THM baseou-se no método de minimização de χ^2 e permitiu extrair o erro associado a esse procedimento (os detalhes serão descritos mais adiante).

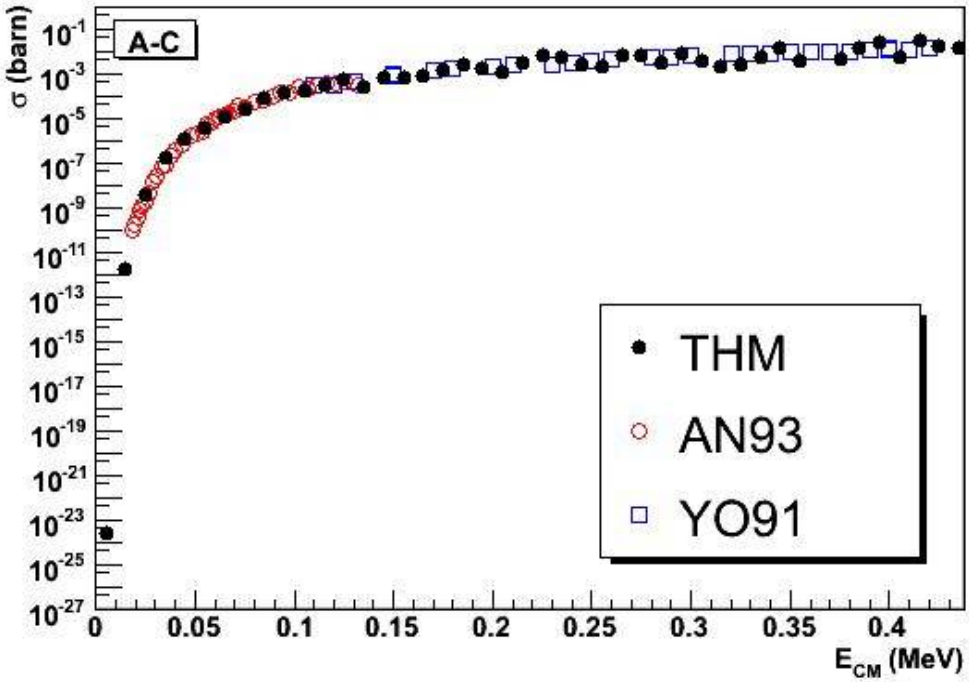


Figura 4.24: Comparação entre a seção de choque da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ obtida após multiplicação da parte nuclear da seção de choque pelo fator de penetrabilidade (4.10) com os dados diretos [Angulo et. al. (1993)], [Youn et. al. (1991)] após o procedimento de normalização descrito no texto.

A expressão para o cálculo do fator astrofísico é definida pela expressão [Cherubini et al. (1996)], [Spitaleri et al. (1999)], [Spitaleri et al. (2004)]:

$$S(E)=E\sum_{l=0} W_l P_l \sigma_l^N \exp(2\pi\eta) \qquad (4.11)$$

Como descrito anteriormente, na região de interesse astrofísico, a única contribuição relevante é a do estado $l=0$ e o fator astrofísico *S(E)* pode ser calculado por:

$$S(E)=W_0\ E\,\sigma(E)\exp(2\pi\eta) \qquad (4.12)$$

onde: η é o fator de Sommerfeld e $2\pi\eta(^{10}B+p)=149{,}7\,E^{-1/2}$, sendo E a energia de centro de massa expressa em keV.

A constante de normalização W_0 e o erro associado ao procedimento de normalização foi obtido através do seguinte procedimento: o χ^2 foi calculado pela expressão usual, considerando a somatória dos quadrados das diferenças entre os pontos do fator astrofísico obtido pelo THM e o ajuste dos dados diretos, ponderadas pelos erros. Para cada constante de normalização W^i foi calculado o valor correspondente do χ^2 e escolheu-se o valor de W_0 para o qual o $\chi^2_{reduzido}$ é mínimo. Adicionando uma unidade ao $\chi^2_{reduzido}$ obteve-se W^a e W^b (figura 4.26). O erro de normalização foi estimado como sendo $(1-W^a)\simeq(W^b-1)\simeq$ 20 %.

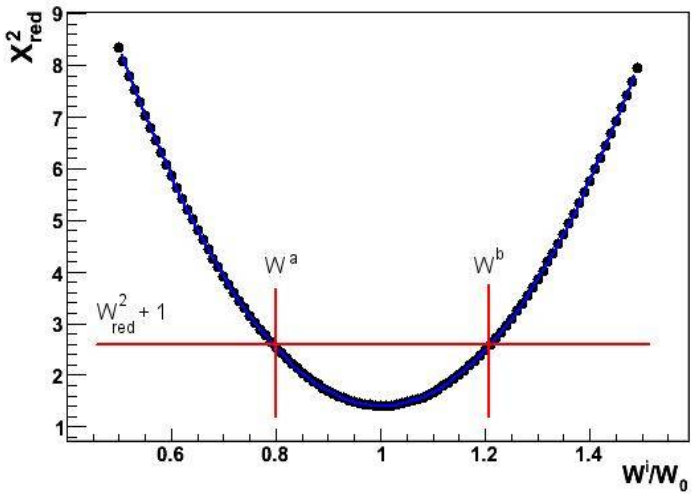


Figura 4.25: Procedimento de minimização do χ2 reduzido para obtenção da estimativa do erro devido ao procedimento de normalização em torno de 20 %.

Os erros totais foram estimados como sendo a soma quadrática entre o erro estatístico, o erro devido a subtração do nível 8,655 MeV do ^{11}C e o erro de normalização.

A figura 4.26 mostra a comparação entre os dados indiretos obtidos através do THM (pontos pretos) e os dados diretos [Angulo et al. (1993)], [Youn et al. (1991)]. A linha tracejada representa uma extrapolação dos dados diretos [Angulo et al. (1993)] não considerando o efeito de blindagem eletrônica presente nos dados diretos a baixas energias. Já os dados obtidos através do THM estão livres do efeito de blindagem eletrônica e representam o fator astrofísico para o núcleo desencapado. A linha cheia na figura 4.26 representa um ajuste dos dados indiretos THM utilizando a relação analítica (4.13), a qual é a soma da parte não ressonante com a parte ressonante (para a parte ressonante considerou-se uma Breit Wigner centrada em E_0 com largura Γ).

$$S(E)=a_0+a_1\cdot E+a_2\cdot E^2+a_3.\left(\frac{\Gamma^2/4}{(E-E_0)^2+\Gamma^2/4}\right) \qquad (4.13)$$

Os parâmetros obtidos do ajuste estão representados na tabela 4.3.

Parâmetro	**Valor**	**Erro ($\pm$)**
a_0	25 $(MeV\cdot b)$	17 $(MeV\cdot b)$
a_1	- 109 (b)	127 (b)
a_2	157 $(MeV^{-1}\cdot b)$	226 $(MeV^{-1}\cdot b)$
a_3	1523 $(MeV\cdot b)$	230 $(MeV\cdot b)$
E_0	10 (keV)	5 (keV)
Γ	25,4 (keV)	3,3 (keV)

Tabela 4.3: Parâmetros do ajuste do fator astrofísico obtido através do THM utilizando a relação analítica (4.13).

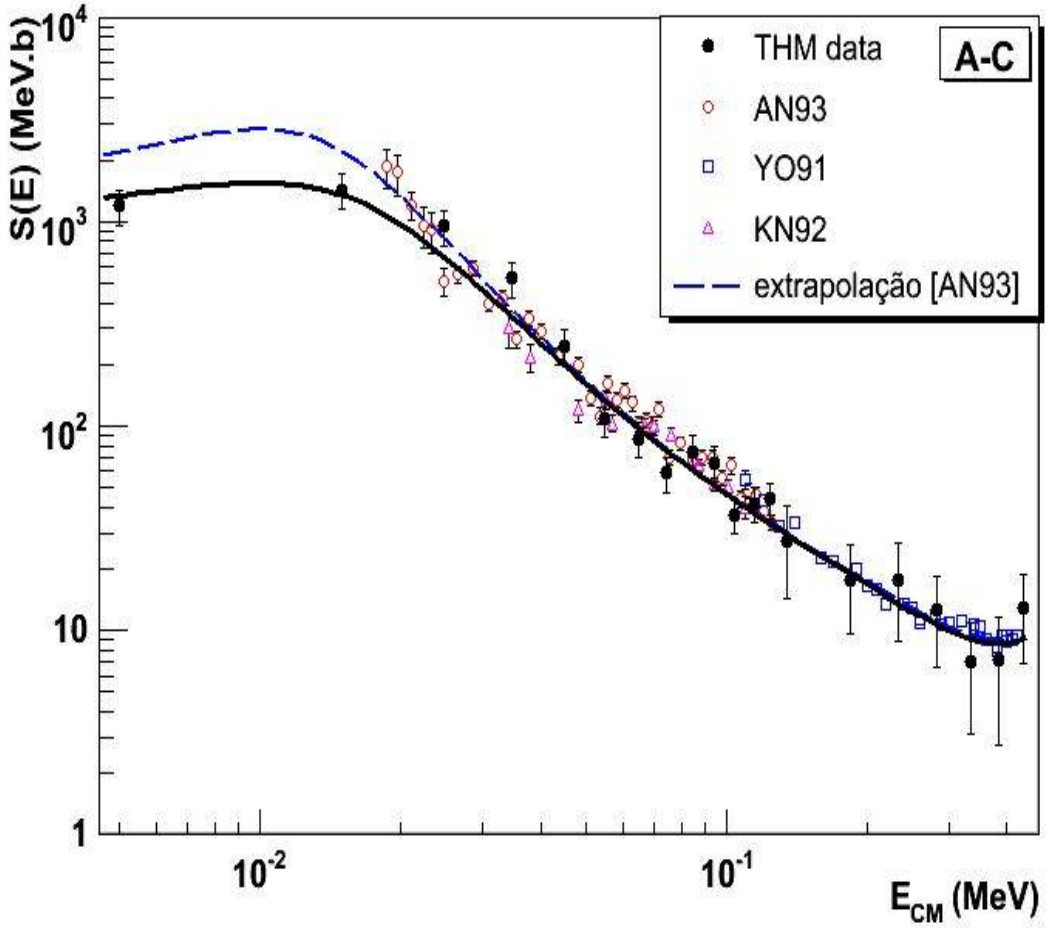


Figura 4.26: Comportamento do Fator Astrofísico para a reação $^{10}B(p,\alpha)^7Be$ e comparação com os dados diretos [Angulo et al. (1993)], [Youn et al. (1991)]. A linha tracejada é a extrapolação dos dados diretos para baixas energias proposto em [Angulo et al. (1993)], enquanto a linha cheia é um ajuste dos dados obtidos utilizando a expressão (4.13). Nota-se que os dados em [Youn et al. (1991)] foram multiplicados pelo fator 1,83, como proposto no trabalho do [Angulo et al. (1993)].

O valor do fator astrofísico na ressonância $S_R = S(10\,keV) = 1547 \pm 230\,(MeV \cdot b)$ pode ser obtido através do ajuste. Esse valor é aproximadamente duas vezes menor se comparado com o valor extraído da extrapolação dos dados diretos $S_R = S(10\,keV) = 2870 \pm 500\,(MeV \cdot b)$ [Angulo et al. (1993)]. Uma possível explicação para

essa discrepância observada pode estar tanto associada às incertezas provenientes do procedimento de extrapolação dos dados diretos [Angulo et al. (1993)] quanto devido a expressão do fator de penetrabilidade a baixas energias no THM (figura 4.23).

O valor do fator astrofísico extrapolado para energia zero pode ser obtido através do ajuste usando a expressão (4.13) e seu valor é $S(0)=967\pm144\,(MeV\cdot b)$.

4.10 Potencial de blindagem eletrônica

Como já foi discutido anteriormente, o fator astrofísico para a reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ apresenta um aumento significativo a baixas energias E_{CM} < 450 keV (figura 4.26). Esse aumento esperado ocorre devido ao estado ressonante do ^{11}C (J^{π} = $5/2^{+}$), que representa a ressonância centrada em E_0 = 10 keV somado ainda ao efeito de blindagem eletrônica, sendo esse último presente apenas nas medidas diretas. Como a partir do Método do Cavalo de Tróia obtém-se o fator astrofísico para o núcleo desencapado, ou seja, sem o efeito da blindagem eletrônica, é possível extraí-lo através da relação (2.32). Inserindo o fator de *Sommerfeld* η chega-se à seguinte expressão:

$$S(E)=S_B(E)\exp\left(2{,}367\frac{U_e}{E^{3/2}}\right) \quad (4.14)$$

onde U_e é o potencial de blindagem eletrônica em MeV e E é a energia de centro de massa em MeV. Dessa forma, utilizando a expressão (4.13) com os parâmetros do ajuste (tabela 4.3), e

incluindo o termo exponencial da expressão (4.14), deixando livre apenas o parâmetro do potencial de blindagem eletrônica, obtém-se $U_e = 434 \pm 100\, eV$ através de um ajuste com os dados diretos [Angulo et al. (1993)], [Youn et al. (1991)], como ilustrado pela linha tracejada na figura 4.27. A comparação entre o potencial de blindagem eletrônica teórico e o obtido experimentalmente para o sistema H + ^{10}B está representada na tabela 4.4 juntamente com resultados de outros sistemas.

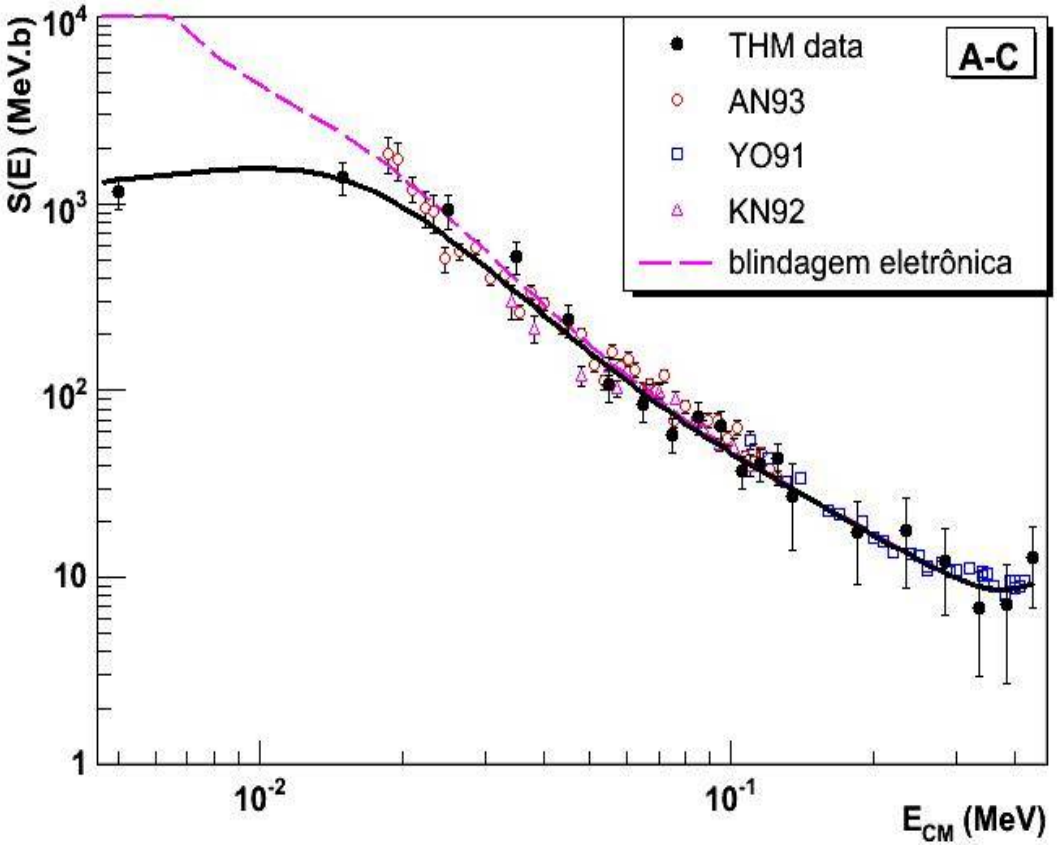


Figura 4.27: Fator astrofísico para a reação ^{10}B(p,α)^{7}Be para o núcleo desencapado (linha cheia) e para o núcleo blindado (linha tracejada). O valor do potencial de blindagem eletrônica obtido para o H + ^{10}B é $U_e = 434 \pm 100\, eV$

Sistema	U_e (eV)		
	Teoria [a]	**Teoria** [b]	**experimental**
H + He	108	99	120 ± 20 [c]
H + Li	180	162	420 ± 120 [d]
H + ^{11}B	340	304	430 ± 80 [e]
H + ^{10}B	340	304	434 ± 100 [f]

Tabela 4.4: Potenciais de blindagem eletrônica teóricos e experimentais. a) [Peterson et al. (1975)] e [Angulo et al. (1993)], b) [Becker et al. (1987)], c) [Engstler et al. (1988)], d) [Engstler et al. (1992)], e) [Angulo et al. (1993)], f) presente trabalho.

O valor obtido neste trabalho para o potencial de blindagem eletrônica do sistema H+^{10}B $U_e = 436 \pm 100\, eV$ está de acordo com obtido para o sistema H+^{11}B $U_e = 430 \pm 80\, eV$ (tabela 4.4c). Esse resultado confirma a validade da aproximação para isótopos, conforme amplamente discutido no trabalho de [Engstler et al. (1992)]. Como pode ser visto na tabela 4.4, os valores experimentais são sistematicamente maiores do que os valores teóricos. Essa diferença até o momento ainda não foi completamente entendida.

Capítulo 5

Estudo da Reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ Através do Método do Cavalo de Tróia

Como foi discutido anteriormente, os elementos lítio, berílio e boro podem ser usados como pontas de prova para se extrair informações importantes sobre a estrutura da estrela. A determinação simultânea desses elementos em camadas externas da estrela podem fornecer informações a respeito dos mecanismos de mistura que ocorrem no seu interior, devido às diferentes temperaturas de ignição para as reações (p,α) de quebra desses elementos.

Nesse contexto, o estudo da reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ através do Método do Cavalo de Tróia, permite obter o fator astrofísico a energias de interesse astrofísico eliminando os efeitos da barreira Coulombiana e da blindagem eletrônica. A reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ ocorre principalmente

a temperaturas acima de 5.10^6 K, com uma energia do pico de Gamow em torno de 10,13 keV enquanto a barreira Coulombiana está em torno de 1,7 MeV.

5.1 Introdução

O estudo da reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ através de métodos diretos está relatado em [Becker et al. (1987)] e [Angulo et al. (1993)] (figura 5.1). Em particular em [Becker et al. (1987)], são estudados os canais α_0 (figura 5.2 esquerda) e α_1, sendo que a contribuição dominante para o fator astrofísico vem do canal α_1. No canal α_0, o ^8Be no canal de saída se encontra no estado fundamental, enquanto no canal α_1, o ^8Be se encontra no primeiro estado excitado. Os fatores astrofísicos a energia zero obtidos em [Becker et al. (1987)] foram $S(0)=2{,}1(MeV\cdot b)$ para o canal α_0 e $S(0)=190(MeV\cdot b)$ para o canal α_1. O estado ressonante em 150 keV está associado ao nível 16,106 MeV do ^{12}C ($J^\pi = 2^+$, $\Gamma = 5$ keV) [Ajzenberg-Selove (1988)]. O trabalho mais recente de [Angulo et al. (1993)] confirma a presença do estado ressonante em 150 keV e, como seus dados chegam a energias mais baixas $E_{CM} = 18{,}73$ keV, obtém-se o valor do potencial de blindagem eletrônica $U_e=430\pm80(eV)$ para o sistema H + ^{11}B.

A contribuição do canal α_0 corresponde a apenas 1 % em relação à contribuição do canal α_1 [Rauscher et al. (1996)]. Sabe-se também que a reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ pode proceder tanto através da quebra direta em 3α quanto por decaimento sequencial envolvendo estados do ^8Be. Foi demonstrado em [Becker et al. (1987)] que a contribuição da quebra direta em 3α representa menos de 5 % na seção de choque total na região de energias estudadas ($E_{CM} = 22 - 110$ keV).

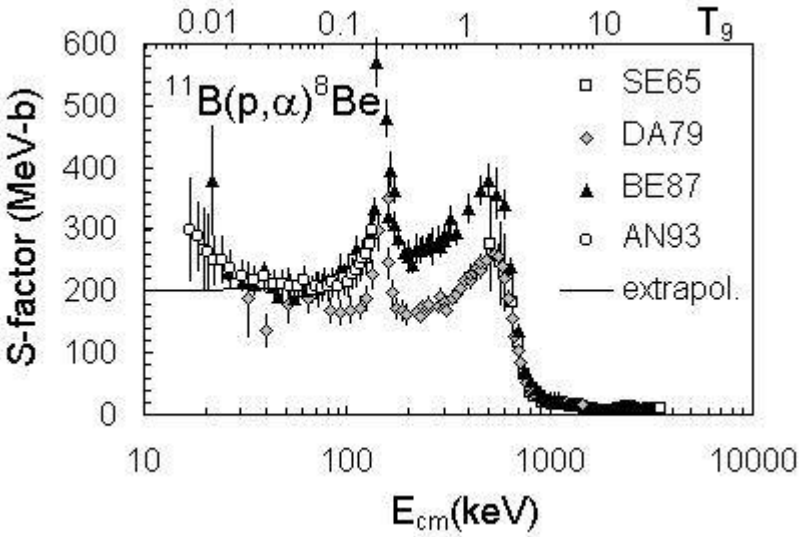


Figura 5.1: Fator astrofísico da reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ obtido através de medidas diretas [Angulo et al. (1993)], [Angulo et al. (1999)] somadas as contribuições de α_0 e α_1. Os dados mostram uma forte ressonância em torno de 150 keV. O aumento do fator astrofísico para energias menores que 50 keV é devido ao efeito de blindagem eletrônica.

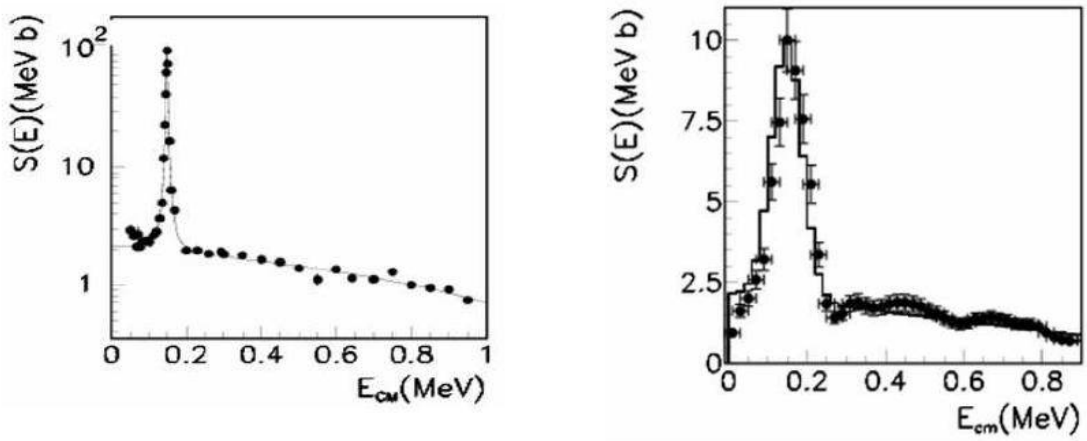


Figura 5.2: À esquerda, o comportamento do fator astrofísico da reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ para a contribuição do canal α_0 obtido por [Becker et al. (1987)]. À direita, os pontos pretos representam o fator astrofísico da reação $^{11}B(p,\alpha_0)^8Be$ obtido através do Método do Cavalo de Tróia [Spitaleri et al. (2004)]; o histograma representa os dados diretos [Becker et al. (1987)] graficados com a mesma resolução do experimento, em torno de 40 keV.

O canal α_0 da reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ foi anteriormente estudado através do Método do Cavalo de Tróia por [Spitaleri et al. (2004)] e o fator astrofísico obtido está representado na figura 5.2 (direita). Os pontos pretos representam os dados indiretos obtidos via THM enquanto, para efeito de comparação, o histograma representa os dados diretos [Becker et al. (1987)] graficados com a mesma resolução em energia do experimento indireto, em torno de 40 keV. O fator astrofísico à energia zero obtido $S(0)=0{,}41\pm0{,}09\,(MeV\cdot b)$ é 5 vezes menor comparado com o obtido por [Becker et al. (1987)] $S(0)=2{,}1\,(MeV\cdot b)$.

No trabalho descrito nessa tese estudou-se os dois canais α_0 e α_1 da reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ através do Método do Cavalo de Tróia, o qual é complementar ao estudo da reação $^{11}B(p,\alpha_0)^8Be$ iniciado por [Spitaleri et al. (2004)]. A reação $^{11}B(p,\alpha_1)^8Be$ é dominada por duas ressonâncias T = 1 do ^{12}C, uma em E_{CM} = 150 keV ($J^\pi = 2^+$, l = 1) e a outra em E_{CM} = 620 keV ($J^\pi = 2^-$, l = 0). A segunda ressonância não aparece na contribuição do canal α_0 devido à paridade, porém é esperada no canal α_1. Em [Ajzenberg-Selove (1990)], as duas ressonâncias são consideradas como puramente T = 1 e dessa forma não poderiam decair em $^8Be + \alpha$, porém, o conceito de mistura de isospin foi estudado e entendido para os estados l^+: experimentos com espalhamento de píons [Jaki et al. (1990)], [Cottingame et al. (1987)], mostraram que vários estados excitados do ^{12}C apresentam mistura de isospin, explicando a presença das ressonâncias.

5.2 Aplicação do THM à Reação $^{2}H(^{11}B,n\,\alpha)^{8}Be$

O estudo da reação de interesse astrofísico $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ foi realizado através da seleção da contribuição do mecanismo quase-livre (QF) da reação de três corpos $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$ usando alvo de deuteron como núcleo Cavalo de Tróia. Essa seção seguirá praticamente a mesma sequência usada na seção 4.2.

A figura 5.3 mostra o pseudo-diagrama de Feynman: o pólo inferior representa a quebra (*break-up)* do deuteron enquanto o pólo superior representa a reação virtual de dois corpos de interesse. Como mostrado na seção 3.4, baseando-se na aproximação de impulso (IA), essa separação em dois pólos leva à fatoração de seção e choque de três corpos. Conhecendo o fator cinemático KF e a distribuição de momentos do nêutron dentro do deuteron, é possível extrair a seção de choque da reação de dois corpos de interesse através da relação (5.1):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{N}_{11\mathrm{B}-p} \propto \frac{d^{3}\sigma}{dE_{\alpha}\,d\Omega_{\alpha}\,d\Omega_{8\mathrm{Be}}}\,\frac{v_{^{11}B-p}}{v_{^{8}Be-\alpha}}\,[(KF).|\phi(\vec{p}_{s})^{2}|]^{-1} \qquad (5.1)$$

A escolha do deuteron como núcleo Cavalo de Tróia [Spitaleri et al. (1999)], [Spitaleri et al. (2001)], [Tumino et al. (2003)], baseia-se em sua baixa energia de ligação (B_d = 2,224 MeV) e em sua conhecida distribuição de momentos [Zadro et al. (1989)]. A expressão analítica para a distribuição de momentos do nêutron dentro do deuteron é expressa pela função analítica (4.2) e o formato da distribuição de momentos pode ser visto na figura 4.4.

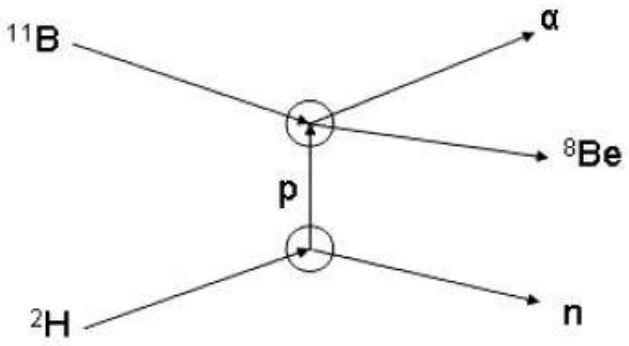


Figura 5.3: Pseudo-diagrama de Feynman para o processo QF da reação $^{2}H(^{11}B,n\alpha)^{8}Be$; o pólo inferior representa a quebra do deuteron enquanto o pólo superior representa a reação virtual de dois corpos de interesse.

5.3 Determinação das Configurações Experimentais

A reação (p,α) de interesse deve ser estuda a energias baixas de forma a alcançar a região correspondente ao pico de Gamow. Desta forma, a energia do feixe deve ser escolhida de acordo com a expressão (5.2).

$$\Delta E_{qf} \pm E_{xs} = E_{ax} - B_{xs} \quad (5.2)$$

ou seja, centrando a distribuição em um valor próximo a energia do pico de Gamow $\Delta E_{qf} \pm E_{xs} \approx 50\,KeV$ e usando $B_{xs} = B_{deuteron}$ = 2,224 MeV temos $E_{ax} = E^{CM}_{^{11}B} = 2{,}27\,MeV.$

Passando para o sistema de laboratório $E^{LAB}_{^{11}B} = E^{CM}_{^{11}B-p}(m_p + m_{^{11}B})/m_p$ obtém-se a energia do feixe em torno de $E^{LAB}_{^{11}B} = 27{,}2\,MeV$. Uma vez determinada a energia do feixe, é possível

realizar uma simulação detalhada da cinemática da reação de três corpos.

Com o objetivo de explorar as regiões de energia e angulares na qual a reação de três corpos ocorre, fez-se um estudo detalhado da mesma usando uma simulação Monte Carlo. Através desse cálculo é possível obter o ângulo e energia de todas as partículas envolvidas no canal de saída, neste caso α, n e ^{8}Be. Como foi mencionado anteriormente, é necessário selecionar a região cinemática na qual a contribuição do mecanismo QF é dominante. Isso significa que uma das variáveis de interesse é o momento do nêutron no canal de saída.

A presença do ^{8}Be no canal de saída deve ser levada em conta já que ele decai em duas partículas α com meia vida de 10^{-18} s. Com essa meia vida e considerando uma energia máxima que poderia ser atingida nessa reação, o núcleo do ^{8}Be percorre 10^{-8} cm antes de decair, como a distância dos detectores ao alvo é da ordem de 20 cm, isso significa que ele decai antes de chegar nos detectores. Portanto, usando as leis de conservação de energia e momento, é possível reconstruir a energia e ângulo de emissão do ^{8}Be a partir das energias e ângulos das partículas α detectadas em coincidência.

Considerando-se que as partículas detectadas têm energias E_1 e E_2 e ângulos θ_1 e θ_2, a energia relativa é dada por:

$$E_{rel}=\frac{1}{2}\mu v_{rel}^2 \qquad (5.2)$$

onde μ é a massa reduzida das duas partículas α e v_{rel} é definido como $\vec{v_{rel}}=\vec{v}_1-\vec{v}_2$. Substituindo a expressão de $\vec{v_{rel}}$ em 5.2 obtém-se:

$$E_{rel}=\frac{1}{2}\mu\left(v_1^2+v_2^2-2\mathrm{v}_1 v_2\cos\theta_{12}\right) \qquad (5.3)$$

onde θ_{12} representa o ângulo relativo entre as duas partículas. Em termos das energias das partículas α, a expressão 5.3 pode ser escrita como segue:

$$E_{rel} = 0{,}5\left(E_{\alpha 1} + E_{\alpha 2} - 2\sqrt{E_{\alpha 1} E_{\alpha 2}} \cos\theta_{\alpha 1 \alpha 2}\right) \qquad (5.4)$$

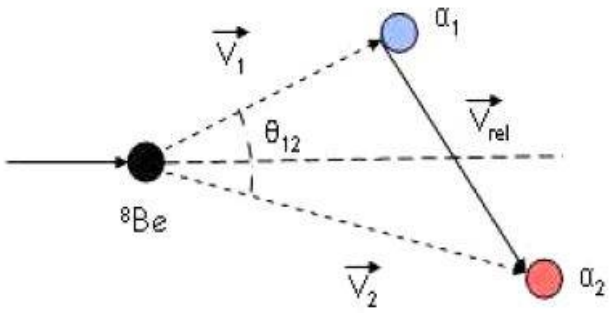


Figura 5.4: Velocidade e ângulo relativo das partícula α provenientes do decaimento do ^{8}Be.

É importante lembrar que a reconstrução dessa energia relativa é fundamental na determinação dos eventos do ^{8}Be. Experimentalmente, essa reconstrução representa o primeiro passo na determinação da cinemática do ^{8}Be. A energia e ângulo de emissão do ^{8}Be podem ser reconstruídos através das leis de conservação de energia e momento e calculados através das relações (5.5) e (5.6).

$$E_{^8Be} = E_1 + E_2 - E_{rel} \qquad (5.5)$$

$$\theta_{^8Be} = \arccos\left(\frac{p_1 \cos\theta_1 + p_2 \cos\theta_2}{p_{^8Be}}\right) \qquad (5.6)$$

No experimento anterior de [Spitaleri et al. (2004)], considerou-se apenas o estado fundamental do ^{8}Be; no experimento descrito nesta tese, estaremos investigando tanto o estado fundamental do ^{8}Be, $Q(^{8}\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha) = 0{,}092$ MeV, $\Gamma = 5{,}56\ (25)$ eV e $J^{\pi}=0^{+}$, que corresponde ao canal α_0, quanto o seu primeiro estado excitado, com energia de excitação $E^{*} = 3{,}03$ MeV, $\Gamma = 1{,}513\ (15)$ MeV, $J^{\pi}=2^{+}$ e $Q\ (^{8}\text{Be}^{*} \rightarrow \alpha + \alpha) = 3{,}122$ MeV, que corresponde ao canal α_1.

O próximo estágio do estudo da cinemática da reação de três corpos $^{2}\text{H}(^{11}\text{B},\alpha^{8}\text{Be})\text{n}$ é a determinação, através de simulação Monte Carlo, dos ângulos e energias das partículas α e ^{8}Be no canal de saída. Os ângulos das partículas no canal de saída para os quais existe solução cinemática estão representados na figura 5.5 esquerda (canal α_0) e 5.5 direita (canal α_1). O locus cinemático está representado na figura 5.6 esquerda (canal α_0) e 5.6 direita (canal α_1). Os pontos em cinza representam a região do QF, onde $|p_n| < 30$ MeV/c.

Como mencionado anteriormente, a energia de centro de massa da reação de dois corpos pode ser calculada através da relação:

$$E_{CM} = E_{^{11}B-p} = E_{\alpha Be} - Q_{2\text{CORPOS}} \qquad (5.7)$$

onde, $E_{\alpha Be}$ representa a energia relativa entre as partículas do canal de saída e $Q_{2CORPOS}$ o valor do Q da reação de 2 corpos ($Q_{2CORPOS} = 8{,}59$ MeV para o canal α_0 e $Q_{2CORPOS} = 5{,}56$ MeV para o canal α_1). Através dessa relação, nota-se que umas das quantidades mais importantes a ser estudada é a energia relativa entre essas duas partículas. A figura 5.7 mostra a simulação do clássico diagrama borboleta (*butterfly-diagram)*, que descreve o comportamento da energia

relativa $E_{\alpha Be}$ em função do momento do nêutron p_n. A região de interesse astrofísico corresponde a baixos momentos do nêutron, onde a condição dominante do QF é esperada. A escolha da energia do feixe em torno de 27,2 MeV permite atingir energias de centro de massa que vão de zero até 1,5 MeV.

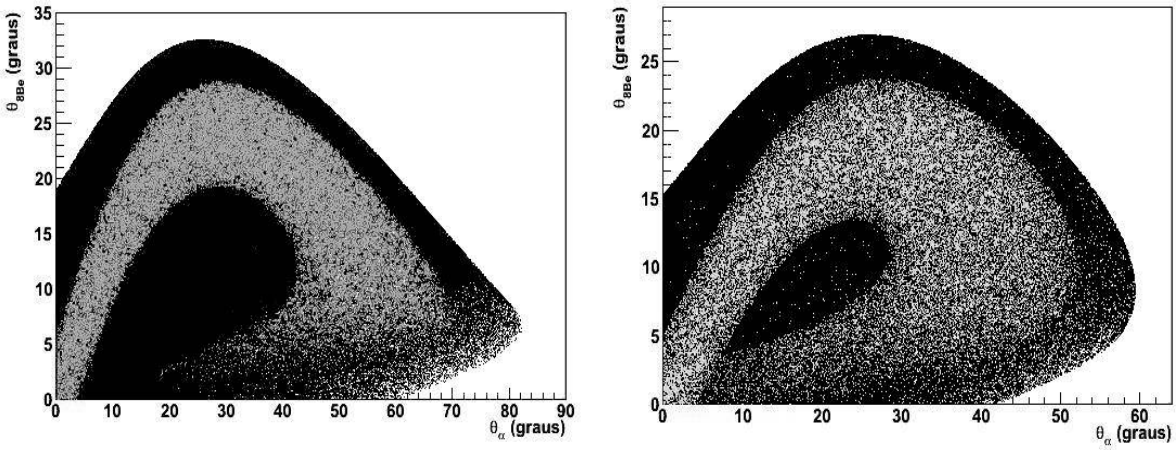


Figura 5.5: Simulação da região angular da reação $^2H(^{11}B,\alpha^8Be)n$ canal α_0 (esquerda) e canal α_1 (direita). Os pontos em cinza correspondem a região com $|p_n| < 30$ MeV/c.

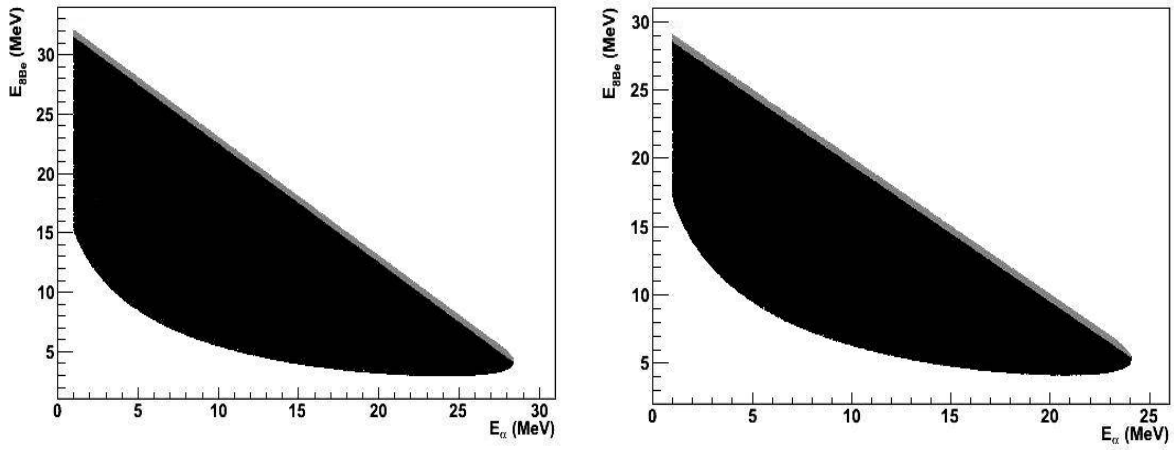


Figura 5.6: Simulação do locus cinemático da reação $^2H(^{11}B,\alpha^8Be)n$ canal α_0 (esquerda) e canal α_1 (direita). Os pontos em cinza correspondem a região com $|p_n| < 30$ MeV/c.

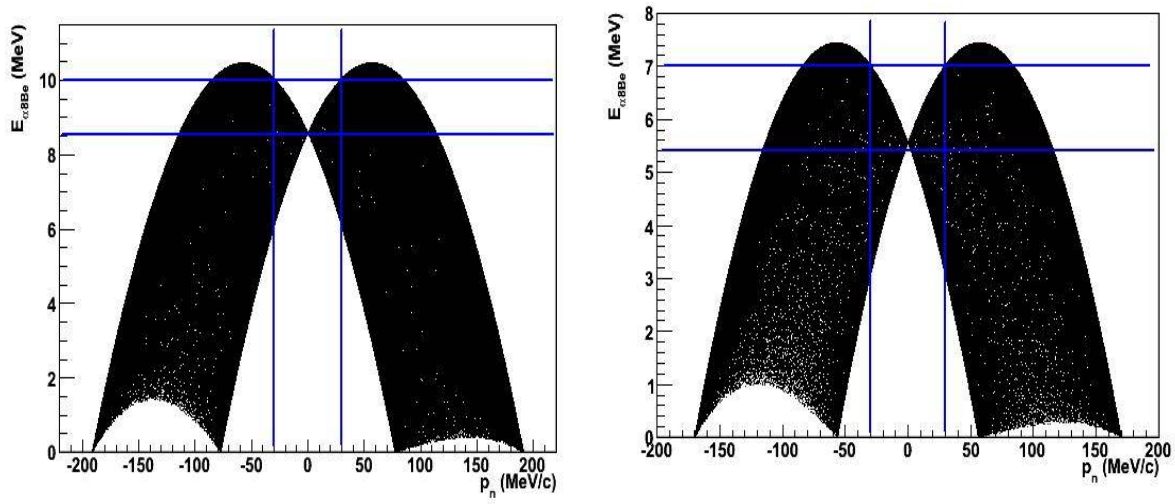


Figura 5.7: Simulação do diagrama borboleta, canal α_0 (esquerda) e canal α_1 (direita): a região de interesse astrofísico, entre 8,56 < $E_{\alpha 8Be}$ < 10 MeV possui uma forte contribuição do mecanismo QF com $|p_n|$ < 30 MeV/c. Canal α_0 (esquerda) e canal α_1 (direita)

5.4 Arranjo Experimental

O experimento foi realizado no *Laboratori Nazionali del Sud* em Catânia / Itália. O acelerador SMP Tandem Van de Graaf forneceu um feixe de 27,2 MeV de ^{11}B com intensidade entre 1 e 4 nA. O alvo utilizado foi de polietileno deuterado (CD_2), posicionado formando um ângulo de 90º com a direção do feixe. A tabela 5.1 mostra as espessuras dos alvos. Os alvos de Au e C foram utilizados durante a tomada de dados para calibração.

Alvo	Espessura (mg/cm^2)
CD_2	0,147
CD_2	0,141
CD_2	0,189
C	0,096
Au	0,083

Tabela 5.1: Espessuras dos alvos utilizados.

O sistema de detecção é constituído por 2 detectores de silício sensíveis a posição (PSD) de 5 x 1 cm^2, com espessura de 492 μm e 4 detectores de silício sensíveis a posição duplos (DPSD). Cada detector DPSD é composto por dois PSDs de 5x1 cm^2, com espessuras de 1000 μm, dispostos um sobre o outro com distância de separação de 1 mm.

Os detectores foram nomeados como A_1, A_2, B, C_1, C_2, D_1, D_2, E, F_1, F_2; onde os índices 1 e 2 são usados para distinguir os dois detectores de cada DPSD, om superior e o outro inferior em relação ao plano da reação determinado pela linha do feixe e pelo centro dos PSD's (figura 5.8).

Os ângulos de cobertura de cada PSD foram escolhidos de modo a cobrir a região angular correspondente aos eventos com $|p_n| < 40$ MeV/c, ou seja, a região onde a contribuição do QF é dominante. Os ângulos centrais, cobertura angular e as distâncias ao alvo estão na tabela 5.2.

Detector	**Ângulo Central (graus)**	**Cobertura angular (graus)**	**Distância ao alvo (cm)**
$A_1 – A_2$	(+) 47	$40,4^0$ - $53,6^0$	21,7
B	(+) 32	$27,8^0$ - $36,2^0$	34
$C_1 – C_2$	(+) 17	$10,2^0$ - $23,8^0$	21,0
$D_1 – D_2$	(-) 17	$10,4^0$ - $23,6^0$	21,5
E	(-) 32	28^0 - 36^0	35,6
$F_1 – F_2$	(-) 47	$40,8^0$ - $53,2^0$	22,8

Tabela 5.2: Ângulo central e distância ao alvo para cada um dos detectores. O sinal negativo nos detectores D, E e F indica que eles estão em lados opostos aos detectores A, B e C em relação a linha do feixe.

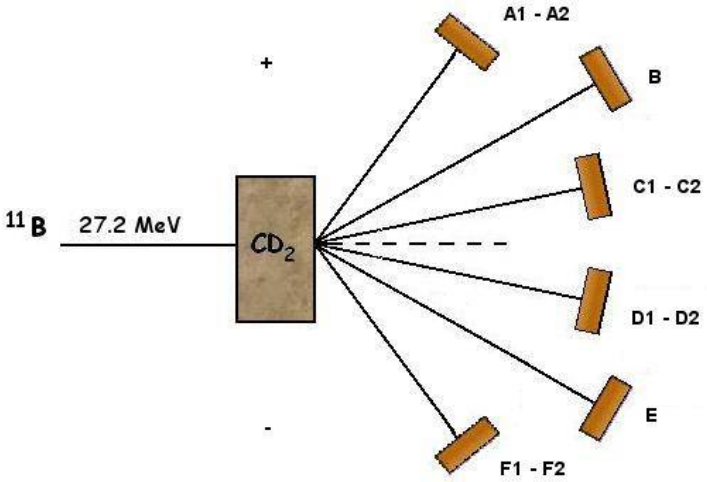


Figura 5.8: Foto do arranjo experimental (acima) e esquema do arranjo experimental mostrando a disposição dos detectores em relação a direção do feixe (abaixo).

Os sinais de energia e posição das partículas detectadas foram processados utilizando eletrônica padrão para esse tipo de detectores e enviados para o sistema de aquisição para monitoramento em linha (*online*) e armazenamento dos dados. Os eventos foram obtidos no modo single e foram analisados através das coincidências triplas entre quaisquer detectores.

5.4.1 Simulação das Coincidências Triplas para os Canais α_0 e α_1

Como foi mostrado anteriormente, o ^{8}Be proveniente da reação ^{2}H(^{11}B,α^8Be)n decai em duas partículas α antes de chegar ao detector. Uma simulação Monte Carlo permitiu determinar em que ângulos as partículas α provenientes do decaimento do ^{8}Be seriam encontradas em eventos do canal α_0 quando a partícula α proveniente da reação ^{2}H(^{11}B,α^8Be)n é medida no detector A_1 ou A_2 (figura 5.9 esquerda), B (figura 5.10 esquerda) ou no C_1 ou C_2 (figura 5.11 esquerda). E de forma análoga para o canal α_1, quando a partícula α proveniente da reação ^{2}H(^{11}B,α^8Be)n é detectada no A_1 ou A_2 (figura 5.9 direita), B (figura 5.10 direita) ou no C_1 ou C_2 (figura 5.11 direita). Lembrando que devido a configuração do arranjo experimental, as combinações dos detectores de forma simétrica também é possível.

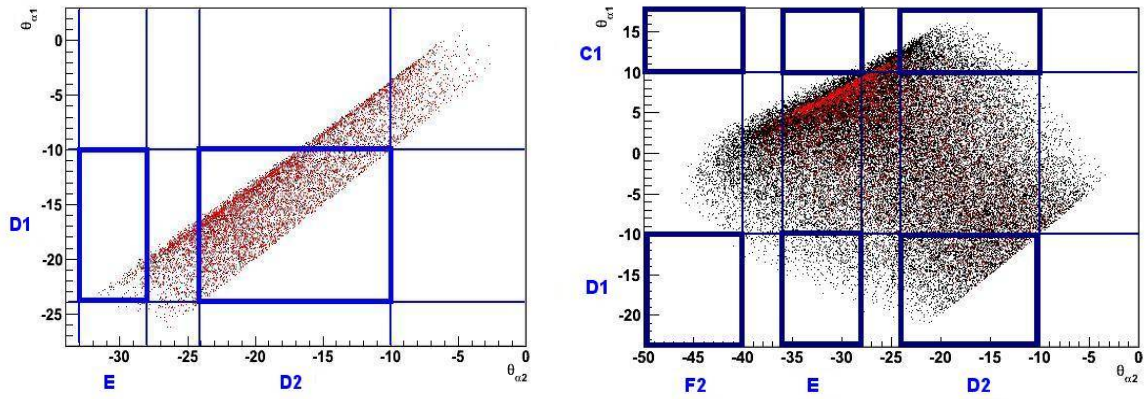


Figura 5.9: Ângulos de emissão das partículas α_1 e α_2 provenientes da quebra do ^{8}Be quando a partícula α da reação ^{2}H(^{11}B,α^8Be)n é detectada no detector A_1. À esquerda para a reação envolvendo o estado fundamental do ^{8}Be e à direita o primeiro estado excitado.

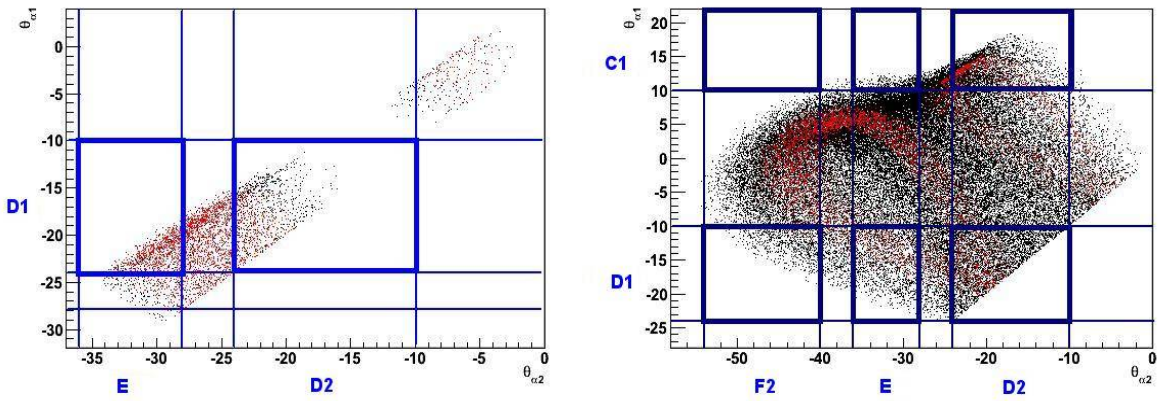


Figura 5.10: Ângulos de emissão das partículas α_1 e α_2 provenientes da quebra do ^{8}Be quando a partícula α da reação ^{2}H(^{11}B,α^8Be)n é detectada no detector B. À esquerda para a reação envolvendo o estado fundamental do ^{8}Be e à direita o primeiro estado excitado.

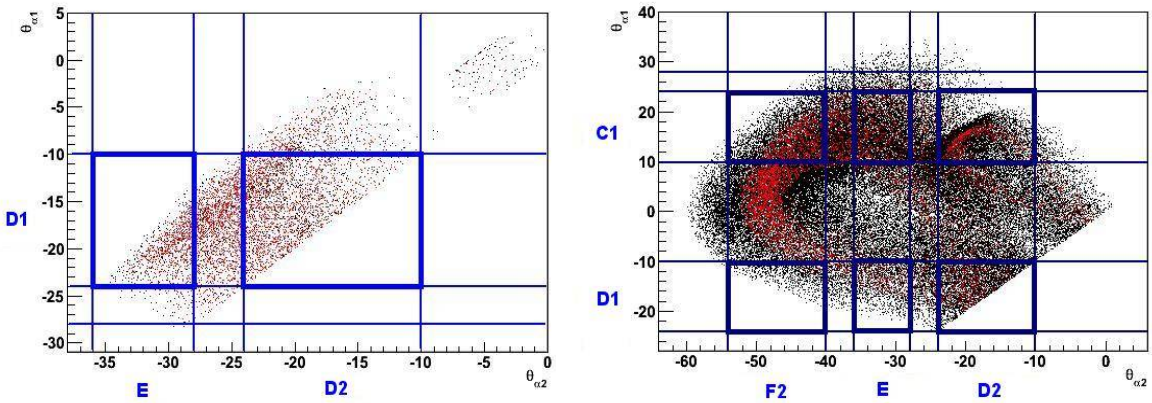


Figura 5.11: Ângulos de emissão das partículas α_1 e α_2 provenientes da quebra do ^{8}Be quando a partícula α da reação ^{2}H(^{11}B,α^8Be)n é detectada no detector C_1. À esquerda para a reação envolvendo o estado fundamental do ^{8}Be e à direita o primeiro estado excitado.

5.5 Análise de Dados: Identificação da Reação $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$

Após a calibração em energia e posição dos detectores PSD, de maneira análoga à descrita na seção 4.5, a etapa seguinte de uma análise típica, utilizando o Método do Cavalo de Tróia, é identificar a reação de três corpos de interesse. Devido a presença do núcleo instável ^{8}Be no canal de saída, é necessário reconstruir o evento do ^{8}Be através da detecção de duas partículas α em coincidência. A partir desse ponto da análise, cada trio de detectores com as coincidências desejadas deve ser estudado separadamente. Nesse caso, devido a simetria do arranjo experimental, é possível agrupar os trios de detectores conforme mostra a tabela 5.3. Por exemplo, no trio D_1-C_1-C_2, o primeiro detector D_1 detecta a partícula α proveniente diretamente da reação $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$, enquanto os dois últimos C_1-C_2 detectam as partículas α provenientes da quebra do ^{8}Be.

	Canal α_0		Canal α_1	
Grupo1	D_1-C_1-C_2	C_1-D_1-D_2	C_1-C_2-D_1	D_1-D_2-C_1
	D_2-C_1-C_2	C_2-D_1-D_2	C_1-C_2-D_2	D_1-D_2-C_2
			C_2-C_1-D_1	D_2-D_1-C_1
			C_2-C_1-D_2	D_2-D_1-C_2
Grupo2	E-C_1-C_2	B-D_1-D_2	C_1-C_2-E	D_1-D_2-B
			C_2-C_1-E	D_2-D_1-B
Grupo3	F_1-C_1-C_2	A_1-D_1-D_2	C_1-C_2-F_1	D_1-D_2-A_1
	F_2-C_1-C_2	A_2-D_1-D_2	C_1-C_2-F_2	D_1-D_2-A_2
			C_2-C_1-F_1	D_2-D_1-A_1
			C_2-C_1-F_2	D_2-D_1-A_2

Tabela 5.3: Separação dos trios de detectores em grupos devido a simetria do arranjo experimental. Para cada grupo de detectores deve ser feita uma análise separada.

A partir desse ponto, a análise deve ser feita de forma separada para cada um dos grupos e para cada um dos canais α_0 e α_1 conforme representado na tabela 5.3. O grupo que apresentou melhor resolução em energia e maior estatística para o canal α_0 foi o Grupo 3 e para o canal α_1 foi o Grupo 2. Desta forma, a análise subsequente refere-se a esses dois grupos.

5.5.1 Identificação do ^{8}Be

A identificação do ^{8}Be foi feita através do cálculo da energia relativa entre duas partículas detectadas em diferentes PSDs utilizando a relação (5.4). O ângulo relativo $\theta_{\alpha 1 \alpha 2}$ entre as partículas foi calculado através da soma quadrática do ângulo relativo medido no plano com o ângulo φ estimado fora do plano. Os eventos no pico em torno de 90 keV (figura 5.12 esquerda), associado ao decaimento do ^{8}Be no estado fundamental em duas partículas α, foram selecionados e a partir das medidas das energias e ângulos das partículas α, pode-se calcular a energia do ^{8}Be e seu ângulo de emissão (θ_{8Be}) no referencial de laboratório através das relações 5.5 e 5.6. Devido a disposição angular dos detectores PSD, também foi possível selecionar os eventos correspondentes ao decaimento do ^{8}Be no primeiro estado excitado, representado pelo pico na energia relativa das partículas α em torno de 3 MeV (figura 5.12 direita).

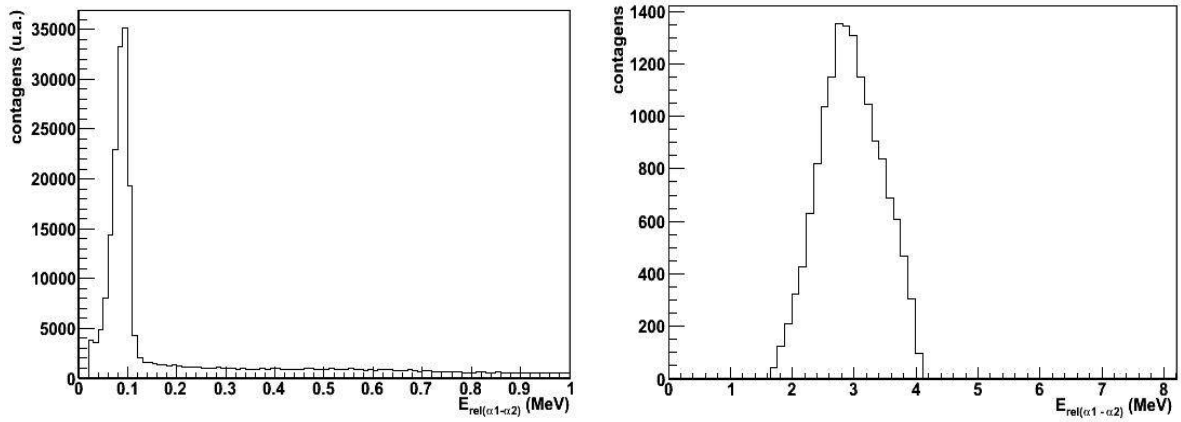


Figura 5.12: Espectro de energia relativa entre as partículas α em coincidência nos PSDs. À esquerda o canal α_0, onde presença do pico em torno de 90 keV está associada ao decaimento do ^{8}Be no estado fundamental. À direita o canal α_1 , onde presença do pico em torno de 3 MeV está associada ao decaimento do ^{8}Be no primeiro estado excitado.

5.5.2 Identificação e Seleção da Reação de Três Corpos

Após a identificação do ^{8}Be e assumindo o número de massa 4 para a terceira partícula detectada em coincidência no mesmo evento, é possível construir o locus cinemático E_α vs. E_{8Be} da reação $^2H(^{11}B,\alpha_0{}^8Be)n$ para o grupo 3 de detectores da tabela 5.3 e, de forma análoga, para a reação $^2H(^{11}B,\alpha_1{}^8Be)n$ para o grupo 2 (figura 5.13). É importante destacar que os cálculos de conservação de momento e energia foram feitos considerando a partícula não detectada, neste caso o nêutron, como tendo número de massa 1. O espectro do Q da reação para os eventos selecionados no locus cinemático está representado na figura 5.14. Os valores teóricos para o Q da reação são $Q_{teórico}$ = 6,36 MeV (canal α_0) e $Q_{teórico}$ = 3,33 MeV (canal α_1).

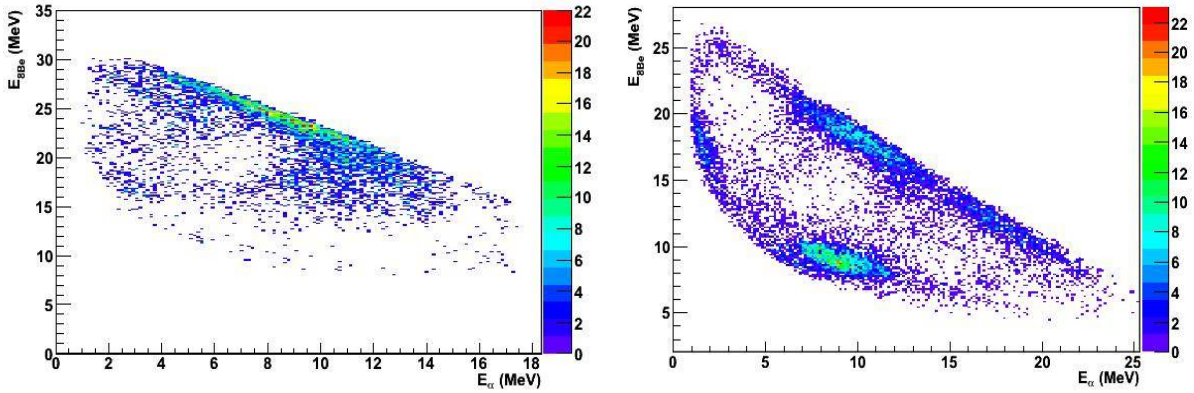


Figura 5.13: Locus cinemático E_α vs. E_{8Be} para a reação $^2H(^{10}B,\alpha^8Be)n$ a 27,2 MeV, assumindo um nêutron como a partícula não detectada. À esquerda o canal α_0 e à direita o canal α_1.

.

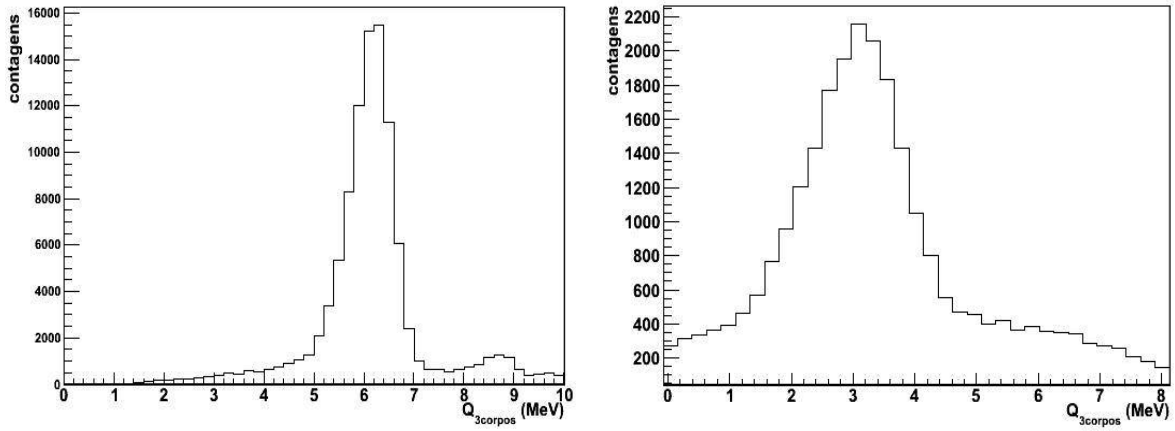


Figura 5.14: Valor experimental do Q da reação $^2H(^{11}B,\alpha^8Be)n$. À esquerda o pico em torno de 6,3 MeV está de acordo com o valor teórico Q = 6,36 MeV para a reação $^2H(^{10}B,\alpha_0{}^8Be)n$ e à direita o pico em torno de 3,3 MeV está de acordo com o valor teórico Q = 3,33 MeV para a reação $^2H(^{11}B,\alpha_1{}^8Be)n$.

5.6 Evidências Experimentais do Mecanismo QF

Como foi discutido nos capítulos anteriores, a idéia principal do THM é extrair o fator astrofísico *S(E)* de uma reação de interesse astrofísico através da seleção do mecanismo QF de uma reação de 3 corpos apropriada. No caso da reação de 3 corpos de interesse $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$, o canal de saída formado pelas partículas $\boldsymbol{\alpha}$, $\boldsymbol{^{8}Be}$ e $\boldsymbol{n}$ pode ser atingido através de diferentes mecanismos. Um possível mecanismo é o decaimento sequencial (*sequential decay* - SD), que corresponde a formação do núcleo composto ^{13}C seguido pela emissão do nêutron ($^{11}B + {}^{2}H \rightarrow {}^{13}C^{*} \rightarrow n + {}^{12}C^{*} \rightarrow n + {}^{8}Be + \alpha$). Outros mecanismos possíveis são os processos diretos, cujas possibilidades estão representados na figura 5.15.

Como descrito anteriormente, o nível 16,11 MeV do ^{12}C (centrado em 150 keV) é o mais importante no estudo do canal α_0 da reação $^{11}B(p,\alpha)^{7}Be$. Já para o canal α_1, além do nível anterior, está presente também o nível 16,57 MeV do ^{12}C. Como apenas o mecanismo (a) da figura 5.15 é de interesse para o restante da análise, uma investigação mais detalhada é necessária.

Primeiramente, o estudo das energias relativas das partículas no canal de saída $E_{\alpha 8Be}$, $E_{\alpha n}$ e E_{8Ben} permite obter informações sobre a presença dos estados excitados intermediários do ^{12}C, ^{5}He e ^{9}Be (figura 5.15) e separar as contribuições dos mecanismos diretos. No caso do canal α_0, a presença da faixa vertical em $E_{\alpha 8Be}$ = 8,71 MeV (figura 5.16 esquerda) corresponde ao estado excitado do ^{12}C com energia 16,11 MeV. Uma faixa horizontal mais fraca em torno de $E_{\alpha n}$ = 0,5 MeV (figura 5.16 esquerda) corresponde ao estado fundamental do ^{5}He. E a faixa horizontal em torno de E_{8Ben} = 1,4 MeV (figura 5.17 esquerda) corresponde ao estado excitado do ^{9}Be com energia 3,05 MeV. Apenas o estado 16,11 MeV do ^{12}C contribui na região de

interesse astrofísico e contribuições dos estados intermediários do ^{5}He e ^{9}Be foram subtraídas.

Uma discussão análoga pode ser feita para o canal α_1. Neste caso, devido a resolução do experimento e a baixa estatística não é possível identificar nos histogramas bidimensionais da figura 5.16 (direita) e figura 5.17 (direita) os estados excitados presentes. Porém, em um histograma unidimensional nota-se a presença dos estados excitados 16,11 e 16,57 MeV do ^{12}C, como será mostrado mais adiante..

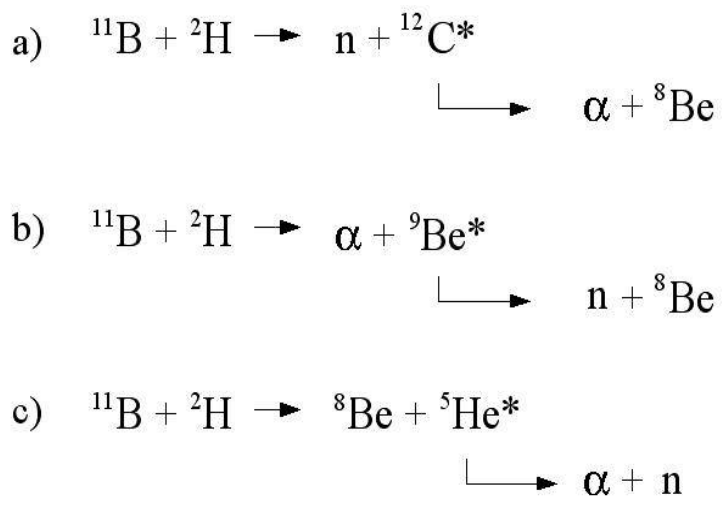


Figura 5.15: Formação e decaimento dos estados intermediários do ^{12}C (a), ^{9}Be(b) e ^{5}He(c) respectivamente. A identificação desses processos e separação do mecanismo QF representa um estágio importante na análise.

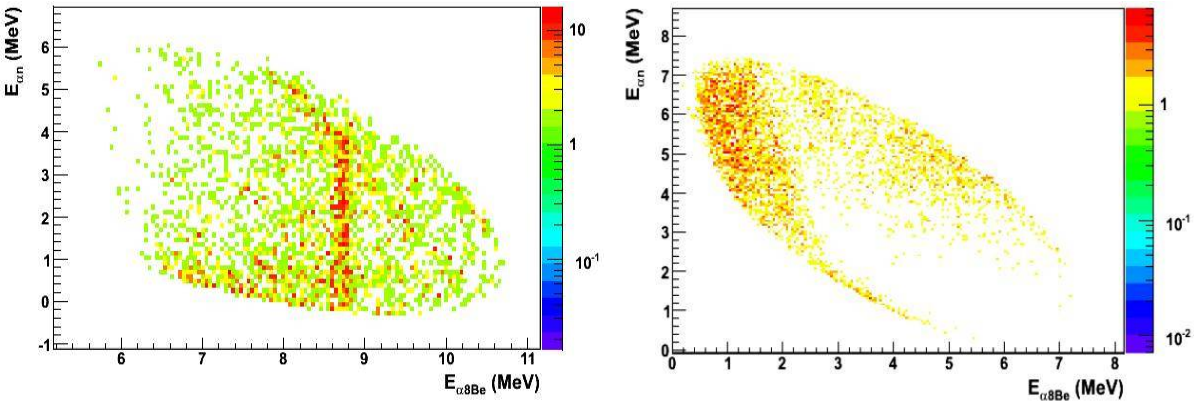


Figura 5.16: À esquerda, espectro de energia relativa $E_{\alpha 8Be}$ vs. $E_{\alpha n}$ para o canal α_0. A faixa vertical em torno de 8,71 MeV corresponde ao estado excitado do núcleo intermediário ^{12}C. A faixa horizontal em torno de 0,5 MeV corresponde ao estado fundamental do ^{5}He. À direita, espectro de energia relativa $E_{\alpha 8Be}$ vs. $E_{\alpha n}$ para o canal α_1.

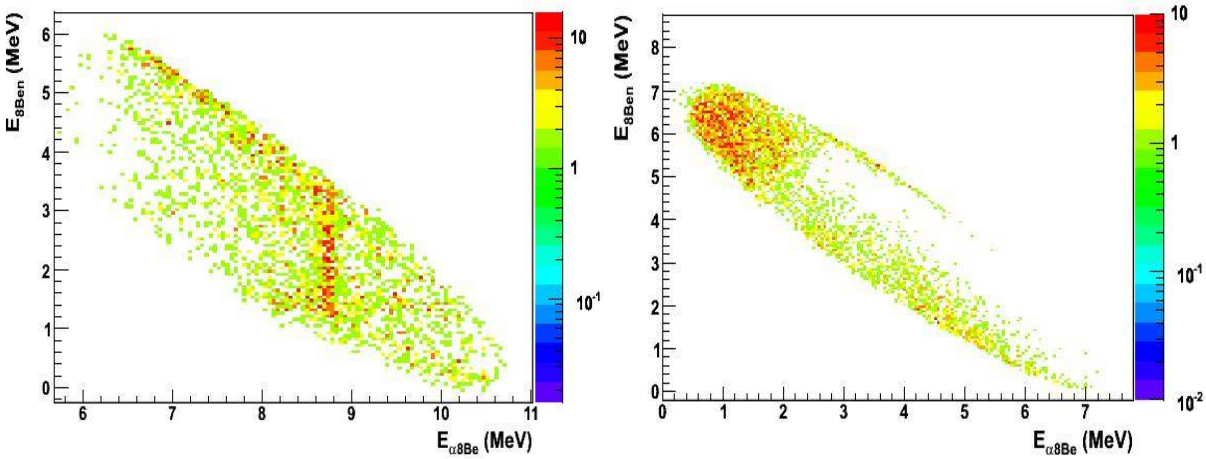


Figura 5.17: À esquerda, espectro de energia relativa $E_{\alpha 8Be}$ vs. E_{8Ben} para o canal α_0, a faixa vertical em torno de 8,71 MeV corresponde ao estado excitado do núcleo intermediário ^{12}C. A faixa horizontal em torno de 1,4 MeV corresponde ao estado excitado 3,05 MeV do ^{9}Be. À direita, espectro de energia relativa $E_{\alpha 8Be}$ vs. E_{8Ben} para o canal α_1.

O estágio seguinte da análise consiste na discriminação entre os eventos de interesse provenientes do mecanismo QF e os provenientes do SD. Do ponto de vista experimental, esse tipo de solução precisa de alguns testes relacionados com os valores do momento do espectador, neste caso, o nêutron.

A figura 5.18 representa o comportamento da energia relativa $E_{\alpha 8Be}$ em função do momento do nêutron p_n. A partir desse gráfico nota-se uma forte dependência entre a seção de choque da reação de 3 corpos e o momento do nêutron, ou seja, podemos assumir o nêutron como espectador da reação. Esse gráfico é conhecido na literatura como diagrama borboleta (*butterfly-diagram)* e confirma que é possível aplicar o THM à reação de 3 corpos afim de extrair a seção de choque da reação de 2 corpos de interesse.

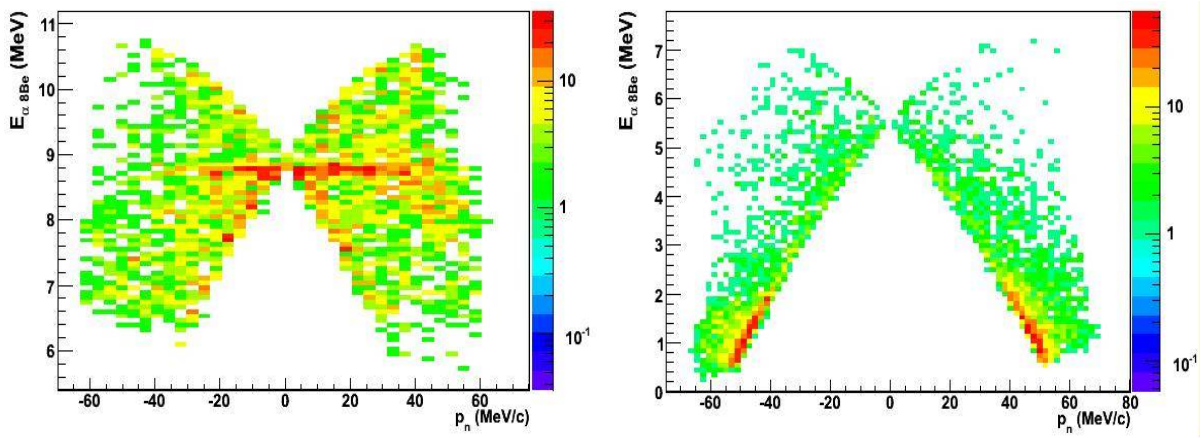


Figura 5.18: Espectro de $E_{\alpha 8Be}$ (MeV) vs. p_n (MeV/c) de acordo com as simulações da figura 5.7. À esquerda, para o canal α_0, a faixa horizontal em 8,7 MeV revela a presença do estado excitado 16,11 MeV do ^{12}C na região de interesse, onde $|p_n| < 30$ MeV/c. À direita, para o canal α_1, devido à baixa estatística não é possível identificar a contribuição dos estados do ^{12}C, porém nota-se que existem eventos na região de interesse astrofísico com $|p_n| < 30$ MeV/c.

O passo seguinte da análise consiste em estudar a distribuição experimental de momento do nêutron. Na hipótese do QF, o nêutron no canal de saída deve manter a mesma distribuição de momentos para o movimento relativo ***p - n*** que possuía dentro do deuteron. Desta forma, selecionando uma pequena região ($8.59 < E_{\alpha 8Be} < 8.69$ MeV) no espectro da figura 5.18 (esquerda), onde a seção de choque de 2 corpos pode ser considerada praticamente constante, e dividindo pelo fator de espaço de fase *KF* obtido por simulação Monte Carlo, obtém-se o gráfico da figura 5.19, proporcional à distribuição de momentos do nêutron dentro do deuteron, a qual é descrita pela função de Hultèn (4.2). O gráfico da distribuição de momentos foi obtido para o canal α_0 (figura 5.19). A compatibilidade entre os dados experimentais e a função teórica de Hulthèn para o movimento relativo ***p - n*** dentro do deuteron representa uma forte evidência de que o nêutron age como espectador durante a quebra *(break-up)* que ocorre na reação $^{2}H(^{11}B,\alpha_0{}^{8}Be)n$. Após essa evidência experimental, é possível concluir que o mecanismo QF está presente na região de energias de relevância astrofísica, permitindo extrair os resultados astrofísicos de interesse por meio do THM.

Já no caso do canal α_1, devido a baixa estatística não foi possível gerar a distribuição experimental de momentos do nêutron. Mesmo com a baixa estatística e não sendo possível realizar todos os testes presentes em uma análise típica THM, considerou-se que o mecanismo QF está presente para $|p_n| < 30$ MeV/c e foi possível extrair o comportamento do fator astrofísico *S(E)* onde nota-se a presença das duas ressonâncias esperadas em torno de 150 e 620 keV. Como veremos adiante, esse estudo representa um primeiro estágio da uma análise típica utilizando o THM para o canal α_1 da reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ e estabelece os caminhos para um próximo experimento que será proposto em breve, para o qual algumas sugestões de melhoria serão dadas mais adiante.

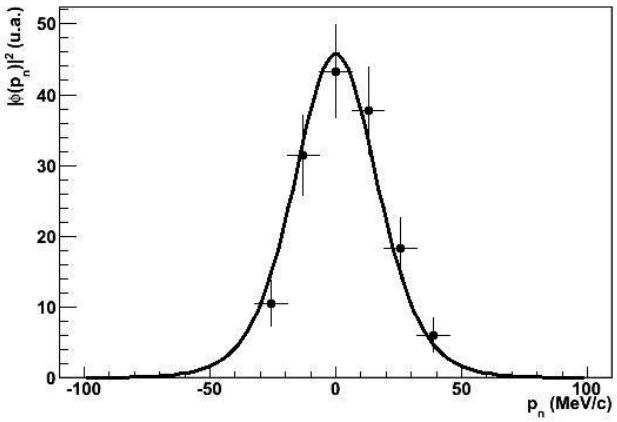


Figura 5.19: Distribuição experimental do momento do nêutron no canal de saída da reação de três corpos (pontos pretos) comparada com a função teórica de Hulthèn (4.2) no espaço dos momentos (linha preta) para o canal α_0.

5.7 Obtenção do Fator Astrofísico S(E)

Após a seleção do mecanismo QF na reação de 3 corpos, por meio da aproximação PWIA, é possível extrair a parte nuclear da seção da choque da reação de 2 corpos expressa por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{N}_{^{11}B-p} \propto \frac{d^3\sigma}{dE_\alpha\, d\Omega_\alpha\, d\Omega_{^8Be}} \frac{v_{^{11}B-p}}{v_{^8Be-\alpha}} \left[(KF).|\phi(p_n)^2|\right]^{-1} \qquad (5.8)$$

onde, o índice N representa apenas a parte nuclear da seção de choque da reação de dois corpos de interesse $^{11}B(p,\alpha)^8Be$. Para o passo seguinte da análise, os eventos com $|p_n| < 30$

MeV/c foram selecionados onde o mecanismo QF é dominante.

Para obter a seção de choque de dois corpos σ^N (figura 5.20c) dividi-se a seção de choque de três corpos (figura 5.20a) pelo termo $KF \cdot |\phi(p_n)^2|$ (figura 5.20b) obtido através de simulação Monte Carlo. Para obter a seção de choque σ^N deve-se ainda efetuar a integral da seção de choque diferencial obtida. O resultado é então dividido pelo termo $v_{^{11}B-p} / v_{^{8}Be-\alpha}$, que representa a razão entre as velocidades relativas no canal de entrada e no canal de saída (figura 5.21).

Na simulação Monte Carlo do termo $KF \cdot |\phi(p_n)^2|$ (figura 5.20b) considerou-se o processo direto representado na figura 5.15 (a). Para 10^8 eventos sorteou-se um ângulo de emissão do ^{12}C no referencial de centro de massa e calculou-se o ângulo de emissão do nêutron. Sorteou-se, então, a energia relativa para as partículas α e ^{8}Be no canal de saída no intervalo de relevância astrofísica e o ângulo da α; usando as leis de conservação de momento e energia calculou-se as respectivas energias cinéticas e ângulos no referencial de centro de massa. Calculou-se a energia de centro de massa entre o ^{11}B e o próton através da relação (3.5). Considerou-se ainda a quebra do ^{8}Be em duas partículas α – para o estado fundamental (figura 5.20b esquerda) e o para o primeiro estado excitado (figura 5.20b direita). Os eventos foram modulados pela função teórica de Hùlthen (4.2) e considerou-se ainda os cortes em energia e a cobertura geométrica dos detectores. Uma etapa importante na simulação foi considerar os ângulos tanto em θ quanto em ϕ das partículas α provenientes da quebra do ^{8}Be.

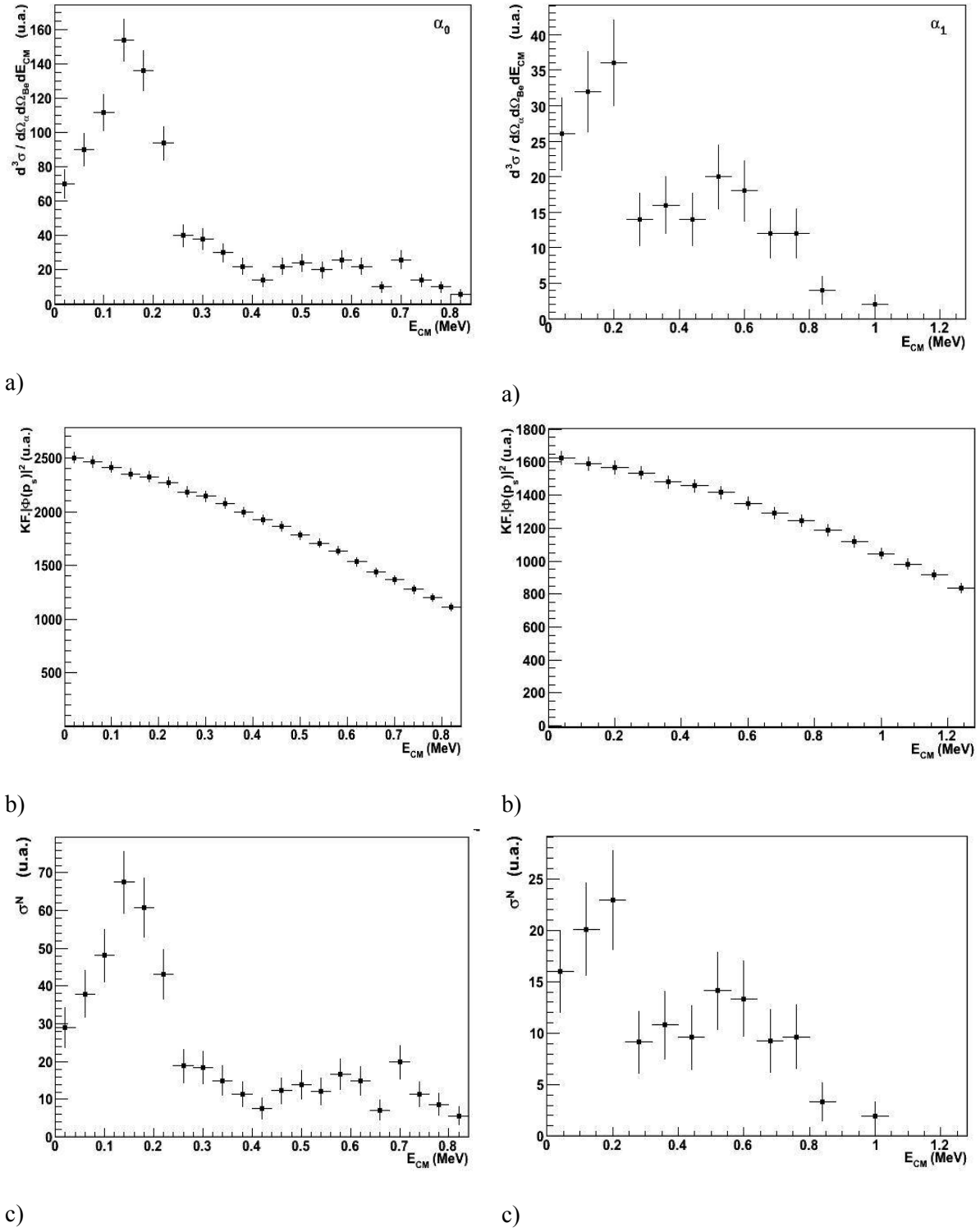


Figura 5.20: Espectro de coincidências da reação de 3 corpos (a) para o canal α_0 (esquerda) e canal α_1 (direita) dividido pela simulação Monte Carlo do termo $KF \cdot |\phi(p_n)^2|$ (b) resultando na seção de choque da reação de 2 corpos σ^N (c).

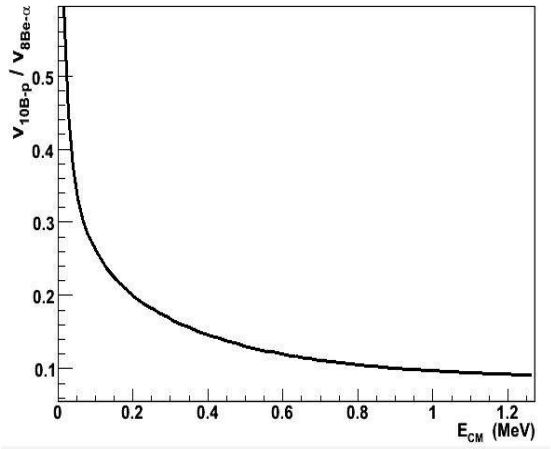


Figura 5.21: Termo $v_{^{10}B-p}/v_{^{8}Be-\alpha}$ em função da energia de centro de massa E_{CM}.

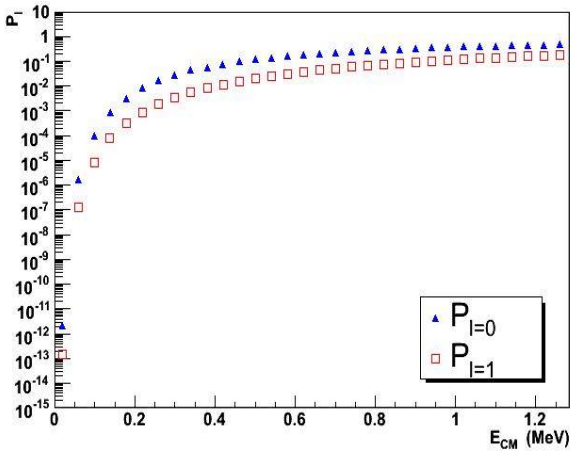


Figura 5.22: Fator de penetrabilidade P_l (equação 2.18) para as componentes $l=0$ e $l=1$ da função de onda.

É importante lembrar que a parte nuclear da seção de choque σ^N obtida (figura 5.20c) está em unidades arbitrárias, e portanto, o próximo passo da análise é a comparação com os dados diretos para efetuar o procedimento de normalização. A seção de choque obtida pelo THM não inclui o fator de penetrabilidade P_l e é necessário incluí-lo para tornar possível a comparação com os dados diretos e consequente normalização [Cherubini et al. (1996)], [Spitaleri et al. (1999)], [Spitaleri et al. (2004)].

Uma vez que a seção de choque depende das ondas parciais envolvidas, e desde que a função de excitação pode ser escrita em termos do acoplamento entre os termos ressonante e não ressonante, a penetrabilidade e os pesos relativos devem ser considerados. Em maiores detalhes, o estado ressonante do ^{12}C centrado em 16,106 MeV apresenta momento angular e paridade $J^{\pi}=2^{+}$, o próton possui $J^{\pi}=1/2^{+}$ e o ^{11}B $J^{\pi}=3/2^{-}$. Desta forma, a ressonância centrada em E_{CM} = 148 keV representa uma função de onda-p com $l=1$. Já a

ressonância centrada em 620 keV (presente apenas no canal α_1) representa uma onda-s com $l=0$ e a parte não ressonante também possui componente $l=0$. A seção de choque da reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ pode ser obtida através da relação:

$$\sigma = W_{l=0} \cdot P_{l=0} \cdot \sigma_{l=0}^{N} + W_{l=1} \cdot P_{l=1} \cdot \sigma_{l=1}^{N} \quad , \qquad (5.9)$$

onde W_l é o peso relativo e P_l é o fator de penetrabilidade para cada componente l da função de onda, expresso por (2.17). O fator astrofísico pode então ser obtido diretamente a partir da expressão:

$$S(E) = E \sum_{l=0} W_l P_l \sigma_l^N \exp(2\pi\eta) \qquad (5.10)$$

onde η é o fator de Sommerfeld e $2\pi\eta(^{11}B+p) = 150{,}3\, E^{-1/2}$, sendo E a energia de centro de massa expressa em keV.

A normalização para cada componente da função de onda foi feita de forma independente, ou seja, as constantes W_0 e W_1 foram obtidas separadamente. A figura 5.23 mostra um ajuste dos dados THM (linha cheia) e a contribuição de cada uma das componentes $l=0$ (linha pontilhada) e $l=1$ (linha tracejada) para os canais α_0 (esquerda) e α_1 (direita).

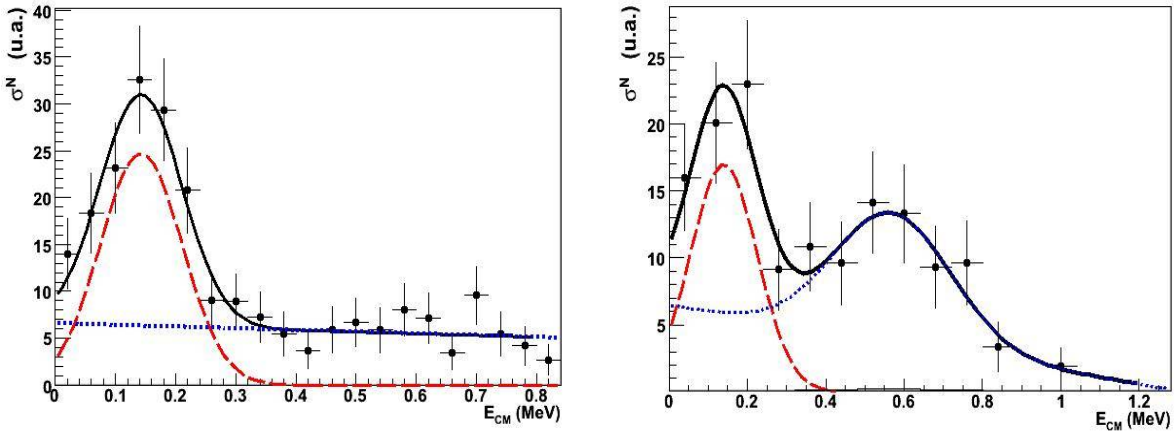


Figura 5.23: Estudo das partes ressonante e não ressonante na reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ para o canal α_0 (esquerda) para o canal α_1 (direita). A linha cheia preta representa o ajuste. A linha tracejada mostra a contribuição da componente $l=1$ enquanto a linha pontilhada mostra a contribuição da componente $l=0$.

Para comparar os dados obtidos pelo THM com os dados diretos deve-se considerar que a resolução em energia nesses experimentos não é a mesma. Essa diferença pode ser verificada comparando a FWHM (largura a meia altura) da ressonância centrada em 150 keV nos dados diretos canal α_0 (figura 5.2 da esquerda) com a FWHM dessa mesma ressonância nos dados THM (figura 5.23 da esquerda). Por esse motivo, esses dados não podem ser comparados diretamente. Os dados diretos foram então graficados com a mesma resolução em energia dos dados THM, que está em torno de 60 keV, mantendo a mesma integral (figura 5.24 e 5.25). Como o efeito de blindagem eletrônica é desprezível para energias de centro de massa maiores do que 50 keV, o ajuste dos dados diretos foi feito a partir desse valor até 1000 keV, onde chegam os dados diretos para cada canal [Becker et al. (1987)].

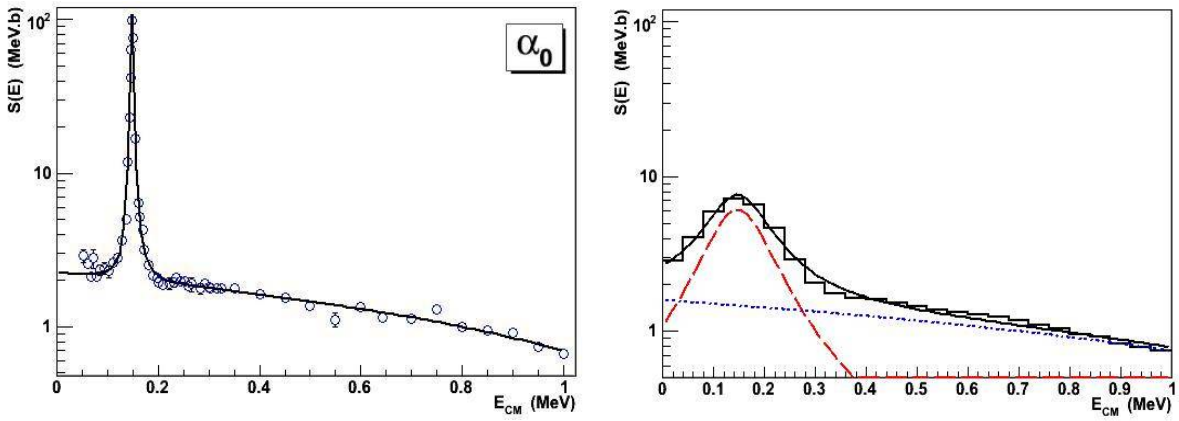


Figura 5.24: À esquerda, ajuste dos dados diretos [Becker et al. (1987)] com uma Briet-Wigner e um fundo linear. À direita, um histograma representando os dados diretos com resolução piorada para 60 keV para ser comparada com os dados obtidos pelo THM para o canal α_0 da reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$. A linha cheia preta representa o ajuste. A linha tracejada mostra a contribuição da componente ressonante $l=1$ enquanto a linha pontilhada mostra a contribuição da componente não ressonante $l=0$.

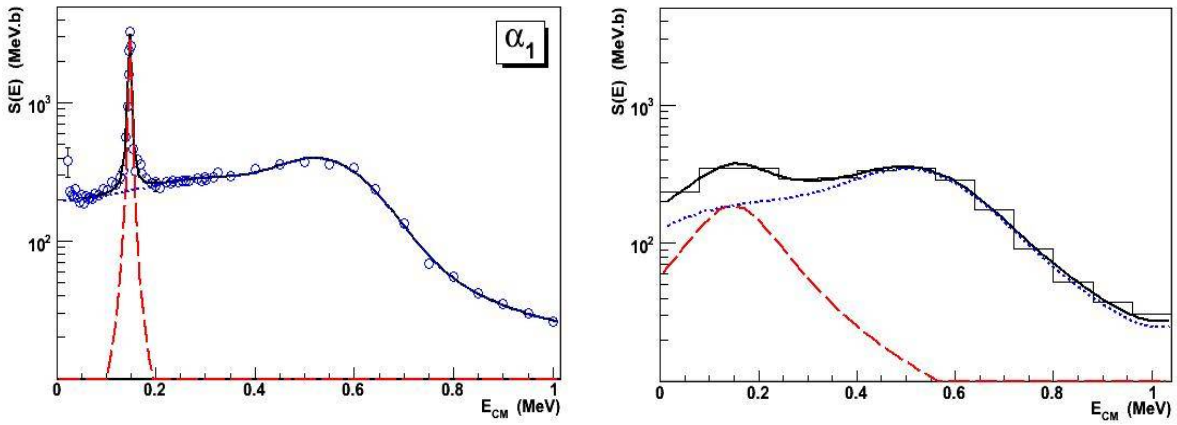


Figura 5.25: À esquerda, ajuste dos dados diretos [Becker et al. (1987)]. À direita, um histograma representando os dados diretos com resolução piorada para 60 keV para ser comparado com os dados obtidos pelo THM para o canal α_1 da reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$. A linha cheia preta representa o ajuste. A linha tracejada mostra a contribuição da componente ressonante $l=1$ e a linha pontilhada mostra a contribuição da componente $l=0$ descrita por uma ressonância centrada em torno de 540 keV, um fundo linear e um termo de interferência entre os dois últimos termos.

Os dados diretos para o canal α_0 (figura 5.24 esquerda) foram ajustados por uma Briet-Wigner somada com um fundo linear. Os parâmetros obtidos para a ressonância com $l=1$ foram E_{R1} = 148 keV, Γ_{R1} = 5 keV e S_{R1} = 1058 MeV.b.

Já para os dados diretos no canal α_1 (figura 5.25 esquerda) seguiu-se o procedimento descrito em [Angulo et al. (1993)], considerando além das duas ressonâncias, um fundo linear e uma contribuição atribuída a interferência entre a ressonância $l=0$ e o fundo não ressonante. O ajuste da figura 5.25 (esquerda) forneceu para a ressonância com $l=1$ os parâmetros E_{R1} = 148 keV, Γ_{R1} = 5,3 keV e S_{R1} = 2967 MeV.b. A ressonância com $l=0$ foi ajustada por uma Gaussiana cujos parâmetros obtidos foram E_{R2} = 541 keV, σ_{R2} = 92 keV e S_{R2} = 250 MeV.b. O valor obtido de $S(0)=192\pm38\,MeV\cdot b$ é compatível com o obtido pelo ajuste dos dados diretos desconsiderando o efeito de blindagem eletrônica em [Becker et al. (1987)] $S(0)=197\pm12\,MeV\cdot b$.

O mesmo tipo de ajuste foi feito para os histogramas gerados a partir dos dados diretos (figura 5.24 direita e 5.25 direita) e a partir das áreas de cada uma das componentes pode-se determinar W_1 e W_0 e efetuar o procedimento de normalização do fator astrofísico com os dados diretos.

A normalização com os dados diretos para o canal α_0 foi realizada considerando o critério de minimização do $\chi^2_{reduzido}$ (de forma análoga a descrita na seção 4.9) e o erro associado foi de 20 %. As barras de erro da figura 5.26 consideram o erro estatístico, somado com o erro de normalização e com o erro associado à subtração dos estados intermediários do ^{9}Be e do ^{5}He em torno de 10 %. A linha tracejada na figura 5.26 representa um ajuste dos dados indiretos THM utilizando a relação analítica (5.11):

$$S(E)=a_0+a_1\cdot E+a_2\cdot\exp\left[-0{,}5\cdot\left(\frac{E-a_3}{a_4}\right)^2\right] \qquad (5.11)$$

Nesta caso, devido a resolução desse experimento, no lugar da função Briet-Wigner utilizou-se uma função gaussiana para ajustar a componente ressonante e os parâmetros obtidos do ajuste estão representados na tabela 5.4.

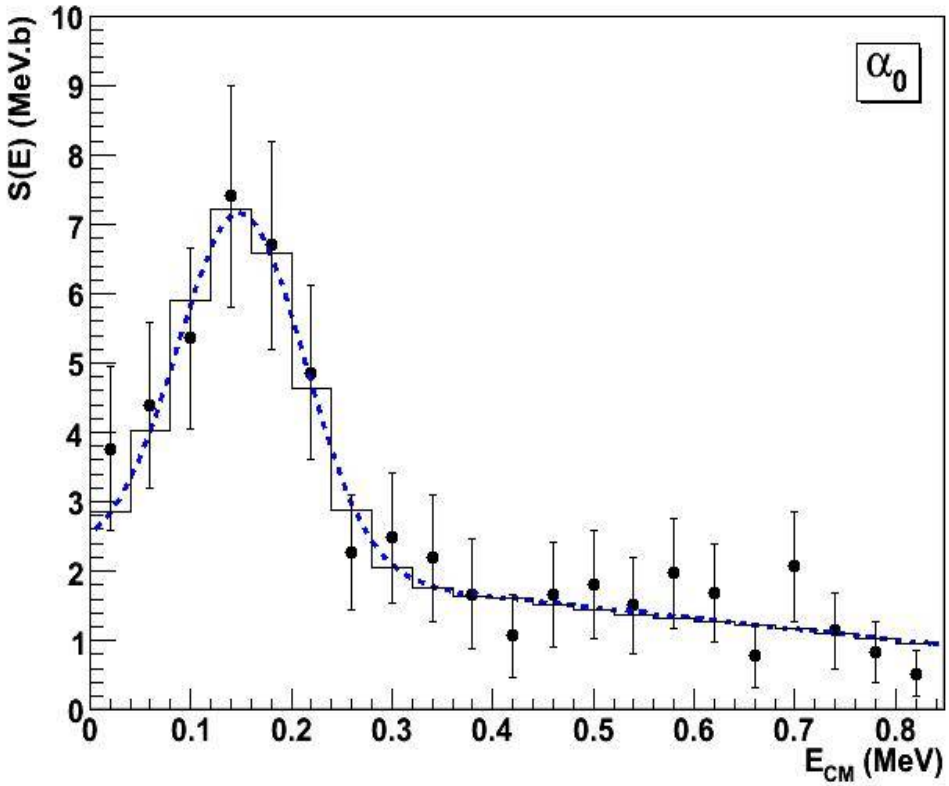


Figura 5.26: Fator astrofísico da reação $^{11}B(p,\alpha_0)^8Be$. Os dados THM (pontos pretos) foram normalizados com os dados diretos (histograma da figura 5.24 direita) usando duas constantes diferentes de normalização para cada uma das componentes da função de onda. As barras de erro contém o erro estatístico somado com o erro de normalização. A linha tracejada representa um ajuste considerando a parte ressonante e a parte não ressonante.

Parâmetro	Valor	Erro (±)
a_0	2,26 $(MeV \cdot b)$	0,59 $(MeV \cdot b)$
a_1	- 1,55 (b)	0,77 (b)
a_2	5,1 $(MeV \cdot b)$	1,1 $(MeV \cdot b)$
a_3	0,15 (MeV)	0,04 (MeV)
a_4	0,063 (MeV)	0,016 (MeV)

Tabela 5.4: Parâmetros do ajuste do fator astrofísico obtido através do THM utilizando a relação analítica (5.11).

O valor do fator astrofísico a energia zero pode ser obtido através do ajuste e seu valor é $S(0)=2{,}56\pm0{,}62(MeV\cdot b)$. Por outro lado, considerando que nos dados diretos a contribuição da ressonância centrada em 150 keV ao fator astrofísico a energia zero é praticamente nula e apenas a contribuição da componente $l=0$ está presente, é mais razoável calcular o fator astrofísico a energia zero através dos parâmetros do ajuste apenas da componente de onda $l=0$. Neste caso, o valor é $S(0)=2{,}26\pm0{,}59(MeV\cdot b)$ o qual é compatível com o extraído a partir dos dados diretos $S(0)=2{,}1(MeV\cdot b)$ [Becker et al. (1987)] e também é compatível com o obtido através do um ajuste dos dados diretos utilizando o Método da Matriz-R [Barker (2002)] $S(0)=2{,}4(MeV\cdot b)$.

O valor de *S(0)* obtido nesta tese representa um progresso em relação a medidas anteriores do canal α_0 dessa reação utilizando o THM para o qual extraiu-se um valor de $S(0)=0{,}41\pm0{,}09(MeV\cdot b)$ [Spitaleri et al. (2004)]. Essa discrepância pode ser devido a não inclusão do termo v_{Ax}/v_{Cc} , que inclui os efeitos da barreira Coulombiana e de *"off-energy shell"* quando a energia do projétil não é suficientemente alta para torná-los desprezíveis [Typel e Wolter (2000)], [Typel e Baur (2003)].

Adotou-se o mesmo procedimento para a normalização do fator astrofísico para o canal α_1 da reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ com os dados diretos. O fator astrofísico obtido por meio da relação (5.10) está representado na figura 5.27.

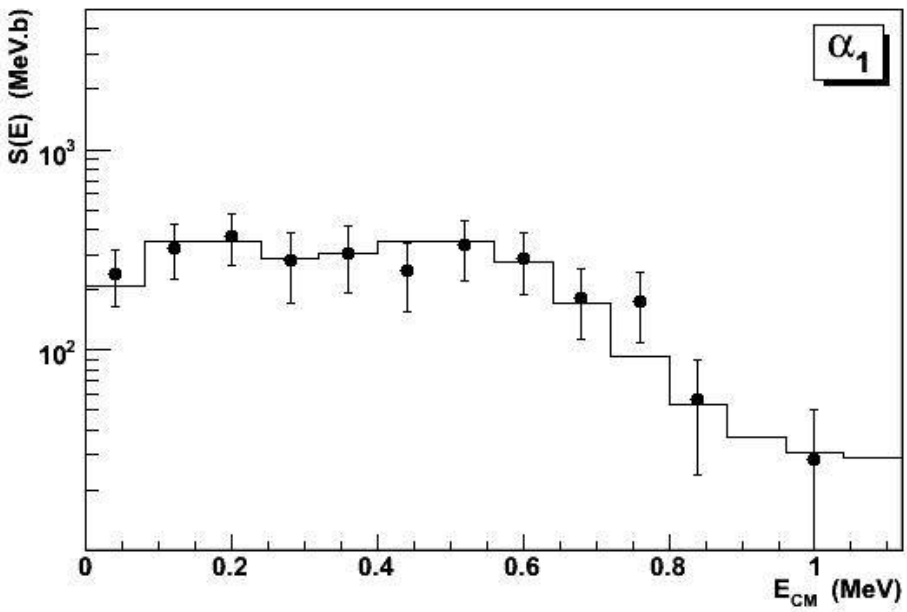


Figura 5.27: Fator astrofísico da reação $^{11}B(p,\alpha_1)^8Be$. Os dados THM (pontos pretos) foram normalizados com os dados diretos (histograma da figura 5.25 direita) usando duas constantes diferentes de normalização para cada uma das componentes da função de onda. As barras de erro contém o erro estatístico somado com o erro de normalização.

O fator astrofísico extraído para o canal α_1 da reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ descreve o comportamento dos dados diretos quando ambos são comparados com a mesma resolução em energia (como descrito anteriormente). A FWHM obtida nesse experimento é de ~ 140 keV enquanto que no experimento direto essa largura é de 5,3 keV, o que leva a uma resolução na energia de centro de massa E_{CM} em torno de 60 keV.

Devido a essa resolução, não é possível extrair mais informações sobre o fator astrofísico nem sobre o potencial de blindagem eletrônica. Entretanto, esse resultado é inédito

e representa um primeiro passo no estudo do canal α_1 utilizando o THM, o qual apesar de ser dominante na reação direta $^{11}B(p,\alpha_1)^8Be$ (fator 100 maior que o canal α_0), não é o canal dominante na reação de três corpos $^2H(^{11}B,\alpha_1{}^8Be)n$ utilizada na análise através do THM. Desta forma, um novo experimento deve ser realizado de forma a aumentar a estatística, aumentando o tempo de feixe em relação ao experimento anterior que foi de 2 semanas e cobrindo uma maior região angular com os detectores PSDs. Para cobrir toda a região angular de interesse, alguns dos detectores PSD devem ser posicionados a ângulos bem dianteiros (< 10°), porém, nesses ângulos, a taxa de contagem do espalhamento elástico das partículas do feixe no alvo é grande o suficiente para saturar o detector PSD. Desta forma, pode-se pensar em algum procedimento para separar os eventos do espalhamento elástico, por exemplo, usando um seletor de velocidades logo após o alvo.

5.8 Estudo da Resolução no THM

É comum separar-se os erros dos experimentos em duas categorias: sistemáticos e estatísticos [Helene e Vanin (1981)]. Os erros sistemáticos podem ser provenientes da calibração dos instrumentos, procedimentos incorretos ou falhas conceituais, enquanto os erros estatísticos são causados por variações incontroláveis e aleatórias dos instrumentos de medidas ou das condições externas ao experimento. Porém, muitas vezes, as causas desses dois tipos de erros não podem ser separadas.

Como foi mostrado no item anterior, a resolução na energia de centro de massa do

experimento THM da reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ descrito nesta tese não foi a mesma dos dados diretos [Becker et al. (1987)], e dessa forma, os resultados não puderam ser comparados diretamente. Para entender essa diferença de resolução, realizou-se uma simulação Monte Carlo considerando as resoluções em energia e posição dos detectores PSD.

Neste experimento envolvendo a reação de três corpos $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$, foram detectadas três partículas em coincidência, sendo uma partícula α do canal de saída da reação em coincidência com duas partículas α provenientes do decaimento do ^{8}Be. As medidas individuais de energia e posição de cada partícula estão sujeitas a erros que não podem ser totalmente eliminados pois são inerentes ao processo de medida devido a resolução finita dos detectores PSD. Os PSDs utilizados foram da MICRON, modelo T, com resolução de 0,5 % em energia e 0,3 mm em posição. Conhecidas as distâncias dos PSDs ao alvo (tabela 5.2) é possível calcular a resolução em posição correspondente em ângulo; para os PSDs C_1 e C_2 a resolução é em torno de 0,1° e para o PSD E é em torno de 0,05°.

A energia de centro de massa na reação de interesse de dois corpos é calculada a partir da energia relativa (5.12) entre as partículas no canal de saída segundo a expressão (3.5). Dessa forma, a resolução na energia de centro de massa E_{CM} depende fortemente da resolução nos ângulos e energias de cada uma das partículas detectadas:

$$E_{rel}=\mu\left(\frac{E_{\alpha}}{m_{\alpha}}+\frac{E_{^{8}Be}}{m_{^{8}Be}}-2\sqrt{\frac{E_{\alpha}E_{^{8}Be}}{m_{\alpha}M_{^{8}Be}}}\cos\theta_{\alpha^{8}Be}\right) \quad (5.12)$$

onde μ é a massa reduzida e $cos\theta_{\alpha 8Be}$ é o ângulo relativo entre as partículas no canal de saída. O ângulo e a energia do ^{8}Be são calculados a partir dos ângulos e energias das partículas α

provenientes da quebra através das relações (5.5 e 5.6).

A fim de se avaliar a resolução esperada para o experimento, realizou-se uma simulação Monte Carlo, onde sorteou-se energias e ângulos para as três partículas medidas no experimento distribuídos dentro de curvas Gaussianas com centróide em valores fixos e σ correspondendo aos valores nominais da resolução em posição ou em energia dos PSDs. A partir desses valores e utilizando as expressões (5.5), (5.6) e (5.12), calculou-se a energia relativa entre as partículas no canal de saída e a partir da expressão (3.5) calculou-se a energia de centro de massa E_{CM}. O resultado é uma distribuição Gaussiana centrada em 40 keV com σ em torno de 47 keV (figura 5.28).

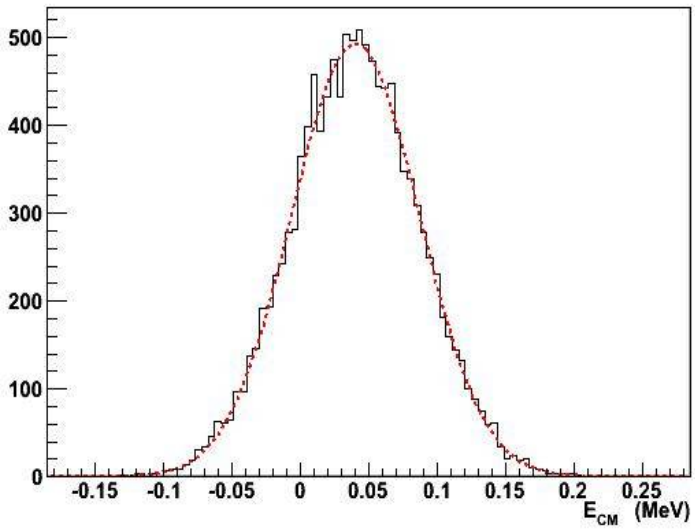


Figura 5.28: Resultado da simulação Monte Carlo para a energia de centro de massa da reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$. A linha pontilhada representa um ajuste Gaussiano centrado em 40 keV com σ em torno de 47 keV.

O valor da resolução na variável E_{CM} obtida através da simulação Monte Carlo, considerando apenas os valores nominais dos erros em posição e energia dos PSDs, já está

bem próximo do valor da resolução do experimento THM em torno de 60 keV. Além disso, deve-se considerar que os erros do experimento são maiores que apenas os erros nominais devido a outras fontes de erro presentes. Entre elas, pode-se citar os erros provenientes do processo de perda de energia das partículas carregadas ao atravessar o alvo e ao atravessar uma fina camada de alumínio no PSD, ao acúmulo de cargas no PSD e ainda a pequenas flutuações no ganho dos detectores ao longo do experimento. Embora esses erros tenham sido minimizados eles estão presentes e não podem ser totalmente eliminados.

Dessa forma, concluí-se que os erros na posição e energia das partículas detectadas são os principais responsáveis pela resolução na energia de centro de massa em torno de 60 keV no experimento.

Capítulo 6

Conclusões

A nucleossíntese dos elementos leves lítio, berílio e boro parece ser bem explicada pelo modelo da nucleossíntese por raios cósmicos galáticos (NGCR) [Fields et al. (2004)], como descrito na seção 1.5 desta tese. As abundâncias observadas dos elementos ^{6}Li,^{9}Be,^{10}B e ^{11}B são bem reproduzidos pelo modelo NGCR, enquanto no caso do ^{7}Li, em particular, grande parte de sua produção deve ter ocorrido durante a nucleossíntese primordial [Malaney & Mathews (1993)]. Entretanto, o valor da abundância primordial de ^{7}Li calculada a partir da razão entre bárions e fótons η deduzida do experimento WMAP [Bennet et. Al (2003)] é maior do que as observações desse elemento em estrelas da primeira geração, como descrito na seção 1.4 desta tese. Para explicar essa discrepância, deve-se considerar os mecanismos de

mistura que agem no interior estelar e geram essa depleção observada [Stephens et al. (1997)]. Em estrelas anãs do grupo F e G, a queima de Li não ocorre na superfície, porém, através de mecanismos de mistura como convecção ou mistura induzida por rotação [Boesgaard (2004a)], o material superficial pode ser carregado até regiões mais internas da estrela onde as reações nucleares (p,α) se tornam eficientes. Algumas características da estrutura interna em diferentes estágios de evolução das estrelas podem ser estudadas através da observação das abundâncias desses elementos leves juntamente com as taxas das reações nucleares responsáveis pela depleção. O berílio e o boro, como são mais resistentes à destruição do que o Li, servem como traço dos mecanismos que ocorrem em regiões ainda mais profundas da estrela [Stephens et al. (1997)], [Boesgaard (2004a)], [Boesgaard te al. (2004b)], [Boesgaard (2005)]. As conclusões dos estudos desses autores foram largamente discutidas na seção 1.6 desta tese e as correlações estudadas entre as abundâncias de Li, Be e B podem ser interpretadas pelo modelo de mistura turbulenta induzida por rotação [Boesgaard et al. (2005)], [Stephens et al. (1997)].

Como esses elementos são destruídos principalmente através de reações (p,α) no interior das estrelas, a contribuição da física nuclear à questão da depleção dos elementos leves é o estudo das reações nucleares envolvendo a queima desses elementos. Devido às condições extremas encontradas nas estrelas, a determinação das seções de choque dessas reações a energias extremamente baixas (região do pico de Gamow) vem sendo um grande desafio para os físicos nucleares ao longo dos anos. Desta forma, apenas em alguns casos é possível medir diretamente a seção de choque e o seu comportamento a baixas energias é geralmente extrapolado da região de energias mais altas.

Para evitar o procedimento da extrapolação, o Método do Cavalo de Tróia vem sendo utilizado nos últimos anos com sucesso no estudo de diversas reações de interesse astrofísico

[Romano et al. (2008)]. Em particular, no trabalho descrito nesta tese, estudou-se através do Método do Cavalo de Tróia as reações $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ e $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ que são as principais responsáveis pela queima do B no interior das estrelas F e G a sequência principal.

Outro aspecto importante para o estudo da reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ está relacionado com a utilização do boro em reatores de fusão para geração de energia relativamente limpa [Raeder et al. (1981)], [Feldbacher e Heindler (1988)], [Rauscher et al. (1996)]. Entretanto, o B natural contém 19,7 % de ^{10}B, o qual produz ^{7}Be como contaminante através da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$. Desta forma, para um estudo completo da viabilidade do boro como combustível nuclear, ambas reações devem ser consideradas [Peterson et al. (1975)].

6.1 Estudo da Reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$

Medidas diretas dessa reação [Angulo et al. (1993)] não chegam à região do pico do Gamow de interesse astrofísico, sendo o menor ponto obtido em torno de 18 keV enquanto o pico de Gamow está centrado em 10 keV. O comportamento do fator astrofísico foi então extrapolado a regiões de energias mais baixas onde existe uma ressonância centrada em 10 keV (Γ = 16 keV) considerando uma função Breit-Wigner cujos parâmetros foram determinados a partir de um experimento independente [Wiescher et al. (1983)] onde o estado ressonante 8,701 MeV do ^{11}C foi estudado através da reação $^{10}B(p.\gamma)^{11}C$.

No trabalho descrito nesta tese, estudou-se a reação de interesse astrofísico $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ pelo Método do Cavalo de Tróia aplicado a reação de três corpos $^{2}H(^{10}B,\alpha^{7}Be)n$. Foram realizados dois experimentos, o primeiro no Laboratório aberto de Física Nuclear,

cujos resultados foram publicados em [L. Lamia et al. (2007)]. Nesse primeiro experimento, devido a baixa resolução em energia de centro de massa, o fator astrofísico obtido não pode ser comparado diretamente com os dados diretos [Angulo et al. (1993)] e o potencial de blindagem eletrônica não pode ser obtido.

Um segundo experimento com melhor resolução em energia foi realizado no *Laboratori Nazionali del Sud* (Catânia / Itália). O fator astrofísico obtido pode ser diretamente comparado com as medidas diretas. Na região da ressonância, o valor do fator astrofísico obtido através do ajuste é $S_R = S(10\,keV) = 1547 \pm 230\,(MeV \cdot b)$. Esse valor é aproximadamente duas vezes menor se comparado com o valor extraído da extrapolação dos dados diretos $S_R = S(10\,keV) = 2870 \pm 500\,(MeV \cdot b)$ [Angulo et al. (1993)]. Uma possível explicação para essa discrepância observada pode estar tanto associada a incertezas provenientes do procedimento de extrapolação dos dados diretos [Angulo et al. (1993)] quanto devido aos efeitos do fator de penetrabilidade a baixas energias no THM (figura 4.23). O valor do fator astrofísico extrapolado para energia zero pode ser obtido através do ajuste usando a expressão (4.13) e seu valor é $S(0) = 967 \pm 144\,(MeV \cdot b)$.

O potencial de blindagem eletrônica obtido para o sistema H - ^{10}B foi $U_e = 434 \pm 100\,eV$. Esse valor está de acordo com o obtido para o sistema H - ^{11}B $U_e = 430 \pm 80\,eV$ [Angulo et al. (1993)], confirmando a discrepância entre os valores de potencial de blindagem eletrônica obtidos experimentalmente e calculados através da teoria (como mostrado na tabela 4.4).

A maior contribuição do THM aplicado à reação ^{10}B(p,α)^{7}Be está na determinação do fator astrofísico a baixas energias sem a necessidade de extrapolação, o que melhora significativamente as incertezas. A reação ^{10}B(p,α)^{7}Be está presente na questão da depleção

dos elementos leves Li, Be e B no interior de estrelas do grupo F e G. O fator 2 de diferença obtido entre os dados THM e as medidas diretas altera os valores da taxa de reação em função da temperatura. As consequências astrofísicas dessa alteração na taxa de reação depende da utilização desses novos valores em códigos de evolução estelar como o FRANEC (*Frascati Network Code*) [Chieffi & Straniero (1989)]. Fazendo uma analogia com a questão do Li (descrita na seção 3.5) pode-se dizer que, em primeira aproximação, mesmo com uma melhor precisão do fator astrofísico obtido, as incertezas nos parâmetros estelares, temperatura efetiva da estrela, massa, metalicidade, efeitos de convecção, difusão microscópica e rotação, ainda dominam sobre as incertezas nos fatores astrofísicos. Isso significa que a questão da abundância do B não é apenas um problema da física nuclear envolvida, mas principalmente um problema que diz respeito a melhorias na determinação dos parâmetros astrofísicos envolvidos.

6.2 Estudo da Reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$

A reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ pode ser estudada através dos canais α_0 e α_1. No canal α_0, o ^{8}Be no canal de saída está no estado fundamental, enquanto no canal α_1, o ^{8}Be está no primeiro estado excitado. Medidas diretas dessa reação estão relatadas em [Angulo et al. (1993)] e [Becker et al. (1987)]. Em particular, em [Becker et al. (1987)] os autores estudaram os canais α_0 e α_1 separadamente, sendo que o α_1 é o canal dominante no fator astrofísico a baixas energias (o canal α_0 corresponde a apenas 1 % da contribuição total). Nesse experimento, os dados não chegam na região de interesse astrofísico. O menor ponto para o canal α_0 é E_{CM} = 51,3 keV e para o canal α_1 é E_{CM} = 21,8 keV, enquanto o pico de Gamow está centrado em

10,13 keV. No canal α_0, está presente uma ressonância bem estreita centrada em 148 keV (Γ = 5,3 keV) populada pelo estado excitado 16,106 MeV do ^{12}C ($J^{\pi}=2^{+}$, l=1) [Ajzenberg-Selove (1990)]. No canal α_1, além dessa ressonância, ainda está presente uma outra centrada em 620 keV populada pelo estado excitado 16,57 MeV do ^{12}C ($J^{\pi}=2^{-}$, l=0).

No trabalho descrito nesta tese, estudou-se a reação de interesse astrofísico $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ pelo Método do Cavalo de Tróia aplicado a reação de três corpos $^{2}H(^{11}B,\alpha^{8}Be)n$. O experimento foi realizado no *Laboratori Nazionali del Sud* (Catânia / Itália). O THM permitiu obter o fator astrofísico dos canais α_0 e α_1 sem supressão Coulombiana e sem o efeito de blindagem eletrônica. Devido a resolução do experimento em torno de 60 keV, os fatores astrofísicos obtido não puderam ser diretamente comparados com as medidas diretas. Para que pudessem ser comparados, os dados diretos [Becker et al. (1987)] foram graficados com a mesma resolução em energia do experimento THM (figura 5.24 e 5.25).

Para o canal α_0 da reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$, o fator astrofísico a energia zero obtido através do ajuste foi $S(0)=2{,}26\pm0{,}59(MeV\cdot b)$, o qual é compatível com o extraído a partir dos dados diretos $S(0)=2{,}1(MeV\cdot b)$ [Becker et al. (1987)] e também é compatível com o obtido através de um ajuste dos dados diretos utilizando o Método da Matriz-R [Barker (2002)] $S(0)=2{,}4(MeV\cdot b)$. Esse novo valor obtido para S(0) representa um progresso em relação a medidas anteriores do canal α_0 dessa reação utilizando o THM, para o qual havia extraído o valor $S(0)=0{,}41\pm0{,}09(MeV\cdot b)$ [Spitaleri et al. (2004)].

O fator astrofísico extraído para o canal α_1 da reação $^{11}B(p,\alpha_1)^{8}Be$ descreve o comportamento dos dados diretos quando ambos são comparados com a mesma resolução em energia (como descrito anteriormente). Devido a essa resolução, não foi possível extrair mais informações sobre o fator astrofísico nem sobre o potencial de blindagem eletrônica.

Entretanto, esse resultado é inédito e representa um primeiro estágio no estudo do canal α_1. Esse primeiro estudo revelou que, apesar do canal α_1 ser dominante na reação direta $^{11}B(p,\alpha_1)^8Be$ (fator 100 maior sobre o canal α_0), não é o canal dominante na reação de três corpos $^2H(^{11}B,\alpha_1{}^8Be)n$ utilizada na análise através do THM. Desta forma, um novo experimento será proposto de forma a aumentar a estatística, aumentando o tempo de feixe em relação ao experimento anterior que foi de 2 semanas e cobrindo uma maior região angular com os detectores PSDs. Para cobrir toda a região angular de interesse, alguns dos detectores PSD devem ser posicionados a ângulos bem dianteiros (< 10º), porém, nesses ângulos, a taxa de contagem do espalhamento elástico das partículas do feixe no alvo é grande o suficiente para saturar o detector PSD. Desta forma, pode-se pensar em algum procedimento para separar os eventos do espalhamento elástico, por exemplo, usando um seletor de velocidades logo após o alvo. Pode-se ainda colocar os detectores PSDs a distâncias maiores em relação ao alvo, o que diminuiria a resolução angular de cada PSD e consequentemente melhoraria a resolução na energia de centro de massa (como foi discutido na seção 5.8).

Outro aspecto a considerar trata dos níveis excitados do ^{12}C, em particular os níveis 16,11 e 16,57 MeV. Os dados diretos do canal α_1 da reação $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ foram ajustados conforme procedimento descrito em [Angulo et al. (1993)], considerando, além de outras coisas, o termo de interferência entre a ressonância R_2 e o fundo não ressonante. Através de um ajuste dos dados diretos [Becker et al. (1987)] realizado neste trabalho (figura 5.25 esquerda), o centróide obtido para a ressonância R_2 foi 541 keV, enquanto o valor esperado é em torno de 620 keV. Essa discrepância existente indica que um esforço maior deve ser feito para um melhor entendimento da presença desses níveis nos dados diretos, bem como das interferências presentes.

6.3 Considerações Gerais e Aplicações Futuras do THM

Como descrito na seção 5.8 deste trabalho, um dos pontos mais importantes a ser considerado no estudo das reações nucleares através do THM é a resolução em energia de centro de massa do experimento. Resoluções típicas obtidas em experimentos anteriores utilizando o THM estão no intervalo 20 - 80 keV. Em alguns casos, os fatores astrofísicos extraídos pelo THM podem ser comparados diretamente com os dados diretos e informações relevantes podem ser extraídas – como foi o caso da reação $^{10}B(p,\alpha)^{7}Be$ estudada neste trabalho. Outras vezes, quando a resolução é baixa, essa comparação direta não é possível - como foi o caso da reação $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ estudada neste trabalho. A resolução em energia depende fortemente das resoluções angulares dos detectores PSD utilizados. A distância dos detectores PSD ao alvo, entre outras coisas, determina a resolução em energia do experimento.

Uma importante contribuição deste trabalho ao THM foi o desenvolvimento de uma infra estrutura de simulação Monte Carlo, que permitirá, entre outras coisas, realizar um planejamento mais efetivo dos experimentos de forma a otimizar a resolução em energia em experimentos futuros.

Como foi descrito na seção 3.5 deste trabalho, o THM vem sendo aplicado com sucesso nos últimos anos a diversas reações de interesse astrofísico [Romano et al. (2008)]. As reações estudadas estão presentes nos cenários da nucleossíntese primordial e estelar e os fatores astrofísicos obtidos podem servir como parâmetro de entrada em modelos de nucleossíntese e de evolução estelar. A seguir descreve-se as aplicações futuras do THM.

O entendimento da nucleossíntese do ^{19}F é muito importante uma vez que sua

abundância observada em estrelas AGB contraria os modelos estelares. Para um entendimento completo dessa questão, estudos das reações envolvendo tanto a sua produção quanto destruição devem ser considerados. Dentro desse cenário, a reação $^{19}F(p,\alpha)^{16}O$ pode ser estudada pelo THM através da reação de três corpos $d(^{19}F,\alpha^{16}O)n$. Essa reação ocorre no ambiente astrofísico a temperaturas da ordem de 10^9 K, que corresponde a uma energia do pico de Gamow da ordem de 500 keV. Desta forma, para estudar essa reação através do THM, o feixe de ^{19}F deverá ter uma energia em torno de 54 MeV.

As reações nucleares $^{12}C(^{12}C,\alpha)^{20}Ne$ e $^{12}C(^{12}C,p)^{23}Na$, aparecem como possíveis processos na queima do carbono em estrelas massivas devido a fortes evidências que, em muitos casos, uma fração significativa do ^{12}C produzido no estágio estelar da queima do hélio não é convertido completamente em ^{16}O [Patterson et al. (1969)]). Devido aos avanços em astrofísica nuclear experimental, em particular nos métodos indiretos, será possível obter pela primeira vez o fator astrofísico dessas reações chave a energias de interesse astrofísico. As reações $^{12}C(^{12}C,\alpha)^{20}Ne$ e $^{12}C(^{12}C,p)^{23}Na$ podem ser estudadas através do THM aplicado às reações de três corpos $^{12}C(^{16}O,\alpha^{20}Ne)\alpha$ e $^{12}C(^{16}O,p^{23}Na)\alpha$. Essas reações ocorrem no ambiente astrofísico a temperaturas da ordem de 10^9 K, que corresponde a uma energia do pico de Gamow da ordem de 2 MeV. Desta forma, para estudar essa reação através do THM, o feixe de ^{16}O deverá ter uma energia em torno de 18 MeV.

Referências

[Ajzenberg-Selove (1990)] F. Ajzenberg-Selove: N. Phys. A506, 1 (1990)

[Anders & Grevesse (1989)] E. Anders & N. Grevesse: Geochimica et Cosmochimica acta, 53:197 (1989)

[Angulo et al. (1993)] C. Angulo et al.: Z. Phys., A345, 231 (1993)

[Angulo et al. (1999)] C. Angulo et al. (NACRE coll.): Nuc. Phys., A656, 3-183 (1999)

[Barker (2002)] F.C. Barker, Nucl. Phys. A707, 277 (2002)

[Baur (1986)] G. Baur: Phys. Lett., B178, 135 (1986)

[Baur et al. (1986)] G. Baur et al.: Nucl. Phys. A458, 188 (1986)

[Becker et al. (1987)] H. W. Becker, C. Rolfs, and H. P. Trautvetter: Z. Phys, A327, 341 (1987)

[Bennet et al. (2003)] C. L. Bennet et al., APJZ, 148, 1 (2003)

[Boesgaard (1976)] A. M. Boesgaard, Astron. Soc. Of the Pacific, 88, 353-366, (1976)

[Boesgaard & Tripicco (1986)] A. M. Boesgaard & M. J. Tripicco, APJ, 303, L42, (1986)

[Boesgaard et al. (1988)] A. M. Boesgaard et al., APJ, 327, 389, (1988)

[Boesgaard & King (1993)] A. M. Boesgaard & J. R. King, Astronomical Journal, 106, 6, (1993)

[Boesgaard et al. (1998)] A. M. Boesgaard et al., Astronomical Journal, 492, 727-742, (1998)

[Boesgaard et al. (2002)] A. M. Boesgaard et al., APJ, 565, 587, (2002)

[Boesgaard et al. (2003)] A. M. Boesgaard et al., APJ, 582, 410, (2003)

[Boesgaard (2004)a] A.M. Boesgaard: “The Light Elements: Lithium, Beryllium and Boron” Carnegie Observatories Astrophysics Series, Vol.4: Origin and Evolution of the Elements, ed. A. McWilliam and M. Rauch (Cambridge: Cambridge Univ. Press) (2004)

[Boesgaard et al. (2004)b] A.M. Boesgaard et al.: ApJ, 605, 864 (2004)

[Boesgaard et al. (2004)c] A.M. Boesgaard et al.: ApJ, 613, 1202-1212, (2004)

[Boesgaard et al. (2005)] A.M. Boesgaard et al.: ApJ, 621, 991-998 (2005)

[Castellani (1981)] V. Castellani: “Introduzione all'Astrofisica Nucleare”, Newton Compton, (1981)

[Charbonnel et al. (1994)] C. Charbonnel et al., A&A, 283, 155, (1994)

[Chew & Wick (1952)] G.F. Chew & G.C. Wick: Phys. Rev., 85, 636 (1952)

[Cherubini et al. (1996)] S. Cherubini et al.: APJ, 457, 855-858 (1996)

[Chieffi & Straniero (1989)] A. Chieffi & O. Straniero: ApJS, 71, 47 (1989)

[Coc et al. (2003)] A. Coc et al., Astrophys, J. 600, 544 (2003)

[Coc et al. (2004)] A.Coc et al. ApJ, 600, 544 (2004)

[Cottingame et al. (1987)] W. B. Cottingame et al.: Phys. Rev. C36, 230 (1987)

[Cyburt et al. (2001)] R. H. Cyburt et al. New Astron. 6, 215 (2001)

[Cyburt (2004)] R. H. Cyburt: Phys. Rev. D70, 023505 (2004)

[Deliyannes et al. (1997)] C. P. Deliyannes & M. H. Pinsonneault, APJ, 488, 836, (1997)

[Engstler et al. (1992)] Engstler et al.: Z. Phys., 342, 471 (1992)

[Feldbacher e Heindler (1988)] R. Feldbacher and M. Heindler, Nucl. Instr. Meth. A271, 55 (1988)

[Fields et al. (2004)] B. D. Fields et al., arXiv:astro-ph/0411728 v1 26 Nov 2004 (2004)

[García Lòpez et al. (1998)] R. J. Garcìa Lòpez et al.: Astrophys. J, 117, 1549 (1998)

[Gilmore et al. (1992)] G. Gilmore et al.: Nature, 357, 379-384 (1992)

[Helene e Vanin (1981)] Otaviano A. M. Helene e Vito R. Vanin: Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental, Ed. Edgard Blücher Ltda (1981)

[Jedamzik et al. (2001)] K. Jedamzik and Jan B. Rehm: arXiv:astro-ph/0101292 17 Jan2001, (2001)

[Jain et al. (1970)] M. Jain et al.: Nuc. Phys., A153, 49-81 (1970)

[Jaki et al. (1990)] J. Jaki et al.: Phys. Lett. B238, 36 (1990)

[Jorrisen et al. (2001)] A. Jorrisen et al.: Nucl. Phys., A688, 508-510 (2001)

[Kajino & Boyd (1998)] T. Kajino & R.N. Boyd: APJ, 359, 267-276 (1998)

[Lattuada et al. (2001)] M. Lattuada et al.: APJ, 562, 1076-1080 (2001)

[Langanke et al. (1996)] Langanke et al.: Phys. Lett., B369, 211 (1996)

[L. Lamia et al. (2007)] L. Lamia et al.: Nuc. Phys., A787, 309c-314c (2007)

[Maciel (2004)] W. J. Maciel, Revista USP, São Paulo, n.62, p.66-73, junho/agosto 2004

[Malaney & Mathews (1993)] R.A. Malaneys & G. Mathews: Phys. Rep., 229, 147 (1993)

[Meneguzzi et al. (1971)] M. Meneguzzi et al.: A&A, 15, 337 (1971)

[Mihalas (1968)] D. Mihalas : "Galactic Astronomy", ed. Freeman and Company (1968)

[Mukhamedzhanov et al. (1990)] A. M. Mukhamedzhanov et al.: JETP. Lett., 51, 282 (1990)

[Mukhamedzhanov et al. (2006)] A.M. Mukhamedzanov et al.: arXiv:nucl-th/0602001 v1 1Feb 2006

[Nollet et al. (2000)] K. M. Nollet and S. Burles, Phys. Rev. D 61, 123505 (2000)

[Olive (2004)] K. A. Olive, e E. D. Skillman, astro-ph/0405588

[Patterson et al. (1969)] J. R. Patterson et al.: ApJ, 157 (1969)

[Peterson et al. (1975)] R.J. Peterson et al., Ann. Nucl. Energy 2, 503 (1975)

[Pinsonneault et al. (1989)] M. H. Pinsonneault et al., ApJ, 338, 424 (1989)

[Pinsonneault et al. (1990)] M. H. Pinsonneault et al., ApJ, 74, 501 (1990)

[Pizzone et al. (2003)] R.G. Pizzone et al.: A&A, 398, 423-427 (2003)

[Pizzone et al. (2005)] R.G. Pizzone et al.: A&A, 398, 779-784 (2005)

[Prismas et al. (2000)] F. Prismas et al., A&A, 364, L42 (2000)

[Raeder et al. (1981)] J. Raeder et al., Kontrollierte Kernfusion (Teubner, Stuttgart, 1981)

[Ramaty et al. (1999)] R. Ramaty et al., ASP conference series, vol. 171, (1999)

[Ramaty et al. (2000)] Ramaty R. Et al., IAU Symp-198, "The ligth elements and their evolution", ed. L. da Silva, R. de Medeiros & M. Spite (San Francisco: ASP), 51, 2000

[Rauscher et al. (1996)] T. Rauscher, G. Raimann: Phys. Rev. C53, 5 (1996)

[Reeves, Fowler e Hoyle (1970)] H. Reeves, W. Fowler e F. Hoyle, Nature, 226, 227 (1970)

[Rolfs & Rodney (1988)] C. Rolfs & W. Rodney: "Cauldrons in the Cosmos", The University of Chigago press, Chicago (1988)

[Ross et al. (1976)] P.G. Rouss et al.: Nucl. Phys., A257, 317-332 (1976)

[Satchler (1990)] Satchler G. R., "Introduction to Nuclear Reactions" II edition, ed. MacMillan (1990).

[Schatz H. (2007)] H. Schatz: Nuc. Phys. A787, 299c-308c (2007)

[Slaus et al. (1977)] Slaus et al.: Nucl. Phys., A286, 67-88 (1977)

[Smith et al. (1993)] M. S. Smith et al., Astrophys. J., Suppl. Ser. 85, 219 (1993)

[Spitaleri et al. (1999)] C. Spitaleri et al.: Phys. Rev. C60, 055802 (1999)

[Spitaleri et al. (2001)] C. Spitaleri et al.: Phys. Rev. C63, 055801(7) (2001)

[Spitaleri et al. (2004)] C. Spitaleri et al.: Phys. Rev. C69, 055806 (2004)

[Spitaleri et al. (2006)] C. Spitaleri et al.: Eur. Phys. J., A27, s01, 243 (2006)

[Spite (1982)] F. Spite e M. Spite, Astron. Astrophys. 115, 357 (1982)

[Satchler (1990)] Satchler G.R.:"Introduction of Nuclear Reactions" IIedition, ed. MacMillan (1990)

[Stephens et al. (1997)] A. Stephens et al., APJ, 491, 339-358 (1997)

[Tumino et al. (2003)] A. Tumino et al.: Phys. Rev., C67, 065803 (2003)

[Tumino et al. (2005)] A. Tumino et al.: Eur. Phys. J. A 25 s01-649 (2005)

[Tumino et al. (2007)] A. Tumino et al.: Phys. Rev. Lett. 98 252502 (2007)

[Typel e Baur (2003)] S. Typel and G. Baur: Ann. Phys., 305, 228 (2003)

[Typel e Wolter (2000)] S. Typel and H.H. Wolter: Few-Body Systems 29, 75 (2000)

[Wiescher et al. (1983)] M. Wiescher et al.: Phys. Rev., C28, 1431 (1983)

[WMPA Collaboration] WMPA Collaboration, C. L. Bennett et al., Astrophys. J., Supple. Ser. 148, 1 (2003); D. N. Spergel et al., ibid. 148, 175 (2003)

[Xu et al. (1994)] Xu H. M. et al.: Phys. Rev. Lett., 73, 2027 (1004)

[Youn et al. (1991)] M. Youn et al.: Nuc. Phys., A533, 321-332 (1991)

[Zadro et al. (1989)] Zadro M. Et al.: Phys. Rev., C40, 181 (1989)