UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Estudo do Espalhamento Elástico e Reações de Feixes Secundários de Núcleos Exóticos

Pedro Neto de Faria

Orientador:

Rubens Lichtenthäler Filho

Tese apresentada ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo para a obtenção do
título de Doutor em Ciências.

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Brett Vern Carlson (ITA)

Prof. Dr. Edílson Crema (IFUSP)

Prof. Dr. Jesús Lúbian Rios (UFF)

Prof. Dr. Luiz Felipe Alvahydo de Ulhoa Canto (UFRJ)

Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho (IFUSP)

São Paulo
2008

Resumo

Foram medidas distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^{51}\text{V}$ em $E_{\text{lab}}=26.6$ MeV, ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}}=20.2$ e 22.0 MeV e ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ em 17.4 , 18.05 , 19.8 , 20.5 MeV e ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ em $E_{\text{lab}}=20.3$ MeV. Os feixes radioativos foram produzidos no sistema RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brasil) a partir das reações de produção ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})$, ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})$, ${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$, ${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be})$.

No caso dos projéteis ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{Li}$ e alvos de massas intermediárias, realizamos uma análise de modelo óptico das distribuições angulares e obtivemos a secção de choque total de reação. A secção de choque de reação reduzida foi comparada com outros sistemas estáveis fortemente ligados e fracamente ligados.

Uma alta produção de partículas alfa foi detectada no espalhamento ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ com velocidades próximas a do ${}^6\text{He}$ espalhado. Foram determinadas distribuições angulares do espalhamento elástico e das alfas produzidas. Análises teóricas de quebra (CDCC), fusão-evaporação, transferência para o contínuo e para estados ligados indicam que a transferência é o que melhor explica os dados.

Abstract

Measurements of the elastic angular distributions of ${}^7\text{Be}+{}^{51}\text{V}$ at $E_{\text{lab}}=26.6$ MeV, ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ at $E_{\text{lab}}=20.2$ e 22.0 MeV and ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ at $17.4, 18.05, 19.8, 20.5$ MeV and ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ at $E_{\text{lab}}=20.3$ MeV have been performed. The radioactive beams have been produced at the system RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brasil) using the production reactions ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})$, ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, 6\text{He})$, ${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$, ${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be})$.

The ${}^7\text{Be}+{}^8\text{Li}$ scattering on intermediate mass targets have been analysed by optical model and the total reaction cross section has been obtained. The reduced reaction cross section has been compared to other stable, tightly bound and weakly bound systems.

A high yield of alpha particles has been detected in the ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ collision with velocities around the velocity of the scattered ${}^6\text{He}$. Angular distributions of these alpha particles have been obtained. Theoretical calculations of the breakup of the ${}^6\text{He}$ (CDCC), fusion-evaporation and neutron transfer to bound states and to the continuum indicate that the neutron transfer is the process which best explains the data.

Sumário

	Resumo.....	iii
	Abstract.....	iv
	Sumário.....	vi
	Lista de Figuras.....	viii
	Lista de Tabelas.....	xii
1	Introdução.....	1
1.1	Introdução.....	1
2	Descrição Experimental.....	3
2.1	Feixes radioativos.....	4
2.2	Fonte de Íons.....	7
2.3	Acelerador Pelletron.....	8
2.4	RIBRAS (Radioactive Ion Beam in Brasil).....	13
2.5	Montagens Experimentais.....	26
2.6	Eletrônica e Aquisição de Dados.....	28
3	Redução dos dados.....	30
3.1	Medidas de Secções de Choque experimentais.....	30
3.2	Espalhamento Elástico $^{51}\text{V}(^7\text{Be}, ^7\text{Be})^{51}\text{V}$	33
3.3	Espalhamento Elástico $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{58}\text{Ni}$	36
3.4	Espalhamento Elástico $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{120}\text{Sn}$	38
3.5	Espalhamento Elástico $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$	40
4	Descrição Teórica.....	47
4.1	Modelo Óptico e Espalhamento Elástico.....	47
4.2	Cálculo de Canais Acoplados e Aproximação de Born de Ondas	

	Distorcidas.....	50
4.3	Quebra Nuclear e a Discretização do Contínuo (CDCC).....	56
4.4	A Transferência.....	60
5	Análise dos Dados.....	63
5.1	Sistemas de Massas Intermediárias.....	63
5.2	Sistemas Pesados.....	67
5.2.1	O Espalhamento Elástico e a Produção de Partículas Alfa.....	67
5.2.2	Distribuições Angulares – O Espalhamento Elástico e o CDCC.....	70
5.2.3	Distribuições Angulares – O Espalhamento Elástico e o Modelo Óptico.....	73
5.2.4	Distribuições Angulares das Alfas.....	76
6	Conclusões.....	82
6.1	Conclusões.....	81
	Referências.....	83

Lista de Figuras

2.1	Visão geral do Laboratório Pelletron do Instituto de Física da USP, o sistema RIBRAS encontra-se instalado na canalização 45-B do laboratório.....	6
2.2	(a) Diagrama geral da fonte de íons MC-SNICS ; (b) Funcionamento da fonte de íons.....	8
2.3	Figura 2.3: voltímetro gerador.....	10
2.4	Diagrama geral do laboratório Pelletron.....	12
2.5	Estágio atual do sistema RIBRAS(acima) e projeto completo.....	13
2.6	Alvo Primário e Copo de Faraday; produção dos íons radioativos.....	15
2.7	Interior de um solenóide do projeto RIBRAS.....	16
2.8	Diagrama com esquema simplificado do <i>persistent switch</i>	17
2.9	Trajetórias de íons de ${}^6\text{He}^{+2}$ (emitidos à 2, 3, 4, 5 e 6 graus) atravessando um solenóide do RIBRAS.....	18
2.10	Focalização do feixe de ${}^8\text{Li}$ no centro da câmara central de espalhamento. Repare no bloqueio dos íons de ${}^6\text{He}^{+2}$ (reação de transferência) e ${}^7\text{Li}^{+3}$ (espalhamento elástico).....	19
2.11	Modos de focalização do feixe secundário no RIBRAS.....	20
2.12	Simulação com degradador de energia.....	21
2.13	Esquema interno e externo do detector PPAC utilizado.....	22
2.14	Perfil do feixe secundário ao centro da câmara central de espalhamento do RIBRAS.....	22
2.15	Espectro do feixe secundário a zero grau (SWIECA – 2004).....	23
2.16	Montagem experimental na câmara de espalhamento central do RIBRAS.....	27
2.17	Eletrônica utilizada na aquisição dos dados.....	29
3.1	Distribuição angular ${}^{197}\text{Au}({}^7\text{Be}, {}^7\text{Be}){}^{197}\text{Au}$ com e sem a correção angular do programa.....	34

	Espectro característico do feixe secundário de ^7Be produzido a partir das reações $^3\text{He}(^6\text{Li}, ^7\text{Be})\text{d}$ (esquerda) e $^3\text{He}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{t}$ (direita). Ambos a zero graus e sem alvo secundário.....	34
3.2		
3.3	Espectro biparamétrico (E- Δ E) característico do experimento $^{51}\text{V}(^7\text{Be}, ^7\text{Be})^{51}\text{V}$	35
3.4	Distribuição angular $^{51}\text{V}(^7\text{Be}, ^7\text{Be})^{51}\text{V}$ com a correção do programa.....	36
3.5	Espectro característico do feixe secundário de ^8Li espalhado no alvo de ^{58}Ni	37
3.6	Distribuição angular $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{58}\text{Ni}$ com E=22.0MeV.....	37
3.7	Distribuição angular $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{58}\text{Ni}$ com E=20.2MeV.....	38
3.8	Espectro característico do experimento $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{120}\text{Sn}$ com E=20.3MeV.....	39
3.9	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{120}\text{Sn}$ com E=20.3MeV.....	39
3.10	Espectro característico dos experimentos com feixe radioativo de ^6He sobre alvo de ^{120}Sn	40
3.11	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ com $E_{\text{lab}}=17.4\text{MeV}$	41
3.12	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ com $E_{\text{lab}}=18.05\text{MeV}$	41
3.13	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ com $E_{\text{lab}}=19.8\text{MeV}$	42
3.14	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ com $E_{\text{lab}}=20.5\text{MeV}$	42
3.15	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com $E_{\text{lab}}=17.4\text{MeV}$	43
3.16	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com $E_{\text{lab}}=18.05\text{MeV}$	43
3.17	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com $E_{\text{lab}}=19.8\text{MeV}$	44
3.18	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com $E_{\text{lab}}=20.5\text{MeV}$	44
3.19	Espectro característico dos experimentos com feixe radioativo de ^6He sobre alvo de ^{197}Au . A linha vermelha demarca a região das alfas produzidas por breakup coulombiano.....	45
3.20	Distribuições angulares do <i>breakup</i> coulombiano de ^6He em ^{197}Au , nas energias de 17.5, 18.15, 19.9 e 20.6 MeV.....	46
4.1	Discretização do contínuo em faixas de excitação (<i>bins</i>).....	58

4.2	Descrição do projétil (caroço+fragmento) com o alvo.....	59
4.3	Janela em Q_{opt}	62
5.1	Distribuições angulares $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{58}\text{Ni}$ com $E_{lab}=20.2$ e 22.0MeV comparadas com potencial de São Paulo-PSP	63
5.2	Distribuição angular $^{51}\text{V}(^7\text{Be}, ^7\text{Be})^{51}\text{V}$ com $E_{lab}=26.6\text{MeV}$ ajustada com potencial de São Paulo-PSP.....	64
5.3	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{120}\text{Sn}$ com $E_{lab}=20.3\text{MeV}$. Ajuste com potencial de São Paulo (parâmetros fixos) para a parte real e na parte imaginária o modelo de Wood-Saxon (parâmetros livres).....	65
5.4	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (17.4MeV) com ajuste de modelo óptico.....	66
5.5	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (18.05MeV) com ajuste de modelo óptico.....	66
5.6	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (19.8MeV) com ajuste de modelo óptico.....	67
5.7	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (20.5MeV) com ajuste de modelo óptico.....	67
5.8	Secções de choque total reduzidas em função da energia de centro de massa reduzida para sistemas com massas intermediárias.....	70
5.9	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (17.4MeV) com ajuste de CDCC.....	71
5.10	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (18.05MeV) com ajuste de CDCC.....	71
5.11	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (19.8MeV) com ajuste de CDCC.....	72
5.12	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (20.5MeV) com ajuste de CDCC.....	72
5.13	Efeito do acoplamento com os estados do contínuo no espalhamento elástico. Resultados obtidos para a distribuição angular	

	$^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (18.05MeV).....	74
5.14	Produção de partículas alfa pela colisão do ^6He em ^{120}Sn	75
5.15	Espectro das alfas produzidas pela colisão do ^6He em ^{120}Sn ($E_{\text{lab}}=17.4\text{MeV}$) comparadas a diferentes processos capazes de produzi-las.....	76
5.16	Espectro das alfas produzidas pela colisão do ^6He em ^{120}Sn ($E_{\text{lab}}=18.05\text{MeV}$) comparadas a diferentes processos capazes de produzi-las.....	76
5.17	Espectro das alfas produzidas pela colisão do ^6He em ^{120}Sn ($E_{\text{lab}}=19.8\text{MeV}$) comparadas a diferentes processos capazes de produzi-las.....	77
5.18	Espectro das alfas produzidas pela colisão do ^6He em ^{120}Sn ($E_{\text{lab}}=20.5\text{MeV}$) comparadas a diferentes processos capazes de produzi-las.....	77
5.19	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \text{alfa})$ com ajustes ($E_{\text{lab}}=17.4\text{MeV}$).....	78
5.20	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \text{alfa})$ com ajustes ($E_{\text{lab}}=18.05\text{MeV}$).....	79
5.21	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \text{alfa})$ com ajustes ($E_{\text{lab}}=19.8\text{MeV}$).....	79
5.22	Distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \text{alfa})$ com ajustes ($E_{\text{lab}}=20.5\text{MeV}$).....	80
5.23	Comparação entre as secções de choque de reações totais e de transferência para o contínuo.....	81

Lista de Tabelas

2.1	Exemplos de possíveis feixes radioativos para o RIBRAS	14
2.2	Eficiência do PPAC na detecção de diferentes partículas.....	25
2.3	Configurações do alvo primário para produção dos feixes secundário utilizados.....	26
2.4	Configurações dos telescópios E- ΔE montados na câmara central de espalhamento.....	27
4.1	Comparação entre energias de quebra em núcleos estáveis fracamente ligados e exóticos.....	57
5.1	Parâmetros do potencial de São Paulo utilizados para o ajuste dos dados de massas intermediárias.....	64
5.2	Parâmetros do potencial imaginário obtidos com o código SFRESCO.....	68
5.3	Potenciais utilizados nas contas de CDCC.....	73
5.4	Comparação entre as seções de choque de reação totais e de transferência para o contínuo.....	81

Capítulo 1

Introdução

A possibilidade de se produzir feixes secundários de núcleos fora da linha de estabilidade abriu um enorme campo de pesquisa na Física Nuclear de baixas energias. Alguns núcleos instáveis possuem meias-vidas suficientemente longas para que possam ser estudados em uma reação nuclear. Mesmo núcleos bastante distantes da linha de estabilidade (núcleos exóticos) podem ter meias-vidas da ordem de milissegundos ou maiores o que é muito se comparado ao tempo de voo em um acelerador ou em um sistema seletor ($V < 3 \text{ cm/ns}$). As primeiras experiências com feixes de núcleos fora da linha de estabilidade foram feitas em 1965 no CERN [Rud65] onde alvos de lantânio e urânio foram bombardeados com um feixe de prótons de 600 MeV e os produtos de reação eram ionizados em uma fonte de íons e reacelerados. Apenas duas décadas depois, as técnicas de produção de feixes secundários se desenvolveram suficientemente para a realização de experiências com núcleos mais leves. Em 1985, I. Tanihata [Tan85, Tan85a] descobriu o primeiro núcleo halo de nêutrons o ^{11}Li , que apesar de ser um núcleo leve possuía seção de choque de reação muito alta em relação à seção de choque de reação de núcleos de mesma massa e, conseqüentemente, um raio muito maior do que estes núcleos. Isso representou uma grande novidade, pois a saturação da força nuclear tem como conseqüência o fato de que o raio dos núcleos estáveis é proporcional à raiz cúbica do seu número de massa ($R = r_0 A^{1/3}$). Mais tarde verificou-se que o fato do raio do ^{11}Li ser tão grande se devia à existência de uma espécie de halo de nêutrons fracamente ligados ao núcleo e que se estendia até distâncias anormalmente grandes do centro do núcleo [Kob88]. Além do impacto na Teoria de Reações Nucleares e no estudo da Estrutura Nuclear, a existência de núcleos fora da linha de estabilidade teve também conseqüências na Astrofísica Nuclear. A possibilidade da existência de núcleos com excesso de prótons ou nêutrons em ambientes

estelares e inter-estelares abriu o leque de reações nucleares que podem participar da nucleossíntese e da geração de energia [Rol88, Kub01] modificando consideravelmente alguns modelos existentes.

A partir da década de 1980, várias facilidades foram construídas pelo mundo com o intuito de produzir e estudar núcleos exóticos.

No Brasil, foi instalado no Laboratório do acelerador Pelletron, do IFUSP, um sistema de dois solenóides supercondutores capazes de selecionar os produtos de reação em um alvo primário e produzir um feixe secundário. O sistema RIBRAS utiliza a técnica em vóo para produzir o feixe secundário, ou seja, os núcleos são produzidos em uma reação do feixe primário do Pelletron com um alvo suficientemente fino para deixar atravessar os produtos de reação, que serão filtrados e focalizados pelos solenóides.

O sistema RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brasil) [Lic03,Lic03a] entrou em operação em 2004 e produz feixes de ^8Li , ^7Be e ^6He , entre outros de intensidades de 10^4p/s a 10^6p/s , suficientes para a realização de medidas de espalhamento elástico e de algumas reações de transferência. Desde então, foram realizadas sistemáticas de espalhamento elástico de projéteis exóticos em alvos leves, de massas intermediárias e pesados. Além disso, realizaram-se também medidas de reações de transferência e de reações de interesse astrofísico.

Neste trabalho, tomaram-se medidas de espalhamento elástico e de outras reações nos sistemas $^7\text{Be}+^{51}\text{V}$, $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$, $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$ e $^6\text{He}+^{120}\text{Sn}$. Na colisão $^6\text{He}+^{120}\text{Sn}$ observou-se a produção de uma alta quantidade de partículas alfas com energias em torno da energia do feixe de ^6He espalhado. Desta forma, foi possível estudar a importância de canais de quebra nuclear, fusão e transferência de um e dois nêutrons entre o ^6He e o alvo ^{120}Sn na produção destas partículas alfa.

Capítulo 2

Descrição Experimental

Os experimentos com feixes radioativos apresentados nesta tese foram realizados no sistema RIBRAS [Lic03,Lic03a] (Radioactive Ion Beams in Brasil), atualmente instalado na canalização 45 B do laboratório Pelletron[Sal74,Her74]. Este aparato é equivalente ao TwinSol [Lee02,] do laboratório de Notre Dame.

O sistema RIBRAS consiste num par de solenóides supercondutores que são capazes de separar íons e produzir feixes de núcleos radioativos. O funcionamento deste sistema é descrito no subcapítulo 2.5.

A caracterização do perfil dos feixes secundários produzidos no RIBRAS foi feita com o uso de um detector PPAC (*parallel plate avalanche counter*), nos experimentos realizados durante a escola de verão SWIECA 2004[Swi04], com um feixe secundário de ^8Li de 25MeV.

Foram medidas distribuições angulares de diversos sistemas, em intervalos angulares com início em 15 ou 20 graus, com passos de 5 graus até os limites de 80 a 110 graus. Os sistemas estudados foram: $^{51}\text{V}(^7\text{Be},^7\text{Be})^{51}\text{V}$ (26MeV), $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li},^8\text{Li})^{120}\text{Sn}$ (18 MeV), $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li},^8\text{Li})^{58}\text{Ni}$ (20.2 e 22MeV), $^{120}\text{Sn}(^6\text{He},^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (17.4, 18.05, 19.8 e 20.5MeV). Os dados deste último sistema também forneceram distribuições angulares das partículas alfas produzidas na colisão do ^6He .

Neste capítulo, serão descritos de forma sucinta a produção dos feixes radioativos, o funcionamento do acelerador, a montagem experimental na câmara de espalhamento, sistema de detecção, eletrônica de aquisição e demais aspectos experimentais deste trabalho.

2.1 Feixes radioativos

Núcleos exóticos podem ser estudados com o uso de feixes secundários. A intensidade e pureza destes feixes são relativas e variam de acordo com a particularidade de cada experimento. Em geral, uma intensidade maior do que 10^4 partículas/s é suficiente para se trabalhar, e um feixe secundário impuro, ainda que com muitos contaminantes, é aceitável quando estes não interferem nos resultados de interesse.

Existem diversos métodos possíveis para a produção de feixes radioativos [Gei95]. Basicamente, existem dois métodos de separação, o método ISOL e a separação em voo. No método ISOL (Isotopic Separation On-Line) os produtos de reação são parados num alvo grosso ou num *catcher* logo a seguir ao mesmo. O material no qual os produtos de reação são parados encontra-se aquecido a altas temperaturas ($T \approx 2000\text{K}$) de modo que os produtos de reação se difundem na matéria do alvo até uma fonte de íons, onde são ionizados e reinjetados em um pós-acelerador. Com este método é possível produzir feixes radioativos de baixa ou alta energia. A desvantagem do método ISOL está no fato de que o processo de difusão, ionização e reaceleração levam um tempo da ordem de milissegundos, o que limita a produção de feixes secundários àqueles núcleos de meias-vidas maiores do que lms. No método de separação em voo, os produtos de reação deixam o alvo de produção com altas velocidades, pois nesta técnica se utilizam alvos bem mais finos. Uma combinação de campos magnéticos e elétricos é utilizada para fazer a separação dos íons de interesse. A principal vantagem da separação em voo é que o feixe secundário pode ser constituído de núcleos com meias-vidas muito curtas, limitadas pela chegada destes íons ao sistema de detecção. No RIBRAS isto corresponde a cerca de 100ns.

Muitas reações nucleares são capazes de produzir feixes de núcleos exóticos, a fragmentação de projéteis pesados de alta energia sobre alvos leves (e.g. Be, C) fornece feixes secundários de núcleos radioativos de alta energia. Neste caso, um feixe de núcleos ricos em nêutrons (e.g. ^{36}S de 30-100 MeV/u) incide sobre o alvo de produção. O projétil e o alvo colidem com um parâmetro de impacto de tal forma

que há uma sobreposição entre os dois numa pequena região. Os nucleons dessa região são altamente excitados e formam o que se chama de “bola de fogo” [Lic04]. Na sequência, estes nucleons prosseguem em uma velocidade intermediária entre o alvo e projétil residuais, sendo denominados participantes. As partes restantes do projétil e do alvo são chamadas espectadores; o espectador do projétil segue viajando a mesma velocidade do projétil e com energia de excitação razoavelmente baixa devido apenas à deformação na sua superfície. Este núcleo é, em geral, muito rico em nêutrons uma vez que ele era parte de um projétil já rico em nêutrons. Como a energia de excitação é baixa, ele termina por evaporar apenas um ou dois nêutrons e volta ao estado fundamental, gerando um núcleo fora da linha de estabilidade e rico em nêutrons. O método é capaz de produzir núcleos muito exóticos (e.g. ^{11}Li), entretanto, apresenta dificuldades para fornecer núcleos exóticos de baixa energia, tais como os envolvidos em processos astrofísicos.

Núcleos exóticos também podem ser produzidos por reação de espalação utilizando prótons, o qual foi o primeiro método empregado com este objetivo [Rud65]. Um feixe de prótons de alta energia ($\approx 600\text{MeV}$) incide num alvo pesado (e.g. La ou U). A reação ocorre em duas etapas: na primeira, há uma rápida emissão de nucleons devido à incidência do próton no alvo. O alvo fica em um estado excitado e decai preferencialmente pela evaporação de nêutrons. Devido à segunda parte do processo, formam-se em geral núcleos ricos em prótons.

Ocorre de maneira semelhante o processo de produção de núcleos exóticos via fusão. Quando dois núcleos se fundem formando um sistema composto, este se desexcita pela emissão de nucleons. Devido à curvatura do vale de estabilidade para a direção dos ricos em nêutrons, o núcleo composto, formado pela fusão de dois núcleos estáveis, está sempre na região de núcleos ricos em prótons. Evaporando poucos nucleons, o núcleo residual será um núcleo rico em prótons. A condição para isso é que a energia de excitação do núcleo composto não seja muito alta.

A fissão de elementos pesados, como o urânio, produz em geral núcleos ricos em nêutrons na região do kriptônio, bário e estanho. A fissão pode ser induzida por nêutrons, prótons, elétrons, ou fótons.

Reações de transferência de nucleons também são empregadas na produção de feixes radioativos. Esta é a técnica utilizada no sistema RIBRAS, onde um feixe primário de baixa energia incide sobre um alvo de produção (também chamado de alvo primário) que produzirá um feixe secundário de núcleos radioativos por meio de reações de transferência (de um ou dois nucleons) com grandes secções de choque. O método permite produzir, de forma útil, núcleos com meia-vida muito curta ($\tau_{1/2} \approx 100\text{ns}$) e com baixas energias (3-5 MeV/u na montagem atual do RIBRAS, após o acelerador Pelletron). Os íons radioativos são então separados em voo por campos magnéticos intensos gerados pelos solenóides supercondutores do sistema RIBRAS. Apesar de produzir núcleos não muito distantes da linha de estabilidade (*i.e.* ± 1 ou ± 2 nucleons), estes são os mais significativos nos processos de nucleossíntese estelar [Fow84]. Quando o RIBRAS contar com o pós-acelerador linear supercondutor LINAC [Hus99,Ben06], que está em construção no laboratório Pelletron, serão possíveis energias de 10 MeV/u. Nesta faixa de energia é possível produzir núcleos mais afastados da linha de estabilidade β .

A produção de feixes secundários radioativos com o sistema RIBRAS será explicada detalhadamente no subcapítulo 2.4. Antes, será descrita nos próximos subcapítulos a produção do feixe primário no acelerador Tandem 8UD do laboratório Pelletron [Far03].

Figura 2.1: visão geral do Laboratório Pelletron do Instituto de Física da USP, o sistema RIBRAS encontra-se instalado na canalização 45-B do laboratório.

2.2 Fonte de íons

No laboratório Pelletron, utiliza-se uma fonte de íons modelo MC-SNICS (*Multi Cathode – Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*), produzida pela Nacional Electrostatics Corp. (NEC). Esta fonte é responsável, atualmente, por todos os feixes de íons produzidos no laboratório.

O funcionamento de uma fonte deste tipo encontra-se ilustrado na figura 2.5a. Um reservatório de césio é aquecido a aproximadamente 120°C, de forma a produzir vapor deste. Este vapor espalha-se pelo interior da fonte em vácuo, onde uma parte deposita-se sobre o catodo refrigerado, e outra entra em contato com a superfície aquecida do ionizador (1000-1200°C), onde evapora imediatamente com altas taxas de Cs^+ . O equilíbrio entre o número de átomos neutros de césio (Cs^0) e de íons positivos de césio (Cs^+) em contato com uma superfície é descrito pela lei de Saha-Langmuir [Tou81]:

$$Cs^+/Cs^0 = \exp[(W - \phi)/kT], \quad (2.1)$$

onde: W é a função trabalho termoiônica do material da superfície;

ϕ é o potencial de ionização do elemento.

Um alto grau de ionização é conseguido quando $W > \phi$ e, por esta razão, utiliza-se uma superfície de tântalo ($W = 4.2\text{eV}$) para ionizar o césio ($\phi = 3.9\text{eV}$). Os íons de césio positivamente carregados que saem do ionizador são acelerados em direção ao catodo e focalizados sobre este (figura 2.2b). O disco multi-catodo comporta vários catodos com pequenas dimensões, no caso, 32 catodos de cerca de 1mm de diâmetro, permitindo facilmente a troca de feixe sem a quebra do vácuo.

Os íons de césio, ao colidirem com o material do catodo, arrancam partículas deste que, ao passarem pela película neutra de césio (depositada sobre o catodo), tornam-se negativas devido à eletropositividade deste, razão pela qual a fonte é capaz de produzir uma grande variedade de feixes. Visto que a fonte inteira trabalha com cerca de 80KV abaixo do terra, este feixe negativo é acelerado para fora da fonte em direção ao seletor de massa ME-20, tornando-se disponível para o acelerador Pelletron. Em nossos experimentos utilizamos feixes de ^7Li e ^6Li , os

catodos utilizados foram preenchidos com uma mistura de hidróxido de lítio anidro com prata (22mesh) possibilitando obter-se feixes primários com intensidades de até 500nA no alvo primário.

Figura 2.2: (a) diagrama geral da fonte de íons MC-SNICS ; (b) funcionamento da fonte de íons.

2.3 Acelerador Pelletron

Logo após sair do tubo pré-acelerador, o feixe contém uma variedade de íons produzidos na fonte, dos quais se deseja somente um, no caso, o ${}^7\text{Li}^-$ ou ${}^6\text{Li}^-$. Os íons são selecionados por sua massa (M), energia (E) e carga (Z) pela ação de um eletroímã cujo valor máximo de ME/Z^2 é 20 (ME-20), que deflete o feixe de 90° , deixando-o na vertical e direcionando-o para o terminal do acelerador.

O acelerador Pelletron 8-UD é uma máquina eletrostática, tipo Tandem, com tensão máxima de 8MeV no terminal. A carga do terminal é produzida por ação indutiva sobre uma corrente de cilindros metálicos (*pellets*) com ligações isolantes de nylon. Uma fonte de alta tensão polariza negativamente um indutor próximo à polia aterrada, este empurra os elétrons para fora dos *pellets* enquanto estão em contato com a polia. Desde que os *pellets* permaneçam sobre a ação do campo do

indutor enquanto saem da polia, eles armazenam uma quantidade de carga positiva. Um motor faz com que a corrente transporte as cargas até o terminal de alta tensão, onde o processo reverso ocorre. Quando alcança o terminal, a corrente passa através de um supressor, negativamente carregado, que impede a formação de arcos voltaicos durante a aproximação dos *pellets* com a polia do terminal. Ao saírem do campo do supressor as cargas fluem livremente para o terminal, carregando-o positivamente. O mesmo processo é feito para a volta da corrente, porém com polaridades invertidas, transportando cargas negativas e dobrando a capacidade de corrente de carga. As tensões do supressor e indutor do terminal são produzidas pelas polias de “pick-off”, que roubam uma pequena quantidade de carga dos *pellets* polarizando-os.

A carga acumulada no terminal é distribuída ao longo da coluna e do tubo acelerador por meio de descargas corona com agulhas até cair a zero nos extremos aterrados. O interior do tubo permanece em vácuo para a passagem do feixe. Em seu exterior é feita a transmissão de cargas por agulhas metálicas, presas aos discos finos de titânio que definem as equipotenciais do tubo. A coluna do acelerador é formada por anéis de alumínio empilhados sobre postes isolantes blindando o tubo acelerador. Os anéis da coluna também possuem agulhas metálicas para a transmissão de carga e são ligados aos discos metálicos do tubo a cada metro, definindo uma unidade para aceleradores deste tipo. No Pelletron existem oito unidades acima e oito abaixo do terminal (8-UD). Essas ligações tornam a distribuição de carga mais uniforme e o sistema mais estável. O terminal encontra-se isolado do tanque por uma atmosfera de SF₆, ótimo isolante elétrico e condutor térmico, o que também contribui com a estabilidade da máquina. Atualmente, para máquinas deste tipo, não se utilizam mais agulhas para distribuição de carga mas sim resistores. Isso facilita extremamente a operação da máquina pois mudanças no potencial podem ser feitas sem alterar a pressão do gás SF₆.

A medida da tensão do terminal do acelerador é feita por um voltímetro gerador. O instrumento é constituído por duas hélices que se encontram próximas do terminal, a mais próxima permanece girando (rotor, figura 2.3) por meio de um motor, fazendo com que a outra hélice (coletor) sofra uma variação na carga

induzida pelo terminal proporcional, ficando entre zero quando totalmente escondida e o seu valor máximo quando totalmente exposta.

Figura 2.3: voltímetro gerador.

O feixe negativo de fonte de íons é atraído e acelerado até o terminal, onde colide com finas folhas de carbono ($5\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Os íons perdem elétrons ao atravessá-las e tornam-se positivos, o que faz com que, a partir daí, passem a ser repelidos para fora do terminal, com intensidade proporcional à carga adquirida. Os íons com estado de carga Z saem do tubo acelerador com uma energia total adquirida de:

$$E = eV_i + (Z + 1)eV_t, \quad (2.2)$$

onde: V_i é a tensão do catodo mais a tensão aplicada na fonte em torno de 90KeV;

e é a carga do elétron;

V_t é a tensão no terminal;

Z é o estado de carga do íon após o terminal.

O feixe sai do acelerador composto de íons com vários estados de carga que acabam adquirindo energias diferentes, é necessária então uma nova seleção, feita

pelo eletroímã ME-200. Além da seleção de carga, o eletroímã também define e controla a energia final do feixe. A energia do feixe é controlada pela medida indireta do campo magnético H , por meio da ressonância magnética nuclear (RMN), no qual um corpo de prova com água (prótons), localizado no entreferro do eletroímã, está sujeito a um sinal de RF que é absorvido no instante da ressonância. A relação entre a energia do feixe e a frequência de RMN é dada por [Rot76]:

$$E = Mu \left[\left(1 + \frac{2Z^2 f^2 k}{(Mu)^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \text{MeV} , \quad (2.3)$$

onde: M é o numero de massa;

$u = 931.478 \text{ MeV}$;

k é a constante de calibração do eletroímã;

f é a frequência de ressonância de RMN.

O ME-200 possui um conjunto de fendas na saída (ponto imagem) onde é feito o controle de energia com o auxílio de um triodo. Este tem o catodo aterrado e seu anodo ligado ao terminal por uma ponta de corona. A tensão de sua grade controla o fluxo de elétrons e, conseqüentemente, a carga do terminal, por sua vez, a diferença de corrente nas fendas de saída é que gera o sinal que controla a tensão da grade do catodo. Assim, qualquer variação de potencial no terminal causa mudança na trajetória dos íons pela ME-200, provocando variações no sinal das fendas, que imediatamente corrigem a distorção.

O feixe passa ainda por um último eletroímã, o *switching magnet*, que desvia o feixe para uma das canalizações da sala de experiências. Toda trajetória do feixe é controlada por meio de diversos elementos ópticos de forma a maximizar a intensidade do feixe sobre o alvo (figura 2.4).

Figura 2.4: diagrama geral do laboratório Pelletron.

2.4 RIBRAS (Radioactive Ion Beams In Brasil)

O RIBRAS é um sistema composto de dois solenóides supercondutores instalados na canalização 45-B do laboratório Pelletron-LINAC, o qual permite a produção em voo de feixes secundários de núcleos radioativos leves de baixas energias (energia do feixe secundário 2-10 MeV/u). Este aparato (figura 2.5) é capaz de produzir uma grande variedade de feixes leves, como por exemplo: ^8Li , ^6He , ^7Be , ^8B e $^{18\text{m}}\text{F}$, com intensidades na faixa de 10^4 - 10^6 pps.

Figura 2.5: estágio atual do sistema RIBRAS (acima) e projeto completo.

O primeiro passo na produção de um feixe secundário é a incidência do feixe primário sobre um alvo (alvo primário), produzindo a reação desejada. O alvo primário se encontra no centro da câmara de alvos, a cerca de um metro do centro do primeiro solenóide (ver figura 2.6). O sistema para alvos de produção do RIBRAS conta com um sistema de gás que permite o uso de alvos gasosos ou simplesmente a refrigeração de alvos sólidos.

Folhas de *havar* são utilizadas para fazer a vedação nas janelas de entrada e de saída do alvo. Os alvos primários sólidos são encaixados na janela de saída, permanecendo a janela de entrada vedada quando for o caso. A refrigeração usualmente é feita com gás hélio, podendo ser feita com ar a um custo de maior degradação em energia. Quando o feixe primário fornecido pelo Pelletron é pouco intenso ($<0.5\mu\text{A}$ de ${}^6,{}^7\text{Li}$) é possível dispensar a refrigeração.

A tabela 2.1 fornece uma lista de exemplos de reações de transferência que produzem núcleos fora da linha de estabilidade:

Feixe radioativo	Reação de Produção
${}^8\text{Li}$	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^9\text{Be}$ [Bec91]
${}^6\text{He}$	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$ [Bec91]
${}^7\text{Be}$	${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be})\text{d}$ [Bec91]
${}^7\text{Be}$	${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})\text{t}$
${}^8\text{B}$	${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B})\text{n}$
${}^{12}\text{B}$	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^4\text{He}){}^{12}\text{B}$ [Bec91]
${}^{18\text{m}}\text{F}$	${}^{12}\text{C}({}^{17}\text{O}, {}^{18\text{m}}\text{F}){}^{11}\text{B}$ [Bec90]

Tabela2.1: exemplos de possíveis feixes radioativos para o RIBRAS.

A maior parte do feixe primário atravessa o alvo primário sem sofrer reações, e com um ângulo de espalhamento próximo de zero (pois utilizam-se alvos primários leves), tornando-se necessário o seu bloqueio para que este não interfira nos experimentos com os feixes secundários pois a intensidade do feixe primário é da ordem de 10^{12} pps portanto mais do que 10^6 vezes maior do que o feixe secundário. Isto é feito com o próprio copo de Faraday, que se encontra entre a câmara de alvos

e o primeiro solenóide (ver figura 2.6), este acumula ainda a função de um bloqueador de nêutrons. O ângulo de aceitação é definido pelo copo de Faraday (limite inferior) e um colimador circular (ou fenda de abertura) que define o ângulo superior máximo. A rigidez magnética do íon em questão e a geometria da canalização também podem limitar o ângulo de aceitação. O projeto RIBRAS tem um dimensionamento adequado para evitar esta limitação.

Obviamente, a intensidade do feixe secundário dependerá fortemente da forma das distribuições angulares de secção de choque de reação utilizada para sua produção, bem como da intensidade do feixe primário e da espessura do alvo primário.

Figura 2.6: Alvo Primário e Copo de Faraday; produção dos íons radioativos.

Os solenóides recebem em seu interior diferentes produtos de reação, além do espalhamento elástico. Cabe aos solenóides a tarefa de focalizar o feixe secundário

e purificá-lo de seus contaminantes. A seleção é feita pela rigidez magnética dos íons:

$$B\rho = \frac{\sqrt{2mE}}{q}, \quad (2.4)$$

Onde: $B\rho$ é a rigidez magnética do íon;

m é a massa do íon;

E é a energia do íon;

q é o estado de carga do íon.

As bobinas dos solenóides são feitas de NbTi que é um material supercondutor na temperatura de hélio líquido (4 K). Elas são capazes de produzir um campo magnético máximo de 6.5 Tesla extremamente uniforme em seus interiores. Bobinas supercondutoras possuem a vantagem de, uma vez sendo percorridas por corrente elétrica, nenhuma fonte de potência é necessária para manter esta corrente. Os fios são condutores perfeitos e não dissipam energia por efeito Joule.

Figura 2.7: interior de um solenóide do projeto RIBRAS.

As bobinas estão imersas em hélio líquido num reservatório de 300 litros. Para minimizar a evaporação do hélio, o reservatório é envolvido por uma blindagem interna que consiste de um escudo em vácuo, diminuindo a condução de calor por radiação. Numa camada mais externa, existe um reservatório de nitrogênio líquido envolvida por um material isolante (blindagem externa). O esquema interno de um solenóide é mostrado na figura 2.7:

A bobina tem suas extremidades ligadas por meio de uma peça supercondutora, este curto-circuito possibilita o desligamento da fonte de corrente. Isto é feito pelo *persistent switch* (chave persistente) [Lic04]. Um pequeno aquecedor é colocado em torno da peça supercondutora de modo que se ligarmos o aquecedor ela deixa de ser supercondutora (passa a ter uma resistência elétrica). Neste estado é possível conectar a bobina com a fonte de corrente, ambas devem estar com a mesma corrente para reduzir as chances de ocorrer um *quench* (evaporação violenta do hélio líquido, o que é muito perigoso). Após o desligamento do aquecedor, a peça volta a ser supercondutora, pode-se então desconectar a fonte de corrente, e o solenóide poderá operar por várias semanas sem fonte de corrente externa.

Figura 2.8: diagrama com esquema simplificado do *persistent switch*.

O poder de deflexão de um solenóide é menor do que um dipolo de similar corrente elétrica. Porém conta com uma eficiência de coleta de produtos de reação do alvo primário muito superior. A aceitação do solenóide é da ordem de 30msr enquanto que do dipolo é da ordem de 5msr. Um solenóide supercondutor permite gerar um campo magnético muito intenso mesmo com suas espiras muito largas, associando poder de focalização e eficiência de coleta [Kol89]. Sua aceitação engloba um ângulo azimutal de 2π e um intervalo de ângulo de espalhamento de 2.5 a 6 graus, permitindo a produção de feixes secundários bem mais intensos.

Um solenóide focaliza um feixe de íons que o atravessa na direção axial, de forma similar a uma espessa lente bi-convexa, ou seja, feixes que têm origem em um determinado ponto ao longo de seu eixo axial, são focalizados em um outro ponto neste mesmo eixo através da ação da força de Lorentz.

$$\vec{F}_{Lo} = q\vec{v}_0 \times \vec{B} \quad (2.5)$$

As trajetórias descritas pelos íons, através de um solenóide, podem ser vistas na figura 2.9. Elas foram calculadas com o programa TWINSOL [Lee02].

Figura 2.9: trajetórias de íons de ${}^6\text{He}^{+2}$ (emitidos à 2, 3, 4, 5 e 6 graus) atravessando um solenóide do RIBRAS. A linha vermelha representa o centro da câmara de espalhamento.

O ponto de origem representa o alvo primário, as linhas cheias são as trajetórias descritas por íons de ${}^6\text{He}^{+2}$ (MeV) em diferentes ângulos de saída. A linha vermelha marca o centro da câmara central de espalhamento do RIBRAS.

A aberração cromática de uma lente óptica tem sua analogia correspondida pela lente eletromagnética na dispersão dos íons de diferente rigidez magnética, característica que possibilita a separação destes íons pelo solenóide. Os íons emitidos do alvo primário com ângulos maiores experimentam maior deflexão do que aqueles de menor ângulo (devido a força de Lorentz.), na analogia com lentes ópticas corresponde a uma aberração esférica de lentes ópticas de superfície esférica[Lee02]. Em seu trabalho, Mu Y. Lee define a imagem como sendo o menor círculo que contém todas as trajetórias. Assim, quanto maiores os ângulos permitidos na entrada do solenóide, maior será esta aberração.

Para impedir que os íons, de diferente rigidez magnética, cheguem às câmaras de espalhamento são usados bloqueadores. Com simetria cilíndrica tem a forma de grandes discos furados (fixados às paredes) para bloquear as trajetórias mais externas, ou pequenos discos apoiados por uma fina haste para bloquear as trajetórias mais centrais. Estes últimos também são chamados de *lollipops* por ter forma assemelhada a um pirulito.

Figura 2.10: focalização do feixe de ^8Li no centro da câmara central de espalhamento. Repare no bloqueio dos íons de $^6\text{He}^{+2}$ (reação de transferência) e $^7\text{Li}^{+3}$ (espalhamento elástico).

No estágio atual do projeto RIBRAS a câmara de espalhamento após o segundo solenóide ainda não está concluída, e os experimentos até aqui realizados tiveram todas suas montagens instaladas na câmara de espalhamento central.

Com a montagem da câmara de espalhamento, logo após o segundo solenóide, serão possíveis dois tipos de focalização: modo paralelo e modo cruzado (fig. 2.11). No modo paralelo, o feixe secundário é focalizado somente na segunda câmara do RIBRAS, é o método indicado para íons de Bp elevado. No modo cruzado, os íons são focalizados na câmara central e refocalizados na segunda câmara.

Figura 2.11: modos de focalização do feixe secundário no RIBRAS.

No modo cruzado é possível usar a focalização central para realização de medidas experimentais, produzir feixes terciários ou degradar o feixe secundário (permite que se diminua ou até que se elimine íons contaminantes). Para isso, altera-se o Bp das partículas que chegam à câmara central de espalhamento com o auxílio de um degradador. Ao passar pela matéria do degradador, os íons perdem energia de forma proporcional ao produto mZ^2/E [Leo92], onde Z é o número atômico, m é a massa e E é a energia das partículas. Com perdas diferentes em energia, as distintas espécies de íons adquirem Bp's diferentes antes de passarem pelo segundo solenóide. A figura 2.12 ilustra a situação com uma simulação feita por M.Y. Lee [Lee02].

Figura 2.12: nesta simulação de trajetórias, dois isótopos de hélio, com o mesmo Bp são focalizados na câmara central de espalhamento sobre uma folha de carbono. Os íons de ${}^6\text{He}$ perdem mais energia do que os de ${}^4\text{He}$ sendo separados pelo segundo solenóide.

Os campos magnéticos dos dois solenóides podem ser ajustados com o mesmo sentido ($\vec{B}$ paralelo), onde as linhas de campo tendem a formar um só solenóide, aumentando o poder de deflexão do sistema. A outra opção é o ajuste com campos magnéticos em sentidos opostos ($\vec{B}$ anti-paralelo), reduzindo sua intensidade na câmara central. Isto possibilita a montagem de detectores que tem seu desempenho comprometido sobre a ação de campos magnéticos intensos (e.g. detectores gama).

Os primeiros testes com o RIBRAS foram realizados durante a escola de verão SWIECA 2004 [Swi04]. Um perfil do feixe secundário foi obtido com o uso de um PPAC. Este é um detector a gás (5torr) sensível a posição X-Y, o gás utilizado (isobutano) é mantido em fluxo constante para evitar sua degeneração. A partícula detectada ioniza o gás do detector durante sua passagem e diversas linhas metalizadas (com tensão positiva) atraem as cargas negativas (elétrons) gerando o

signal do detector. Uma linha resistiva divide o sinal coletado de forma proporcional à posição da partícula.

Figura 2.13: esquema interno e externo do detector PPAC utilizado.

Neste experimento, utilizou-se feixe primário de ${}^7\text{Li}$ (30MeV) e um alvo primário de ${}^9\text{Be}$ (12 μm). O espectro do feixe secundário ${}^8\text{Li}$ obtido (no centro da câmara de espalhamento central) é apresentado na figura 2.14.

Figura 2.14: perfil do feixe secundário ${}^8\text{Li}$ ao centro da câmara central de espalhamento do RIBRAS.

O feixe primário do Pelletron tem aproximadamente 4mm de diâmetro, o diâmetro do feixe secundário é amplificado de um fator 1.5 ($\approx 6\text{mm}$), pois o centro do solenóide está a 1 metro do alvo primário (objeto) e à 1.5m do centro da câmara central (imagem). A maior parte das partículas do feixe está concentrada no centro, de forma prática, podemos dizer que o feixe secundário tem uns 6 ou 7 mm de diâmetro. A imagem do feixe secundário não é perfeita devido à aberração esférica.

Um telescópio E- ΔE foi colocado logo atrás do PPAC, a zero grau. Montado com detectores de barreira de superfície de Silício (300mm^2) de espessuras de $20\mu\text{m}$, $150\mu\text{m}$ e $150\mu\text{m}$ respectivamente. A figura 2.15 mostra o espectro obtido.

Figura 2.15: espectro do feixe secundário a zero grau (SWIECA – 2004).

Variando a corrente do solenóide, é possível suprimir os íons de ${}^6\text{He}$, de ${}^8\text{Li}$ ou de ${}^9\text{Be}$ do espectro. E também maximizar a intensidade do feixe secundário de interesse. Os feixes contaminantes de ${}^7\text{Li}$, ${}^4\text{He}$, trítios, dêuterons e prótons estão quase sempre presentes. Isto se deve a grande quantidade com que são produzidos, fazendo com que uma parcela espalhada (em energias com intervalos relativamente grandes) acabe fornecendo íons com a mesma rigidez magnética daqueles de interesse.

Esse teste com o PPAC também serviu para determinar sua eficiência na detecção de diferentes partículas, uma informação importante para seu uso em futuros experimentos (para determinar trajetórias de íons e/ou o tempo de voo destas). Com o uso dos programas do Vaxpack [Rib94] foi possível construir os histogramas do PPAC para cada espécie de partícula pelo condicionamento do evento às regiões específicas no espectro biparamétrico E-DE (áreas marcadas na figura 2.15).

Na tabela 2.1 é possível ver os resultados obtidos. A eficiência na detecção de uma partícula específica é a porcentagem de partículas detectadas pelo PPAC em relação às detectadas no telescópio, para suas condições específicas de energia e ajuste do PPAC (5 torr de P10). Adotou-se a convenção de eficiência biparamétrica para quando as partículas deixaram sinais nas linhas verticais (Y) e horizontais (X) do PPAC, e eficiência monoparamétrica para os casos de partícula detectada em pelo menos um dos grupos de linhas.

Eficiência biparamétrica (sinal em X e Y / ^9Be à 23.8MeV) 51.9%
	Eficiência monoparamétrica (sinal em X ou Y / ^9Be à 23.8MeV) 99.5%
Eficiência biparamétrica (sinal em X e Y / ^7Li à 13.6MeV) 17.3%
	Eficiência monoparamétrica (sinal em X ou Y / ^7Li à 13.6MeV) 74.5%
Eficiência biparamétrica (sinal em X e Y / ^8Li à 26.8MeV) 3.2%
	Eficiência monoparamétrica (sinal em X ou Y / ^8Li à 26.8MeV) 39.2%
Eficiência biparamétrica (sinal em X e Y / ^6He à 15.9MeV) 0.3%
	Eficiência monoparamétrica (sinal em X ou Y / ^6He à 15.9MeV) 8.6%
Eficiência biparamétrica (sinal em X e Y / ^4He à 6.0MeV) 0.3%
	Eficiência monoparamétrica (sinal em X ou Y / ^4He à 6.0MeV) 4.0%

Tabela 2.2: Eficiência do PPAC na detecção de diferentes partículas.

2.5 Montagens Experimentais

Produzimos os feixes radioativos de ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$ e ${}^7\text{Be}$ com um alvo primário de ${}^9\text{Be}$ (16 μm) e com feixes primários de ${}^7\text{Li}$ e ${}^6\text{Li}$. Na tabela abaixo, podemos ver as configurações de feixe e alvo primários utilizadas.

Feixe Primário	Alvo Primário	Reação de Produção	Janela(s) de mylar (2 μm)	Alvo Gasoso / Refrigeração	Feixe secundário	Experimento
${}^7\text{Li}$ (31.1MeV)	${}^9\text{Be}$ (16 μm)	${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$	presentes	Alvo gasoso (${}^3\text{He}$) (3.8mm - 1000mB)	${}^7\text{Be}$ (26.6MeV)	${}^{51}\text{V}({}^7\text{Be}, {}^7\text{Be}) {}^{51}\text{V}$
${}^6\text{Li}$ (31.5MeV)	${}^9\text{Be}$ (16 μm)	${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be})$	presentes	Alvo gasoso (${}^3\text{He}$) (3.8mm - 1000mB)	${}^7\text{Be}$ (25.6MeV)	${}^{51}\text{V}({}^7\text{Be}, {}^7\text{Be}) {}^{51}\text{V}$
${}^7\text{Li}$ (MeV) (24.45MeV) (26.04MeV)	${}^9\text{Be}$ (16 μm)	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})$	presente presente	Refrigeração (${}^4\text{He}$) (3.8mm - 303mB) ausente	${}^8\text{Li}$ (MeV) (20.2MeV) (22.9MeV)	${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}) {}^{58}\text{Ni}$
${}^7\text{Li}$ (MeV) (27.0MeV) (25.7MeV) (23.5MeV) (27.0MeV)	${}^9\text{Be}$ (16 μm)	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})$	presente presente ausente ausente	ausente ausente ausente ausente	${}^6\text{He}$ (MeV) (19.8MeV) (18.05MeV) (17.4MeV) (20.5MeV)	${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}) {}^{120}\text{Sn}$
${}^7\text{Li}$ (MeV) (25.7MeV)	${}^9\text{Be}$ (16 μm)	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})$	presente	ausente	${}^8\text{Li}$ (MeV) (20.3MeV)	${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}) {}^{120}\text{Sn}$

Tabela 2.3: configurações do alvo primário para produção dos feixes secundário utilizados.

As distribuições angulares foram medidas com um conjunto de telescópios E- ΔE montados na câmara central de espalhamento. As primeiras montagens contavam com menos detectores. A tabela 2.4 exibe as configurações de detecção para cada experimento.

A figura 2.16 mostra uma montagem com quatro telescópios E- ΔE montados sobre o prato giratório da câmara de espalhamento central, todos equipados com detectores de barreira de silício. Há também um telescópio E- ΔE fixo a 110 graus (monitor). Ao centro da câmara foram fixados, à torre de alvos, os alvos isotópicos referentes a cada experimento, sempre com um alvo de ouro para a normalização dos dados. Usamos alvos de ${}^{51}\text{V}$ (1.95mg/cm²- 99,75%), ${}^{58}\text{Ni}$ (2.1mg/cm²- 99,90%), ${}^{120}\text{Sn}$ (3.8mg/cm²- 98,29%) e ouro natural (3,15mg/cm² e 5.1mg/cm²). Os alvos isotopicamente enriquecidos (${}^{120}\text{Sn}$ e ${}^{58}\text{Ni}$) foram adquiridos na forma

laminada, cortados e colados num *frame*. Os alvos de ^{51}V e de ouro, ambos naturais, foram laminados no laboratório de alvos do Pelletron [Uet89]. As espessuras de todos os alvos foram medidas com o auxílio de uma fonte alfa.

Telescópios	DE	E	Experimento / Reação de Prod.
1	$300\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$	$300\text{mm}^2\text{-}500\mu\text{m}$	$^{51}\text{V}(^7\text{Be}, ^7\text{Be}) ^{51}\text{V} / ^3\text{He}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$
1	$300\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$	$300\text{mm}^2\text{-}500\mu\text{m}$	$^{51}\text{V}(^7\text{Be}, ^7\text{Be}) ^{51}\text{V} / ^3\text{He}(^6\text{Li}, ^7\text{Be})$
3 Monitor	$300\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ $300\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ —————	$300\text{mm}^2\text{-}500\mu\text{m}$ $300\text{mm}^2\text{-}1000\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}1000\mu\text{m}$ $50\text{mm}^2\text{-}700\mu\text{m}$ (21°)	$^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^8\text{Li}) ^{58}\text{Ni} / ^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})$
4 Monitor	$300\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ $300\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ (110°)	$300\text{mm}^2\text{-}500\mu\text{m}$ $300\text{mm}^2\text{-}1000\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}1000\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}1000\mu\text{m}$ $50\text{mm}^2\text{-}1000\mu\text{m}$ (110°)	$^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^8\text{Li}) ^{120}\text{Sn} / ^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})$
4	$300\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ $300\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}25\mu\text{m}$	$300\text{mm}^2\text{-}500\mu\text{m}$ $300\text{mm}^2\text{-}1000\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}1000\mu\text{m}$ $150\text{mm}^2\text{-}1000\mu\text{m}$	$^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He}) ^{120}\text{Sn} / ^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^6\text{He})$

Tabela2.4: configurações dos telescópios E-ΔE montados na câmara central de espalhamento.

Figura 2.16: montagem experimental na câmara de espalhamento central do RIBRAS.

2.6 Eletrônica e Aquisição de Dados

A montagem eletrônica utilizada nos experimentos pode ser vista na figura 2.16 da página seguinte. A tensão dos detectores é fornecida por duas fontes Quad Bias Supply ORTEC 710. Os pulsos gerados pelos detectores de barreira de silício passam por pré-amplificadores (modelos 142 PC-ORTEC e Camberra 2003BT), logo na saída da câmara de espalhamento. Os sinais das saídas de energia dos prês são enviados a amplificadores ORTEC 572A (ainda na sala de experimentos), onde são ajustados o ganho e a forma (*shapping time*) dos pulsos bipolares enviados ao conversor analógico digital (ADC 4418V-SILENA) do CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*/ Model C111A) para serem adquiridos.

Os sinais de tempo dos pré-amplificadores são usados para fazer o *gate* do sistema de aquisição. Os sinais de tempo são enviados a um amplificador rápido (ORTEC-FTA 820 Fast Amp) e depois transformados em sinal lógico por um módulo Octal CF Discriminator CF 8000 da ORTEC. Um módulo lógico Fan in/Fan out (Lecroy- Model 429A) recebe os sinais de todos os detectores gerando um sinal único em sua saída, o qual é transmitido para um módulo OGG (Octal Gate Generator), modelo GG8010-ORTEC. O OGG gera um sinal lógico (ajustável) que serve como gatilho para o sistema CAMAC, avisando sobre a ocorrência de eventos. Durante este período, o CAMAC mantém a leitura dos pulsos unipolares pelos ADC's e depois os processa com a ajuda do módulo EH (*Event Handler*), previamente programado pelo usuário.

A leitura do copo de Faraday é feita por um integrador de corrente (Digital Current Integrator 429-ORTEC), transformada em pulsos lógicos (416A Gate & Delay Generator-ORTEC) ajustados no OGG e adquiridos pelo *scaler* (IECROY-2551) do CAMAC.

Os dados são finalmente enviados ao sistema de aquisição de dados (ScanRoot-Linux) [Sua04], que além de controlar o CAMAC é responsável pela gravação dos dados no microcomputador de aquisição (spmntRoot). Os dados deste experimento foram gravados em disco rígido evento por evento (modo FILA).

Figura 2.17: eletrônica utilizada na aquisição dos dados.

Capítulo 3

Redução dos Dados

A redução dos dados foi feita com o auxílio do pacote de rotinas VAXPAK [Rib94,Mil87] que inclui programas para criação de espectros (SCAN), manipulação e visualização destes (DAMM), cálculos de perda de energia e *straggling* angular (STOPX), entre outros como o KINEQ para cálculos de cinemática. Neste capítulo, são apresentados espectros $E-\Delta E$ característicos de cada experimento, algumas projeções dos espectros obtidos e os cálculos referentes às distribuições angulares experimentais de secção de choque.

3.1 Medidas de Secções de Choque Experimentais

Os espalhamentos elásticos medidos com os feixes radioativos foram normalizados com o auxílio de um alvo de ouro. O espalhamento em ^{197}Au nas energias escolhidas deve ser Rutherford, mesmo para estes núcleos exóticos. Portanto as distribuições angulares σ/σ_R para estes casos devem permanecer constantes e com valor próximo de 1. A secção de choque experimental é dada por:

$$\frac{\sigma}{\sigma_R} = \frac{\left(\frac{d\sigma_x}{d\Omega}\right)_{cm}}{\left(\frac{d\sigma_x}{d\Omega}\right)_{cmR}} = \frac{\frac{Y^x}{N_f N_a^x} \frac{1}{Jac^x} \Delta\Omega}{\left(\frac{z_1 z_2 e^2}{4E_{cm}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right)}}, \quad (3.1)$$

onde: x faz referência ao elemento do alvo;

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ é a secção de choque no referencial centro de massa;

Y^x é o número de eventos no pico de interesse;

N_f é o número total de partículas provenientes do feixe secundário;

N_a^x é o número de partículas alvo por cm^2 ;

Jac é o jacobiano de transformação do referencial centro de massa para o de laboratório;

$\Delta\Omega$ é o ângulo sólido subtendido pelo detector.

$\left(\frac{d\sigma_x}{d\Omega}\right)_{cmR}$ é a secção de choque Rutherford no referencial laboratório;

z_1 e z_2 são as cargas do projétil e do alvo;

E_{cm} é a energia no referencial centro de massa;

θ_{cm} é o ângulo com que o projétil é espalhado no referencial centro de massa.

Nas montagens do RIBRAS não temos uma medida direta da intensidade do feixe secundário. O copo de Faraday é utilizado para coletar e integrar a carga referente ao feixe primário. A eficiência de produção ϵ_f do feixe secundário é determinada pela normalização das distribuições angulares dos feixes secundários com o alvo de ^{197}Au . Pois, sendo $\sigma/\sigma_R \approx 1$, é possível determinar-se o número de partículas do feixe secundário e determinar a eficiência com que são produzidas ao longo do experimento.

$$\epsilon_f = \frac{N_{\text{FeixeSecundário}}}{N_{\text{Feixe Primário}}}, \quad (3.2)$$

No entanto, ao construirmos as distribuições angulares obtidas com o alvo de ouro, observamos que os valores da distribuição se distorciam no sentido dos ângulos mais dianteiros (ver fig. 3.1). O fato de os feixes secundários serem de baixa intensidade, nos obriga a utilizar telescópios com ângulos sólidos bastante grandes. Assim, quando posicionamos os detectores num ângulo a X graus, na

verdade, estamos medindo num intervalo de $X-\Delta X$ até $X+\Delta X$ graus ($2\Delta X$ é a abertura do telescópio) que não pode ser desprezado.

Foi preciso desenvolver um programa de computador [Lic05] que simula o feixe secundário sendo espalhado pelo alvo secundário e fornecesse o ângulo médio das partículas que chegam ao detector.

$$\theta_m = \frac{\int_{\theta-\Delta\theta}^{\theta+\Delta\theta} \sigma \theta d\theta}{\int_{\theta-\Delta\theta}^{\theta+\Delta\theta} \sigma d\theta} , \quad (3.3)$$

Desta forma, consegue-se descobrir o ângulo médio das partículas detectadas e corrigir as distribuições angulares. O programa considera a geometria e energia do feixe secundário, o *stragling* angular e a forma da distribuição angular das partículas espalhadas.

O código permite ao usuário entrar com os valores das secções de choque ou deixar o programa calcular usando valores da secção de choque de Rutherford. A idéia é realimentar o programa com a distribuição angular de saída, repetindo o procedimento até obter convergência nos resultados.

As demais distribuições experimentais foram calculadas usando-se medidas alternadas entre os alvos de estudo e de normalização (ouro). As correções angulares foram obtidas com as distribuições angulares com alvo de ouro e utilizadas nos cálculos das secções de choque experimentais de interesse, as quais foram calculadas pela expressão 3.4,

$$\sigma = \left(\frac{d\sigma_x}{d\Omega} \right)_{cm} = \sigma_R^{Au} \left(\frac{Y^x}{Y^{Au}} \right) \left(\frac{N_f^{Au}}{N_f^x} \right) \left(\frac{Jac_x}{Jac_{Au}} \right) \left(\frac{N_a^{Au}}{N_a^x} \right) , \quad (3.4)$$

onde: x faz referência ao elemento do alvo e Au ao alvo de ouro.

O cálculo nesta forma corrige individualmente, para cada telescópio, as secções de choque experimentais de problemas como eficiência de detecção, além de ser independente do ângulo sólido.

Experimentos com feixes secundários costumam tomar muito tempo durante a aquisição de dados devido a sua baixa intensidade. É comum intercalar várias

medidas com alvo de ouro durante uma mesma medida de outro alvo qualquer, isto permite acompanhar e corrigir quaisquer eventuais variações na eficiência de produção do feixe secundário.

A seguir são apresentados os resultados obtidos para cada experimento. Para o espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^{197}\text{Au}$ mostraremos as distribuições angulares com e sem correção angular. As demais distribuições serão apresentadas já corrigidas. Os espectros biparamétricos dos telescópios E- ΔE são apresentados com o sinal ΔE no eixo vertical e o sinal $E+\Delta E$ no eixo horizontal.

3.2 Espalhamento Elástico ${}^{51}\text{V}({}^7\text{Be}, {}^7\text{Be}){}^{51}\text{V}$

No primeiro experimento medimos o espalhamento elástico do feixe de ${}^7\text{Be}$ em ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^7\text{Be}$ em ${}^{51}\text{V}$. Antes de medirmos o espalhamento elástico ${}^{51}\text{V}+{}^7\text{Be}$, adquirimos uma distribuição angular do espalhamento elástico ${}^{197}\text{Au}+{}^7\text{Be}$. O intuito foi testar o sistema com uma distribuição Rutherford, de comportamento conhecido. Esta distribuição angular permitiu identificar a necessidade de correções angulares nas medidas feitas com o RIBRAS. Estas medidas cobriram a região angular de 10° a 60° com passos de $2,5^\circ$ e foram feitas com feixe de ${}^7\text{Be}$ obtido a partir da reação ${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be})$. Esta reação já havia sido utilizada no TWINSOL de Notre Dame [Bec91].

Os resultados para esta distribuição angular são apresentados a seguir. Na figura 3.1 é apresentado a distribuição angular ${}^{197}\text{Au}({}^7\text{Be}, {}^7\text{Be}){}^{197}\text{Au}$ sem correções angulares e com as correções angulares. A normalização destas distribuições forneceu uma eficiência de produção de $\epsilon_f = 2.88 \times 10^{-7}$, ou 6.0×10^5 partículas de ${}^7\text{Be}$ por microampere de feixe primário.

Figura 3.1: distribuição angular $^{197}\text{Au}(^7\text{Be}, ^7\text{Be})^{197}\text{Au}$ com e sem a correção angular do programa.

A taxa de produção da reação $^3\text{He}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$ foi testada pela primeira vez no RIBRAS durante esta experiência. A figura 3.2 mostra os espectros característicos do feixe secundário de ^7Be espalhados, medidos a zero graus e sem alvo secundário pelo alvo de ouro, para as duas reações de produção.

Figura 3.2: espectro característico do feixe secundário de ^7Be produzido a partir das reações $^3\text{He}(^6\text{Li}, ^7\text{Be})\text{d}$ (esquerda) e $^3\text{He}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})\text{t}$ (direita). Ambos a zero graus e sem alvo secundário.

Decidimos medir a distribuição angular $^{51}\text{V}(^7\text{Be},^7\text{Be})^{51}\text{V}$ com a reação de produção $^3\text{He}(^7\text{Li},^7\text{Be})$ por sua novidade e por gerar um espectro mais limpo de ^7Be (mais afastado dos contaminantes). Fizemos medidas no intervalo de 30 a 60 graus, com passo de 5 graus e na energia de laboratório de 26.6 MeV. Intercalou-se algumas medidas com alvo de ouro para medidas da taxa de produção. Um espectro característico deste experimento é apresentado na figura 3.3. A distribuição angular do espalhamento elástico $^7\text{Be}+^{51}\text{V}$ encontra-se na figura 3.4.

Figura 3.3: espectro biparamétrico (E-ΔE) característico do experimento $^{51}\text{V}(^7\text{Be},^7\text{Be})^{51}\text{V}$.

Figura 3.4: distribuição angular $^{51}\text{V}(^7\text{Be}, ^7\text{Be})^{51}\text{V}$ com a correção do programa.

A eficiência de produção obtida foi de $\varepsilon_f = 1.3 \times 10^{-7}$ ou 2.7×10^5 partículas de ^7Be por microampere de feixe primário.

3.3 Espalhamento Elástico $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{58}\text{Ni}$

Foram medidas distribuições angulares do espalhamento elástico $^8\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$ nas energias $E_{\text{lab}} = 22.0$ MeV e $E_{\text{lab}} = 20.2$ MeV, cobrindo a região angular de 23 a 75 graus. A figura 3.6 mostra um espectro característico deste experimento.

Figura 3.5: espectro característico do feixe secundário de ^8Li espalhado no alvo de ^{58}Ni .

Os espectros obtidos para este experimento estão apresentados nas figuras 3.6 e 3.7.

Figura 3.6: distribuição angular $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{58}\text{Ni}$ com $E=22.0 \text{ MeV}$.

Figura 3.7: distribuição angular $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{58}\text{Ni}$ com $E=20.2\text{MeV}$.

3.5 Espalhamento Elástico $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^8\text{Li})^{120}\text{Sn}$

Foi medida uma distribuição angular do espalhamento elástico $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$ com $E_{\text{lab}}=20.3\text{MeV}$ num intervalo de 15 a 110 graus. Nas figuras 3.8 e 3.9 são mostrados o espectro característico do experimento e a distribuição angular obtida, respectivamente.

Esta foi a primeira medida realizada no RIBRAS, na região angular acima de 90 graus da câmara de espalhamento, confirmando a possibilidade de medidas no hemisfério traseiro (ver figura 2.15). Foi instalado um suporte fixo na tampa da câmara com um detector em 110 graus que ficou fixo durante todo o experimento enquanto que os ângulos dos detectores dianteiros eram variados. Isso foi necessário devido às baixas secções de choque acima de 90 graus.

Figura 3.8: espectro característico do experimento ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ com $E=20.3 \text{ MeV}$.

Figura 3.9: distribuição angular ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ com $E=20.3 \text{ MeV}$.

3.5 Espalhamento Elástico $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$

Foram medidas distribuições angulares do espalhamento elástico $^6\text{He}+^{120}\text{Sn}$ em quatro energias de laboratório: 17.4, 18.05, 19.8 e 20.5 MeV. As medidas cobriram a região angular de 15 a 90 graus. A figura 3.10 mostra um espectro característico deste experimento.

Figura 3.10: espectro característico dos experimentos com feixe radioativo de ^6He sobre alvo de ^{120}Sn .

A linha vermelha mostra as alfas resultantes da interação entre os núcleos de ^6He e os de ^{120}Sn . O capítulo 5 (Análise dos dados) aborda com mais detalhes a natureza dessas alfas. A seguir são apresentadas as distribuições angulares obtidas para o espalhamento elástico (figuras 3.11 a 3.14) e para as alfas provenientes da reação com o alvo de ^{120}Sn (figuras 3.15 a 3.18).

Figura 3.11: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ com $E_{\text{lab}} = 17.4 \text{ MeV}$.

Figura 3.12: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ com $E_{\text{lab}} = 18.05 \text{ MeV}$.

Figura 3.13: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ com $E_{\text{lab}} = 19.8 \text{ MeV}$.

Figura 3.14: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ com $E_{\text{lab}} = 20.5 \text{ MeV}$.

Figura 3.15: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com $E_{lab} = 17.4 \text{ MeV}$.

Figura 3.16: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com $E_{lab} = 18.05 \text{ MeV}$.

Figura 3.17: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com $E_{lab} = 19.8 \text{ MeV}$.

Figura 3.18: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com $E_{lab} = 20.5 \text{ MeV}$.

Observou-se a produção de alfas também em alguns espectros com ouro (ver fig. 3.19). Consideramos estas alfas como provenientes da quebra nuclear do ${}^6\text{He}$ com o ${}^{197}\text{Au}$ e as incluímos nas contagens de ouro para a normalização dos dados.

Figura 3.19: espectro característico dos experimentos com feixe radioativo de ${}^6\text{He}$ sobre alvo de ${}^{197}\text{Au}$. A linha vermelha demarca a região das alfas produzidas por breakup coulombiano.

Na figura 3.20 são mostradas as distribuições angulares da quebra nuclear do ${}^6\text{He}$ sobre o alvo de ouro, nas quatro energias medidas (17.5, 18.15, 19.9 e 20.6 MeV).

Figura 3.20: distribuições angulares do *breakup* coulombiano de ${}^6\text{He}$ em ${}^{197}\text{Au}$, nas energias de 17.5, 18.15, 19.9 e 20.6 MeV.

Capítulo 4

Descrição Teórica

Neste capítulo, fazemos uma breve descrição da teoria utilizada para analisar os dados experimentais. Começando pelo formalismo de modelo óptico e depois com o tratamento de canais acoplados e a aproximação de Born de ondas distorcidas.

4.1 Modelo Óptico e Espalhamento Elástico

Em baixas energias, o espalhamento elástico é o processo mais provável que pode ocorrer na colisão entre dois núcleos.

No espalhamento elástico, os canais de entrada e de saída são exatamente os mesmos, conservando a energia cinética e momento angular dos núcleos envolvidos.

No modelo óptico, o espalhamento elástico é descrito resolvendo-se a equação de Schrödinger com um potencial médio resultante da interação dos núcleons do projétil e do alvo. Este potencial tem uma parte real atrativa responsável pela refração, ou seja, o desvio sofrido pelo projétil quando atravessa o alvo, e uma parte imaginária que descreve a absorção, ou seja, uma diminuição no fluxo incidente e que simula a existência de outros canais de reação que não o espalhamento elástico como, por exemplo, a fusão, transferências e espalhamento inelástico. O termo óptico vem da óbvia analogia com a passagem de um raio de luz por uma esfera de vidro com uma determinada opacidade. O potencial nuclear médio resultante das interações entre os nucleons que constituem o alvo e o projétil é:

$$V_N = V_R(r) + V_I(r) , \quad (4.1)$$

Modelo de potencial óptico frequentemente utilizado é o de Wood-Saxon [Woo54]:

$$V_N(r) = -\frac{V_R}{1 + e^{(r-R_r)/a_r}} - \frac{iV_I}{1 + e^{(r-R_I)/a_i}}, \quad (4.2)$$

onde:

V_R e V_I representam as profundidades das partes real e imaginária, respectivamente;

a_r e a_i são as difusividades real e imaginária.

R_r e R_i são os raios real e imaginário, os quais obedecem a relação:

$$R_r = r_r(A_A^{1/3} + A_a^{1/3}) \text{ e } R_i = r_i(A_A^{1/3} + A_a^{1/3}), \quad (4.3)$$

onde:

A_A e A_a representam as massa do alvo e do projétil, respectivamente.

O potencial coulombiano é descrito por:

$$\begin{aligned} V_C(r) &= \frac{Z_A Z_a e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & r \leq R_C \\ V_C(r) &= \frac{Z_A Z_a e^2}{r} & r > R_C \end{aligned}, \quad (4.4)$$

Onde: Z_A e Z_a são os números atômicos do projétil e do alvo;

R_C é o raio coulombiano dado por: $R_C = r_c A_A^{1/3}$.

Com o potencial total podemos escrever a equação de Schrödinger radial :

$$\frac{d^2 \overset{\circ}{f}_l(r)}{dr^2} + \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} \left(E - V_N - V_C - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \right] \overset{\circ}{f}_l(r) = 0, \quad (4.5)$$

onde:

r é a distância entre os núcleos;

l é o momento angular orbital;

E é a energia incidente;

$\overset{o}{f}_l(r)$ é a função de onda radial.

No caso de partículas sem spin a função de onda total é:

$$\chi_l(r, \theta) = \frac{\overset{o}{f}_l(r) P_l(\cos \theta)}{r}, \quad (4.6)$$

A função de onda radial $\overset{o}{f}_l(r)$ é obtida através da integração da eq. 4.5 até um valor limite denominado raio de *matching* (R_m), a partir do qual o efeito do potencial nuclear é desprezível. A função de onda radial $\overset{o}{f}_l(r)$ passa, a partir deste ponto, a ser tratada como uma superposição de ondas coulombianas incidentes e espalhadas.

$$\overset{o}{f}_l(r) = \frac{1}{2} (F_l(r) + iG_l(r) + S_l [F_l(r) - iG_l(r)]), \quad (4.7)$$

Onde:

$F_l(r)$ e $G_l(r)$ são as funções de onda coulombianas;

S_l é a matriz-S de espalhamento, a qual é uma quantidade muito importante por conter todas as informações sobre o efeito que o alvo produz na função de onda espalhada (e assim nos observáveis). Assim é possível escrever todos os espalhamentos observáveis em termos dos elementos da matriz-S.

A amplitude de espalhamento é dada por:

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum (2l+1)(S_l - 1)e^{2i\sigma_l} P_l(\cos \theta), \quad (4.8)$$

Onde:

$f_c(\theta)$ é a amplitude de espalhamento coulombiano;

σ_l é a defasagem coulombiana.

E a seção de choque diferencial elástica é obtida a partir de:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2, \quad (4.9)$$

Nos cálculos de modelo óptico, os parâmetros do potencial utilizados são variados sistematicamente até a obtenção de um bom ajuste dos dados experimentais da seção de choque elástica.

4.2 Cálculo de Canais Acoplados e Aproximação de Born de Ondas Distorcidas

O modelo óptico considera somente os estados fundamentais dos núcleos alvo e projétil. Por esta razão, consegue apenas calcular as seções de choque do espalhamento elástico. Outros canais, como espalhamento inelástico e reações de transferência são levados em conta pela parte imaginária do potencial nuclear utilizado, representando a perda de fluxo do canal elástico para os canais excluídos.

Geralmente, a interação responsável por estes outros canais (inelástico e transferências) é usualmente fraca. Para estes casos um tratamento perturbativo em primeira ordem é uma boa aproximação, este procedimento é conhecido como aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA - *Distorted Wave Born Approximation*).

Quando um canal de reação é muito favorecido, torna-se necessário adotar o formalismo de canais acoplados.

Para um caso geral, partimos da equação de Schrödinger:

$$H\psi = E\psi, \quad (4.10)$$

Onde ψ é a função de onda total do sistema de colisão.

Vamos supor a existência de apenas dois canais de reação, o canal elástico $A(a,a)A$ (canal $\alpha=a+A$) e o canal da reação $A(a,b)B$ (canal $\beta=b+B$).

A função de onda total é a superposição das funções de onda do canal α e β :

$$\psi = \frac{\chi_\alpha(\vec{r}_\alpha)}{r_\alpha} |\phi_a \phi_A\rangle + \frac{\chi_\beta(\vec{r}_\beta)}{r_\beta} |\phi_b \phi_B\rangle, \quad (4.11)$$

Onde $|\phi_a \phi_A\rangle$ e $|\phi_b \phi_B\rangle$ são as funções de onda dos estados intrínsecos dos núcleos.

A hamiltoniana pode ser reescrita como:

$$\text{“Prior”} \quad H = h_A + h_a + T_\alpha + \sum_{ij} V_{ij}, \quad ij(\text{nucleons}) \in a \text{ e } A, \quad (4.12a)$$

$$\text{“Post”} \quad H = h_b + h_B + T_\beta + \sum_{kl} V_{kl}, \quad kl(\text{nucleons}) \in b \text{ e } B, \quad (4.12b)$$

Sendo:

$$h_a |\phi_a\rangle = \varepsilon_a |\phi_a\rangle, \quad h_b |\phi_b\rangle = \varepsilon_b |\phi_b\rangle, \quad h_A |\phi_A\rangle = \varepsilon_A |\phi_A\rangle, \\ h_B |\phi_B\rangle = \varepsilon_B |\phi_B\rangle$$

As formas 4.12a e 4.12b são denominadas prior e post e o termo $\sum_{ij} V_{ij}$ representa a interação entre cada nucleon do núcleo a com o núcleo A .

A interação V_{ij} pode ser substituída pela interação média no canal α obtida a partir dos cálculos de modelo óptico.

$$\sum_{i \neq j} V_{ij} \frac{\chi_{\alpha}(r_{\alpha})}{r_{\alpha}} = U_{\alpha} \frac{\chi_{\alpha}(r_{\alpha})}{r_{\alpha}}, \quad (4.13)$$

Onde U_{α} é a interação média.

Podemos então reescrever a hamiltoniana:

$$H = h_{\alpha} + h_A + T_{\alpha} + \left[\sum_{i \neq j} V_{ij} - U_{\alpha} \right] + U_{\alpha}, \quad (4.14)$$

Substituindo-se a expressão para a função de onda total na equação de Schrödinger obtemos:

$$[T_{\alpha} + U_{\alpha} - \varepsilon_{\alpha}] \frac{X_{\alpha}(r_{\alpha})}{r_{\alpha}} = \langle \phi_a \phi_A | \sum V_{ij} - U_{\alpha} | \phi_b \phi_B \rangle \frac{X_{\beta}(r_{\beta})}{r_{\beta}}, \quad (4.15)$$

Onde $\varepsilon_{\alpha} = E - \varepsilon_a - \varepsilon_A$, sendo desprezados os termos devidos a não ortogonalidade dos estados intrínsecos.

Uma equação análoga é obtida para o canal β :

$$[T_{\beta} + U_{\beta} - \varepsilon_{\beta}] \frac{X_{\beta}(r_{\beta})}{r_{\beta}} = \langle \phi_b \phi_B | \sum V_{ij} - U_{\beta} | \phi_a \phi_A \rangle \frac{X_{\alpha}(r_{\alpha})}{r_{\alpha}}, \quad (4.16)$$

Onde $\varepsilon_{\beta} = E - \varepsilon_b - \varepsilon_B$.

O termo do lado direito dessas equações contém a interação residual $\sum V_{ij} - U_\beta$, que é responsável pela transição do canal α para o canal β . O número de equações acopladas é igual ao número de estados introduzidos na função de onda total.

Para a solução dessas equações devemos numa primeira etapa, determinar as funções de onda $\overset{o}{\chi}_\alpha$ e $\overset{o}{\chi}_\beta$, as quais são obtidas da solução de Schrödinger homogênea.

$$[T_\alpha + U_\alpha - \varepsilon_\alpha] \overset{o}{\chi}_\alpha = 0, \quad (4.17)$$

Em seguida, volta-se às equações acopladas e determinam-se os termos inhomogêneos. Prossegue-se iterativamente até que se obtenha convergência para as funções de onda totais nos canais α e β .

Se a interação residual é fraca, obtemos duas equações desacopladas. Uma que descreve o espalhamento elástico no canal α e outra que descreve a transição $\alpha \rightarrow \beta$ e que consiste na aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA).

Esta aproximação se baseia na idéia de que a interação óptica é a principal responsável pela determinação da função de onda nos canais α e β . A interação residual pode então ser tratada como uma perturbação e obtemos a amplitude de transição:

$$T_{\alpha\beta} = \iint \bar{d}\vec{r}_\alpha \bar{d}\vec{r}_\beta \chi_\beta^*(K_\beta, \vec{r}_\beta) \langle \psi_b \psi_B | \sum V_{ij} - U_\alpha | \psi_a \psi_A \rangle \chi_\alpha^+(K_\alpha, \vec{r}_\alpha), \quad (4.18)$$

Podemos definir:

$$\langle \psi_b \psi_B | \sum V_{ij} - U_\alpha | \psi_a \psi_A \rangle = \langle \phi_\beta | V(\vec{r}) | \phi_\alpha \rangle, \quad (4.19)$$

E expandir este elemento de matriz em multipolos do vetor $\vec{r}$ temos:

$$V(\vec{r}) = \sum_{LM} V_{LM}(r) [i^{L_y} Y_{LM}(\hat{r})]^*, \quad (4.20)$$

Se aplicarmos o teorema de Wigner-Eckart, obtemos:

$$\langle \phi_\beta | V(\vec{r}) | \phi_\alpha \rangle = \sum_{LM} \langle J_\beta M_\beta | J_\alpha L; M_\alpha M \rangle \langle J_\beta || V(r) || J_\alpha \rangle [i^{L_y} Y_{LM}(\hat{r})]^*, \quad (4.21)$$

Onde L é o momento angular transferido.

Finalmente, podemos escrever:

$$\langle J_\beta || V(r) || J_\alpha \rangle = A_L F(r), \quad (4.22)$$

Onde $A_L = C^2 S_1 S_2$ é determinado a partir dos fatores espectroscópicos S_1 e S_2 , provenientes da partícula transferida no alvo e no projétil para o caso de uma reação de transferência. $F(r)$ é o fator de forma da transição. O fator de forma contém as informações a respeito da dinâmica da transição. No caso de uma reação de *stripping*, o fator de forma é interpretado como a função de onda da partícula transferida no núcleo alvo e tem uma forma exponencial decrescente com r na região da superfície do núcleo.

$$F(r) = \frac{e^{-kr}}{kr}, \quad (4.23)$$

Sendo:

$$k = \sqrt{\frac{2\mu E_{lig}}{\hbar^2}}, \quad (4.24)$$

Onde E_{lig} é a energia de ligação da partícula transferida no núcleo alvo.

No espalhamento inelástico temos para o modelo rotacional:

$$\langle J_\beta \| V(r) \| J_\alpha \rangle = \frac{\langle I' \| \delta_\lambda \| I \rangle}{\sqrt{4\pi}} \frac{\partial V(r)}{\partial r} + \frac{\sqrt{4\pi} e^2 Z}{2\lambda + 1} \langle I' \| M(E_\lambda) \| I \rangle \frac{R^\lambda}{R^{2\lambda+1}}, \quad R \leq R_c \quad (4.25a)$$

$$\langle J_\beta \| V(r) \| J_\alpha \rangle = \frac{\langle I' \| \delta_\lambda \| I \rangle}{\sqrt{4\pi}} \frac{\partial V(r)}{\partial r} + \frac{\sqrt{4\pi} e^2 Z}{2\lambda + 1} \langle I' \| M(E_\lambda) \| I \rangle \frac{1}{R^{\lambda+1}}, \quad R > R_c \quad (4.25b)$$

Sendo o primeiro termo da soma do lado direito correspondente à excitação nuclear e o segundo termo à excitação coulombiana.

O elemento da matriz da excitação coulombiana relaciona-se com a probabilidade de transição reduzida $B(E\lambda; I \rightarrow I')$ por:

$$|\langle I' \| M(E_\lambda) \| I \rangle|^2 = (2I + 1) B(E\lambda; I \rightarrow I'), \quad (4.26)$$

e com a deformação quadrupolar $\lambda = 2$:

$$Q_2 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} (2I + 1)^{-1/2} \langle IK_{20} | I'K \rangle \langle I' | M(E_{20}) | I \rangle, \quad (4.27)$$

portanto:

$$Q_2 = \sqrt{\frac{16\pi}{5} \frac{B(E2)}{e^2}} \langle IK_{20} | I'K \rangle (fm^2), \quad (4.28)$$

A probabilidade de transição eletromagnética está relacionada com os parâmetros de deformação coulombiana por:

$$B(E2) = \left[\frac{3}{4\pi} Z \beta_2^{coul} R_{coul}^2 \right]^2, \quad (4.29)$$

Na excitação nuclear $\frac{\partial V(r)}{\partial r}$ é a derivada do potencial de Wood-Saxon e

$$\langle I' \| \delta_\lambda \| I \rangle = \sqrt{2I+1} \langle IK_{20} | I'K \rangle R \beta_\lambda, \quad (4.30)$$

onde β_λ é a deformação nuclear e R o raio do potencial óptico.

A amplitude de transição é obtida por:

$$T_{\alpha\beta} = \sum_{LM} A_L \langle J_\beta M_\beta | J_\alpha L; M_\alpha M \rangle \beta_{LM}, \quad (4.31)$$

com:

$$\beta_{LM} = \int d^3r \chi_\beta^{-*}(k_\beta, r) [-i^{-L} Y_{LM}^*(\hat{r}) F(r)] \chi_\alpha^*(k_\alpha, r), \quad (4.32)$$

e a seção de choque diferencial é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{2J_\beta + 1}{2J_\alpha + 1} \sum_L |A_L|^2 (2L+1) \sum_{M=-L}^L |\beta_{LM}|^2, \quad (4.33)$$

4.3 Quebra nuclear e a Discretização do Contínuo (CDCC)

O processo de quebra nuclear pode ocorrer em uma colisão entre dois núcleos, dependendo da energia da colisão e da energia de ligação do núcleo. No caso de

núcleos estáveis com altas energias de ligação, esse processo é pouco provável em baixas energias e começa a ser importante a partir de 10 MeV/u. No caso de núcleos exóticos leves, as energias de ligação são muito menores. A tabela abaixo mostra uma comparação entre energias de quebra em núcleos estáveis fracamente ligados e exóticos.

Núcleo	$E_{\text{sep}}(\text{MeV})$	Estrutura	Halo
${}^6\text{Li}$	1.47	alfa+d	não
${}^7\text{Li}$	2.46	alfa+t	não
${}^9\text{Be}$	1.665	n+ ${}^8\text{Be}$	não
${}^8\text{Li}$	2.03	n+ ${}^7\text{Li}$	não
${}^6\text{He}$	0.973	2n+alfa	sim
${}^7\text{Be}$	1.586	${}^3\text{He}$ +alfa	não
${}^8\text{B}$	0.137	p+ ${}^7\text{Be}$	sim

Tabela 4.1: Comparação entre energias de quebra em núcleos estáveis fracamente ligados e exóticos.

Devido às baixas energias de ligação dos núcleos exóticos e devido ao halo de nucleons que alguns deles apresentam, espera-se que a probabilidade de quebra nuclear seja bastante aumentada para esses núcleos, mesmo em baixas energias de colisão. O fato de que as energias de ligação são pequenas significa que efeitos devidos ao acoplamento com o contínuo podem ser importantes na colisão com núcleos fracamente ligados estáveis ou instáveis e muito mais nos núcleos exóticos. Esses efeitos, normalmente, não são considerados quando se trata de núcleos estáveis fortemente ligados e apenas os estados ligados são acoplados. Já no caso de núcleos exóticos, a proximidade do contínuo tem um efeito importante e com consequências nos outros canais como o espalhamento elástico. A descrição teórica de um processo de excitação para o contínuo é em geral problemática devido à dificuldade de convergência dos elementos de matriz de transição (ver Eqs. 4.15 e 4.16) causada pelo fato de que as funções de onda nos estados finais não são normalizáveis. Uma maneira de se contornar esse problema é a discretização do contínuo em faixas (*bins*) de energia de excitação. Nessa abordagem, o contínuo é

dividido em faixas de energias de excitação com certa largura e as funções de onda dos estados no contínuo são construídas como uma superposição de funções de onda dada por:

Figura 4.1: discretização do contínuo em faixas de excitação (*bins*).

$$\Phi_l(r) = N \int_{Er-\Gamma/2}^{Er+\Gamma/2} \phi_E(r) f(E) dE \quad (4.34) \quad \text{e} \quad \int_0^R |\Phi_l(r)|^2 dr = 1 \quad (4.35)$$

$$\text{com } N^2 = \frac{1}{\int |f(E)|^2 dE}, \quad (4.36)$$

As funções $\phi(E)$ são os auto-estados de um potencial que é independente da energia. Esses auto-estados são ortogonais a quaisquer auto-funções de estados ligados ou de outros bins de energia desde que não haja superposição de bins.

A função peso $f(E)$ é escolhida [Sak86] de modo a garantir a normalização da função de onda para um raio R suficientemente grande. Para bins que não contenham uma ressonância é natural escolher $f(E) = 1$. Se o raio máximo R não

for suficientemente grande, a função de onda não será normalizada à unidade, e em geral, o raio R aumenta com a diminuição da largura do bin em energia (Γ).

Em um cálculo de Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC) não há receita para a construção desses bins de energia; o número de bins e sua largura devem ser escolhidos de modo a garantir a convergência do método em cada caso. A convergência é testada calculando-se a secção de choque $\frac{d\sigma}{dE_x}$ e $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, ou seja, a distribuição em energia de excitação e a distribuição angular.

Em um cálculo de CDCC, o potencial óptico que descreve o espalhamento nos canais de entrada e de saída é calculado no modelo de cluster. O projétil em geral possui uma estrutura de cluster formado por um caroço e um fragmento conforme mostrado na tabela acima. Assim o potencial de espalhamento projétil-alvo é obtido como a convolução da interação caroço-alvo e fragmento-alvo.

$$U_{p-A} = \langle \phi_p | U_{c-A} + U_{f-A} | \phi_p^* \rangle, \quad (4.37)$$

Figura 4.2: descrição do projétil (caroço+fragmento) com o alvo.

Os ingredientes do cálculo são os potenciais ópticos do caroço-alvo e fragmento-alvo e a função de onda do projétil (ϕ_p) nos estados considerados. Portanto, desde que sejam conhecidos estes potenciais nas energias relevantes não há parâmetros a serem variados no cálculo.

Num cálculo de CDCC, o processo de quebra (breakup) é descrito por um espalhamento inelástico do projétil para estados excitados do contínuo do projétil. Assim, as funções de onda ϕ^* representam estados excitados do projétil no contínuo. É necessário um modelo para descrever essas funções. No caso do ${}^6\text{He}$ três corpos estão envolvidos, pois ele se quebra em uma partícula alfa e 2 nêutrons que não são ligados. Por este motivo, funções de onda de três corpos seriam mais apropriadas. Entretanto isso torna o cálculo de CDCC extremamente volumoso e poucos grupos no mundo são capazes de realizar esses cálculos atualmente [Mat06]. Por isso, em geral quando tratamos do ${}^6\text{He}$ utilizamos uma aproximação em que o sistema de 2 nêutrons é tratado como uma partícula, o dinêutron. Os efeitos dessa aproximação estão discutidos no trabalho de A.M. Moro. [Mor07].

4.4 A Transferência

Denominamos processo de transferência aquele em que uma partícula ou um aglomerado de partículas são transferidos do alvo para o projétil ou vice-versa.

Por exemplo:

$$A+a \rightarrow B+b \text{ onde } b=a-x \text{ e } B=A+x$$

O canal de entrada $A+a$ chamamos de canal α e $B+b$ canal β .

A dinâmica do processo de transferência de partículas ou aglomerados de partículas entre alvo e projétil é determinada em primeira ordem pela integral radial (Eq. 4.32) que reescrevemos abaixo:

$$\beta_{LM} = \int d^3r \chi_{\beta}^{-*}(k_{\beta}, r) \left[-i^{-L} Y_{LM}^*(\hat{r}) F(r) \right] \chi_{\alpha}^*(k_{\alpha}, r), \quad (4.38)$$

A magnitude desta integral, e consequentemente a magnitude da secção de choque de transferência, depende da superposição das funções de onda de espalhamento nos canais de entrada e de saída, além do fator de forma. Este último

é determinado pelos estados ligados da partícula transferida no alvo e no projétil (Eqs. 4.23 e 4.24).

Como consequência, o processo de transferência é, em geral, bastante seletivo em momento angular e em energia de excitação. Isso significa que apenas alguns estados excitados finais $B=A+x$ são populados, ou seja, existe uma “janela” em Q de reação centrada em um valor que denominamos Q -optimo. Há várias maneiras de se determinar o Q -optimo de uma reação de transferência [Bri72] entretanto uma expressão bastante simples pode ser utilizada:

$$Q_{opt} = E_{cm} \left(\frac{Z_b Z_B}{Z_a Z_A} - 1 \right), \quad (4.39)$$

Onde Z são os números atômicos dos núcleos alvo e projétil antes e depois da transferência. O valor do Q de reação de transferência é dado por:

$$Q = (E_{lig}^f - E_x) - E_{lig}^i, \quad (4.40)$$

Onde E_{lig} são as energias de ligação da partícula transferida no projétil (i) e no alvo (f) nos estados fundamentais e são consideradas positivas para estados ligados e E_x é a energia de excitação do estado final (f). Assim, energias de excitação para as quais $Q=Q_{opt}$ são favorecidas no processo de transferência. Por exemplo, se $Q_{opt} < Q_{gs}$ serão favorecidas transferências para estados excitados do alvo final. Esse é o caso, em geral, quando se trata de transferências com projeteis exóticos. O fato do projétil no canal de entrada ser fracamente ligado faz com que em muitos casos o Q de reação para o estado fundamental seja bastante positivo. Para a transferência de nêutrons, o Q_{opt} é zero como pode ser verificado pela fórmula acima, portanto a transferência para estados bastante excitados do núcleo final é favorecida. Como a partícula transferida está fracamente ligada ao projétil, espera-se que a transferência para estados finais fracamente ligados seja favorecida, ou seja, transferência para estados próximos do contínuo no núcleo final. A largura da janela em Q_{opt} foi calculada em DWBA por R.A. Broglia e A. Winther [Bro72] e é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \exp\left\{-\frac{(\xi + \xi')^2}{\rho}\right\} \text{ onde } \xi + \xi' = (a_i - a_f)k \text{ e } \rho = a\kappa \text{ e } \kappa^2 = \frac{2\mu E_{lig}}{\hbar^2}, \quad (4.41)$$

a_i e a_f são as distâncias de máxima aproximação entre alvo e projétil nos canais inicial e final supondo uma interação puramente coulombiana ($a=Z_1Z_2e^2/E$). A largura da distribuição é determinada pelo parâmetro ρ que por sua vez está relacionado com a energia de ligação da partícula transferida. Assim, quanto menor a energia de ligação, menor será a largura da janela de Q-ótimo e mais seletivo será o processo em termos de energia de excitação. Portanto espera-se que para núcleos exóticos essa largura seja menor do que para núcleos estáveis.

De fato tem sido observado que o processo de transferência de nêutrons em colisões com ${}^6\text{He}$ favorece a transferências para estados próximos do contínuo e mesmo estados do contínuo [Raa04].

Figura 4.3: janela em Q_{opt} .

Capítulo 5

Análise dos Dados

5.1 Análise do Espalhamento Elástico

As distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^8\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ foram ajustadas com cálculos de modelo óptico utilizando o potencial de São Paulo, sem ajuste de parâmetros.

Figura 5.1: distribuições angulares ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^{58}\text{Ni}$ com $E_{lab}=20.2$ e 22.0 MeV comparadas com potencial de São Paulo-PSP .

O mesmo procedimento foi adotado para o sistema ${}^7\text{Be} + {}^{51}\text{V}$:

Figura 5.2: distribuição angular ${}^{51}\text{V}({}^7\text{Be}, {}^7\text{Be}){}^{51}\text{V}$ com $E_{\text{lab}}=26.6\text{MeV}$ ajustada com potencial de São Paulo-PSP.

A tabela 5.1 apresenta os parâmetros utilizados nos cálculos de modelo óptico.

	$A(\text{fm})$	N_i	$\sigma_R(\text{mb})$
${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^{58}\text{Ni}$ $E_{\text{lab}}=22.0\text{MeV}$	0.56	0.78	1125
${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^{58}\text{Ni}$ $E_{\text{lab}}=20.2\text{MeV}$	0.56	0.78	989
${}^{51}\text{V}({}^7\text{Be}, {}^7\text{Be}){}^{51}\text{V}$ $E_{\text{lab}}=26.6\text{MeV}$	0.55	1.4	1210

Tabela 5.1: parâmetros do potencial de São Paulo utilizados para o ajuste dos dados de massas intermediárias.

Para os sistemas ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ e ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ realizamos ajustes das distribuições angulares do espalhamento elástico com modelo óptico usando o programa SFRESCO [Tho88], utilizando para a parte real um potencial tipo *double-folding* igual ao potencial de São Paulo e na parte imaginária o modelo de Wood-Saxon, cujos parâmetros (W,R e a) foram ajustados.

Os ajustes para os espalhamento ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ estão representados na figura 5.3.

Figura 5.3: distribuição angular ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ com $E_{\text{lab}}=20.3\text{MeV}$. Ajuste com potencial de São Paulo (parâmetros fixos) para a parte real e na parte imaginária o modelo de Wood-Saxon (parâmetros livres).

Os resultados obtidos para as distribuições angulares do sistema ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ são mostrados nas figuras 5.4 a 5.7. Os parâmetros dos ajustes podem ser vistos na tabela 5.2.

Figura 5.4: distribuição angular ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{120}\text{Sn}$ (17.4 MeV) com ajuste de modelo óptico.

Figura 5.5: distribuição angular ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{120}\text{Sn}$ (18.05 MeV) com ajuste de modelo óptico.

Figura 5.6: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (19.8MeV) com ajuste de modelo óptico.

Figura 5.7: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (20.5MeV) com ajuste de modelo óptico.

Os parâmetros finais obtidos estão na tabela abaixo:

E(MeV)	W(MeV)	R(fm)	a(fm)	χ^2_{red}
17.4	30.559	1.984	0.650	0.930
18.05	28.859	1.341	1.185	1.225
19.8	34.991	2.003	0.652	0.558
20.5	29.971	1.943	0.894	1.364

Tabela5.2: parâmetros do potencial imaginário obtidos com o código SFRESCO.

São notáveis os altos valores de raio imaginário que saem destes ajustes, em torno de $r=2,0$ fm, valores estes que concordam com a ref.[Gom04]. As difusividades são também altas e, aparentemente, há uma ambigüidade entre raio e difusividade, ou seja, quando o raio é menor a difusividade é maior. As secções de choque de reação obtidas com estes cálculos serão apresentadas a seguir.

5.2-Comparação da secção de choque de reação com outros sistemas

No trabalho de P.R.S. Gomes [Gom04] é sugerido, como melhor modo de comparar sistemas diferentes, calcular a secção de choque reduzida em função da energia de centro de massa reduzida dos sistemas. As quais são dadas por:

$$E_{cm}^{red} = E_{cm} \frac{A_p^{1/3} + A_a^{1/3}}{Z_p Z_a} \text{MeV} / \text{fm} , \quad (5.1)$$

$$\sigma_{Reac}^{red} = \frac{\sigma_{reac}}{(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})^2} (mb) , \quad (5.2)$$

onde: E_{cm} é a energia no centro de massa;

σ_{Reac} é a secção de choque de reação;

A_p e Z_p são a massa e o número atômico do projétil;

A_a e Z_a são a massa e o número atômico do alvo.

Esta metodologia, tenta preservar os efeitos de um r_0 grande (e.g. núcleos halo) nos cálculos de secções de choque reduzidas e de energia reduzida (eq. 5.3). Tais efeitos estarão relacionados aos processos físicos que deverão ser estudados [Gom05].

$$r_0 = \frac{R_B}{A_p^{1/3} + A_a^{1/3}} , \quad (5.3)$$

onde: R_B é o raio da barreira coulombiana.

A figura 5.8 mostra a secções de choque de reação total reduzidas em função das energias de centro de massa reduzidas para todos os sistemas estudados neste trabalho ($^{51}\text{V}+^{7}\text{Be}$ a 26.6MeV, $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$ a 20.2MeV e 22.0MeV, $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$ a 20.3MeV, $^6\text{He}+^{120}\text{Sn}$ em 17.4MeV, 18.05MeV, 19.8MeV e 20.5MeV) comparados aos resultados obtidos no RIBRAS por V. Morcele para os sistemas $^6\text{He}+^{51}\text{V}$, $^8\text{Li}+^{51}\text{V}$ e $^4\text{He}+^{51}\text{V}$ [Mor07a], bem como de outros pesquisadores nos sistemas: $^6\text{He}+^{64}\text{Zn}$ [Pie04], $^{16}\text{O}+^{64}\text{Zn}$ [Ten94], $^9\text{Be}+^{64}\text{Zn}$ [Mor00], $^{6,7}\text{Li}+^{64}\text{Zn}$ [Pad02], $^6\text{He}+^{58}\text{Ni}$ [Gas03].

Figura 5.8: secções de choque total reduzidas em função da energia de centro de massa reduzida para sistemas com massas intermediárias.

Os sistemas com ^8Li e ^7Be têm comportamento muito semelhante ao de núcleos fracamente ligados. Nossas medidas do sistema $^6\text{He} + ^{120}\text{Sn}$ e os dados do sistema $^6\text{He} + ^{58}\text{Ni}$ de Louvain la Neuve da Di Pietro estão acima dos fracamente ligados e os de $^6\text{He} + ^{58}\text{Ni}$ medido em TwinSol por L.R. Gasques [Gas03] em energia baixa está em cima dos fracamente ligados. Isto sugere que o aumento da secção de choque total de reação dos sistemas com ^6He , quando comparados aos sistemas com núcleos fracamente ligados, desaparece para energias baixas.

5.3 Distribuições angulares - O Espalhamento elástico e o CDCC

A seguir mostraremos as distribuições angulares do espalhamento elástico do sistema ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ comparadas com cálculos de CDCC com acoplamento com o canal de *breakup* do ${}^6\text{He}$.

Figura 5.9: distribuição angular ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{120}\text{Sn}$ (17.4MeV) com ajuste de CDCC.

Figura 5.10: distribuição angular ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{120}\text{Sn}$ (18.05MeV) com ajuste de CDCC.

Figura 5.11: distribuição angular ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{120}\text{Sn}$ (19.8MeV) com ajuste de CDCC.

Figura 5.12: distribuição angular ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{120}\text{Sn}$ (20.5MeV) com ajuste de CDCC.

Os cálculos de CDCC foram realizados supondo que o projétil ${}^6\text{He}$ pode ser descrito como um caroço formado por uma partícula alfa e um aglomerado de 2 nêutrons, o dinêutron. No *modelo de cluster* (figura 4.2) o potencial óptico de interação projétil-alvo é construído a partir dos potenciais alfa- ${}^{120}\text{Sn}$ e $2n$ - ${}^{120}\text{Sn}$.

O potencial alfa- ${}^{120}\text{Sn}$ foi obtido da literatura [Tab74]. Para o potencial $2n$ - ${}^{120}\text{Sn}$ evidentemente não há medidas pois o $2n$ não é ligado. Foi utilizado um potencial da literatura [Loh88] do sistema isóbar $d+{}^{120}\text{Sn}$. Foram feitos testes com outros potenciais, inclusive o potencial de São Paulo, e os resultados não apresentaram variações significativas. A descrição do estado ligado $2n+{}^4\text{He}$ foi feita a partir dos potenciais da tabela a seguir:

	V(MeV)	R0(fm)	a(f,m)	W(MeV)	R0i(fm)	ai(fm)
$\alpha + {}^{120}\text{Sn}$	100.0	1.49	0.534	10.	1.49	0.534
$d + {}^{120}\text{Sn}$	112.01	1.05	0.860	8.29*	1.43	0.8
$2n + \alpha$	96.06**	0.89	0.250			

- * potencial de superfície (derivada do WS)
- os valores de r0 são definidos como $R=r0 \cdot A_t^{1/3}$
- ** V é variado para reproduzir a energia de ligação e o número de nós.

Tabela 5.3: potenciais utilizados nas contas de CDCC.

A discretização do contínuo foi feita com faixas de energia de $\Gamma = 0.67$ MeV e 1 MeV de largura até aproximadamente 8 MeV de energia de excitação (ver figura 4.1). Foram considerados os momento angulares s, p, d, f e g no cálculo dos elementos de matriz $\langle \phi_{6\text{He}}^{GS} \phi_A | \sum V_{ij} - U_\alpha | \phi_{6\text{He}}^* \phi_A \rangle$ de acoplamento [Kel08].

A energia de ligação do di-nêutron no ${}^6\text{He}$ é de 0.973 MeV. Entretanto, verificou-se em [Mor07] que a função de onda exata de 3 corpos do ${}^6\text{He} \rightarrow \alpha + n + n$ pode ser reproduzida pela função de onda aproximada de 2 corpos

$\alpha + 2n$ ajustando-se a energia de ligação do $2n$ -alfa para $E=1.6$ MeV. Este estratagema deve simular o efeito de 3 corpos.

O efeito do acoplamento com os estados do contínuo pode ser observado na figura 5.13. O cálculo da linha tracejada desconsidera o acoplamento com os estados do contínuo e o da linha azul é o cálculo de CDCC. Pode-se observar que o cálculo de CDCC rouba fluxo nos ângulos dianteiros e aumenta nos ângulos traseiros.

Figura 5.13: Efeito do acoplamento com os estados do contínuo no espalhamento elástico. Resultados obtidos para a distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{120}\text{Sn}$ (18.05MeV).

5.4 A produção de partículas alfa na colisão $^6\text{He} + ^{120}\text{Sn}$

Na figura 5.14, mostramos novamente um espectro $E-\Delta E$ das partículas emergentes do alvo de ^{120}Sn , onde observou-se uma forte produção de partículas alfa com velocidades próximas da do feixe.

Figura 5.14: produção de partículas alfa pela colisão do ${}^6\text{He}$ em ${}^{120}\text{Sn}$.

Estas alfas podem ser provenientes de diferentes canais de reação. São possibilidades a serem estudadas: a produção de alfas pela evaporação do ${}^{126}\text{Te}$, formado pela fusão entre o ${}^6\text{He}$ e o ${}^{120}\text{Sn}$, a quebra nuclear do ${}^6\text{He}$, a transferência de 2 nêutrons e a transferência de 1 nêutron formando ${}^5\text{He}$ que imediatamente se quebra em ${}^4\text{He}+n$.

Começamos o estudo da origem destas partículas alfa pelo estudo cinemático destas. A seguir, apresentamos espectros de energia das alfas ($\Theta=50^\circ$) em comparação com cálculos de CDCC (quebra=*breakup*), PACE (fusão) e transferência (DWBA) de 2n com $Q=0$ e de 1n com $Q=0$. A magnitude dos cálculos não é relevante nestas figuras, apenas a posição em energia.

Figura 5.15: espectro das alfas produzidas pela colisão do ^6He em ^{120}Sn ($E_{\text{lab}}=17.4\text{MeV}$) comparadas a diferentes processos capazes de produzi-las.

Figura 5.16: espectro das alfas produzidas pela colisão do ^6He em ^{120}Sn ($E_{\text{lab}}=18.05\text{MeV}$) comparadas a diferentes processos capazes de produzi-las.

Figura 5.17: espectro das alfas produzidas pela coliso do ${}^6\text{He}$ em ${}^{120}\text{Sn}$ ($E_{\text{lab}}=19.8\text{ MeV}$) comparadas a diferentes processos capazes de produzi-las.

Figura 5.18: espectro das alfas produzidas pela coliso do ${}^6\text{He}$ em ${}^{120}\text{Sn}$ ($E_{\text{lab}}=20.5\text{ MeV}$) comparadas a diferentes processos capazes de produzi-las.

Destes espectros vemos que, na energia mais baixa, o processo de transferência de 2n com $Q=0$ ($Q_{opt}=0$) (transferência para estados ligados, mas próximos do contínuo) parece explicar os dados. À medida que aumentamos a energia das distribuições, o pico das alfas se desloca para a região de energias menores. Observamos que o *breakup*, fusão-evaporação e a reação de transferência de 1 nêutron $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^5\text{He})$ produzem partículas alfas de energias menores do que a transferência de 2 nêutrons. Aparentemente, as distribuições de maior energia favorecem a transferência de um nêutron e a transferência de dois nêutrons para o contínuo ($Q<0$).

Apresentamos também o resultado de cálculos tipo CDCC de quebra do ^6He (*breakup*). A fusão-evaporação foi calculada pelo programa PACE [Gav80] e as transferências a partir da fórmula 4.41.

O passo seguinte foi estudar as distribuições angulares das alfas comparadas com cálculos de CDCC (*breakup*) e transferência para o contínuo (DWBA e canais acoplados), nas quatro energias medidas. Os cálculos foram normalizados por um fator N (ver figuras 5.19 a 5.22).

Figura 5.19: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com ajustes ($E_{lab}=17.4\text{MeV}$).

Figura 5.20: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com ajustes ($E_{\text{lab}}=18.05\text{MeV}$).

Figura 5.21: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com ajustes ($E_{\text{lab}}=19.8\text{MeV}$).

Figura 5.22: distribuição angular $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, \alpha)$ com ajustes ($E_{\text{lab}}=20.5\text{MeV}$).

Os fatores N normalizam os cálculos em relação aos dados. Portanto, conclui-se que o processo de quebra do ^6He calculado por CDCC não explica a magnitude da secção de choque de produção de alfas observada, sendo necessárias normalizações com fatores de 10 a 20. Já os cálculos de transferência para o contínuo apresentam uma secção de choque mais próxima dos dados com fatores de normalização da ordem de 2. A forma das distribuições angulares mostra que o processo de transferência é o mais provável, enquanto que a quebra apresenta distribuições angulares mais localizadas em ângulos dianteiros. Desta forma, pode-se concluir que o processo de transferência é dominante nestes dados. Possivelmente a transferência para estados ligados é importante e precisa ser considerada. Além disso, a reação de transferência de 1 nêutron $^{120}\text{Sn}(^6\text{He}, ^5\text{He})$ pode também contribuir na região de baixas energias.

Realizou-se cálculos de fusão completa com o programa PACE que mostraram que o núcleo composto ^{126}Te decai principalmente pela emissão de nêutrons e muito pouco por emissão de alfas. Sendo assim, as alfas que observamos

difícilmente viriam da fusão. Os valores de sigma fusão obtidos dos cálculos do PACE são próximos de 800mb na energia mais alta. Para confirmar que a fusão de fato é um canal menos importante do que a transferência nestas energias, seriam talvez necessárias medidas dos nêutrons emitidos neste processo.

A tabela abaixo apresenta os valores de secção de choque total de reação obtidos dos cálculos de CDCC para o espalhamento elástico e a partir de cálculos de modelo óptico; e os valores médios entre CDCC e modelo óptico. Além disso, calculamos a secção de choque de transferência para o contínuo (TC) integrada em ângulo e a diferença $\sigma_{\text{reac}} - \sigma_{\text{TC}}$.

Energia (MeV)	σ_{reac}			σ_{TC}			$\sigma_{\text{reac}} - \sigma_{\text{TC}}$		
	CDCC (mb)	MO (mb)	média (mb)	DWBA (mb)	CRC (mb)	média (mb)	DWBA (mb)	CRC (mb)	média (mb)
17.4	1297	1473	1385	1146	1104	1125	239	281	260
18.05	1399	1450	1425	1250	1195	1223	174	229	202
19.8	1648	1680	1664	1563	1104	1333	101	560	331
20.5	1732	2134	1933	1250	1104	1177	683	829	756

Tabela 5.4: comparação entre as secções de choque de reação totais e de transferência para o contínuo.

Figura 5.23: comparação entre as secções de choque de reação total e de transferência para o contínuo.

Observou-se que há diferenças consideráveis entre as secções de choque de reação obtidas com CDCC e modelo óptico. Por isso, calculou-se um valor médio apresentado na figura pelos pontos em vermelho. A barra de erro vem da dispersão dos 2 cálculos. Os pontos em amarelo representam as secções de choque TC integradas em ângulo; e os pontos em azul são a diferença. Nota-se que a secção de choque TC integrada praticamente exaure boa parte da secção de choque de reação em baixas energias. Na energia mais alta, a diferença é comparável à secção de choque de fusão calculada pelo programa PACE. As barras de erro destes cálculos são bastante grandes e esses números devem ser tomados com cautela.

Capítulo 6

Conclusões

Foram medidas distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^{51}\text{V}$ em $E_{\text{lab}}=26.6$ MeV, ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}}=20.2$ e 22.0 MeV e ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ em 17.4 , 18.05 , 19.8 , 20.5 MeV e ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ em $E_{\text{lab}}=23.2$ MeV. Foram feitas análises de modelo óptico em todas estas distribuições angulares, de forma a obter a secção de choque total de reação. A secção de choque de reação reduzida foi comparada com outros sistemas estáveis fortemente ligados como o ${}^{16}\text{O}+{}^{64}\text{Zn}$ e $\alpha+{}^{58}\text{Ni}$ e fracamente ligados ${}^{6,7}\text{Li}$ e ${}^9\text{Be}+{}^{64}\text{Zn}$. Esta comparação mostrou que os sistemas fortemente ligados apresentam a menor secção de choque de reação reduzida, seguidos pelos estáveis fracamente ligados. Os instáveis ${}^8\text{Li}$ e ${}^7\text{Be}$ tem secção de choque reduzida similar aos fracamente ligados. O projétil exótico ${}^6\text{He}$ apresenta a maior secção de choque de reação nas energias mais altas. Na energia mais baixa é comparável com os fracamente ligados. Como existe apenas uma distribuição angular ${}^6\text{He}+{}^{58}\text{Ni}$ em baixa energia (9MeV) [Gas03] seria interessante realizar mais medidas com ${}^6\text{He}$ nesta região para confirmar este comportamento.

O sistema ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ apresentou uma produção muito intensa de partículas alfa com energias próximas do feixe. As secções de choque diferenciais de produção de alfas são da ordem de 100mb. Foram estudados vários processos que podem contribuir para a produção de partículas alfa como: a fusão-evaporação, a quebra nuclear e processos de transferência de um e dois nêutrons. A distribuição de energias das alfas produzidas indica um favorecimento de processo de transferência em relação à fusão, especialmente na energia mais baixa 17.4 MeV. Cálculos com o programa PACE indicam que a energia das alfas da fusão é menor do que a observada. Além disso, uma secção de choque de evaporação de alfas muito baixa (-1mb) foi obtida do cálculo, em contradição com as secções de choque medidas. Os cálculos de PACE apontam que o decaimento do núcleo composto se

dá principalmente pela evaporação de nêutrons. Foram feitos cálculos de CDCC para o processo de quebra (*breakup*) do ${}^6\text{He}$ que resultaram em uma distribuição de energias também menores do que a observada.

A secção de choque diferencial é também uma ordem de grandeza menor do que a medida. Cálculos da reação de transferência de 2 nêutrons ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^{122}\text{Sn}$ baseados em considerações de Q_{optimo} mostram um melhor acordo com o espectro de energias observado na energia mais baixa. O Q_{optimo} para a transferência de dois nêutrons é zero o que favorece a transferência para estados fracamente ligados do ${}^{122}\text{Sn}$ já que o projétil ${}^6\text{He}$ é fracamente ligado ($E_{\text{lig}}=0.973\text{MeV}$), ou mesmo para estados do contínuo. Na medida em que a energia aumenta, o pico de produção das alfas se desloca para energias menores em relação ao cálculo da transferência de dois nêutrons com $Q=0.0$, é provável que processos de transferência devam começar a popular estados do contínuo. A transferência de um nêutron ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^5\text{He}){}^{121}\text{Sn}$ também pode ser favorecida nas distribuições de maior energia, é o que indicam os cálculos baseados em Q_{optimo} para esta reação. Entretanto, os cálculos apresentados aqui não incluíram esta hipótese e ainda é necessário fazer este teste.

As distribuições angulares elásticas ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ foram analisadas por CDCC e modelo óptico. Os cálculos de CDCC para o espalhamento elástico produzem bons ajustes das distribuições angulares elásticas e não têm parâmetros livres. Na análise de modelo óptico variaram-se os parâmetros do potencial imaginários para ajustar os dados e se manteve a parte real do Potencial de São Paulo. Excelentes ajustes foram obtidos com valores de raio ou difusividade altos, compatíveis com o que se espera de um núcleo halo.

As distribuições angulares das alfas produzidas foram comparadas com cálculos de quebra (CDCC) e de transferência para o contínuo TC-DWBA e TC-CRC [Mor08]. Os cálculos de TC são os que melhor ajustam a magnitude e a forma das distribuições angulares medidas. A distribuição TC foi normalizada aos dados e integrada em ângulo para obter a secção de choque total da produção de alfas que por sua vez foi comparada com a secção de choque de reação obtida a partir dos ajustes do espalhamento elástico. Essa comparação mostra que mais da metade da secção de choque de reação vem do processo de produção das alfas na

energia mais alta. Nas energias mais baixas a produção de alfas praticamente exaure a secção de reação. Esses cálculos são dependentes de modelo e devem ser tomados com cautela devido aos grandes erros envolvidos na determinação das secções de choque de reação.

Referências

- [Bec90] F.D. Becchetti, K. Ashtorab, J.A. Brown, J.W. Jänecke, et al.
Phys. Rev. C42, R801 (1990).
- [Bec91]] F. D. Bechetti, J.A. Brown, K. Ashktorab, J.W. Jänecke, W Z Liu, D.A. Roberts, R. J. Smiths, J.J. Kolata, K. amkim, A. Morsad, and R.E. Warner,
Nucl. Instrum. And Methods in Phys., Res B56/57, 554 (1991).
- [Ben06] E.A. Benjamim,
Tese de doutorado, Instituto de Física da USP (2006).
- [Bri72] D. Brink,
Phys. Lett. 40B,37 (1972)
- [Bro72] R.A. Broglia e A. Winther,
Phys. Rep. No.4, 153(1972).
- [Cha97] L.C. Chamon, D. Pereira, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro e D. Galetti
Phys. Rev. Lett. 79, 5218(1997).
- [Cha02] L.C. Chamon, B.V Carlson, L.R. Gasques, D. Pereira, C. Conti, M.A.G. Alvarez, M. S. Hussein, M.A. Cândido Ribeiro, E.S Rossi e C.P. Silva,
Phys. Rev. C66, 014620(2002).
- [Far03] P.N. de Faria,
Tese de mestrado, Instituto de Física da USP (2003).
- [Fow84] W.A. Fowler,
Experimental and theoretical nuclear astrophysics: the quest for the origin of the elements, Reviews of Modern Physics **56**, no.2, pt. 1, 149-179 (1984).

- [Gas03] L.R. Gasques et al,
Phys. Rev C67, 024602 (2003).
- [Gav80] A. Gavron,
Phys. Rev. C 21, 239 (1980).
- [Gei95] H. Geissel, G. Munzenberg and K. Risager
Ann. Rev. Nuclei Sci. 45, 163 (1995).
- [Gom04] P.R.S. Gomes, *et al*,
Phys Lett. B601, 20 (2004).
- [Gom05] P.R.S. Gomes, *et al*,
Phys Rev. C71, 017601 (2004).
- [Her74] R. G. Herb,
Nucl. Inst. And Meth. 122, 267-276, (1974).
- [Hus99] M.S.Hussein,
Nucl. Phys. News , Vol 9, n^o: 1, 28-29 (1999).
- [Kel08] K.C.C. Pires,
Cálculos com o programa FRESCO, comunicação particular, ver
também Relatório FAPESP, 2008, proc. 06/50927-0
- [Kob88] T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, I. Tanihata,
Phys. Rev. Lett. 60(1988)2599
- [Kol89] J.J.Kolata, F.D. Becchetti, W.Z. Liu, D.A. Roberts,
Nucl. Instrum. Meth. B40/41, 503 (1989).
- [Kub01] S. Kubono,
Nucl. Phys. A693(2001)221
- [Lee02] M.Y. Lee,
Tese de doutorado, University of Michigan (2002).

- [Leo92] W.R. Leo,
Techniques for Nuclear and Particles physics Experiments, Springer-Verlag (1992).
- [Lic03] R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, G. F. Lima, and M. S. Hussein,
Brasilian Journal of Physics, Vol33, no. 2, (2003).
- [Lic03a] R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, G. F. Lima, and M. S. Hussein,
Nucl. Instrum. And Methods in Phys., Res A 505, 612-615, (2003).
- [Lic04] R. Lichtenthäler Filho,
Texto da XIII Escola de Verão de Física Nuclear Experimental J.A. Swieca, Pelletron, IFUSP (2004).
- [Lic05] R. Lichtenthäler,
código *Fortran* RIBRAS, não publicado, IFUSP (2005).
- [Loh88] J.M. Lohr, W. Haeberli,
*Nucl. Phys. A*232, 381-397(1988).
- [Mat06] T. Matsumoto et al.
*Phys. Rev. C*73, 051602R(2006)
- [Mil87] W.T. Milner,
Holifield Ion Research Facility Computer Handbook, Oak Ridge National Laboratory (1987),
- [Mor00] S.B. Moraes, et al,
Phys. Rev. C 61, 64608(2000)
- [Mor07] A.M. Moro, K. Rusek, J.M. Arias, J. Gómez-Camacho, M. Rodríguez-Gallardo,
*Phys. Rev. C*75,064607(2007)

- [Mor07a] V. Morcelle,
Dissertação de Mestrado, IFUSP, 2007
- [Mor08] A.M.Moro, Cálculos com o programa FRESCO, comunicação particular
- [Pad02] Padron, et al.,
Phys. Rev. C66, 044608 (2002).
- [Pie04] Di Pietro, et al.,
Phys. Rev. C69, 044613 (2004).
- [Raa04] R. Raabe et al.
Nature, Vol 431, 823-826 (2004).
- [Rib94] R. V. Ribas,
Manual do VaxPack, IFUSP (1994).
- [Rol88] C. E. Rolfs and W. S. Rodney,
Cauldrons in the Cosmos, The University of Chicago Press (1988)
- [Rot76] V. Rotberg, D. Pereira, M. N. Rao, N. Ueta, O. Sala,
Revista Brasileira de Física, Vol 6, nº 3, (1976)
- [Rud65] G. Rudstam,
Nucl Instrum. and Methods 38(1965)282
- [Sak86] Y. Sakuragi, M. Yahiro, M. Kamimura,
Prog. Theor. Phys. Suppl. 89 (1986)
- [Sal74] O. Sala, G. Spalek,
Nucl. Inst. and Meth. 122, 213-225, (1974).
- [Sua04] A.A.P. Suaide,
Programas gráficos de aquisição e análise baseados no Root,
<http://www.dfn.if.usp.br/~suaide/>

- [Swi04] XIII J.A. Swieca Summer School on Experimental Nuclear Physics,
Pelletron-IFUSP (2004)
- [Tab74] S.L. Tabor, B. Watson, S.S. Hanna,
Phys. Rev. C, 11, 198-204
- [Tan85] Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K.
Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, N. Takahashi,
Phys. Rev. Lett. 24,(1985)2676
- [Tan85a] Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K.
Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, N. Takahashi, D.E. Greiner, Y.
Nojiri,
Phys. Lett. 160B,(1985)380
- [Ten94] C. Tenreiro, et al,
in: A. Stefanini (Ed), Proceedings of the Workshop on Heavy Ion
Fusion: Exploiting the Variety of Nuclear Properties, Padova, Italy,
98(1994).
- [Tho88] I.J. Thompson,
Comp. Phys. Rep. 7, 167 (1988)
- [Tou81] F. Touchard, J. Biderman, M. de Saint Simon, C. Thibault, G Huber, M.
Epherre, R Klapisch,
Nucl. Inst. Meth. 186, 329-334, (1981).
- [Uet89] N. Ueta, W.G.P. Engel,
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A282, 188 (1989).
- [Woo54] R.D.Woods, D.S. Saxon,
Phys. Rev. 95, 577, (1954).