Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Determinação Experimental da Densidade Nuclear dos Isótopos $^{6,7}\text{Li}$

Derberson Pereira de Sousa

Orientador: Prof. Dr. Dirceu Pereira

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto de
Física da Universidade de São Paulo para a obtenção
do título de Mestre em Ciências

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Dirceu Pereira - IFUSP

Prof. Dr. Edilson Crema - IFUSP

Prof. Dr. Brett Vern Carlson - ITA

São Paulo

2008

Ao meu filho Pedro Henrique

Agradecimentos

Agradeço com imensa consideração e sinceridade, ao meu orientador Prof. Dr. Dirceu Pereira, que depositou confiança, dando-me motivação para o desenvolvimento e finalização deste trabalho. Sou grato pela paciência que teve e pela grande orientação que me ofereceu nesses anos.

À minha esposa Michelle Rodrigues, que esteve sempre junto comigo neste tempo, oferecendo seu carinho, apoio e sua compreensão, transformando os momentos difíceis em felizes e prazerosos.

Agradeço aos meus pais, José Moura de Sousa e Jesuina Pereira dos Santos Sousa, primeiros incentivadores e responsáveis pela minha dedicação aos estudos.

Ao Prof. Dr. Luis Carlos Chamon pela sua disposição em ajudar e pelas valiosas sugestões que me foram muito úteis.

Aos meus colegas de grupo, Prof. Dr. Ernesto Sílvia Rossi Júnior, Profa. Dra. Celly Paula da Silva e Dr. Gustavo Pires de Almeida Nobre, pelo companheirismo, apoio e dicas que foram muito valiosas.

Ao grande amigo Edwin Hobi Júnior, pelo apoio e amizade, discussão em física e pelas pertinentes sugestões e dicas sobre LATEX.

Aos amigos Darielder de Jesus Ribeiro, Ricardo Aparecido Pereira, Celso Campos dos Santos, Eduardo de Britto e Luciano de Paula, pelas produtivas discussões em física,

matemática, programação, etc., que de alguma forma, contribuíram no desenvolvimento deste trabalho.

Aos porteiros do Pelletron, Marcelo, Carlindo e Luiz, grandes companheiros nas jornadas de fins de semana.

Resumo

Neste trabalho, foram medidas seções de choque dos espalhamentos elástico e quase-elástico para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ em energias próximas à barreira coulombiana, $E_{LAB} = 25,0; 20,5$ e $19,5$ MeV. Os dados foram analisados através do modelo do potencial de São Paulo que leva em conta os efeitos da não localidade de Pauli em primeira ordem. Foram obtidas as densidades experimentais, na região de superfície, para os isótopos fracamente ligados ${}^{6,7}\text{Li}$ no estado fundamental a partir da análise de dados de espalhamento quase-elástico, sendo comparadas com aquelas determinadas a partir de uma grande sistemática, com base em cálculos do tipo Hartree-Fock-Boguliov. A discordância observada entre as densidades teóricas e experimentais, particularmente para o núcleo ${}^7\text{Li}$, foi interpretada com base nos processos de quebra e efeitos de acoplamento com estados do contínuo. A descrição dos dados de espalhamento elástico para ambos os sistemas está de acordo com as recentes informações acerca dos efeitos da anomalia de limiar associados ao processo de quebra de núcleos fracamente ligados.

Abstract

In this work, the elastic and quasi-elastic cross sections for the systems ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$, for the near barrier energies, $E_{LAB} = 25.0; 20.5$ and 19.5 MeV, have been measured. The data have been analyzed in the framework of the parameter free São Paulo potential, which takes in account the non-local exchange effects in first order. From the quasi-elastic data analysis, the experimental nuclear densities in the surface region for the weakly bound nuclei ${}^{6,7}\text{Li}$ have been extracted and compared with those from a systematic based on Hartree-Fock-Boguliobov calculations. The deviation for ${}^7\text{Li}$, was interpreted due to the projectile break-up and couplings to continuum effects. The elastic data description for both systems is in agreement with the recently reported break-up threshold anomaly.

Sumário

Agradecimentos	iii
Resumo	v
Abstract	vii
Lista de Figuras	xii
Lista de Tabelas	xx
1 INTRODUÇÃO	1
2 PARTE TEÓRICA	7
2.1 A Equação de Schrödinger	7
2.2 Modelo Óptico	9
2.2.1 Potencial Óptico	9
2.2.2 O Potencial de Polarização	13
2.2.3 Potencial <i>Double-Folding</i>	13
2.2.4 O Potencial Não-Local	15

2.2.5	O Potencial de São Paulo	18
2.2.6	O Potencial Imaginário	18
2.3	Cálculo da Seção de Choque Diferencial Teórica	22
2.4	Método Para Determinação da Densidade Nuclear	23
3	PARTE EXPERIMENTAL	27
3.1	Introdução	27
3.2	Arranjo Experimental	27
3.2.1	A Fonte Íons e Obtenção do Feixe	29
3.2.2	O Acelerador Pelletron	30
3.2.3	Sistema de Detecção e Eletrônica de Aquisição	34
3.2.4	Aquisição dos Dados Experimentais	35
3.2.5	Redução dos Dados Experimentais	37
3.2.6	Cálculo da Seção de Choque Diferencial Experimental	43
4	RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DOS DADOS	49
4.1	Determinação da Densidade de Matéria Nuclear	49
4.1.1	Determinação dos Parâmetros da Densidade Nuclear	50
4.1.2	Resultados e Análise	53
4.2	Previsões para as Distribuições Angulares dos Espalhamentos Elástico e Quase-Elástico	60
4.2.1	Espalhamento Elástico	60
4.2.2	Espalhamento Quase-Elástico	64

5 CONCLUSÕES**69****REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS****71**

Lista de Figuras

2.1	Sistema de coordenadas na descrição do potencial <i>Folding</i>	14
2.2	Sistema de coordenadas do modelo da não-localidade. Um nucleon do alvo, representado por (a) com coordenada $\vec{r}_a$, troca de posição com um nucleon do projétil (p), de coordenada $\vec{r}_p$. Depois da troca, os nucleons são representados pelas coordenadas $\vec{r}'_a$ e $\vec{r}'_p$, sendo que os centros de massa dos núcleos alvo (a_{CM}) e projétil (p_{CM}) são movidos conforme indicado na figura	15
2.3	Descrição do espalhamento elástico via cálculos de canais acoplados sem parâmetros livres para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ em energias onde o processo “deep-inelastic” é bastante importante, sendo da ordem de 40% da fusão de origem na região interna de interação. A barreira coulombiana para o sistema acima é da ordem de $38MeV$. A linha cheia corresponde ao cálculo de canais acoplados usando o potencial óptico definido na equação 2.37 e a linha tracejada leva em conta somente a absorção interna.	21
2.4	Comparação entre as densidades nucleares teóricas (linhas cheias) calculadas a partir do modelo DHB e as densidades nucleares (linhas tracejadas) obtidas a partir da distribuição de Fermi-Dirac (2pF) para alguns núcleos, que simula os cálculos DHB.	25

- 3.1 Corte longitudinal da câmara de espalhamento. Na figura os números designam: 1) fendas para definição do feixe; 2) torre de alvos e porta-alvos; 3) escala graduada para a leitura do ângulo definido pela direção do feixe e do alvo; 4) suporte dos colimadores; 5) detectores de barreira de superfície e seus respectivos suportes; 6) suporte do sistema de detecção; 7) prato giratório; 8) escala graduada para leitura do ângulo de observação; 9) entrada para a luneta; 10) copo de Faraday e 11) saída para o sistema de vácuo. 28
- 3.2 Foto da parte interna da câmara de espalhamento. Na parte central está localizado o alvo que espalhará o feixe para o sistema de detecção. 29
- 3.3 Esquema da fonte de íons SNICS (região de ionização do Césio). 30
- 3.4 Esquema ilustrativo do prédio onde está instalado o acelerador Pelletron. . . 31
- 3.5 Representação esquemática do sistema do acelerador Pelletron 8UD do IFUSP. 33
- 3.6 Foto do conjunto de detectores localizados na câmara de espalhamento. . . 34
- 3.7 Esquema da eletrônica utilizada na aquisição de dados de espalhamento elástico. Os nomes abreviados em cada módulo eletrônico significam: DBS = Detector de Barreira de Superfície; PRÉ = Pré-Amplificador; AMP = Amplificador; TSCA = Timing Single Analyzer; OGG = Octal Gate Generator; LFF = Logic Fan in/Fan out; ADC = Analogic to Digital Converter; FERA DVR = Fera Driver; EH = Event Handler; CAMAC = Computer Automated Measurement and Control. 36

- 3.8 Espectro de energia do sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ para a energia de Laboratório de 25 MeV e ângulo de espalhamento 80° , no referencial do Laboratório. O primeiro pico (mais à esquerda) é referente ao espalhamento do ${}^7\text{Li}$ no estanho (Sn) e o pico mais à direita refere-se ao espalhamento do mesmo feixe no ouro (Au). 38
- 3.9 Ampliação do espectro da Figura 3.8 na região referente ao processo de espalhamento elástico e inelástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$. A figura mostra o primeiro estado excitado para ${}^7\text{Li}$ e ${}^{120}\text{Sn}$ 39
- 3.10 Espectro com eventos quase-elástico (elástico, inelástico e transferência de alguns nucleons) para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ no ângulo de Laboratório $\theta_{LAB} = 110^\circ$ e energia de bombardeio $E_{LAB} = 25,0\text{MeV}$ 40
- 3.11 Exemplo de calibração para um dos detectores. A região angular estudada neste trabalho foi de 40° a 170° . Tinha-se possibilidade de calibrar por meio de três ângulos diferentes, uma vez que, tínhamos um conjunto de 9 detectores. 41
- 4.1 Distribuições angulares do espalhamento quase-elástico para o sistemas ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ nas energias de 25 (a); 20,5 (b); 19,5 MeV (c) e para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ na energia de 19,5 MeV (d). As linhas tracejadas correspondem aos melhores ajustes dos parâmetros a e R_0 na função Fermi-Dirac - 2pF (equação 2.44 que descreve a função densidade nuclear dos projéteis ${}^{6,7}\text{Li}$ 52
- 4.2 Densidade nuclear em função do raio de interação para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ na energia $E_{LAB} = 19,5\text{MeV}$ para o espalhamento quase-elástico. Cada linha corresponde a um diferente valor da difusividade (a). As diferentes curvas se cruzam no raio de sensibilidade(R_s). 53

- 4.3 Densidade nuclear em função do raio de interação para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ na energia $E_{LAB} = 20,5\text{MeV}$ para o espalhamento quase-elástico. Cada linha corresponde a um diferente valor da difusividade (a). As diferentes curvas se cruzam no raio de sensibilidade(R_s). 54
- 4.4 Densidade nuclear em função do raio de interação para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ na energia $E_{LAB} = 25\text{MeV}$ para o espalhamento quase-elástico. Cada linha corresponde a um diferente valor da difusividade (a). As diferentes curvas se cruzam no raio de sensibilidade(R_s). 55
- 4.5 Densidade nuclear em função do raio de interação para o sistema ${}^6\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ na energia $E_{LAB} = 19,5\text{MeV}$. Cada linha corresponde a um diferente valor da difusividade. As diferentes curvas se cruzam no raio de sensibilidade (R_s). 56
- 4.6 Valores experimentais da densidade nuclear na região superficial do ${}^7\text{Li}$ em função do raio de sensibilidade, obtida através da análise de espalhamento quase-elástico nas energias de 25,0 ; 20,5 e 19,5 MeV para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$. Os melhores ajustes (curvas 2pF) com os menores valores de χ^2 para diferentes valores de “a”, além da curva 2pF baseada em cálculos DHB. . . 58
- 4.7 Valores experimentais da densidade nuclear na região superficial do ${}^7\text{Li}$ em função do raio de sensibilidade, obtida através da análise de espalhamento quase-elástico na energia de 19,5 MeV para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$. Os melhores ajustes (curvas 2pF) com os menores valores de χ^2 para diferentes valores de “a”, além da curva 2pF baseada em cálculos DHB. 59

- 4.8 Distribuição angular referente ao processo elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 25MeV . A linha cheia corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,78$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE”, corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma absorção desprezível na superfície de interação caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{fm}$ 61
- 4.9 Distribuição angular referente ao processo elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório $20,5\text{ MeV}$. A linha cheia corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,78$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE”, corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{fm}$ 62
- 4.10 Distribuição angular referente ao processo elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório $19,5\text{ MeV}$. A linha corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,78$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE”, corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{fm}$ 63

- 4.11 Distribuição angular referente ao processo elástico para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório $19,5\text{MeV}$. A linha corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,78$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE”, corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{fm}$ 64
- 4.12 Distribuição angular referente ao processo quase-elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 25MeV . A linha cheia corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,6$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE” corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada, com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{fm}$ 65
- 4.13 Distribuição angular referente ao processo quase-elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório $20,5\text{MeV}$. A linha corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,6$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE”, corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície, caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{fm}$ 66

- 4.14 Distribuição angular referente ao processo quase-elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 19,5 MeV. A linha corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,6$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE” corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada, com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{fm}$ 67
- 4.15 Distribuição angular referente ao processo quase-elástico para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 19,5 MeV. A linha corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,6$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE” corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{fm}$ 68

Lista de Tabelas

3.1	Sistemas estudados e suas respectivas energias de bombardeio.	46
4.1	Valores dos parâmetros difusividade (“a”) e raio (R_0), conforme equação 2.44 que forneceram o menor χ^2_{Red} na equação para densidade nuclear de Fermi-Dirac (2pF). Quaisquer valores de “a” e R_0 que minimizam χ^2_{Red} , obteremos os mesmos ajustes contidos na figura 4.1.	51
4.2	Energias de Laboratório utilizada para os sistemas ${}^{6,7}Li + {}^{120}Sn$ e os respectivos raios de sensibilidade, obtidos a partir da análise de espalhamento quase-elástico. São apresentados os valores para as densidades e seus respectivos erros.	57

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Há muito tempo se busca o entendimento sobre a estrutura da matéria, mas somente a partir do Século XX pôde-se ter acesso a resultados experimentais que permitissem a criação de novas teorias para explicar e prever fenômenos subatômicos. Uma ciência que se tornou essencial nessa busca é a física das reações nucleares. É verdade que ainda não há uma teoria geral para descrição das interações nucleares, por se tratar de um problema de muitos corpos e, conseqüentemente, muito complexo. Mas sabemos que o aprimoramento do conhecimento acerca da interação nuclear é fundamental para a solução de diversos problemas em física básica, tais como: previsão realista de taxas de ocorrência de reações nucleares de interesse astrofísico, desenvolvimento de modelos para a interação entre partículas elementares, aperfeiçoamento de cálculos de estrutura nuclear, etc. A interação nuclear também desempenha papel importante no desenvolvimento de novas tecnologias, como a geração de energia nuclear, aplicação de técnicas nucleares em áreas da Medicina, Biologia, etc.

A análise de resultados experimentais envolvendo espalhamento quântico através de reações nucleares tem contribuído bastante no entendimento e na descrição da estrutura dos núcleos e suas interações. Nessas experiências com espalhamento, as distribuições an-

gulares fornecem informações reveladoras relacionadas com a interação entre os elementos do alvo e as partículas do feixe incidente. Os dados obtidos dessas experiências são, então, usados para testar as previsões feitas por modelos teóricos, nos quais alguma forma para o potencial de interação é assumida como atuante.

Nas últimas décadas, houve uma grande evolução no conhecimento da interação nuclear em diversos campos da física nuclear, podendo-se destacar: reações entre íons pesados, colisões nucleon-nucleon, estrutura de núcleos pesados, incluindo estudos recentes de núcleos exóticos, etc. Nesses diferentes campos, os modelos utilizados para a força nuclear nem sempre são coerentes entre si. Por exemplo, em alguns modelos, o potencial nuclear entre íons pesados envolve a convolução entre as respectivas densidades nucleares com a interação nucleon-nucleon, mas essa última é invariavelmente considerada numa forma efetiva e guarda pouca semelhança com a interação utilizada em estudos de colisões nucleon-nucleon.

Obter um modelo para a interação nuclear que propicie uma descrição unificada de várias áreas da física nuclear se tornou um grande desafio. O nosso grupo de pesquisa, do Laboratório Pelletron, desenvolveu um modelo para a interação nuclear, conhecido como Potencial de São Paulo (SPP, do inglês São Paulo Potential). Este modelo é baseado em efeitos da não localidade de Pauli [1–3] que envolve a troca de nucleons entre alvo e projétil. O método consiste em utilizar um potencial médio de interação, por se tratar de um problema de muitos corpos, juntamente com o modelo óptico para os canais de reação (fusão, transferência de nucleons, espalhamento inelástico).

O potencial óptico é um dos modelos mais antigos utilizados para análise de dados experimentais de seção de choque e espalhamento elástico. Neste modelo, os graus de liberdade internos dos íons são considerados congelados e o potencial de interação, denominado potencial óptico, é complexo, sendo que a parte real representa o potencial médio íon-íon e a parte imaginária simula a absorção de fluxo do canal elástico devido

aos diversos canais de reação.

Para energias de bombardeio em torno da barreira coulombiana, a análise de dados experimentais de espalhamento elástico fornece informações acerca do potencial íon-íon apenas numa pequena região de distâncias de interação [4], próxima de um ponto conhecido como raio de sensibilidade (chamado também de raio de absorção forte), cujas intensidades das partes real e imaginária, nesse ponto, variam com a energia segundo uma relação de dispersão, como observada na óptica [5]. Sistemas de íons pesados apresentam como característica uma forte absorção (parte imaginária do potencial no modelo óptico) e devido a essa característica, não existe uma maneira simples e única (sem ambigüidades) de parametrizar o potencial nuclear através da análise dos dados experimentais. Para energias ao redor da barreira, existem contribuições para fusão devido ao acoplamento com outros canais de reação, nos levando a pensar que cálculos do tipo canais acoplados pudessem fornecer informações acerca do potencial nuclear. Entretanto, foi demonstrado que existe uma grande dificuldade de se obter o potencial devido ao grande número de acoplamentos existentes entre os núcleos interagentes [6]. Portanto esse tipo de análise se torna inviável por ser equivalente à resolução de um problema de colisão envolvendo muitos corpos (nucleons).

Com o objetivo de se obter o potencial nuclear de forma mais precisa e sem ambigüidades, o grupo de pesquisa do qual faço parte desenvolveu um método que consiste na análise de dados experimentais de espalhamento elástico em energias abaixo ou próximas da barreira coulombiana [7, 8], uma vez que, para essas energias, quase todos os canais de reação têm seções de choque pequenas, possibilitando, assim, determinar a parte real do potencial sem se preocupar com a parte imaginária na superfície (que simula absorção de fluxo). Com a finalidade de obter o potencial nuclear entre os íons de forma mais precisa e sem aumentar consideravelmente a complexidade do tratamento teórico, ainda podem ser incluídos alguns poucos canais de reação relevantes em termos de seção de choque. Em energias próximas da barreira, o poten-

cial nuclear pode ser considerado como uma pequena perturbação do potencial coulombiano e, portanto, os dados experimentais de espalhamento elástico e dos poucos canais de reação devem ser obtidos com muita precisão para que se possa obter o potencial íon-íon com boa definição. O método já foi aplicado com sucesso para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$; $^{16}\text{O} + ^{58,60,62,64}\text{Ni}$; ^{88}Sr ; $^{90,92}\text{Zr}$; ^{92}Mo ; ^{120}Sn ; ^{138}Ba ; ^{208}Pb ; $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ [7–12].

O principal objetivo do presente trabalho consiste na determinação experimental da densidade de matéria nuclear dos isótopos $^{6,7}\text{Li}$ a partir da análise de dados de espalhamento elástico e quase-elástico¹ entre esses isótopos e um núcleo bem mais pesado (^{120}Sn) com energias de bombardeio próximas da barreira coulombiana, que para estes sistemas é, aproximadamente, 21 MeV. Esse método para determinação da densidade de matéria, desenvolvido pelo grupo, se baseia no modelo teórico, também desenvolvido pelo grupo, para interação nuclear que leva em consideração a natureza fermiônica da matéria nuclear. Esse modelo, também conhecido como modelo não-local, está relacionado com os efeitos quânticos devido à troca de nucleons entre alvo e projétil [1,2,13,14], alterando o já conhecido potencial local *Double-Folding* [15], baseado numa convolução das densidades nucleares com a interação nucleon-nucleon. O método deriva da comprovada existência de um raio de sensibilidade [16], ponto onde a densidade de matéria para um certo núcleo pode ser bem determinada através de uma análise de uma distribuição de espalhamento elástico e já foi aplicado com sucesso na determinação de densidades dos núcleos estáveis ^4He , ^{12}C , $^{16,18}\text{O}$ e ^{28}Si [2, 10, 17] e do núcleo ^6He [1].

Há um grande interesse da comunidade científica na determinação da densidade nuclear por possibilitar distinguir diferentes modelos teóricos sobre a estrutura dos núcleos. Mas para medir a densidade do núcleo é necessário conhecer suas formas e dimensões utilizando métodos indiretos capazes de trazer informações do espaço nuclear por algum portador.

O espalhamento de partículas atiradas contra o núcleo é um método eficiente para

¹Soma do canal elástico, inelástico e transferência de alguns nucleons

se colher informações sobre sua forma e dimensões, uma vez que as leis e simetrias que o espalhamento envolve, são conhecidas e possuem poucos parâmetros.

Vários projéteis têm sido utilizados como instrumento para a determinação da densidade nuclear (como p , $\bar{p}$, π^+ , π^- , e^- , ...),

Em geral são utilizadas três tipos de partículas:

(i) elétrons de alta energia, que interagem com o campo coulombiano nuclear e trazem informações sobre a distribuição de densidade de carga; (ii) partículas eletricamente neutras que somente interagem com o campo nuclear e trazem informações sobre a distribuição de densidade de partículas, embora com perturbações, devido aos momentos eletromagnéticos não-nulos dos corpos interatuantes; (iii) prótons, partículas alfa, íons pesados que também experimentam a interação forte, além da eletromagnética. Entretanto, a falta de conhecimento sobre a interação do projétil com o núcleo, torna medidas integráveis, como o raio quadrático médio, como mais confiáveis de serem determinadas experimentalmente.

A possibilidade de extrair informações precisas sobre a densidade da matéria nuclear a partir de dados de espalhamento elástico de íons pesados, é uma questão de usar o método *Folding* para a parte real da interação, incluindo todos os efeitos importantes e minimizando tanto quanto possível o uso de parâmetros ajustáveis. Uma descrição mais detalhada se encontra na seção 4.1.

Capítulo 2

PARTE TEÓRICA

Neste capítulo, descreveremos a teoria utilizada na análise dos dados experimentais. Abordaremos a descrição do Modelo Óptico, o problema de canais acoplados, o potencial *Double-Folding* e os efeitos da não localidade sobre o potencial nuclear.

2.1 A Equação de Schrödinger

A grande dificuldade de se obter a solução exata de uma colisão entre íons pesados é a resolução da equação de Schrödinger, pois além da interação coulombiana, deve-se levar em consideração as interações entre todos os nucleons do projétil com cada um dos nucleons do alvo, o que torna o cálculo extremamente complicado. Mas é possível obter soluções satisfatórias fazendo as devidas aproximações em cada caso e adotando um modelo para o potencial médio total de interação entre alvo e projétil. A equação de Schrödinger a ser resolvida é:

$$\frac{-\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \Psi(\vec{R}) + U(R, E) \Psi(\vec{R}) = E \Psi(\vec{R}) \quad (2.1)$$

multiplicando os dois lados da equação acima por $\frac{2\mu}{\hbar^2}$ e fazendo: $\kappa^2 = \frac{2E\mu}{\hbar^2}$

A equação 2.1 pode ser escrita como:

$$[\nabla^2 + \kappa^2] \Psi(\vec{R}) = \frac{2\mu}{\hbar^2} U(\vec{R}, E) \Psi(\vec{R}) \quad (2.2)$$

A função de onda resultante da equação de Schrödinger irá descrever o processo através de uma distribuição de probabilidades para as partículas espalhadas pelo núcleo alvo. Essa distribuição de probabilidades pode ser convenientemente descrita através de cálculos da seção de choque diferencial deste processo, em função de seu ângulo de espalhamento, como veremos mais adiante.

Numa colisão entre íons pesados, o espalhamento elástico é o processo mais simples e mais provável de ocorrer. Nesse espalhamento, os núcleos mantêm sua identidade antes e depois da colisão, conservando a energia cinética e o momento angular. O nosso primeiro objetivo é, então, determinar o melhor potencial $U(R, E)$ que descreva a seção de choque diferencial elástica. Esse potencial deverá conter uma contribuição do potencial coulombiano e outra referente à interação nuclear, representada por um potencial complexo conhecido como potencial óptico. Assim, podemos escrever:

$$U(R, E) = V_C(R) + V_{op}(R, E) \quad (2.3)$$

onde :

$V_{op}(R, E)$ = interação nuclear (descrito através do modelo óptico).

$V_C(R)$ = potencial coulombiano que pode ser escrito de maneira aproximada quando considerada a interação entre uma carga puntiforme Z_1 e uma esfera carregada Z_2 de raio $R_{OC} = R_1 + R_2$, através da expressão:

$$V_C(R) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} & ; se R > R_{OC} \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_{OC}} \left(3 - \frac{R^2}{R_{OC}^2} \right) & ; se R \leq R_{OC} \end{cases} \quad (2.4)$$

Uma outra aproximação é considerar o potencial coulombiano como um potencial entre duas esferas uniformemente carregadas. As expressões analíticas para descrever essa interação já foram obtidas há algumas décadas [18].

2.2 Modelo Óptico

Um modelo que originou a descrição para o potencial nuclear como um potencial médio foi o Modelo Óptico. Esse modelo possui duas características capazes de tratar o problema do espalhamento elástico de um sistema de muitos corpos:

(i) O modelo assume que a interação entre o projétil e o alvo pode ser definida através de um potencial médio, resultante de uma média das interações nucleon-nucleon dos respectivos núcleos. Utiliza uma parte real que é atrativa.

(ii) Baseado no espalhamento e absorção de luz por um meio óptico, onde a absorção é simulada por índice de refração complexo, o modelo óptico representa a absorção do canal elástico para canais de reação (como, por exemplo, espalhamento inelástico, transferência de nucleons e fusão) com uma parte imaginária do potencial nuclear.

2.2.1 Potencial Óptico

Com o objetivo de obter uma única equação desacoplada para o canal elástico, Feshbach mostrou que é possível obter um potencial para o espalhamento elástico (potencial óptico) [19], de forma que:

$$V_{op}(R, E) = V(R, E) + iW(R, E) \quad (2.5)$$

sendo que:

$$V(R, E) = V_N(R, E) + V_{pot}(R, E) \quad (2.6)$$

O potencial óptico depende explicitamente da distância entre os núcleos interagentes e da energia no referencial do centro de massa do sistema. A parte real do potencial óptico na equação 2.5 é descrita pela soma do potencial nuclear $V_N(R, E)$ com a parte real do potencial de polarização $V_{pot}(R, E)$, que simula no canal elástico os efeitos dos acoplamentos com os canais de reação, enquanto a parte imaginária do potencial óptico simula a absorção de fluxo de partículas do canal elástico para os canais de reação.

A forma mais simples de escrever o potencial óptico é considerar a forma de poço quadrado.

$$V_{op}(R) = -V_0 - iW_0 \quad \text{para } R \leq a \quad (2.7)$$

Esta forma de potencial, em geral, superestima a seção de choque de espalhamento elástico em ângulos traseiros. No entanto, seu uso é muito útil para verificar o significado físico da parte imaginária do potencial óptico. Portanto a solução do problema com o uso deste potencial é apresentada a seguir.

Consideremos a equação de Schrödinger para o caso unidimensional deste potencial:

$$\left[\nabla^2 + \kappa^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_0 + iW_0) \right] \Psi = 0 \quad (2.8)$$

Suas soluções são ondas planas com a forma:

$$\Psi = e^{\pm ik_c Z} \quad (2.9)$$

O número de onda complexo k_c é dado por:

$$k_c = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu(E + V_0 + iW_0)} \quad (2.10)$$

o número de onda pode ser expresso como:

$$k_c = K + ik \quad (2.11)$$

Onde K e k podem ser obtidos imediatamente da equação 2.10.

Quando W_0 é pequeno, comparado com $(E + V_0)$, pode-se expandir em primeira ordem esta equação, chegando-se a:

$$K = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu(E + V_0)} \quad (2.12)$$

$$k \approx \frac{W_0 K}{2(E + V_0)} \quad (2.13)$$

substituindo k_c na equação 2.9 obtém-se:

$$\Psi = e^{iKZ} \cdot e^{-kZ} \quad (2.14)$$

A absorção do potencial se torna mais claro se considerarmos a corrente e a densidade de partículas associadas com a função de onda Ψ :

$$\vec{J} = \frac{\hbar}{2i\mu} [\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*] \quad (2.15)$$

e

$$\nabla \cdot \vec{J} = \frac{\hbar}{2i\mu} \nabla \cdot (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) \quad (2.16)$$

chegando a :

$$\nabla \cdot \vec{J} = \frac{2}{\hbar} \Psi^* \Psi W_0 \quad (2.17)$$

Assim, pode-se dizer que se o divergente de uma corrente é positivo implica em ter W_0 positivo, logo há criação de partículas. Por outro lado, se W_0 é negativo, significa que há absorção de partículas. Para ajustar dados de espalhamento elástico de íons pesados, algumas vezes são utilizados potenciais ópticos que reproduzem a forma da distribuição da matéria nuclear.

Uma forma um pouco mais realista do potencial foi proposta por Woods e Saxon [20] e é muito utilizada em cálculos por modelo óptico.

$$V(R, E) = \frac{-V_0(E)}{1 + \exp \left[\frac{R - R_0(E)}{a(E)} \right]} \quad (2.18)$$

$$W(R, E) = \frac{-W_0(E)}{1 + \exp \left[\frac{R - R_{0i}(E)}{a_i(E)} \right]} \quad (2.19)$$

Onde a e a_i são difusividades real e imaginárias;

V_0 e W_0 são as profundidades real e imaginárias;

R_0 e R_{0i} são os raios do potencial real e imaginário.

Ao utilizar o modelo óptico, o procedimento normalmente adotado na análise de dados de espalhamento elástico entre íons pesados é manter alguns parâmetros livres no potencial óptico, de maneira a ajustar a distribuição angular experimental. Foi observado que para energias próximas da barreira coulombiana, diferentes “famílias” de potenciais ópticos, isto é, diferentes valores dos parâmetros livres em (2.18) e (2.19), produzem

ajustes de dados experimentais muito semelhantes [4]. Os parâmetros estão de tal forma correlacionados, que as diferentes famílias correspondentes à parte real do potencial óptico $V(R, E)$, cruzam-se (têm a mesma intensidade) somente num ponto conhecido como raio de absorção forte. Ou seja, as previsões de seção de choque teóricas só são sensíveis ao potencial óptico em uma pequena região de distâncias de interação, em torno do raio de absorção forte [7–10]. Essa característica está ligada ao curto alcance da força nuclear e à correspondente absorção forte nos sistemas de íons pesados [21]. Isto é, o “contato” entre os núcleos leva, quase que inevitavelmente, a eventos não-elásticos e a perda de fluxo do canal elástico. Conseqüentemente, o espalhamento elástico é dominado pelas condições da “região superficial” de distâncias de interação.

2.2.2 O Potencial de Polarização

O potencial de polarização “simula” no canal elástico os efeitos do acoplamento devido a canais inelásticos. Para obter o potencial de polarização é necessário resolver o sistema de equações acopladas. O acoplamento é um fenômeno comum nas reações nucleares em que um estado coletivo, por exemplo, pode acoplar ao canal elástico, isto também pode acontecer com outros canais de reações (transferência de poucos nucleons) alterando assim, a interação nuclear. A resolução das equações de acoplamento são complicadas e podem ser resolvidas numericamente utilizando programas computacionais. Um estudo mais detalhado de canais acoplados pode ser encontrado em [22, 23].

2.2.3 Potencial *Double-Folding*

O potencial *Double-Folding* [15] consiste numa convolução entre as densidades de nucleons dos núcleos interagentes com o potencial nucleon-nucleon:

Figura 2.1: Sistema de coordenadas na descrição do potencial *Folding*

$$V_{Fold}(R) = \int \int \rho_1(r_1) \nu_0(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) \rho_2(r_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (2.20)$$

onde: R é a separação dos centros de massa dos núcleos 1 e 2; ρ_1 e ρ_2 são as distribuições de densidade dos núcleos e $\nu_0(\vec{r})$ é a interação efetiva entre dois nucleons. Na análise dos dados para determinação das densidades nucleares [1, 2, 9, 12–14] foi utilizado um modelo para interação efetiva conhecido como M3Y-Reid [24], que é descrito através da expressão::

$$\nu_0(\vec{r}) = \left[7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} \right] - 262 \delta(\vec{r}) \text{ MeV} \quad (2.21)$$

O último termo da equação 2.21 descreve a não-localidade na aproximação de alcance nulo para energias de 10 MeV/nucleon. Os outros dois termos de Yukawa são responsáveis pela componente direta da interação. Detalhes sobre essa interação podem ser encontrados em [24].

O potencial *Folding* tem sido usado com bastante sucesso, em análises de dados experimentais de espalhamento elástico para energias em torno da barreira coulombiana. Nessas análises, a parte real do potencial óptico tem sido assumida igual ao potencial folding (equação 2.20), multiplicado por um fator de normalização que pode variar com a energia, de forma a simular os efeitos da polarização.

2.2.4 O Potencial Não-Local

O potencial não-local (U_{NL}) é oriundo da natureza fermiônica da matéria. Este potencial está relacionado com impossibilidade de se afirmar a que núcleo pertence um determinado nucleon, ou seja, a não-localidade de Pauli prevê que um nucleon “pertencente” ao núcleo projétil pode trocar de posição com outro nucleon “pertencente” ao núcleo alvo (daí o termo não-local). Essa troca pode ser representada por uma interação $U(\vec{R}, \vec{R}')$ que é função dos vetores $\vec{R}$ e $\vec{R}'$. Portanto podemos considerar o potencial nuclear como função de duas variáveis: Distância (R) e Energia (E). Já foi observado [25] que na determinação do potencial íon-íon por meio de análises de dados experimentais de espalhamento elástico, o potencial nuclear que ajusta tais dados possui uma dependência com a energia.

Figura 2.2: Sistema de coordenadas do modelo da não-localidade. Um nucleon do alvo, representado por (a) com coordenada $\vec{r}_a$, troca de posição com um nucleon do projétil (p), de coordenada $\vec{r}_p$. Depois da troca, os nucleons são representados pelas coordenadas $\vec{r}'_a$ e $\vec{r}'_p$, sendo que os centros de massa dos núcleos alvo (a_{CM}) e projétil (p_{CM}) são movidos conforme indicado na figura

Foram publicados alguns artigos [1, 2, 13] os quais mostram que a dependência do potencial nuclear com a energia pode ser explicada com a introdução de uma interação não-local. Para altas energias, a interação não-local diminui sensivelmente o potencial nuclear [9, 10].

Para sistemas leves, como o que está sendo tratado neste trabalho, é conveniente considerar a interação não-local, mesmo que a energia de bombardeio seja relativamente baixa, pois para esses sistemas há também grande proximidade entre superfícies nucleares do alvo e projétil [2]. Para tratamento de dados de espalhamento elástico precisamos, então, resolver uma equação integro-diferencial do tipo:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\vec{\nabla}^2\Psi(\vec{R}) + [V_C(R) + V_{pol}(R, E) + iW_{pol}(R, E)]\Psi(\vec{R}) + \int U(\vec{R}, \vec{R}')\Psi(\vec{R}')d\vec{R}' = E\Psi(\vec{R}) \quad (2.22)$$

onde V_C é o potencial coulombiano (considerado local). V_{pol} e W_{pol} são as partes real e imaginária do potencial de polarização e contém contribuições oriundas dos acoplamentos com canais de reação, e $\Psi(\vec{R})$ é a função de onda que descreve o espalhamento elástico do sistema núcleo-núcleo. A parte não-local é escrita como:

$$U(\vec{R}, \vec{R}') = V_{NL} \left(\frac{|\vec{R} + \vec{R}'|}{2} \right) \left(\frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} b^3} \right) \exp \left[- \left(\frac{|\vec{R} + \vec{R}'|}{b} \right)^2 \right] \quad (2.23)$$

onde $b = b_0 m_0 / \mu$ [2, 26, 27] é o alcance da não-localidade de Pauli, $b_0 = 0.85 fm$, m_0 e μ são a massa de um nucleon e a massa reduzida do sistema, respectivamente.

O termo $U(\vec{R}, \vec{R}')$ que denominamos interação íon-íon, representa o valor esperado do operador de interação, o qual contém, basicamente, a força efetiva média nucleon-nucleon.

Realizando uma expansão em ondas parciais da equação 2.22:

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 u_l(R)}{dR^2} + [E - V_C(R) - V_{pol}(R, E) - iW_{pol}(R, E) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu R^2}] u_l(R)$$

$$= \int_0^\infty V_l(R, R') u_l(R') dR' \quad (2.24)$$

O potencial local equivalente, $U_{LE}(R)$, é definido como:

$$U_{LE}(R, E) + iW(R, E) = \frac{1}{u_l(R)} \int_0^\infty V_l(R, R') u_l(R') dR' \quad (2.25)$$

Assim, podemos escrever a equação de Schrödinger na forma:

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 u_l(R)}{dR^2} + [E - V_C(R) - V_{pol}(R, E) - iW_{pol}(R, E)] \Psi \\ - [U_{LE}(R, E) + iW_{LE}(R, E)] \Psi = 0 \end{aligned} \quad (2.26)$$

Com base no tratamento microscópico de espalhamento nucleon-núcleo [27–31], pode-se concluir que a interação efetiva íon-íon entre os núcleos deve ser simétrica [2] $U(\vec{R}, \vec{R}') = U(\vec{R}', \vec{R})$ e o potencial não-local complexo, mas não absoritivo.

Na equação 2.23, segundo o modelo [1,2,13], V_{NL} é tomado como o potencial folding, de tal forma que $V_{NL}(\xi) = V(R)_{fold}(R = \xi)$. Foi mostrado [2] que uma boa aproximação para $U_{LE}(R)$ é obtida por:

$$U_{LE}(R, E) \approx V_{fold}(R) \exp \left\{ -\frac{\mu b^2}{2\hbar^2} [E - V_C(R) - U_{LE}(R, E)] \right\} \quad (2.27)$$

O expoente da equação 2.27 está relacionado com energia cinética (E_K) e à velocidade relativa entre nucleons (v), por:

$$v^2 = \frac{2}{\mu} E_K(R) = \frac{2}{\mu} [E - V_C(R) - U_{LE}(R, E)] \quad (2.28)$$

Logo a equação 2.27 pode ser reescrita da seguinte forma:

$$U_{LE}(R, E) \approx V_{fold}(R) \exp - \left[\frac{m_0 b_0 v}{2\hbar} \right]^2 \approx V_{fold}(R) e^{\frac{-4v^2}{c^2}} \quad (2.29)$$

2.2.5 O Potencial de São Paulo

O último termo da equação 2.29 representa a parte real da interação nuclear, dessa forma podemos escrever a essa interação como:

$$V_{SSP}(R) = V_{fold}(R) e^{\frac{-4v^2}{c^2}} \quad (2.30)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, V_{fold} é o potencial *folding*, dado pela equação 2.20 e v é a velocidade relativa local entre os dois núcleos. A equação 2.30 fica conhecida, a partir de 2002, como potencial de São Paulo (SPP). Esse modelo foi desenvolvido pelo nosso grupo de pesquisa a partir dos efeitos da não-localidade de Pauli [1–3]. E tem demonstrado grande sucesso em descrever espalhamento elástico, canais de reação periféricos e fusão envolvendo muitos sistemas numa ampla região de energia [11–13, 17, 32, 33].

2.2.6 O Potencial Imaginário

Para descrever reações nucleares com “núcleos normais” ¹ via cálculos de canais acoplados, se considera os canais quase-elásticos mais significativos e o processo de fusão. O canal de fusão nuclear é caracterizado nesses cálculos por um potencial imaginário do tipo Woods-Saxon [20] com uma pequena difusividade ($a_i \sim 0,2fm$). Com este procedimento o potencial não tem contribuição significativa na superfície que é definida única e exclusivamente pelos canais quase-elásticos e respectivos acoplamentos. A perda de fluxo no espaço dos canais acoplados dá origem à fusão nuclear, também conhecida como

¹núcleos fortemente ligados

fusão completa, que corresponde a eventos absorvidos pelo potencial imaginário interno. Esse método tem conseguido descrever satisfatoriamente as reações nucleares em energias próximas a barreira coulombiana, para os chamados “núcleos normais” [34–36]. Quando tratamos núcleos fracamente ligados (${}^6,{}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, etc) ou núcleos exóticos (${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{20}\text{O}$, etc) a descrição é diferente. Reações envolvendo esses núcleos são caracterizadas pelos processos superficiais do tipo “break-up”, ou seja, a quebra de um dos núcleos participantes no campo nuclear e/ou coulombiano, que gera a fusão incompleta, onde somente parte do projétil se funde com o alvo. Este tipo de fenômeno também pode ocorrer com núcleos normais, mas em energias bem acima da barreira, e recebe o nome genérico de “deep-inelastic”, ou seja, colisões profundamente inelásticas. Um problema fundamental e ainda em aberto em física nuclear é determinar um potencial imaginário de origem microscópica capaz de descrever os processos acima (fusão completa e incompleta). O nosso grupo de pesquisa tem investido nesse tema e está sendo proposto, em caráter experimental, um modelo com este objetivo a partir do potencial de São Paulo (equação 2.30). O modelo se baseia no potencial óptico onde a parte imaginária deste potencial foi fixada como a parte real (equação 2.30) multiplicada por um parâmetro N_I :

$$W(R, E) = N_I V_{SP}(R, E) \quad (2.31)$$

Quando se trata de espalhamento elástico, foi adotado para o parâmetro N_i um valor médio igual a 0,78, estabelecido a partir da análise dos dados de espalhamento elástico numa faixa ampla de sistemas e energias [32].

Para interações nucleares em energias muito altas $E \sim 200\text{MeV}/A$, onde o princípio de exclusão de Pauli já não é tão relevante, devido a perda dessas correlações com o aumento da temperatura do sistema composto, o potencial imaginário proposto é baseado numa simples relação [37] entre o livre caminho médio $\Lambda(R)$ dos nucleons e a seção de choque σ^{NN} livre:

$$\Lambda(R) = \frac{1}{\sigma^{NN}\varphi(R)} \quad (2.32)$$

O potencial imaginário se relaciona com $\Lambda(R)$ através da relação:

$$W(R) = \frac{h^2\kappa}{2m\Lambda(R)} \quad (2.33)$$

$\varphi(R)$ é uma função que descreve a superposição das densidades do alvo e projétil e é definida como:

$$\varphi(R) = \int \rho_1(\vec{r}_1)\rho_2(\vec{R} - \vec{r}_1)d\vec{r}_1 \quad (2.34)$$

e pode ser relacionada [3] com o potencial *double folding* através de:

$$V_{fold} = 456(MeV)\varphi(R) \quad (2.35)$$

Cálculos do tipo Hartree-Fock [38] estimam para $\Lambda(R)$ um valor em torno de 2,2 fm para energias em torno de 200MeV/A. Com essas informações se chega a um valor de $W(R)$:

$$W(R) \simeq 0,6iV_{fold} \quad (2.36)$$

Para energias mais baixas deve se levar em conta o princípio de Pauli, que é feito através do potencial de São Paulo. Assim o potencial óptico fica definido como:

$$U(R) \simeq V_{SSP}(R) + 0,6iV_{SSP}(R) \quad (2.37)$$

Uma observação importante é que na descrição de reações nucleares onde os processos de “break-up” e/ou “deep-inelastic” são importantes, o uso do potencial (equação 2.37), principalmente no caso de íons pesados, deve ser feito o cálculo de canais acoplados para

que a parte coulombiana da função de onda seja tratada corretamente, já que o potencial proposto é de curto alcance. Como alternativa pode-se utilizar a análise do espalhamento quase-elástico [11], como forma aproximada de levar em conta o efeito dos acoplamentos. Na figura 2.3 encontra-se um exemplo do modelo proposto para o sistema $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$, numa região de energia onde o processo deep-inelastic é importante. O espalhamento elástico é descrito de uma maneira muito boa via cálculos de canais acoplados totalmente sem parâmetros livres.

Figura 2.3: Descrição do espalhamento elástico via cálculos de canais acoplados sem parâmetros livres para o sistema $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ em energias onde o processo “deep-inelastic” é bastante importante, sendo da ordem de 40% da fusão de origem na região interna de interação. A barreira coulombiana para o sistema acima é da ordem de 38MeV . A linha cheia corresponde ao cálculo de canais acoplados usando o potencial óptico definido na equação 2.37 e a linha tracejada leva em conta somente a absorção interna.

2.3 Cálculo da Seção de Choque Diferencial Teórica

Como comentado anteriormente, a distribuição de probabilidades das partículas espalhadas por um núcleo-alvo pode ser convenientemente descrita através de cálculos da seção de choque diferencial deste processo, em função do seu ângulo de espalhamento. Visto que a seção de choque diferencial elástica depende da amplitude de espalhamento, e esta depende do potencial de interação, detalharemos essas grandezas e o formalismo utilizado.

A colisão entre dois núcleos com números de carga e massa Z_1, A_1 e Z_2, A_2 , na energia do centro de massa E é descrita pela equação (2.1), onde o potencial de interação entre os dois núcleos, alvo e projétil, consiste na soma dos termos, descrito na equação (2.3).

A solução quando consideramos $V_{ot}(R) = 0$, é uma onda distorcida que devido à simetria esférica do potencial, pode ser expressa como uma soma de ondas parciais de momento angular $l\hbar$:

$$\Psi_C(\vec{R}) = \frac{1}{2kR} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^{l+1} (h_l^-(\eta, kR) - e^{2l\sigma_l} h_l^+(\eta, kR)) P_l(\cos\theta) \quad (2.38)$$

onde:

$$k = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}},$$

σ_l = deslocamento de fase de coulomb;

$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \mu}{\hbar^2 k}$, parâmetro de Sommerfeld;

h^+, h^- = funções incidentes e emergentes de Coulomb.

Quando incluímos um potencial nuclear central de curto alcance, temos que, na região assintótica ($R \rightarrow \infty$), só a fase da parte emergente da onda é modificada:

$$\Psi(\vec{R}) = \Psi_C(\vec{R}) + \frac{\sqrt{\pi}}{kR} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^{l+1} e^{2i\sigma_l} (1 - S_l) h_l^+(\eta, kR) P_l(\cos\theta) \quad (2.39)$$

onde, S_l são os elementos da matriz S dos deslocamentos de fase nuclear.

Finalmente, podemos obter a amplitude de espalhamento:

$$f(\theta) = f_C(\theta) + \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l} (1 - S_l) P_l(\cos\theta), \quad (2.40)$$

sendo que na expressão acima, $f_C(\theta)$ é amplitude de espalhamento coulombiano.

A seção de choque diferencial é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.41)$$

Podemos encontrar a seção de choque de reação através da seguinte expressão:

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l|^2) \quad (2.42)$$

No caso em que $V_{ot}(R) = 0$, obtemos a seção de choque de Rutherford:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R = |f_C(\theta)|^2 = \frac{\eta^2}{4k^2 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \quad (2.43)$$

2.4 Método Para Determinação da Densidade Nuclear

O método consiste na aplicação do potencial local-equivalente (U_{LE}) que está relacionado com potencial *folding* através de 2.29. De acordo com o modelo *double-folding*, o potencial

nuclear entre íons pesados depende das densidades dos núcleos em colisão, requerendo, assim, uma sistematização das densidades nucleares. Neste trabalho, a densidade do núcleo alvo (^{120}Sn) é assumida conhecida, pois o modelo teórico de Dirac-Hartree-Bogoliubov (DHB) [39] descreve satisfatoriamente os resultados experimentais, uma vez que, dados de espalhamento de elétrons indicam que as densidades dos núcleos mais pesados estão bem descritos por esses cálculos teóricos [9, 10, 12], fato que não ocorre para núcleos mais leves. O (^{120}Sn) é um núcleo esférico com camada fechada ($Z = 50$) e superfluido em pares de nêutrons que dá estabilidade a forma esférica. Com esta escolha, qualquer anomalia pode ser associada a estrutura dos projéteis ($^{6,7}\text{Li}$). Assim, foi utilizado um método de deconvolução para extrair a densidade do outro núcleo ($^{6,7}\text{Li}$). Com esse método o grupo de pesquisa, do qual faço parte, já determinou a densidade de um grande número de núcleos [3].

Consideramos que a densidade experimental dos núcleos $^{6,7}\text{Li}$ tivesse aproximadamente a forma de Fermi-Dirac com dois parâmetros livres (2pF): a difusividade (a) e o raio (R_0).

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)} \quad (2.44)$$

Os valores de “ a ” e “ R_0 ” são mantidos fixos e o valor de ρ_0 , fica determinado pela condição de normalização através de:

$$X = \int 4\pi\rho(r)r^2dr \quad (2.45)$$

onde X pode ser o número de prótons Z , nêutrons N ou nucleons $A = N + Z$. Após sistematização das densidades experimentais e teóricas, calculada para um grande número de núcleos usando o modelo DHB [39], foi obtido [3] o comportamento médio, experimental

Figura 2.4: Comparação entre as densidades nucleares teóricas (linhas cheias) calculadas a partir do modelo DHB e as densidades nucleares (linhas tracejadas) obtidas a partir da distribuição de Fermi-Dirac (2pF) para alguns núcleos, que simula os cálculos DHB.

e teórico, da difusividade ($a = 0,56 fm$) e do raio de matéria que corresponde a expressão:

$$R_0 = 1,31A^{\frac{1}{3}} - 0,84 fm \quad (2.46)$$

onde A é o número de nucleons do núcleo.

Capítulo 3

PARTE EXPERIMENTAL

3.1 Introdução

Foram obtidos dados experimentais de espalhamento elástico, inelástico e transferência de poucos nucleons, através de reações nucleares, utilizando energias de bombardeio em torno da barreira coulombiana para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$. Essas experiências foram realizadas no Acelerador Pelletron do tipo Tandem 8UD, fabricado pela NEC (National Electrostatic Corporation) e instalado no Departamento de Física Nuclear do IFUSP no início dos anos 70.

Neste capítulo, serão descritos alguns aspectos relacionados com o arranjo experimental, a experiência, a obtenção do feixe, o acelerador Pelletron, a determinação da seção de choque experimental e o sistema de aquisição de dados.

3.2 Arranjo Experimental

As medidas dos sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ foram realizadas na câmara de espalhamento localizada na canalização 30B do Laboratório Pelletron (Figura 3.1). Ela tem uma forma

cilíndrica com um metro de diâmetro e 30cm de altura.

Figura 3.1: Corte longitudinal da câmara de espalhamento. Na figura os números designam: 1) fendas para definição do feixe; 2) torre de alvos e porta-alvos; 3) escala graduada para a leitura do ângulo definido pela direção do feixe e do alvo; 4) suporte dos colimadores; 5) detectores de barreira de superfície e seus respectivos suportes; 6) suporte do sistema de detecção; 7) prato giratório; 8) escala graduada para leitura do ângulo de observação; 9) entrada para a luneta; 10) copo de Faraday e 11) saída para o sistema de vácuo.

A câmara possui um prato giratório com uma escala graduada de precisão de leitura $1'$, sobre o qual é montado um sistema de 9 detectores do tipo barreira de superfície com espaçamento de 5° entre eles (ângulo dianteiro 40° e ângulo traseiro 170°). A medida angular é efetuada por uma luneta instalada externamente na parte superior da câmara. Na parte central do interior da câmara está colocada a torre de alvos (veja Figura 3.2 abaixo). Durante as medidas, a pressão no interior da câmara é mantida em torno de 10^{-6} Torr (alto vácuo), através da utilização de uma bomba do tipo turbo-molecular e outra do tipo criogênica.

Uma escala graduada está acoplada à parte superior da torre de alvos e possui a função de medir o ângulo em que o alvo fica posicionado em relação à direção do feixe.

Foram utilizados Alvos de ^{120}Sn com espessura de aproximadamente $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$, os quais foram confeccionados no laboratório de alvos do edifício Pelletron, utilizando a técnica de evaporação controlada do pó do isótopo. Também foi evaporada uma quan-

tidade de ^{197}Au ($\approx 40\mu\text{g}/\text{cm}^2$) sobre esses alvos, para efeito de normalização dos dados experimentais.

Figura 3.2: Foto da parte interna da câmara de espalhamento. Na parte central está localizado o alvo que espalhará o feixe para o sistema de detecção.

3.2.1 A Fonte Íons e Obtenção do Feixe

Os feixes de íons negativos de $^{6,7}\text{Li}$ foram produzidos por uma fonte SNICS (“Source of Negative Ions Cesium Sputtering”), freqüentemente utilizado no acelerador Pelletron. Essa fonte utiliza o processo de “sputtering” (com feixe primário de césio) para produzir o feixe do elemento desejado. Nesse processo, o vapor de césio neutro é introduzido numa região de descarga eletrônica, onde é ionizado por um filamento helicoidal de tungstênio. Os íons positivos de Césio (Cs^+), formados na região em torno do filamento, são focalizados por uma lente eletrostática no catodo. O catodo tem a forma de um pequeno cadinho de cobre, sobre o qual é depositado o elemento (ou composto químico do elemento) que

se deseja como feixe. O choque de íons de Cs^+ com o catodo é suficiente para extrair íons negativos desse material (“Cesium Sputtering”).

Os íons de $^{6,7}Li$, produzidos, são dirigidos à abertura da fonte por uma diferença de potencial entre o anodo e o catodo, que varia de $1KV$ a $3KV$, e a seguir são extraídos por um potencial extrator de $20KV$ (veja Figura 3.3 abaixo).

Figura 3.3: Esquema da fonte de íons SNICS (região de ionização do Césio).

3.2.2 O Acelerador Pelletron

Aceleradores do tipo Tandem possuem como característica produzir a aceleração em dois estágios. No primeiro estágio, os íons com carga negativa são atraídos pelo potencial positivo aplicado a um terminal instalado no meio do tubo de aceleração da máquina. No terminal, estes íons atravessam uma folha de carbono (cerca de $10\mu g/cm^2$) com a finalidade de perder elétrons, e conseqüentemente saindo desta folha com uma carga positiva. Assim sendo, estes íons, no segundo estágio, são repelidos pelo potencial positivo do terminal.

As condições ópticas para o transporte do feixe até a entrada do acelerador são garantidas por um eletroímã analisador de focalização simples, com valor máximo de poder de deflexão $ME/Z^2 = 20(ME - 20)$, e por um dubleto quadrupolar eletrostático (vide Figura 3.5). Este eletroímã seleciona a massa (M) dos íons no feixe pré-acelerado antes de entrar no tubo acelerador.

Após a deflexão de 90° , o feixe negativo é acelerado em direção ao terminal de carga do tubo acelerador, até atingir uma fina folha de carbono (Stripper), onde se inicia o segundo estágio da aceleração. As figuras 3.4 e 3.5 representam, respectivamente, uma ilustração do prédio onde foi instalado o acelerador e o sistema de montagem do acelerador.

Figura 3.4: Esquema ilustrativo do prédio onde está instalado o acelerador Pelletron.

Os íons com carga $+qe$ são novamente acelerados em direção à saída do tubo acelerador por um potencial do terminal (V_t). O feixe emerge do tubo acelerador com uma energia total adquirida segundo a equação:

$$E_T = eV_i + (q + 1) eV_t \quad (3.1)$$

Onde:

V_i = potencial de extração do feixe no interior da fonte de íons somado ao potencial aplicado no tubo pré-acelerador;

e = carga eletrônica;

eV_t = energia de entrada do feixe acelerador;

q = estado de carga do íon após atravessar o Stripper;

V_t = tensão no terminal.

Na saída do acelerador, o feixe passa, ainda, por um segundo eletroímã analisador de dupla focalização, denominado $ME - 200$, que além de defletir o feixe 90° , seleciona sua energia (E).

O controle de energia é feito automaticamente, por um sinal elétrico gerado pela diferença de corrente em um conjunto de fendas situado na saída do $ME - 200$ e conectado por triodo a uma agulha de corona no terminal de carga do acelerador. Assim, qualquer desvio do feixe, resultante da variação de sua energia, logo é detectado pelas fendas, fazendo com que haja variação de corrente na agulha de corona, que irá atuar diretamente no ajuste do potencial no terminal de carga do acelerador, corrigindo o valor de energia.

Finalmente, o feixe de íons emergentes, selecionado, é defletido por um terceiro

Figura 3.5: Representação esquemática do sistema do acelerador Pelletron 8UD do IFUSP.

eletroímã (“Switching Magnet”) que o desvia para uma das canalizações existentes.

3.2.3 Sistema de Detecção e Eletrônica de Aquisição

O sistema de detecção é montado sobre o prato giratório conforme Figura 3.1 é composto por 9 detectores de barreira de superfície acoplados à mesma base de sustentação (Figura 3.6), de modo que, ao girarmos o prato, movemos todo o conjunto. Maiores detalhes dessa construção pode ser vista na dissertação de Mestrado de Ernesto Sílvia Rossi Jr. que tem como Título: “Anomalia de Limiar: investigação nos sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ ” de 1991.

Figura 3.6: Foto do conjunto de detectores localizados na câmara de espalhamento.

A eletrônica de aquisição para a obtenção dos espectros, utilizada neste trabalho, está ilustrada no diagrama de blocos da Figura 3.7. Ela fornece um tratamento apropriado às informações transmitidas pelos detectores de barreira de superfície, com a finalidade de torná-las adequadas ao processo de digitalização, que garantirá o armazenamento e

conseqüentemente aproveitamento dessas informações.

Cada detector está ligado a um pré-amplificador, de tal forma que os pulsos produzidos pelos detectores são inicialmente pré-amplificados na saída da câmara de espalhamento. Esses sinais são transmitidos por cabos até a sala de controle do Laboratório Pelletron, onde são amplificados. Cada sinal relativo a um evento é então direcionado a um conversor analógico - digital (ADC), onde é convertido em um endereço e armazenado na memória de um micro-computador.

Neste ponto começa a utilização do sistema CAMAC (“Computer Automated Measurement and Control”), instalado na sala de controle do Laboratório Pelletron. Nesse sistema, é necessário trabalhar com uma eletrônica de coincidência simples. Deve-se produzir, portanto, uma coincidência do pulso de energia com ele próprio. Por essa razão, paralelamente à amplificação de cada pulso, extraímos do mesmo amplificador um sinal atrasado por um analisador tipo monocanal T.S.C.A. (“Timing Single Chanel Analyzer”), sendo que os dois devem chegar ao CAMAC simultaneamente, confirmando a ocorrência de um evento (Figura 3.7).

3.2.4 Aquisição dos Dados Experimentais

Dado o caráter estatístico dos processos nucleares, milhões e as vezes até centenas de milhões de eventos devem ser coletados de um ou mais detectores, para se obter informações de valor nos experimentos de física nuclear. A taxa de produção de eventos num detector pode variar de algumas dezenas por segundo, até cerca $10^5/s$. A armazenagem e classificação destes eventos, para posterior análise, deve ser feita por um sistema automatizado.

Cada evento registrado pelo sistema CAMAC, em seu respectivo canal de energia, é somado de tal forma que, após um determinado número de horas de experiência, tenhamos registrados um grande número de eventos relativos a cada canal de reação, em forma de picos de energia. Esses picos são exibidos num terminal gráfico, num processo em linha,

Figura 3.7: Esquema da eletrônica utilizada na aquisição de dados de espalhamento elástico. Os nomes abreviados em cada módulo eletrônico significam: DBS = Detector de Barreira de Superfície; PRÉ = Pré-Amplificador; AMP = Amplificador; TSCA = Timing Single Analyzer; OGG = Octal Gate Generator; LFF = Logic Fan in/Fan out; ADC = Analogic to Digital Converter; FERA DVR = Fera Driver; EH = Event Handler; CAMAC = Computer Automated Measurement and Control.

gerando assim um espectro de contagens por canal.

Os espectros adquiridos em cada tomada de dados possuem um tamanho de 1024 canais, e esse processo de aquisição de dados é chamado de “modo multicanal”. Os espectros podem ser graficados em escala linear ou logarítmica, podendo estes serem armazenados em CDs, permitindo que a redução dos dados possa ser realizada num processo fora de linha.

O fato dos espectros poderem ser exibidos simultaneamente à ocorrência da experiência, nos possibilita observar a existência de eventuais problemas com eletrônica de aquisição ou a própria experiência.

3.2.5 Redução dos Dados Experimentais

A análise dos espectros de energia deste trabalho foi realizada utilizando um programa computacional conhecido como *Scan-Root*. A figura 3.8 mostra um típico espectro de energia adquirido durante uma experiência, relativa a um dos sistemas objeto de estudo.

Nas figuras 3.8 e 3.9, a ordenada fornece o número de eventos registrados para um determinado canal, e a abscissa fornece o canal que é proporcional à energia da partícula detectada.

Na figura 3.8 o pico entre os canais 3.260 e 3.320 corresponde ao espalhamento elástico do ${}^7\text{Li}$ pelo ${}^{120}\text{Sn}$, o outro pico (entre os canais 3.380 e 3.460 corresponde ao espalhamento elástico do mesmo feixe pelo ${}^{197}\text{Au}$). A figura 3.9 fornece uma ampliação na região anterior ao processo elástico no ${}^{120}\text{Sn}$. Nessa região podemos observar processos inelásticos com excitação do alvo ou do projétil. Um espectro que mostra mais claramente os processos inelásticos e transferência de alguns nucleons pode ser visto na figura 3.10.

Com o auxílio do programa *Scan-Root*, foi possível determinar o canal central (centróide) de cada pico do espalhamento elástico dos sistemas ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ e ${}^7\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$. Com

Figura 3.8: Espectro de energia do sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ para a energia de Laboratório de 25 MeV e ângulo de espalhamento 80° , no referencial do Laboratório. O primeiro pico (mais à esquerda) é referente ao espalhamento do ${}^7\text{Li}$ no estanho (Sn) e o pico mais à direita refere-se ao espalhamento do mesmo feixe no ouro (Au).

Figura 3.9: Ampliação do espectro da Figura 3.8 na região referente ao processo de espalhamento elástico e inelástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$. A figura mostra o primeiro estado excitado para ${}^7\text{Li}$ e ${}^{120}\text{Sn}$.

Figura 3.10: Espectro com eventos quase-elástico (elástico, inelástico e transferência de alguns nucleons) para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ no ângulo de Laboratório $\theta_{LAB} = 110^\circ$ e energia de bombardeio $E_{LAB} = 25,0 \text{ MeV}$.

a utilização de um outro programa (KINEQ), determinamos a energia correspondente a cada pico. Este último programa fornece toda a cinemática de reação e, portanto, o valor da energia de cada pico a partir dos valores de energia de bombardeio, das massas de cada elemento constituinte do sistema e dos ângulos onde estão posicionados os detectores.

Com os valores de energia referentes a cada pico de espalhamento elástico do ${}^7\text{Li}$ em ${}^{120}\text{Sn}$ e em ${}^{197}\text{Au}$, e sabendo o centróide de cada pico do espectro, construímos um gráfico de energia em função do centróide para cada um dos detectores do sistema (veja um exemplo na figura 3.11). Dessa forma, obtemos uma reta de calibração que nos fornece uma constante de calibração, a qual irá quantificar a relação MeV/Canal de cada detector e, conseqüentemente de cada espectro.

Figura 3.11: Exemplo de calibração para um dos detectores. A região angular estudada neste trabalho foi de 40° a 170° . Tinha-se possibilidade de calibrar por meio de três ângulos diferentes, uma vez que, tínhamos um conjunto de 9 detectores.

Assim podemos identificar e confirmar cada um dos picos de cada espectro, através da relação:

$$C_i = C_{120} + B(E_{120} - E_i)$$

Onde:

C_i = o canal em que deve se apresentar o pico de energia E_i ;

i = canal de reação que estamos interessados (por exemplo, espalhamento inelástico devido ao primeiro estado excitados do ^{120}Sn);

C_{120} = o canal relativo ao pico do espalhamento elástico devido ao ^{120}Sn ;

E_{120} = a energia relativa ao pico de interesse, segundo o programa KINEQ;

E_i = a energia do canal de reação de interesse, segundo o programa KINEQ (por exemplo o pico do espalhamento inelástico ou de um isótopo do Sn ou ainda de um contaminante).

B = Constante de calibração de cada detector.

Uma vez identificados e confirmados os picos de interesse em cada espectro, o objetivo passa a ser o cálculo da seção de choque experimental diferencial de espalhamento elástico e inelástico.

Este cálculo é realizado a partir da integração dos picos envolvidos, de onde obtemos as contagens (número de eventos) de cada pico, quantidade fundamental no cálculo.

Através do programa *Scan-Root* foi possível selecionar a região de canais que abrange cada pico e realizar uma integração, de modo a obter o número de contagens (eventos) ocorridos no processo representado por cada um. Em cada espectro determinamos o número de eventos ocorridos referente ao processo elástico dos sistemas $^{6,7}\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$ e

${}^{6,7}\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ e ao processo quase-elástico. Esses valores de contagens permitem o cálculo das respectivas seções de choque com suas incertezas como veremos a seguir.

3.2.6 Cálculo da Seção de Choque Diferencial Experimental

O alvo (Sn) foi recoberto por uma fina camada de ouro para se ter maior precisão na calibração dos espectros em energia e para fornecer a normalização dos dados sem a necessidade de utilização de um detector monitor.

A seção de choque diferencial de espalhamento elástico é definida pela equação:

$$Y_X = \sigma_X N_X I \Delta \Omega F_X \quad (3.2)$$

Onde:

Y_X = contagens do pico elástico;

X = elemento alvo em cada sistema;

σ = seção de choque de espalhamento elástico no sistema de centro de massa;

N_X = número de centros espalhadores por unidade de área;

I = número de partículas incidentes;

$\Delta \Omega$ = ângulo sólido proporcionado pelo sistema de detecção, no sistema de laboratório;

F = fator de transformação do ângulo sólido no sistema de laboratório para o sistema de centro de massa.

Para o ouro a equação 3.2 fica:

$$Y_{Au} = \sigma_{Au} N_{Au} I \Delta \Omega F_{Au} \quad (3.3)$$

Dividindo 3.2 por 3.3, temos:

$$\frac{Y_X}{Y_{Au}} = \frac{\sigma_X N_X f_X}{\sigma_{Au} N_{Au} f_{Au}} \quad (3.4)$$

logo:

$$\sigma_X = \frac{Y_X N_{Au} f_{Au}}{Y_{Au} N_X f_X} \sigma_{Au} \quad (3.5)$$

Consideramos a seção de choque de espalhamento elástico do ouro σ_{Au} , igual à seção de choque de Rutherford σ_{Au}^R , uma vez que a energia utilizada no sistema ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$, é bem menor que a barreira coulombiana do sistema ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$, facilitando assim a determinação da seção de choque diferencial experimental de espalhamento elástico.

$$\sigma_X = \frac{Y_X N_{Au} f_{Au}}{Y_{Au} N_X f_X} \sigma_{Au}^R \quad (3.6)$$

Dividindo 3.6 pela seção de choque de Rutherford do estanho, temos:

$$\frac{\sigma_{Sn}}{\sigma_{Sn}^R} = \frac{Y_{Sn} N_{Au} f_{Au} \sigma_{Au}^R}{Y_{Au} N_{Sn} f_{Sn} \sigma_{Sn}^R} \quad (3.7)$$

A seção de choque de Rutherford (tendo o lítio como projétil) é dada por:

(i) para o estanho

$$\sigma_{Sn}^R = \left(\frac{Z_{Sn} Z_{Li} e^2}{4E_{C.M.}} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \left(\frac{\Theta_{C.M.}}{2} \right)} \quad (3.8)$$

(ii) para o ouro:

$$\sigma_{Au}^R = \left(\frac{Z_{Au}Z_{Li}e^2}{4E_{C.M}} \right)^2 \frac{1}{\text{sen}^4 \left(\frac{\Theta_{C.M}}{2} \right)} \quad (3.9)$$

onde:

Z_{Sn} = número atômico do estanho;

Z_{Au} = número atômico do ouro;

Z_{Li} = número atômico do lítio;

e^2 = carga eletrônica quadrática ($1,44 \text{ MeV fm}$);

$E_{C.M}$ = energia no referencial de centro de massa;

$\Theta_{C.M}$ = ângulo de espalhamento no referencial de centro de massa.

Substituindo 3.8 e 3.9 em 3.7, resulta que a seção de choque diferencial experimental de cada sistema é dada por:

$$\frac{\sigma_{Sn}}{\sigma_{Sn}^R} = \frac{Y_{Sn}}{Y_{Au}} K F(\Theta) \quad (3.10)$$

sendo:

$$F(\Theta) = \frac{f_{Au}}{f_{Sn}} \frac{\text{sen}^4 \left(\frac{\Theta_{CM_{Sn}}}{2} \right)}{\text{sen}^4 \left(\frac{\Theta_{CM_{Au}}}{2} \right)} \quad (3.11)$$

onde $F(\Theta)$ é o fator dependente do ângulo e do sistema analisado. Para o espalhamento elástico, é possível mostrar que f_{Sn} e f_{Au} podem ser calculados diretamente pela expressão:

$$f_{Sn} = \frac{(A_{Sn} + A_{Li})^2}{A_{Sn}A_{Li} \left[\left(\frac{A_{Sn}}{A_{Li}} \right)^2 + \sec^2 \Theta_{LAB} \right]^{\frac{1}{2}}} \left[1 - \frac{2A_{Sn}A_{Li}}{(A_{Sn} + A_{Li})^2} (1 - \cos \Theta_{CM}) \right] \quad (3.12)$$

onde A_{Sn} e A_{Li} são as massas atômicas do alvo e do projétil, respectivamente, Θ_{LAB} é o ângulo de detecção no referencial do laboratório, enquanto Θ_{CM} é o ângulo de detecção no referencial de centro de massa.

A constante K é determinada por:

$$K = \frac{N_{Au}Z_{Au}E_{CM}}{N_{Sn}Z_{Sn}E_{CM_{Au}}} = \frac{N_{Au}Z_{Au}A_{Au}(A_{Sn} + A_{Li})}{N_{Sn}Z_{Sn}A_{Sn}(A_{Au} + A_{Li})} \quad (3.13)$$

Essa constante depende da relação entre as espessuras do ouro e do estanho e é obtida utilizando medidas em ângulos dianteiros ($\Theta_{LAB} \approx 40^\circ$) e energias baixas, onde podemos assumir $\sigma_{Sn} = \sigma_{Sn}^R$.

A teoria de erros nos fornece a base para o cálculo da incerteza de seção de choque para o sistema ${}^{6,7}Li + {}^{120}Sn$.

$$\frac{\Delta \sigma_{Sn}}{\sigma_{Sn}^R} = \frac{\sigma_{Sn}}{\sigma_{Sn}^R} \left(\frac{1}{Y_{Au}} + \frac{1}{Y_{Sn}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.14)$$

Determinamos as seções de choque experimentais de espalhamento elástico e inelástico na região angular ($40^\circ \leq \Theta_{LAB} \leq 170^\circ$) para as energias e sistemas indicados na tabela 3.1:

Sistema	Energias de Laboratório (MeV)
${}^7Li + {}^{120}Sn$	25,0 ; 20,5 e 19,5
${}^6Li + {}^{120}Sn$	19,5

Tabela 3.1: Sistemas estudados e suas respectivas energias de bombardeio.

Os resultados experimentais das seções de choque de todas essas distribuições angulares serão apresentados no capítulo 4, juntamente com a análise dos dados.

Capítulo 4

RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DOS DADOS

Apresentamos neste capítulo, os resultados experimentais da densidade nuclear na região superficial dos isótopos $^{6,7}\text{Li}$, os valores dos raios de sensibilidade obtidos com a variação dos parâmetros da equação 2.44, os gráficos da seção de choque de espalhamento elástico e quase-elástico com seus respectivos ajustes feitos com base no modelo óptico utilizando o potencial de São Paulo. A análise e os valores obtidos para a densidade nuclear foram feitos a partir dos dados do processo de espalhamento quase-elástico [11] em energias em torno da barreira coulombiana para os sistemas $^{6,7}\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$.

4.1 Determinação da Densidade de Matéria Nuclear

As densidades experimentais de matéria nuclear dos núcleos $^{6,7}\text{Li}$ foram determinadas de acordo com o método descrito na seção 2.4. Como comentado anteriormente, o método deriva da comprovada existência de uma raio de sensibilidade [16], que é um ponto onde a densidades de matéria, para um certo núcleo, fica bem determinada. Os parâmetros

do potencial ótico foram obtidos utilizando o código computacional de nome GLOBAL, desenvolvido pelo grupo de pesquisa, que ajusta os dados experimentais pelo método dos mínimos quadrados. O programa resolve por integração numérica a equação estacionária de Schrödinger, obtendo, assim, a função de onda e conseqüentemente a amplitude de espalhamento. A seção de choque teórica é confrontada com a seção de choque experimental, de forma a ajustar os parâmetros do potencial ótico a partir do menor χ_{Red}^2 na equação:

$$\chi_{Red}^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^{N-2} \left(\frac{\sigma_i - \sigma_T}{\Delta\sigma_i} \right)^2 \quad (4.1)$$

onde σ_i =seção de choque diferencial experimental de espalhamento elástico;

σ_T =seção de choque diferencial teórica calculada pelo código GLOBAL;

$\Delta\sigma_i$ =incerteza da seção de choque diferencial experimental.

4.1.1 Determinação dos Parâmetros da Densidade Nuclear

Para cada distribuição angular de espalhamento quase-elástico, variamos o parâmetro “ a ” e ajustamos “ R_0 ”, na equação 2.44, de forma a reproduzir os dados das seções de choque experimentais de espalhamento com valor mínimo do χ^2 , vide figura 4.1.

Ao construirmos uma função-densidade, na forma de uma Fermi-Dirac, com os melhores parâmetros para cada valor de difusividade “ a ”, verificamos a existência de um raio de sensibilidade R_s que varia com a energia, onde, para qualquer valor de “ a ”, o valor de $\rho(R_s)$, é o mesmo. Assim temos a densidade do ${}^{6,7}\text{Li}$ bem determinada, experimentalmente, em um ponto a partir da análise de uma distribuição angular.

Foram fornecidos, como dados de entrada, as distribuições angulares de espalhamento quase-elástico para o código GLOBAL e foi então utilizada uma grade em “ a ” (difusivi-

dade) da densidade, sendo R_0 o parâmetro de ajuste (expressão 2.44). Desta forma, para cada valor de difusividade “ a ” de nossa grade, foram testados diferentes valores de R_0 até obter o menor χ_{Red}^2 (vide tabela 4.1). É possível se ter pares diferentes de “ a ” e R_0 com o mesmo valor de χ_{Red}^2 , mas em termos de ajuste nada é alterado, ou seja as curvas serão sobrepostas na descrição dos dados experimentais das distribuições angulares para seção de choque de espalhamento quase-elástico.

Nesta parte, os parâmetros do potencial imaginário foram fixados em:

$$W_0 = 100MeV; \quad r_{0i} = 1,06fm \quad e \quad a_i = 0,2fm \quad \text{onde} \quad R_{0i} = r_{0i}(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}).$$

Esses parâmetros fornecem um potencial imaginário interno com valores desprezíveis na superfície de interação.

Sistema	$E_{LAB}(MeV)$	a (fm)	$R_0(fm)$	χ_{Red}^2
${}^7Li + {}^{120}Sn$	25,0	0,3	0,7	57,1
	20,5	0,5	1,0	2,5
	19,5	0,5	1,5	7,0
${}^6Li + {}^{120}Sn$	19,5	0,5	2,5	12,3

Tabela 4.1: Valores dos parâmetros difusividade (“ a ”) e raio (R_0), conforme equação 2.44 que forneceram o menor χ_{Red}^2 na equação para densidade nuclear de Fermi-Dirac (2pF). Quaisquer valores de “ a ” e R_0 que minimizam χ_{Red}^2 , obteremos os mesmos ajustes contidos na figura 4.1.

Há uma certa dificuldade de se fazer a análise dos dados de seção de choque para o espalhamento quase-elástico, principalmente em ângulos dianteiros ($\Theta_{LAB} < 100^\circ$, devido a imprecisão de se identificar o início e término dos canais inelásticos e de transferência de nucleons nos espectros obtidos pelo programa *SCAN-ROOT* (vide figuras 3.8, 3.9 e 3.10). A ocorrência de eventos não ligados à experiência, devido a partículas do feixe degradadas em energia e ângulo por fendas e colimadores, geram um fundo no espectro de energia, que torna difícil extrair a seção de choque quase-elástico e principalmente o erro associado a ela. É por esses motivos que os valores do χ_{Red}^2 na tabela 4.1 se apresentam superestimados, principalmente para $E_{LAB} = 25,0MeV$. O Ajuste obtido pelo método

do menor χ^2 que descreve os dados experimentais de seção de choque de espalhamento quase-elástico pode ser visto logo abaixo na figura 4.1.

Figura 4.1: Distribuições angulares do espalhamento quase-elástico para o sistemas ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ nas energias de 25 (a); 20,5 (b); 19,5 MeV (c) e para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ na energia de 19,5 MeV (d). As linhas tracejadas correspondem aos melhores ajustes dos parâmetros a e R_0 na função Fermi-Dirac - 2pF (equação 2.44 que descreve a função densidade nuclear dos projéteis ${}^6,{}^7\text{Li}$).

4.1.2 Resultados e Análise

Apresentamos aqui os gráficos onde estão representados os valores experimentais para a densidade nuclear em função do raio de sensibilidade para os sistemas e energias de laboratório já citados para espalhamento quase-elástico. Faremos também uma discussão dos resultados obtidos. Para levar em consideração os efeitos de acoplamentos, optamos por obter as densidades nucleares experimentais através da análise de espalhamento quase-elástico [11].

Figura 4.2: Densidade nuclear em função do raio de interação para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ na energia $E_{\text{LAB}} = 19,5\text{MeV}$ para o espalhamento quase-elástico. Cada linha corresponde a um diferente valor da difusividade (a). As diferentes curvas se cruzam no raio de sensibilidade (R_s).

Observamos, nos gráficos 4.2, 4.3 e 4.4, que todas as linhas relacionadas às difusividades se cruzam num mesmo ponto e que, neste ponto, o valor da densidade independe da difusividade. Nos preocupamos em determinar o raio de sensibilidade (R_s) em cada

energia dos sistemas envolvidos pelo fato dos melhores ajustes (para aquele determinado valor de “ a ”) fornecerem sempre um mesmo valor de $\rho(R_s)$ sem ambigüidades.

Figura 4.3: Densidade nuclear em função do raio de interação para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ na energia $E_{\text{LAB}} = 20,5\text{MeV}$ para o espalhamento quase-elástico. Cada linha corresponde a um diferente valor da difusividade (a). As diferentes curvas se cruzam no raio de sensibilidade(R_s).

Figura 4.4: Densidade nuclear em função do raio de interação para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ na energia $E_{\text{LAB}} = 25 \text{ MeV}$ para o espalhamento quase-elástico. Cada linha corresponde a um diferente valor da difusividade (a). As diferentes curvas se cruzam no raio de sensibilidade (R_s).

Figura 4.5: Densidade nuclear em função do raio de interação para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ na energia $E_{\text{LAB}} = 19,5 \text{ MeV}$. Cada linha corresponde a um diferente valor da difusividade. As diferentes curvas se cruzam no raio de sensibilidade (R_s).

O raio de sensibilidade é dependente da energia, como pode ser visto na tabela 4.2, e por isso podemos caracterizar o valor da densidade nuclear na região de superfície, podendo assim, estender a análise para todo conjunto de distribuições angulares de espalhamento quase-elástico. O valor experimental obtido para densidade nuclear para ${}^7\text{Li}$ referente ao sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ nas energias de 19,5 ; 20,5 e 25 MeV está representado na figura 4.6. Comparamos esses valores experimentais com duas curvas teóricas (uma com $a = 0,56 \text{ fm}$ e outra com $a = 0,4 \text{ fm}$). Essas curvas teóricas foram determinadas a partir do modelo teórico DHB como descrito na seção 2.4 que admite como difusividade média $a = 0,56 \text{ fm}$ obtida a partir de uma grande sistemática para vários sistemas e energias [3]. Há no gráfico da figura 4.6 uma curva que foi ajustada pelo método descrito na seção 2.4, variando dois parâmetros (a e R_0) até obter o menor χ^2 . Percebemos que é um bom

ajuste (curva azul), mas foi necessário fornecer valor para um $R_0 = 2,5 fm$ e difusividade $a=0,4 fm$, estes valores diferem daqueles previstos pelo modelo teórico que para o sistema ${}^7Li + {}^{120}Sn$ é $R_0 = 1,66 fm$ e $a=0,56 fm$ (determinado através da equação 2.46). Os valores experimentais para a densidade nuclear dos isótopos ${}^{6,7}Li$ e suas respectivas incertezas podem ser vistos na tabela 4.2 abaixo.

Sistema	$E_{LAB}(MeV)$	$R_s(fm)$	$\rho(R_s)(fm^{-3})$
${}^7Li + {}^{120}Sn$	25,0	1,18	0,24(3)
	20,5	3,29	0,0045(12)
	19,5	3,58	0,0036(11)
${}^6Li + {}^{120}Sn$	19,5	4,37	0,0015(6)

Tabela 4.2: Energias de Laboratório utilizada para os sistemas ${}^{6,7}Li + {}^{120}Sn$ e os respectivos raios de sensibilidade, obtidos a partir da análise de espalhamento quase-elástico. São apresentados os valores para as densidades e seus respectivos erros.

Na figura 4.6 se nota uma discordância entre a densidade teórica, obtida através de uma sistemática (2pF Fermi-Dirac com $a = 0,56 fm$ e $R_0 = 1,66 fm$) com aquela obtida experimentalmente na região superficial. Podemos notar que o melhor ajuste para a função densidade na região superficial é obtida com os parâmetros de Fermi-Dirac $a = 0,56 fm$, mas com valores irrealísticos (curva vermelha) para R_0 , em relação ao previsto teoricamente, inclusive negativos.

Figura 4.6: Valores experimentais da densidade nuclear na região superficial do ${}^7\text{Li}$ em função do raio de sensibilidade, obtida através da análise de espalhamento quase-elástico nas energias de 25,0 ; 20,5 e 19,5 MeV para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$. Os melhores ajustes (curvas 2pF) com os menores valores de χ^2 para diferentes valores de “a”, além da curva 2pF baseada em cálculos DHB.

A discordância entre os dados experimentais e o modelo teórico pode ser entendida se levarmos em conta efeitos de quebra e acoplamentos [35] com os estados do contínuo para o núcleo ${}^7\text{Li}$ na interação com o alvo ${}^{120}\text{Sn}$. Conforme descrito nas referências [15, 40, 41], esses acoplamentos geram polarizações positivas (repulsão), o que levam a um aumento da seção de choque elástica, principalmente em ângulos traseiros, que corresponde semi-classicamente, a eventos oriundos de uma interação mais frontal, portanto mais sensível ao potencial nuclear. Este efeito se manifesta na determinação da densidade experimental para valores menores na região superficial em relação aqueles oriundos da teoria, simulando assim um potencial menos atrativo na região. Este efeito parece ser muito importante para o sistema que possui o ${}^7\text{Li}$ como projétil, apresenta os estados do contínuo mais perto

do estado fundamental em relação a núcleos esféricos normais e também com respeito ao ${}^6\text{Li}$.

Figura 4.7: Valores experimentais da densidade nuclear na região superficial do ${}^7\text{Li}$ em função do raio de sensibilidade, obtida através da análise de espalhamento quase-elástico na energia de 19,5 MeV para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$. Os melhores ajustes (curvas 2pF) com os menores valores de χ^2 para diferentes valores de “a”, além da curva 2pF baseada em cálculos DHB.

Para o isótopo ${}^6\text{Li}$, apesar de um único ponto ter sido medido para esse núcleo na região superficial, notamos, diferentemente do ${}^7\text{Li}$, um acordo muito bom (vide figura 4.7) entre o valor experimental e a curva teórica baseada na sistemática de cálculos DHB. Esse fato está em acordo com algumas diferenças substanciais entre os núcleos de ${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$, tais como: (i) Os primeiros estados do ${}^7\text{Li}$ são menos ligados do que ${}^6\text{Li}$ com uma maior aproximação do estado do contínuo em relação ao estado fundamental para o núcleo ${}^7\text{Li}$. Esse fato torna o efeito de acoplamento com os estados do contínuo mais importantes para sistemas que possuem o ${}^7\text{Li}$ como projétil em relação aqueles com ${}^6\text{Li}$ e

os processos de break-up devem ser mais importantes para os sistemas com ${}^7\text{Li}$. (ii) Com maior favorecimento do processo de “break-up” com sistemas com ${}^7\text{Li}$ como projétil, é de se esperar uma maior absorção para estes sistemas em energias abaixo da barreira em relação aqueles com ${}^6\text{Li}$. Este fato está em concordância com o efeito conhecido como anomalia de limiar [42], associado ao processo de quebra que foi observado para sistemas com ${}^6\text{Li}$, mas não com ${}^7\text{Li}$.

4.2 Previsões para as Distribuições Angulares dos Espalhamentos Elástico e Quase-Elástico

Apresentamos nesta seção os ajustes relacionados às distribuições angulares de espalhamento elástico e quase-elástico para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$, obtidas em energias próximas da barreira coulombiana, que para esses sistemas é, aproximadamente, 21 MeV. Nos gráficos das figuras 4.8 a 4.15, a linha cheia corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico utilizando o potencial de São Paulo, enquanto que a linha tracejada corresponde a cálculo óptico somente com absorção interna.

4.2.1 Espalhamento Elástico

Nas figuras 4.8 a 4.11 estão representadas as seções de choque experimentais das distribuições angulares de espalhamento elástico para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ nas energias 25; 20.5 e 19.5 MeV. Como comentado anteriormente, por se tratar de espalhamento elástico, foi utilizado um valor de 0,78 [32] para normalização da parte imaginária do potencial óptico (vide equação 2.31). Com essa normalização foram descritos com sucesso dados experimentais de seção de choque de espalhamento elástico [11,12,17]. Nas energias de 25 e 20,5 MeV (gráficos 4.8 e 4.9 respectivamente) observa-se um bom acordo entre as previsões teóricas obtidas via modelo óptico utilizando o potencial de São Paulo e os dados

experimentais. O modelo teórico descreve satisfatoriamente os eventos no canal elástico, quando se utiliza a normalização $N_i = 0,78$ para energias um pouco acima ou bem próxima da barreira coulombiana (A barreira coulombiana para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ é aproximadamente 21 MeV). A curva “BARE”, que não leva em conta os acoplamentos, subestima a seção de choque de espalhamento elástico na energia de 25,0 MeV em ângulos traseiros e superestima em ângulos dianteiros. Isso mostra que os acoplamentos existentes nesse canal devem ser polarizados e repulsivos contribuindo para o aumento da seção de choque nessa região.

Figura 4.8: Distribuição angular referente ao processo elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 25 MeV. A linha cheia corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,78$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE”, corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma absorção desprezível na superfície de interação caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{ fm}$.

Já para energia de 20,5 MeV, figura 4.9 (ligeiramente abaixo da barreira) para esse mesmo sistema, o “BARE” superestima a seção de choque (vide figura 4.9), ou seja,

Figura 4.9: Distribuição angular referente ao processo elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 20,5 MeV. A linha cheia corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,78$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE”, corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{ fm}$.

existem processos nessa faixa de energia que contribuem para uma maior absorção, o que pode ser explicado com a maior probabilidade de quebra para o núcleo ${}^7\text{Li}$ em energias próximas da barreira.

Figura 4.10: Distribuição angular referente ao processo elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 19,5 MeV. A linha corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,78$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE”, corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{ fm}$.

Numa energia ainda um pouco mais baixa do que a barreira, $E_{LAB} = 19,5\text{ MeV}$ as figuras 4.10 e 4.11, mostram que o “BARE” como o ajuste feito via modelo óptico utilizando o potencial de São Paulo ainda superestima a seção de choque. No gráfico da figura 4.11, a previsão teórica está mais próxima dos pontos experimentais, mostrando que o núcleo ${}^6\text{Li}$ para energia de $19,5\text{ MeV}$ possui características substancialmente diferentes do núcleo ${}^7\text{Li}$ e está em maior concordância com o modelo teórico. O que indica a importância do processo de quebra do projétil mesmo em energias abaixo da barreira, o

que é coerente com a não absorção de anomalia de limiar para sistemas com ${}^7\text{Li}$ como projétil.

Figura 4.11: Distribuição angular referente ao processo elástico para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório $19,5\text{ MeV}$. A linha corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,78$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE”, corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{ fm}$.

4.2.2 Espalhamento Quase-Elástico

Como já definido anteriormente, chamamos de espalhamento quase-elástico a soma dos canais elástico, inelástico e transferência de pouco nucleons. Com esse tipo de tratamento foi possível simular os efeitos de acoplamentos entre os canais de reação com os dois primeiros estados excitados do projétil e/ou alvo e canais de transferência de poucos nucleons. Conforme equação 2.37, foi utilizado como norma para a parte imaginária o

valor $N_i = 0,6$ (vide seção 2.2.6) para simular as fusões completas e incompletas, esta última, devido ao processo de quebra devido ao aumento da seção de choque quando considerados os efeitos de acoplamentos.

Os gráficos correspondentes às figuras 4.12 a 4.14 representam as seções de choque para o espalhamento quase-elástico nas energias 25; 20,5 e 19,5 MeV para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ e gráfico da figura 4.15 na energia de 19,5 MeV para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$.

Figura 4.12: Distribuição angular referente ao processo quase-elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 25 MeV. A linha cheia corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,6$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE” corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada, com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2 fm$.

Com o procedimento de analisar o processo quase-elástico que simula os efeitos de acoplamentos devido aos canais periféricos, nota-se que para uma energia de 25 MeV para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ como na figura 4.12 o modelo teórico prevê uma absorção maior do

Figura 4.13: Distribuição angular referente ao processo quase-elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 20,5 MeV. A linha corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,6$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE”, corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície, caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{ fm}$.

que aquela apresentada pelos dados experimentais em ângulos traseiros, coerente com a importância dos acoplamentos de canais com polarização positiva (acoplamentos com os estados do contínuo) que aumentam a seção de choque nestes ângulos.

Com a diminuição da energia para 20,5 MeV (gráfico 4.13) os processos que contribuem para o aumento da seção de choque também diminuem e o modelo teórico descreve em maior concordância os dados experimentais.

Pelo gráfico da figura 4.14 é possível observar que os dados de seção de choque experimentais estão ligeiramente abaixo da previsão teórica em relação as energias de 20, 5 e 25 MeV, o que indica a diminuição dos efeitos ligados aos acoplamentos com estados do

contínuo para energias abaixo da barreira.

Figura 4.14: Distribuição angular referente ao processo quase-elástico para o sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 19,5 MeV. A linha corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,6$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE” corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada, com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2\text{ fm}$.

Pelos gráficos das figuras 4.14 e 4.15, podemos dizer que o modelo teórico com a normalização $N_i = 0,6$ descreve os dados experimentais de espalhamento quase-elástico com boa concordância, quando analisado nas energias um pouco abaixo da barreira. O que indica que efeitos ligados aos acoplamentos com os estados do contínuo diminuem com a energia.

Figura 4.15: Distribuição angular referente ao processo quase-elástico para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ com energia de Laboratório 19,5 MeV. A linha corresponde à previsão teórica feita via modelo óptico, utilizando o potencial de São Paulo (SSP) com $N_i = 0,6$, enquanto que a linha tracejada, denominada “BARE” corresponde a cálculos tipo modelo óptico com uma desprezível absorção na superfície caracterizada com um potencial imaginário tipo Woods-Saxon com $a_i = 0,2 \text{ fm}$.

Capítulo 5

CONCLUSÕES

Através de uma análise de dados experimentais de espalhamento quase-elástico em energias próximas da barreira coulombiana para os sistemas ${}^{6,7}\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, extraímos a densidade nuclear na região superficial dos isótopos ${}^{6,7}\text{Li}$. Essas densidades foram obtidas devido a duas características fundamentais nessa região de energia: i) O processo de espalhamento quase-elástico soma os principais canais de reação (elástico, inelástico e transferência de alguns nucleons), e assim, não foi necessário fazer os cálculos de canais acoplados, uma vez que o canal quase-elástico simula de maneira aproximada os efeitos de acoplamentos. ii) O raio de sensibilidade varia com a energia acompanhando o ponto de retorno clássico, permitindo assim, o mapeamento da densidade nuclear na região superficial. Os resultados obtidos discordam daquele previsto pelo modelo teórico Dirac-Hartree-Bogoliubov (DHB). Essa discordância, principalmente para o ${}^7\text{Li}$, no entanto, pode ser explicada pelo fato desse isótopo ser fracamente ligado e conseqüentemente estar sujeito a efeitos que o modelo teórico não considerou como processos de quebra e *acoplamentos com os estados do contínuo*. Os gráficos que apresentaram boa concordância entre as previsões das distribuições angulares, via modelo óptico utilizando o potencial de São Paulo e os dados experimentais mostram que o método utilizado para determinação da densidade nuclear é uma ferramenta útil na obtenção de outras densidades para núcleos

fracamente ligados e exóticos. A análise representada neste trabalho para o espalhamento quase-elástico também fornece uma contribuição para caracterizar os efeitos de acoplamentos com os estados do contínuo, principalmente para o isótopo do ${}^7\text{Li}$ em função da energia. Como perspectivas futuras próximas, este trabalho será um ponto de referência para análise dos dados de espalhamento quase-elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, recentemente obtidos (tese de doutoramento-IFUSP de Pedro Farias Neto, que está em andamento) no Acelerador PELLETRON do IFUSP com o uso do sistema RIBRAS. Com comparações das análises dos sistemas ${}^{6,7,8}\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, podemos evoluir no conhecimento do núcleo exótico ${}^8\text{Li}$, em relação aos isótopos ${}^{6,7}\text{Li}$.

Referências Bibliográficas

- [1] M. A. Cândido Ribeiro, L. C. Chamon, D. Pereira, M. S. Hussein e D. Galetti. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3270 (1997).
- [2] L. C. Chamon, D. Pereira, M. S. Hussein, M. A. C Ribeiro e D. Galetti. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5218 (1997).
- [3] L. C. Chamon, B.V. Carlson, L.R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M.A.G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro, E.S. Rossi Jr. e C.P. Silva. *Phys. Rev. C* **66**, 014610 (2002).
- [4] G. R. Satchler. *Proc. of the International Conference on Reactions between Complex Nuclei.* **2**, 171 (1974).
- [5] G. R. Satchler. *Phys. Rev.* **199**, 147 (1991).
- [6] M. Beckerman. *Phys. Rev.* **129**, 145 (1985).
- [7] L. C. Chamon, D. Pereira, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, R. Lichtentailer e L. C. Gomes. *Nuc. phys. A* **582**, 305 (1995).
- [8] L. C. Chamon, D. Pereira, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, H. Dias, L. Losano e C. A. P. Ceneviva. *Nuc. phys. A* **597**, 253 (1996).
- [9] M.A.G. Alvarez, L. C. Chamon, D. Pereira, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, L.R. Gasques, H. Dias e M. O. Roos. *Nuc. phys. A* **656**, 187 (1999).

-
- [10] C.P. Silva, M.A.G. Alvarez, L. C. Chamon, D. Pereira, M. N. Rao, E.S. Rossi Jr., L.R. Gasques, M. A. E. Santo, R. M. Anjos, J. Lubian, P. R. S. Gomes, C. Muri, B. V. Carlson, S. Kailas, A. Chatterjee, P. Singh, A. Shrivastava, K. Mahata e S. Sandra. *Nuc. phys. A* **679**, 287 (2001).
- [11] E.S. Rossi Jr., D. Pereira, L. C. Chamon, C.P. Silva, M.A.G. Alvarez, L.R. Gasques, J. Lubian, B. V. Carlson e C. De Conti. *Nuc. phys. A* **707**, 325 (2002).
- [12] M.A.G. Alvarez, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, L.R. Gasques, L. C. Chamon, D. Pereira, M. N. Rao, B.V. Carlson, C. De Conti, R. M. Anjos, P. R. S. Gomes, J. Lubian, S. Kailas, A. Chatterjee e P. Singh. *Phys. Rev. C* **65**, 014602 (2002).
- [13] L. C. Chamon, D. Pereira e M. S. Hussein. *Phys. Rev. C* **58**, 576 (1998).
- [14] D. Galetti, L. C. Chamon, C.P. Silva, D. Pereira, M. S. Hussein e M. A. C. Ribeiro. *Phys. Rev. C* **58**, 1627 (1998).
- [15] G. R. Satchler e W. G. Love. *Phys. Rev.* **55**, 183 (1979).
- [16] P. R. Christensen e A. Winther. *Phys. Lett. B* **65**, 19 (1976).
- [17] L.R. Gasques, L. C. Chamon, D. Pereira, V. Guimarães, M.A.G. Alvarez E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, B. V. Carlson, J. J. Colata, L. Lamm, D. Peterson, P. Santi, S. Vicent, P. A. De Young e G. Peasley. *Phys. Rev. C* **67**, 024602 (2003).
- [18] R. M. de Vries e M. R. Glover. *Nuc. phys. A* **243**, 528 (1975).
- [19] H. Feshbach. *Ann. of phys.* **5**, 357 (1958).
- [20] R. D. Woods e D. S. Saxon. *Phys. Rev.* **95**, 577 (1954).
- [21] M. E. Brandan, H. Chehime e K. W. McVoy. *Phys. Rev. C* **55**, 1353 (1997).
- [22] B. Buck, A. P. Stamp e P.E. Hodgson. *Phil. Mag.* **8**, 1805 (1963).

-
- [23] I. J. Thompson. *Computer Physics Reports*. **7**, 167 (1988).
- [24] G. Bertsch, J. Borysowics, H. McManus e W. G. Love. *Computer Physics Reports*. **284**, 399 (1977).
- [25] M. E. Brandan, M. S. Hussein, K. W. McVoy e G. R. Satchler. *Commun. Part. Nucl. Phys.* **22**, 77 (1996).
- [26] D. F. Jackson e R. C. Johnson. *Phys. Lett. B* **49**, 249 (1974).
- [27] F. G. Perey e B. Buck. *Nuc. phys. A* **32**, 353 (1962).
- [28] T. H. R. Skyrme. *Phil. Mag.* **1**, 1043 (1956).
- [29] G. Ripka. *Commun. Part. Nucl. Phys.* **42**, 75 (1963).
- [30] W. Bauhoff, H. V. von Geramb e G. Palla. *Commun. Part. Nucl. Phys.* **27**, 2466 (1983).
- [31] W. E. Frahn e R. H. Lemmer. *Commun. Part. Nucl. Phys.* **5**, 1564 (1957).
- [32] M.A.G. Alvarez, L. C. Chamon, M. S. Hussein, D. Pereira, L.R. Gasques E.S. Rossi Jr. e C.P. Silva. *Nuc. phys. A* **723**, 93 (2003).
- [33] L.R. Gasques, L. C. Chamon, D. Pereira, M.A.G. Alvarez, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva e B. V. Carlson. *Phys. Rev. C* **69**, 034603 (2004).
- [34] J.J.S. Alves, P.R.S. Gomes, J. Lubian, L.C. Chamon, D. Pereira, R.M. Anjos, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, M.A.G. Alvarez, G.P.A. Nobre e L.R. Gasques. *Nuc. phys. A* **748**, 59 (2005).
- [35] D. Pereira, C.P. Silva, J. Lubian, E.S. Rossi Jr. e L.C. Chamon. *Phys. Rev. C* **73**, 014601 (2006).

- [36] D. Pereira, E.S. Rossi Jr., G.P.A. Nobre, L.C. Chamon, C.P. Silva, L.R. Gasques, M.A.G. Alvarez, R.V. Ribas, J.R.B. Oliveira, N.H. Medina, M.N. Rao, E.W. Cybulska, W.A. Seale e N. Carlin. *Phys. Rev. C* **74**, 034608 (2006).
- [37] M. S. Hussein, R. A. Rego e C. A. Bertulani. *Phys. Rev. C* **201**, 279 (1991).
- [38] W. Zuo, U. Lombardo e H. J Schulze. *Phys. Lett. B* **432**, 241 (1998).
- [39] B. V. Carlson e D. Hirata. *Phys. Rev. C* **62**, 054310 (2000).
- [40] Y. Sakuragi, M. Yahiro e M. Kamimura. *Prog. Theor. Phys.* **70**, 1047 (1983).
- [41] Y. Sakuragi, M. Yahiro e M. Kamimura. *Prog. Theor. Phys.* **89**, 136 (1986).
- [42] M. S. Hussein, P. R. S. Gomes, J. Lubian e L. C. Chamon. *Phys. Rev. C* **73**, 044610 (2006).