

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

# Investigação do espalhamento elástico dos núcleos $A = 13$ no alvo de $^{208}\text{Pb}$ em energias intermediárias

Erick Oscar Natividad Zevallos

Documento assinado digitalmente  
 VALDIR GUIMARAES  
Data: 21/12/2022 14:30:35-0300  
Verifique em <https://verificador.itl.br>



Orientador(a): Prof. Dr. Valdir Guimarães

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

Banca Examinadora:

Prof(a). Dr(a). Valdir Guimarães - IFUSP  
Prof(a). Dr(a). Kelly Cristina Cezaretto Pires - IFUSP  
Prof(a). Dr(a). Jesus Lubian Rios - UFF  
Prof(a). Dr(a). Marlete Pereira Meira de Assunção - UNIFESP  
Prof(a). Dr(a). Roberto Linares – UFF

São Paulo  
2022

**FICHA CATALOGRÁFICA**  
**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação**  
**do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Natividad Zevallos, Erick Oscar

Investigação do espalhamento elástico dos núcleos  $A = 13$  no alvo de  $^{208}\text{Pb}$  em energias intermediárias. São Paulo, 2022.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Geral

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Área de Concentração: Física.

Unitermos: 1. Reações nucleares; 2. Feixes radioativos; 3. Espalhamento elástico; 4. Canais acoplados.

USP/IF/SBI-76/2022

University of São Paulo  
Physics Institute

# Investigation of the elastic scattering of nuclei $A = 13$ on $^{208}\text{Pb}$ target at intermediate energies

Erick Oscar Natividad Zevallos

Supervisor: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Thesis submitted to the Physics Institute of the  
University of São Paulo in fulfillment of the  
requirements for the degree of Doctor of Science.

Examining Committee:

Prof(a). Dr(a). Valdir Guimarães - IFUSP

Prof(a). Dr(a). Kelly Cristina Cezaretto Pires - IFUSP

Prof(a). Dr(a). Jesus Lubian Rios - UFF

Prof(a). Dr(a). Marlete Pereira Meira de Assunção - UNIFESP

Prof(a). Dr(a). Roberto Linares - UFF

São Paulo  
2022



Dedico este trabalho a meus pais, minha irmã e o Boxi, pelo o apoio  
brindado desde sempre.



---

---

# Agradecimentos

---

Em primeiro lugar agradeço a meus pais, Oscar e Celia, a minha irmã Sharon, e o Boxi, pelo apoio total nesta etapa acadêmica.

Agradeço a meu orientador Prof. Dr. Valdir Guimaraes, pela orientação, paciência e as sugestões brindadas na tese.

Agradeço a os Professores: Prof. Dra. Erica Nunes Cardozo, Prof. Dra. Marlete Assunção, Prof. Dr. Juan Zamora, Prof. Dr. Juan Alcantara-Núñez, Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira, Prof. Dra. Kelly Cezaretto Pires e Prof. Dr. Roberto Linares, Prof. Dr. Jesús Lubián Ríos pelas dúvidas esclarecidas e sugestões.

Agradeço aos colegas do grupo NEAN: Alessandro, Pedro, Matheus, Fernando, Ferrari, Jonatas, Laura e Pierre, pelas conversas e discussões durante as reuniões de grupo.

Agradeço a meus amigos da graduação: Cristofher, Luis, Rodrigo e P7, pelas saídas e risadas durante este período.

Aos companheiros que conheci na USP: Valdir Scarduelli, Uiran, Daniel, Carlos, Roger, Juliana, Valter e William.

Aos amigos do DFN: Osvaldo, Vitor, Alessandro (Alixandro), Saulo, Rafael e Greiciane, pelas saídas quinzenais ao Burger King, McDonald's, e as festas da ECA, FEA, FAU, IQ, IB e IF.

O presente trabalho foi realizado com apoio do CNPq, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – Brasil.



---

---

# Resumo

---

Neste trabalho, analisamos as distribuições angulares de espalhamento elástico obtidas para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  ( $E_{\text{lab}} = 254 \text{ MeV}$  e  $E_{\text{lab}} = 242 \text{ MeV}$ ),  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  ( $E_{\text{lab}} = 414 \text{ MeV}$ ) e  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  ( $E_{\text{lab}} = 390 \text{ MeV}$ ) e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  ( $E_{\text{lab}} = 342 \text{ MeV}$ ) em energias intermediárias, em torno de cinco vezes acima da barreira Coulombiana para cada um dos sistemas. Os dados de  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  (254 MeV) e  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  (414 MeV) foram obtidos no laboratório de Lanzhou, China e já foram publicados. No caso do sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  (390 MeV) os dados também já foram publicados e analisados com cálculos de modelo óptico com resultados controversos. Os dados para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  (242 MeV) e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  (342 MeV) são inéditos e foram recentemente obtidos no Laboratório Lanzhou. Nesse trabalho as distribuições angulares para esses sistemas foram analisadas usando o modelo óptico (OM), método de canais acoplados (CC) e canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC) e canais de reações acopladas (CRC). O efeito dos canais acoplados, considerando as excitações do alvo, dos projéteis e incluindo efeitos de reorientação, foi desprezível para os sistemas envolvendo os projéteis  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N}$ . No entanto, para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , os acoplamentos dos estados excitados do  $^{13}\text{C}$  foram relevantes para a descrição do espalhamento elástico. Realizamos também cálculos de CDCC e a análise mostrou-se importante na descrição do espalhamento elástico para os sistemas  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ . A análise da influência das reações de transferência de  $1p$  e  $1n$  também foram realizadas com cálculos de reações acopladas (CRC), indicando uma leve melhora na descrição das distribuições angulares para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ . A partir dessas análises, estudamos a influência desses canais de reação na seção de choque elástica e adotando diferentes configurações de *cluster* para cada sistema podemos descrever as distribuições angulares.

**Palavras-chave:** Reações nucleares; Feixes radioativos; Espalhamento elástico; Canais acoplados.



---

# Abstract

---

In this work, we analyze the elastic scattering angular distributions obtained for the  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  ( $E_{\text{lab}} = 254$  MeV and  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV),  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  ( $E_{\text{lab}} = 414$  MeV),  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  ( $E_{\text{lab}} = 390$  MeV) and  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  ( $E_{\text{lab}} = 342$  MeV) systems at intermediate energies, around five times above the Coulomb barrier for each system. The data for  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  (254 MeV) and  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  (414 MeV) systems were obtained at Radioactive Ion Beam Line in Lanzhou (RIBLL) China laboratory with the radioactive  $^{13}\text{B}$  and  $^{13}\text{O}$  ion beams and have already been published. In the case of the  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  (390 MeV) system, the data were also obtained from the literature. The data for the  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  (242 MeV) and  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  (342 MeV) systems are new, unpublished and were recently obtained also at Radioactive Ion Beam Line in Lanzhou (RIBLL). In this work, the angular distributions for these systems were analyzed using the optical model (OM), coupled channel method (CC), discretized continuum coupled channels (CDCC) and coupled reaction channel (CRC) methods. The effect of the coupled channels, considering the excitations of the target and of the projectiles, as well as reorientation effects, were negligible for the systems involving the  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{O}$  and  $^{13}\text{N}$  projectiles. The analysis with CDCC calculations proved to be important in the description of elastic scattering for the  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  and  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  systems. The analysis of the influence of 1p and 1n transfer by the coupled reaction calculation (CRC) was also performed, showing a slight improvement in the description of the angular distributions for the  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  and  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  systems. From these analyses, we study the influence of these reaction channels on the elastic cross section and adopting different cluster configurations for each system we can describe the angular distributions.

**Keywords:** Nuclear reactions; Radioactive beams, Elastic scattering; Coupled channels.



---

# Lista de Figuras

---

Figura 1.1: Parte da tabela de nuclídeos com os elementos leves. Em amarelo e laranja estão os núcleos halo ricos em nêutrons. Indicados em azul e rosa estão os elementos ricos em prótons com estrutura halo.	1
Figura 2.1: Laboratório HIRLF.	7
Figura 2.2: A Fonte de íons SECRAL.	8
Figura 2.3: Foto do Cíclotron SFC.	9
Figura 2.4: Foto do Cíclotron SSC.	9
Figura 2.5: Desenho esquemático do anel CSRm e suas componentes.	11
Figura 2.6: Desenho esquemático do anel CSRe e suas componentes.	11
Figura 2.7: Desenho esquemático do sistema RIBLL.	13
Figura 3.1: Desenho esquemático das configurações dos detetores.	16
Figura 3.2: Espectro biparamétrico ( $\Delta_E - E_{res}$ ), para o espalhamento de $^{13}\text{B}$ e $^{13}\text{O}$ no alvo de $^{208}\text{Pb}$ , obtidos no Tel2	17
Figura 3.3: Espectro biparamétrico ( $\Delta_E - E_{res}$ ), para o espalhamento de $^{13}\text{B}$ no alvo de $^{208}\text{Pb}$ na $E_{lab} = 242$ MeV, obtidos no Tel2	17
Figura 3.4: Espectro biparamétrico ( $\Delta_E - E_{res}$ ), para o espalhamento de $^{13}\text{N}$ no alvo de $^{208}\text{Pb}$ na $E_{lab} = 342$ MeV e a reação de quebra de $^{12}\text{C}$ , obtidos no Tel2	18
Figura 3.5: Simulação do ( $\Delta_E - E_{res}$ ) (150 $\mu\text{m}$ e 1500 $\mu\text{m}$ ) para o feixe de $^{13}\text{B}$ no sistema RIBLL.	19
Figura 3.6: Simulação do ( $\Delta_E - E_{res}$ ) (150 $\mu\text{m}$ e 1500 $\mu\text{m}$ ) para o feixe de $^{13}\text{N}$ e $^{12}\text{C}$ no sistema RIBLL.	19

Figura 3.7: Esquema do cálculo de $N_{Ruth}$ . Figura adaptada da Ref [39].	20
Figura 4.1: Representação do espalhamento isotrópico entre dois núcleos.	22
Figura 4.2: Representação do potencial Woods-Saxon indicando os parâmetros.	27
Figura 4.3: Sistema de coordenadas do potencial de São Paulo.	29
Figura 4.4: Desenho esquemático do método de canais acoplados.	30
Figura 4.5: Esquema do modelo de cluster.	32
Figura 4.6: Desenho esquemático da reação de transferência, apresentando as coordenadas para o estado inicial e final.	34
Figura 4.7: Desenho esquemático das transições das partições <b>A</b> e <b>B</b> do método de reações de canais acoplados.	36
Figura 4.8: Desenho esquemático da função de onda do estado ligado e não ligado	38
Figura 5.1: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 254$ MeV. As curvas correspondem a cálculos de OM com potenciais de WS.	41
Figura 5.2: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 242$ MeV. As curvas correspondem a cálculos de OM com potenciais de WS.	41
Figura 5.3: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 390$ MeV. As curvas correspondem a cálculos de OM com potenciais de WS.	43
Figura 5.4: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 413$ MeV. As curvas correspondem a cálculos de OM com potenciais de WS.	44
Figura 5.5: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 342$ MeV. As curvas correspondem a cálculos de OM com potenciais de WS.	45
Figura 5.6: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 254$ MeV. As curvas correspondem aos cálculos de OM com potencial de São Paulo.	47
Figura 5.7: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 242$ MeV. As curvas correspondem aos cálculos de OM com potencial de São Paulo.	47
Figura 5.8: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 390$ MeV. As curvas correspondem aos cálculos de OM com potencial de São Paulo.	49

- Figura 5.9: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 413 \text{ MeV}$ . As curvas correspondem aos cálculos de OM com potencial de São Paulo. 50
- Figura 5.10: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 342 \text{ MeV}$ . As curvas correspondem aos cálculos de OM com potencial de São Paulo. 51
- Figura 5.11: Seção de choque de fusão para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ , calculado com AW o SPP. Os momentos angulares e energias críticas são indicados. 54
- Figura 5.12: Seção de choque de fusão para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , calculado com AW o SPP. Os momentos angulares e energias críticas são indicados. 54
- Figura 5.13: Seção de choque de fusão para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ , calculado com AW o SPP. Os momentos angulares e energias críticas são indicados. 55
- Figura 5.14: Seção de choque de fusão para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ , calculado com AW o SPP. Os momentos angulares e energias críticas são indicados. 55
- Figura 5.15: Potenciais de SPP e AW para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ . 56
- Figura 5.16: Seção de choque sem acoplamento (NC), NC-1 e NC-2 do sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 242 \text{ MeV}$ . 57
- Figura 5.17: Distribuição angular para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 254 \text{ MeV}$ , sem acoplamento e acoplando estados inelásticos do projétil e o alvo. 60
- Figura 5.18: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 242 \text{ MeV}$ , sem acoplamento e acoplando estados inelásticos do projétil e o alvo. 60
- Figura 5.19: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 390 \text{ MeV}$ , sem acoplamento e acoplando estados inelásticos do projétil e o alvo. 62
- Figura 5.20: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 413 \text{ MeV}$ , sem acoplamento e acoplando estados inelásticos do alvo. 62
- Figura 5.21: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 342 \text{ MeV}$ , sem acoplamento e acoplando estados inelásticos do projétil e o alvo. 64
- Figura 5.22: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 254 \text{ MeV}$ , sem acoplamento, acoplando estados inelásticos e o efeito de reorientação. 67

Figura 5.23: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 242$  MeV, sem acoplamento, acoplado estados inelásticos e o efeito de reorientação. 66

Figura 5.24: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 390$  MeV, sem acoplamento, acoplado estados inelásticos e o efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$ . 67

Figura 5.25: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV, sem acoplamento, acoplado estados inelásticos de  $^{208}\text{Pb}$  e o efeito de reorientação. 68

Figura 5.26: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 342$  MeV, sem acoplamento, acoplado estados inelásticos e o efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$ . 69

Figura 5.27: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 254$  MeV, incluindo cálculos de CDCC e *one-channel*. 71

Figura 5.28: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV, incluindo cálculos de CDCC e *one-channel*. 71

Figura 5.29: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 254$  MeV, incluindo cálculos de CDCC para diferentes valores de cutoff na expansão multipolar de interação  $\lambda$ . 72

Figura 5.30: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV, incluindo cálculos de CDCC para diferentes valores de cutoff na expansão multipolar de interação  $\lambda$ . 72

Figura 5.31: Seção de choque de quebra em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  do sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 254$  MeV, obtidos dos cálculos de CDCC. 73

Figura 5.32: Seção de choque de quebra em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  do sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV, obtidos dos cálculos de CDCC. 73

Figura 5.33: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 390$  MeV, incluindo cálculos de CDCC e *one-channel*. 74

Figura 5.34: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} =$

390 MeV, incluindo cálculos de CDCC para diferentes valores de cutoff na expansão multipolar de interação  $\lambda$ . 75

Figura 5.35: Seção de choque de quebra em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  do sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 390$  MeV, obtidos dos cálculos de CDCC. 75

Figura 5.36: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 413$  MeV, incluindo cálculos de CDCC e *one-channel*. 77

Figura 5.37: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 413$  MeV, incluindo cálculos de CDCC para diferentes valores de cutoff na expansão multipolar de interação  $\lambda$ . 77

Figura 5.38: Seção de choque de quebra em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  do sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 413$  MeV, obtidos dos cálculos de CDCC. 78

Figura 5.39: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV, incluindo cálculos de CDCC e *one-channel*. 79

Figura 5.40: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV, incluindo cálculos de CDCC para diferentes valores de cutoff na expansão multipolar de interação  $\lambda$ . 79

Figura 5.41: Seção de choque de quebra em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  do sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV, obtidos dos cálculos de CDCC. 80

Figura 5.42: Esquema do acoplamento *targets overlaps – projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1p para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{B}, ^{14}\text{C})^{207}\text{Tl}$ . 84

Figura 5.43: Esquema do acoplamento *targets overlaps – projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1n para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{B}, ^{12}\text{B})^{209}\text{Pb}$ . 84

Figura 5.44: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV, sem acoplamento (SPP2), acoplado estados inelásticos, efeito de reorientação e CRC de 1p e 1n usando os potenciais de SPP1 e SPP2. 86

Figura 5.45: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 254$  MeV, sem acoplamento (SPP2), acoplado estados inelásticos, efeito de reorientação e CRC de 1p e 1n usando os potenciais de SPP1 e SPP2. 86

- Figura 5.46: Esquema do acoplamento *target overlaps - projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1p para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{N})^{207}\text{Tl}$ . 88
- Figura 5.47: Esquema do acoplamento *target overlaps - projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1n para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{209}\text{Pb}$ . 88
- Figura 5.48: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 390$  MeV, sem acoplamento (SPP2), acoplado estados inelásticos, efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$  e CRC de 1p e 1n usando os potenciais de SPP1 e SPP2. 90
- Figura 5.49: Esquema do acoplamento *targets overlaps - projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1p  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{O}, ^{12}\text{N})^{209}\text{Bi}$ . 92
- Figura 5.50: Esquema do acoplamento *targets overlaps - projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1n para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{O}, ^{12}\text{O})^{209}\text{Pb}$ . 92
- Figura 5.51: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 413$  MeV, sem acoplamento (SPP2), acoplado estados inelásticos de  $^{208}\text{Pb}$ , efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{O}$  e CRC de 1p e 1n usando os potenciais de SPP1 e SPP2. 94
- Figura 5.52: Esquema do acoplamento *targets overlaps - projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1p para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{N}, ^{12}\text{C})^{209}\text{Bi}$ . 95
- Figura 5.53: Esquema do acoplamento *targets overlaps - projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1n para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{N}, ^{12}\text{N})^{209}\text{Pb}$ . 96
- Figura 5.54: Distribuição angular do sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV, sem acoplamento (SPP2), acoplado os estados inelásticos de  $^{13}\text{N}$  e  $^{208}\text{Pb}$ , efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$  e CRC de 1p e 1n usando os potenciais de SPP1 e SPP2. 97
- Figura 5.55: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 254$  MeV, incluindo cálculos de CRC de 1n com o raio de corte *cutc* usando o potencial SPP2. 98
- Figura 5.56: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV, incluindo cálculos de CRC de 1n com o raio de corte *cutc* usando o potencial SPP2. 99
- Figura 5.57: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} =$

390 MeV, incluindo cálculos de CRC de 1n com o raio de corte *cutc* usando o potencial SPP2. 99

Figura 5.58: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 413$  MeV, incluindo cálculos de CRC de 1p com o raio de corte *cutc* usando o potencial SPP2. 100

Figura 5.59: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV, incluindo cálculos de CRC de 1p com o raio de corte *cutc* usando o potencial SPP2. 100

Figura 5.60: Cálculos teóricos, sem acoplamento (No Coupling SPP2 e No Coupling com WS), acoplando os estados inelásticos (Both Inelastic), efeito de reorientação (Both Reorientation) e CRC de 1n para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 64$  MeV. 101

Figura 5.61: Cálculos teóricos, sem acoplamento (No Coupling SPP2 e No Coupling com WS), acoplando os estados inelásticos de  $^{13}\text{C}$  e  $^{208}\text{Pb}$  (Both Inelastic), efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$  e CRC de 1n para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 66$  MeV. 102

Figura 5.62: Seção de choque total reduzida para os sistemas  $A = 6 - 13$  nos alvos de  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{208}\text{Bi}$ . 106

---

# Lista de Tabelas

---

Tabela 1.1: Intensidade e energias dos íons acelerados pelo o SFC, SSC e CSR	10
Tabela 5.1: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados no espalhamento elástico de $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 254$ MeV.	42
Tabela 5.2: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados no espalhamento elástico de $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 242$ MeV.	42
Tabela 5.3: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados no espalhamento elástico de $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 390$ MeV.	43
Tabela 5.4: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados no espalhamento elástico de $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 413$ MeV.	44
Tabela 5.5: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados no espalhamento elástico de $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 342$ MeV.	45
Tabela 5.6: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo utilizados no sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 254$ MeV.	47
Tabela 5.7: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo utilizados no sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 242$ MeV.	48
Tabela 5.8: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo utilizados no sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 390$ MeV.	49
Tabela 5.9: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo utilizados no sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 413$ MeV.	50
Tabela 5.10: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo utilizados no sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 342$ MeV.	51
Tabela 5.11: Valores do spin, paridade e energia de excitação do feixe de $^{13}\text{B}$ e o alvo $^{208}\text{Pb}$ .	59

Tabela 5.12: Todas as transições inelásticas do $^{13}\text{B}$ e $^{208}\text{Pb}$ acopladas no canal inelástico.	59
Tabela 5.13: Valores do spin, paridade e energia de excitação do feixe de $^{13}\text{C}$ .	61
Tabela 5.14: Todas as transições inelásticas do $^{13}\text{C}$ acopladas no canal inelástico.	61
Tabela 5.15: Valores do spin, paridade e energia de excitação do feixe de $^{13}\text{N}$ .	63
Tabela 5.16: A transição inelástica do $^{13}\text{N}$ acoplado no canal inelástico.	63
Tabela 5.17: Parâmetros de reorientação do $^{13}\text{B}$ .	65
Tabela 5.18: Parâmetros de reorientação do $^{208}\text{Pb}$ .	65
Tabela 5.19: Parâmetros de reorientação do $^{13}\text{O}$ .	68
Tabela 5.20: Cluster e energia de ligação dos núcleos.	70
Tabela 5.21: Estados de acoplamentos dos <i>target overlaps</i> $\langle^{208}\text{Pb} ^{207}\text{Tl}\rangle$ usados para a transferência de 1p.	82
Tabela 5.22: Estados de acoplamentos dos <i>target overlaps</i> $\langle^{209}\text{Pb} ^{208}\text{Pb}\rangle$ usados para a transferência de 1n.	82
Tabela 5.23: Estados de acoplamentos <i>projectil overlaps</i> $\langle^{14}\text{C} ^{13}\text{B}\rangle$ usados para a transferência de 1p. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.	83
Tabela 5.24: Estados de acoplamentos <i>projectil overlaps</i> $\langle^{13}\text{B} ^{12}\text{B}\rangle$ usados para a transferência de 1n. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.	83
Tabela 5.25: Estados de acoplamentos <i>projectil overlaps</i> $\langle^{14}\text{N} ^{13}\text{C}\rangle$ usados para a transferência de 1p. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.	87
Tabela 5.26: Estados de acoplamentos <i>projectil overlaps</i> $\langle^{13}\text{C} ^{12}\text{C}\rangle$ usados para a transferência de 1n. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.	87
Tabela 5.27: Estados de acoplamentos dos <i>target overlaps</i> $\langle^{209}\text{Bi} ^{208}\text{Pb}\rangle$ usados para a transferência de 1p.	91
Tabela 5.28: Estados de acoplamentos <i>projectil overlaps</i> $\langle^{13}\text{O} ^{12}\text{N}\rangle$ usados para a transferência	

de 1p. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.	91
Tabela 5.29: Estados de acoplamentos <i>projectil overlaps</i> $\langle^{13}\text{O} ^{12}\text{O}\rangle$ usados para a transferência de 1n. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.	91
Tabela 5.30: Estados de acoplamentos <i>projectil overlaps</i> $\langle^{13}\text{N} ^{12}\text{C}\rangle$ usados para a transferência de 1p. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.	94
Tabela 5.31: Estados de acoplamentos <i>projectil overlaps</i> $\langle^{13}\text{N} ^{12}\text{N}\rangle$ usados para a transferência de 1n. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.	95
Tabela 6.32: Seções de choque total de reação para OM, CC, CDCC e CRC.	104
Tabela 6.33: Parâmetros da seção de choque total reduzida para vários sistemas.	105
Tabela 6.34: Parâmetros ajustados da seção de choque de reação reduzida de Wong.	105

---

# Índice

---

I.	Lista de Figuras	xiii
II.	Lista de Tabelas	xx
1.	Introdução	1
2.	Arranjo experimental	6
2.1.1	O Laboratório: The Heavy Ion Research facility in Lanzhou (HIRFL)	6
2.1.2	Fonte de íons de ressonância eletrônica de cíclotron (ECR)	7
2.1.3	Os cíclotrons SFC e SCC	8
2.1.4	O sistema CSR	10
2.1.5	O separador de fragmentação RIBLL	12
3.	Noções do experimento	15
3.1	Sistema de detecção	15
3.1.1	Espectro de $^{13}\text{B}$ e $^{13}\text{O}$	16
3.1.2	Espectro de $^{13}\text{N}$	18
4.	Fundamentação teórica	21
4.1	O espalhamento elástico	22
4.2	Cálculo de amplitude de espalhamento	24
4.3	Modelo óptico	26
4.4	Potencial de Woods-Saxon	26
4.5	Potencial de São Paulo	28
4.6	Método de canais acoplados (CC)	29
4.7	Modelo partícula única (cluster)	31
4.8	Modelo coletivo	32
4.9	Aproximação de Born de Ondas Distorcidas (DWBA)	33

4.10	Método de canais de reações acopladas	35
4.11	Canais acoplados de com discretização do contínuo	38
5.	Análise e interpretação dos dados	40
5.1	Distribuições angulares com modelo óptico	40
5.1.1	Análise de OM usando potencias	
	WS para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$	40
5.1.2	Análise de OM usando potencias	
	WS para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	42
5.1.3	Análise de OM usando potencias	
	WS para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$	43
5.1.4	Análise de OM usando potencias	
	WS para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$	44
5.1.5	Análise de OM usando potencias	
	SPP para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$	46
5.1.6	Análise de OM usando potencias	
	SPP para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	48
5.1.7	Análise de OM usando potencias	
	SPP para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$	49
5.1.8	Análise de OM usando potencias	
	SPP para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$	51
5.2	Análise das distribuições angulares	
	com cálculos de canais acoplados	52
5.2.1	Acoplamento inelástico para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$	58
5.2.2	Acoplamento inelástico para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	61
5.2.3	Acoplamento inelástico para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$	62
5.2.4	Acoplamento inelástico para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$	63
5.3	Efeito de reorientação do momento quadrupolar	64
5.3.1	Efeito de reorientação para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$	65

5.3.2	Efeito de reorientação para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	67
5.3.3	Efeito de reorientação para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$	67
5.3.4	Efeito de reorientação para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$	68
5.4	Canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC)	69
5.4.1	Cálculo de CDCC para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$	70
5.4.2	Cálculo de CDCC para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	73
5.4.3	Cálculo de CDCC para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$	76
5.4.4	Cálculo de CDCC para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$	78
5.5	Canais acoplados de reações (CRC)	81
5.5.1	Cálculo de CRC para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$	81
5.5.2	Cálculo de CRC para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	86
5.5.3	Cálculo de CRC para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$	90
5.5.4	Cálculo de CRC para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$	94
5.6	Análise do raio cut-off para os sistemas $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ , $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ e $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$	98
5.7	Cálculos de CC e CRC para os sistemas $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ e $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ a energias acima da barreira Coulombiana	101
5.8	Secção de choque total de reação	103
5.8.1	Secção de choque total reduzida	104
6.	Conclusões	107
	Bibliografia	110

# Introdução

A investigação da estrutura nuclear de núcleos fora da linha de estabilidade é um dos campos mais ativos da Física Nuclear atualmente. Alguns núcleos leves formam estruturas de clusters como  ${}^6\text{Li}$  ( $\alpha+d$ ),  ${}^7\text{Li}$  ( $\alpha+t$ ),  ${}^9\text{Be}$  ( $\alpha+\alpha+n$ ),  ${}^{10}\text{Be}$  ( $\alpha+\alpha+n+n$ ) e  ${}^{10}\text{C}$  ( $\alpha+\alpha+p+p$ ). Alguns núcleos leves, ricos em prótons ou em nêutrons e longe da linha de estabilidade na tabela de nuclídeos, formam estruturas de cluster anômalas. Alguns possuem uma estrutura do tipo planetária onde nêutrons ou prótons de valência são fracamente ligados a um caroço gerando uma extensão radial anômala (*halo*). Esses núcleos são denominados de "exóticos" [1]. Alguns desses núcleos como  ${}^8\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  e  ${}^{15}\text{C}$  possuem apenas um nucleon de valência, enquanto outros como  ${}^6\text{He}$  e  ${}^{11}\text{Li}$  possuem dois. Os dois nêutrons de valência nos núcleos  ${}^6\text{He}$  e  ${}^{11}\text{Li}$  tem ainda a particularidade de formarem um sistema ligado que se assemelha a anéis borromeanos (3 anéis ligados que se separam quando um deles é rompida). Por exemplo, o  ${}^{11}\text{Li}$  pode ser descrito como tendo um caroço de  ${}^9\text{Li}$  e dois nêutrons de valência formando uma nuvem com uma longa distribuição espacial [2,3]. Essa extensão faz com que o tamanho final desse núcleo seja comparável ao do  ${}^{208}\text{Pb}$ . Núcleos leves com massa  $A < 20$  e com configurações exóticas de halo, de um ou dois nucleons (prótons ou nêutrons), e/ou configuração borromeana podem ser vistos na Figura 1.1.

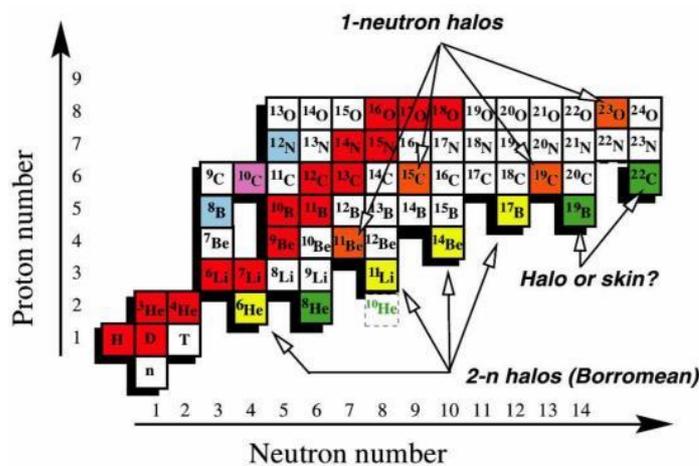


Figura 1.1: Parte da tabela de nuclídeos com os elementos leves. Em amarelo e laranja estão os núcleos halo ricos em nêutrons. Indicados em azul e rosa estão os elementos ricos em prótons com estrutura halo [3].

Nos últimos anos tem havido um significativo esforço para estudar as estruturas anômalas desses núcleos exóticos leves. No entanto, há ainda uma necessidade de se obter mais dados para um melhor entendimento da estrutura desses núcleos. A possibilidade de produzir feixes com núcleos radioativos oferece novas e únicas oportunidades de pesquisa no campo de fronteira da física nuclear. Com o estudo da estrutura dos núcleos exóticos podemos investigar a distribuição de matéria não usual nesses núcleos [4], a influência de mecanismos de reações, tais como breakup, no espalhamento elástico e fusão através de cálculos de canais e reações acopladas [5], modificações na estrutura e no modelo de camadas observados em núcleos ricos em neutrons ou em prótons, e ainda a investigação do surgimento de ressonâncias gigantes elétricas e magnéticas com intensidades diferentes daquelas conhecidas para núcleos estáveis, chamadas atualmente de *soft resonances* [6].

As reações diretas tais como *breakup* (quebra), transferência e espalhamento elástico induzidas por feixes radioativos fracamente ligados, são ferramentas muito poderosas para revelar e estudar detalhes das características incomuns destes núcleos. Devido à baixa energia de ligação dos núcleos ricos em prótons ou em nêutrons, um dos mecanismos de reação bastante importante na interação entre um projétil, além da fusão e o espalhamento elástico, constituído por um núcleo exótico e um alvo é exatamente o *breakup*, que é caracterizado pela quebra do projétil durante a interação com o alvo. A descrição da seção de choque, tanto para a reação de *breakup* quanto para o espalhamento elástico, é bastante sensível ao potencial de interação entre os núcleos projétil e alvo e a estrutura dos núcleos envolvidos. Esses mecanismos são, então, bastante úteis para se investigar as configurações de cluster e efeitos estáticos. Através de medidas de espalhamento elástico e breakup podemos ainda determinar o raio nuclear e a forma radial da distribuição de densidade da matéria nuclear, bem como verificar a influência dos mecanismos de reação na seção de choque total de reação. Um artigo de revisão com resultados experimentais sobre reações diretas, espalhamento elástico e fusão induzidas por feixes radioativos, onde esses vários aspectos são discutidos, pode ser visto na Ref. [7]. Foi observado que um dos efeitos do canal de breakup na distribuição angular de espalhamento elástico é o forte amortecimento do pico de Fresnel e uma alta seção de choque de reação nas medidas em energias próximas a barreira Coulombiana. Esse efeito foi claramente observado para o núcleo  ${}^8\text{B}$ , que possui uma configuração *cluster* de  ${}^7\text{Be}+p$  com energia de ligação muito baixa, ( $S_p = 0,138$  MeV) [9-14]. Recentemente, esse forte amortecimento foi também observado em medidas de espalhamento elástico de  ${}^{11}\text{Be}$  em alvo de  ${}^{208}\text{Pb}$ , para uma energia três vezes a barreira Coulombiana ( $V_B = 39.5$  MeV) [15]. Esse

trabalho indicou que o forte amortecimento do pico de Fresnel nas distribuições angulares também ocorre em energias intermediárias.

No presente trabalho, realizamos análises dos dados de espalhamento elástico para os projéteis com  $A=13$  ( $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  e  $^{13}\text{O}$ ) em alvo de  $^{208}\text{Pb}$  medidos em energias intermediárias. A possibilidade de realizarmos uma análise sistemática com núcleos de uma mesma massa, mas com diferentes assimetrias de número de prótons e nêutrons pode ser bastante interessante. Além disso, neste trabalho investigamos, através de uma análise comparativa, os efeitos de *cluster* e as configurações dos núcleos envolvidos. Cada um dos núcleos,  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  e  $^{13}\text{O}$ , apesar de terem a mesma massa  $A=13$ , têm estrutura e configurações diversas devido a diferença no número de prótons e nêutrons. Essa diferença é particularmente interessante para os núcleos  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{O}$ , com  $N=8$  e  $Z=8$ , respectivamente. Existe o interesse em saber se o número mágico “8” se mantém com a assimetria no número de nêutrons e prótons.

Recentemente K. Wang et al. realizaram medidas de espalhamento elástico de  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{O}$  no alvo de  $^{208}\text{Pb}$  em energias intermediárias,  $E_{\text{Lab}} = 254$  MeV e  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV, respectivamente [16]. Essas medidas foram realizadas nas instalações do *Heavy-Ion Research Facility in Lanzhou* (HIRFL) na China com o sistema chamado *Radioactive Ion Beam Line in Lanzhou* (RIBLL) [17-20]. Neste trabalho, a distribuição angular para o projétil  $^{13}\text{O}$  ( $V_B^{\text{Lab}} = 83,54$  MeV) apresentou uma fraca supressão do pico de Fresnel em comparação com a distribuição angular obtida para o  $^{13}\text{B}$  ( $V_B^{\text{Lab}} = 50,50$  MeV). Cálculos de modelo óptico foram realizados para descrever essas distribuições angulares utilizando-se potenciais de dupla (Potencial de São Paulo) e simples convolução (de Pang). Esses potenciais foram adequados para descrever as distribuições angulares. No entanto, uma melhor descrição foi obtida utilizando novas densidades para o projétil de  $^{13}\text{O}$ , indicando uma leve tendência de formação de um sistema halo para esse núcleo [16].

Nesse trabalho realizamos uma análise complementar para os dados já publicados de  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  (254 MeV) e  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  (414 MeV) [16] e uma análise completa para os dados inéditos de  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  (242 MeV) e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  (342 MeV). Esses dados foram obtidos no *Laboratório do Heavy-Ion Research Facility in Lanzhou* (HIRFL) dentro da colaboração com o grupo NEAN (Núcleos Exóticos e Astrofísica Nuclear) do IFUSP. Para completar uma sistemática de estudo de projéteis com massa  $A=13$ , analisamos também dados de espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  (390 MeV), também já publicados [21]. A análise dos dados, aqui apresentada, envolveu cálculos tradicionais de modelo óptico, utilizando-se potenciais do tipo Woods-Saxon e Potencial de dupla convolução de São Paulo.

Para extrair mais informações sobre a estrutura dos núcleos envolvidos realizamos também cálculos de canais acoplados com estudo dos efeitos de reorientação, canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC) e ainda cálculos de canais de reações acopladas (CRC). O código utilizado para esses cálculos é o FRESCO [22]. Esse método de análise permite uma discussão e verificação da importância desses efeitos e da estrutura dos núcleos (projéteis) na descrição do espalhamento elástico.

Os dados de espalhamento elástico analisados nesse trabalho foram obtidos em energias de 3 a 5 vezes a barreira Coulombiana ( $V_B \approx 50,50$  MeV). Essas energias são consideradas no regime de energias intermediárias. Na literatura temos a publicação de resultados de vários experimentos de espalhamento elástico realizados em energias em torno da barreira Coulombiana. No entanto, ao estender a faixa de energia de perto da barreira para bem acima da energia de barreira, podemos aumentar o escopo da investigação do espalhamento elástico. Por exemplo, em energias mais altas seria esperado um menor efeito de processos de várias etapas, que podem aparecer devido à excitação inelástica, já que o tempo de colisão também é menor. O estudo comparativo da intensidade desses efeitos em energias próximas a barreiras e intermediárias é bastante interessante.



---

## Arranjo experimental

---

As medidas das distribuições angulares de espalhamento elástico para os sistemas  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$ , utilizado no presente trabalho, foram realizadas no *National Laboratory of Heavy Ion Research of the Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences (IMPACS)*, China. Os projéteis dos sistemas estudados são feixes radioativos produzidos pelo sistema separador RIBLL (*Radioactive Ion Beam Line in Lanzhou*) [19,20] em combinação com os cíclotrons K70-SFC e K450-SCC [17]. A combinação desses dois aceleradores cíclotrons permite a aceleração de feixes de prótons até urânio em altas intensidades e nas energias em torno de 8 a 400 MeV/A [17,18]. A seguir, detalhamos os equipamentos utilizados para a produção dos feixes secundários de  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N}$  produzidos pela fragmentação do feixe primário de  $^{16}\text{O}$ .

### 2.1.1 O Laboratório: The Heavy Ion Research Facility in Lanzhou (HIRFL)

O Laboratório de Lanzhou iniciou suas atividades em física nuclear com a aquisição do acelerador cíclotron K70-SFC (*Sector Focus Cíclotron* com  $K = 70$ ) no ano de 1960.  $K=70$  indica o poder de aceleração do cíclotron, que pode acelerar prótons com até 70 MeV. Em 1970 esse acelerador foi modificado possibilitando a aceleração de íons de  $^{12}\text{C}$  até  $^{16}\text{O}$  nas energias de 73 até 105 MeV. Em 1988, um segundo cíclotron K450-SSC (*Sector Separated Cyclotron* com  $K = 450$ ) foi instalado permitindo a aceleração de íons de  $^{12}\text{C}$  até  $^{131}\text{Xe}$  com altas intensidades e energias intermediárias (em torno de 100 MeV/A) [23]. No início dos anos 2000, o laboratório HIRFL instalou ainda um CSR (*Cooling Storage Ring*), formando assim um sistema acelerador chamado HIRFL-CSR. Atualmente este Instituto desenvolve, entre suas principais linhas de pesquisas, a produção de feixes radiativos em energias intermediárias, medição de vida-média de decaimento nuclear, além do estudo das ciências dos materiais e física médica. Apresentamos na Figura 2.1 um desenho esquemático do *layout* do HIRFL-CSR de Lanzhou.

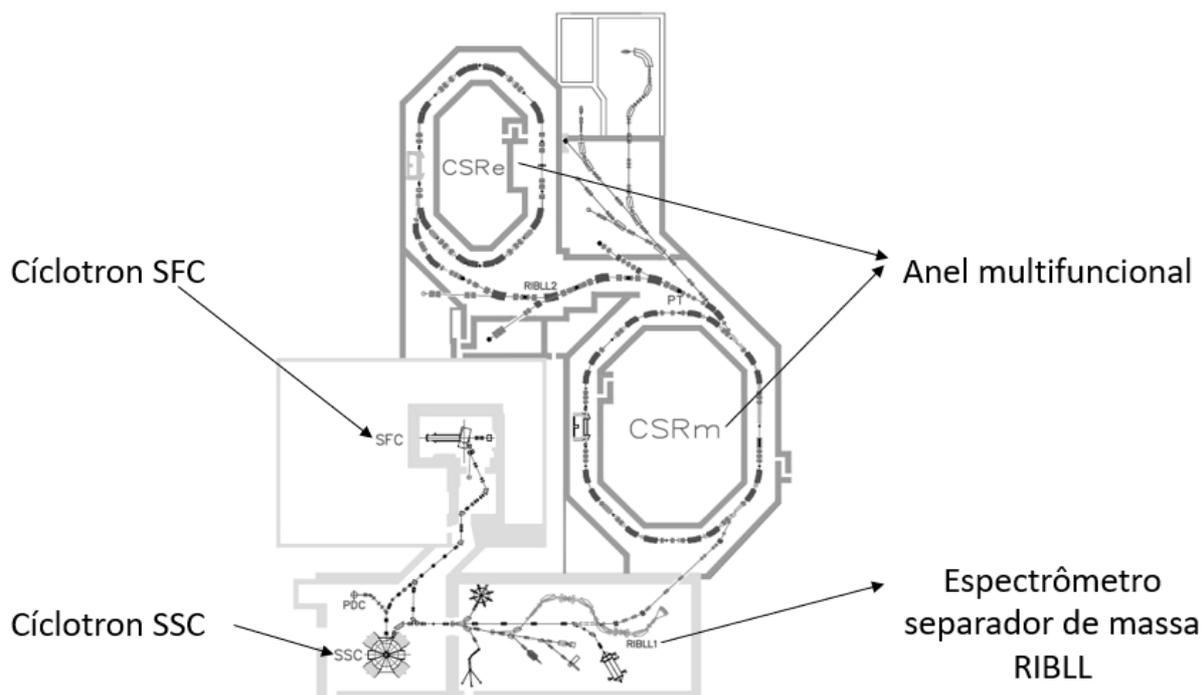


Figura 2.1: Laboratório HIRFL. Figura adaptada da Ref [17].

### 2.1.2 Fonte de íons de ressonância eletrônica de cíclotron (ECR)

A produção do feixe primário de  $^{16}\text{O}$  é feita pela fonte de íons. O Laboratório HIRFL possui uma fonte íons supercondutora do tipo ECR (*Electron cyclotron resonance*) de 24,0 GHz chamada SECAL (*Superconducting ECR ion source with Advance desing in Lanzhou*). Essa fonte é capaz de produzir íons de massa maior  $A > 16$  com intensidade e com estado de carga elevada. Os íons produzidos são, então, ejetados nos cíclotrons K70-SFC e K450-SCC. Os íons extraídos da câmara de plasma atravessam um dipolo magnético sendo direcionados e injetados no K70-SFC e K450-SCC. As fontes SECAL e SECAL II produzem diferentes íons, com alto estado de carga, com as seguintes intensidades médias: 6,70 emA de  $^{16}\text{O}^{6+}$ , 1,40 emA de  $^{40}\text{Ar}^{12+}$ ; 0,71 emA de  $^{40}\text{Ca}^{11+}$ ; 1,00 emA de  $^{86}\text{Kr}^{18+}$ ; 1,10 emA de  $^{129}\text{Xe}^{26+}$ ; 0,36 emA de  $^{129}\text{Xe}^{30+}$  e 0,68 emA de  $^{209}\text{Bi}^{31+}$  [24]. Uma descrição mais detalhada dessa fonte de íons pode ser encontrada nas Refs [24,25,26]. A Figura 2.2 apresenta a configuração esquemática da fonte SECAL.

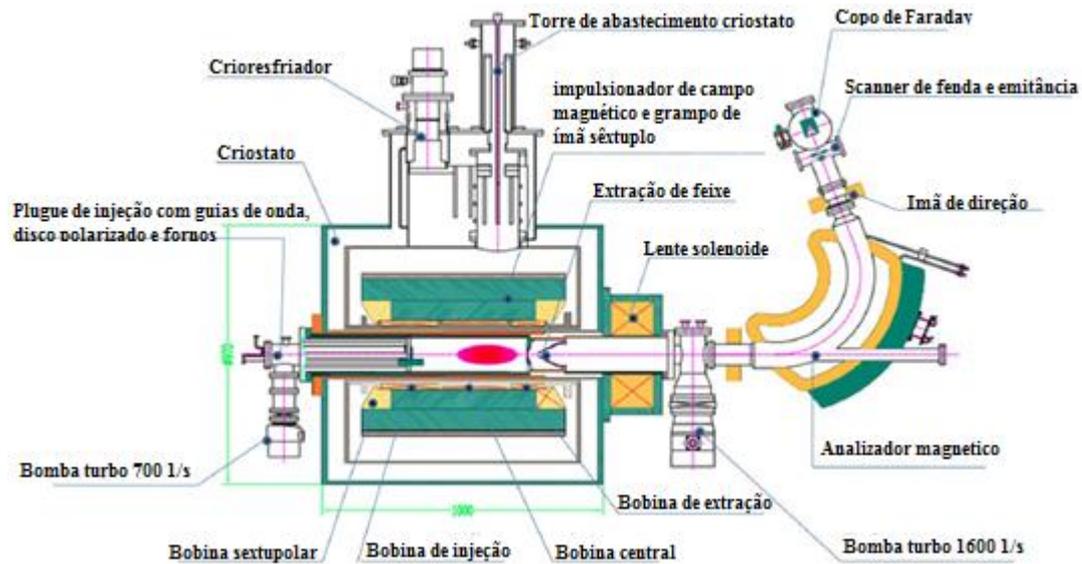


Figura 2.2: A Fonte de íons SECRAL. Figura adaptada da Ref [24].

### 2.1.3 Os Cíclotrons SFC e SSC

Como já mencionamos, o Laboratório HIRFL possui um sistema de aceleração de íons compostos por dois cíclotrons, K70-SFC e K450-SSC. O primeiro cíclotron é um pré-acelerador e o segundo funciona como o acelerador principal. A combinação de ambos permite que íons sejam acelerados com alta intensidade a energias intermediárias. Esse sistema de aceleradores direciona os feixes em diferentes linhas experimentais, sendo a maior parte do tempo na área em que se desenvolve experiências em física nuclear [18]. Atualmente a fonte de íons SECRAL está acoplada na linha de injeção do K70-SFC para acelerar íons pesados, que a seguir são ejetados no K450-SSC. Os raios de extração do feixe do SFC e SSC são 0,75 m e 3,20 m, respectivamente. Esses parâmetros são importantes para obter uma boa intensidade do feixe do sistema injetor [17,27]. Apresentamos nas Figuras 2.3 e 2.4 fotos dos cíclotrons SFC e SSC, respectivamente. A Tabela 1.1 apresenta as intensidades e energias de alguns feixes do SFC, SSC e CSR (*Storage Ring*).



Figura 2.3: Visão geral do Cíclotron SFC [28].



Figura 2.4: Visão geral do Cíclotron SSC [28].

ÍONS	ENERGIA			INTENSIDADE
	SFC	SSC	CSR	
$\text{H}_2^{1+}$	10		400	30
${}^7\text{Li}^{3+}$	9			2
${}^9\text{Be}^{3+}$	6.89			0.55
${}^{12}\text{C}^{5+/6+}$	8.47	100		0.4
${}^{12}\text{C}^{4+}$	7		1000	3200
${}^{16}\text{O}^{7+}$	10		25-400	3.0
${}^{26}\text{Mg}^{8+/12+}$	6.17	70		0.35
${}^{36}\text{Ar}^{8+}$	2.07	22		3.3
${}^{36}\text{Ar}^{8+}$	2.07	22	368	650
${}^{22}\text{Ne}^{7+/10+}$	6.17		70	1700
${}^{40}\text{Ca}^{12+}$	5.63			3.5
${}^{56}\text{Fe}^{17+}$	6.3			1.5
${}^{58}\text{Ni}^{19+}$	6.3		463.4	500
${}^{78}\text{Kr}^{19+/28+}$	4		487	750
${}^{112}\text{Sn}^{26+/35+}$	3.7		391	10000
${}^{129}\text{Xe}^{27+}$	3		235	500
${}^{129}\text{Xe}^{27+}$	1.84	19.5		0.4
${}^{181}\text{Ta}^{31+}$	1.19	12.5		0.03
${}^{208}\text{Pb}^{27+}$	1.1			1
${}^{209}\text{Bi}^{31+}$	0.91	9.5		0.05
${}^{209}\text{Bi}^{36+}$	2		170	60
${}^{238}\text{U}^{26+}$	0.81			0.33
${}^{238}\text{U}^{32+}$	1.22		100	160

Tabela 1.1: Intensidade e energias dos íons acelerados pelo o SFC, SSC e CSR [29].

### 2.1.4 O sistema CSR

O sistema CSR (*Cooling Storage Ring*) corresponde a um “storage ring system”, ou seja, um anel multifuncional, utilizado para produção de feixes radioativos [30]. Esse sistema foi instalado em 2005 [31] e se tornou uma das instalações mais importantes do laboratório de Lanzhou HIRFL. O sistema CSR é utilizado para também produzir feixes radioativos de vidas médias relativamente longas, mas com uma alta intensidade. O sistema como um todo é formado por dois anéis, um anel principal (CSRm) e um anel experimental (CSRe). Os íons acelerados pelo sistema cíclotrons SFC e SSC com energia em torno a 10-50 MeV/A, são

acumulados, esfriados e pós-acelerados pelo anel principal CSRm para uma alta faixa de energia de 100-400 MeV/A. Logo em seguida são extraídos do anel para produzir feixes radiativos ou íons altamente carregados. Esses feixes secundários são direcionados até o anel experimental CSRe e, depois, distribuídas para as diferentes linhas experimentais [17,32]. As Figura 2.5 e 2.6 mostram os esquemas dos anéis CSRm e CSRe, respectivamente.

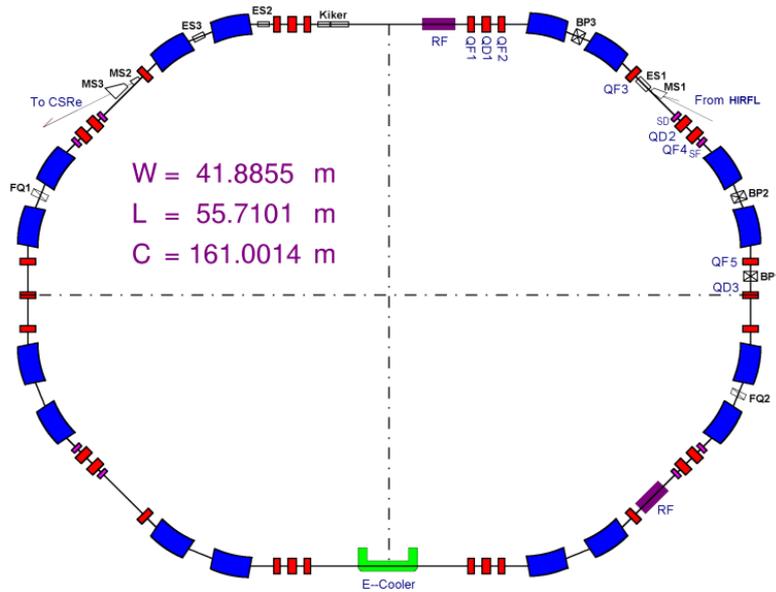


Figura 2.5: Desenho esquemático do anel CSRm e suas componentes. As componentes do anel constam na Ref [33].

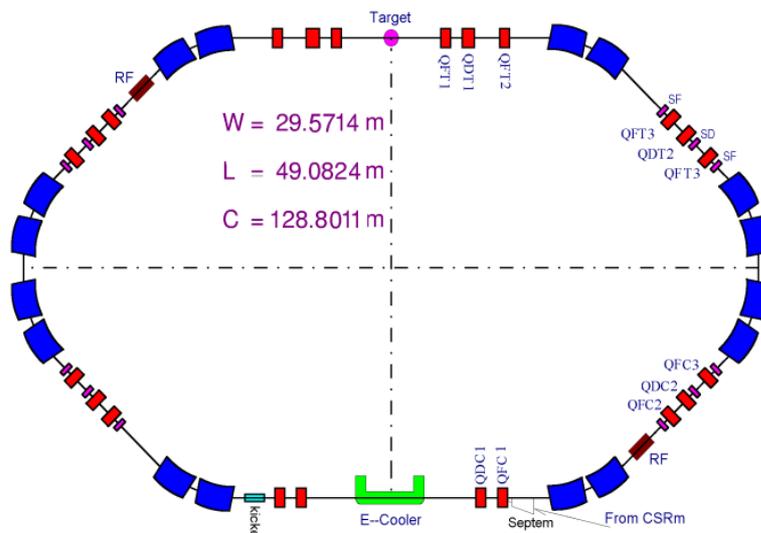


Figura 2.6: Desenho esquemático do anel CSRe e suas componentes. As componentes do anel constam na Ref [33].

### 2.1.5 O separador de fragmentação RIBLL

Apesar da possibilidade de obtermos feixes radioativos com o sistema de anéis CSR, os feixes radioativos, utilizados no presente trabalho, foram produzidos com o sistema espectrômetro separador de massa chamado: *Radioactive Ion Beam Line in Lanzhou* (RIBLL) [20]. Esse sistema separador foi instalado no laboratório do HIRFL em 1998 e está acoplado aos cíclotrons SFC e SCC para produzir feixes radiativos de meia vida curta, longe da linha de estabilidade. Com a possibilidade de utilizar feixes radioativos de diversos elementos, o laboratório começou a desenvolver uma linha de pesquisa relacionada ao estudo das propriedades espectroscópicas e de estrutura dos núcleos longe da linha de estabilidade e de investigação dos mecanismos de reações nucleares envolvendo esses núcleos. Os primeiros experimentos foram relacionados ao estudo da estrutura halo e a produção de feixes de  $^{19}\text{Ne}$ ,  $^{17}\text{N}$  e  $^{13-16}\text{C}$  a energias intermediárias [19]. O RIBLL corresponde a um sistema de dipolos e quadrupolos antissimétricos duplamente acromáticos com a finalidade de obter uma alta resolução e alta aceitação de momento e ângulo sólido. A vantagem do sistema acromático é que o tamanho do ponto do feixe é mantido pequeno, mesmo que o momento de aceitação seja maior, indicando que a posição e o ângulo da partícula no final do separador não dependem de seu momento [34]. Além disso, devido à sua configuração, o RIBLL tem três modos de operação: modo de alta resolução, resolução intermediária e resolução intermediária em combinação com o espectrômetro magnético a zero graus [19]. Isso permite a operação numa ampla faixa de energia e com uma boa resolução e seleção de massa produzindo feixes secundários limpos e de alta qualidade. O desenho esquemático do sistema RIBLL é apresentado na Figura 2.7.

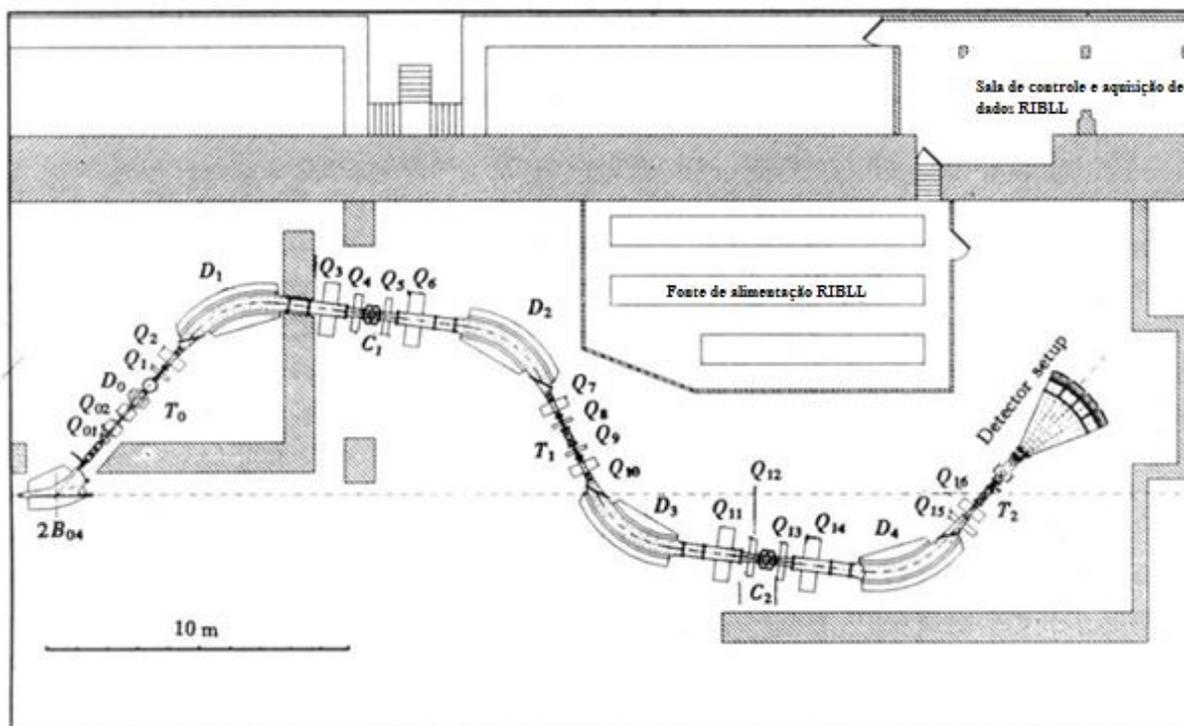


Figura 2.7: Desenho esquemático do sistema RIBLL. Figura adaptada da Ref [19].

Para obter feixes radioativos de alta intensidade e o mais puro possível, o RIBLL utiliza um esquema de separação baseado em dois estágios. No primeiro estágio, os feixes primários com energias intermediárias extraídos do SFC - SCC são desviados num ângulo de  $50^\circ$  pelo imã 2B04 (mostrado no canto esquerdo da Figura 2.7) e focalizados no alvo de produção na câmara  $T_0$  pelos quadrupolos  $Q_{01}$  e  $Q_{02}$ . A produção do feixe radioativo é dada nesse alvo de produção, que pode ser gasoso ou sólido, por uma reação de fragmentação. Essa reação produz vários contaminantes que precisam ser separados. Assim, o feixe secundário de interesse e os contaminantes atravessam a seção dos quadrupolos  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_3$  e  $Q_4$ , um degradador posicionado no plano de dispersão  $C_1$  e o dipolo  $D_1$ , produzindo feixes acromáticos que, então, serão selecionados em função de sua rigidez magnética ( $\frac{mv}{q}$ ) pelo dipolo  $D_1$ . No segundo estágio, temos os quadrupolos  $Q_5$ ,  $Q_6$ ,  $Q_7$  e  $Q_8$  e o dipolo  $D_2$  que são montados de forma estratégica para compensar a dispersão do feixe induzida pelos quadrupolos e dipolos anteriores. Esses sistema de elementos eletrostáticos selecionam o feixe secundário de interesse que, é, então direcionado até o alvo secundário  $T_1$ . A seguir, temos ainda um terceiro sistema de quadrupolos, degradadores e dipolos que melhoram ainda mais a seleção e limpeza do feixe de interesse, para que finalmente este seja focalizado no  $T_2$ , onde ocorrerá a reação de interesse

e aonde vários detectores do tipo strip *DSSDs* e telescópios  $\Delta E - E_R$  são montados para a identificação das partículas provenientes dessas reações.

A resolução de massa do RIBLL é  $\frac{\Delta A}{A} > 300$ , com aceitação de momento  $\frac{\Delta P}{P} = \pm 10\%$  e com aceitação de ângulo sólido  $> 7,0$  msr [35]. Esta configuração faz com que o separador RIBLL seja um sistema de produção de feixes radioativos bastante versátil, capaz de produzir feixes radioativos de energias intermediárias com uma boa qualidade e intensidade. O detalhamento do sistema RIBLL são encontrados nas Refs. [19, 20, 35].

## Noções do experimento

As medidas de espalhamento elástico de  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{N}$  no alvo de  $^{208}\text{Pb}$  nas energias de  $E_{\text{Lab}}=242$  MeV e  $E_{\text{Lab}}=342$  MeV, respectivamente, foram realizadas no laboratório de Lanzhou, na China. Os dados correspondem a energias cinco vezes acima da barreira Coulombiana para os núcleos  $^{13}\text{B}$  ( $V_B^{\text{Lab}} = 50$  MeV) e  $^{13}\text{N}$  ( $V_B^{\text{Lab}} = 72$  MeV). O feixe primário de  $^{16}\text{O}$  com energia de 59,54 MeV/A acelerado pelos ciclotrons SFC+SCC e o anel CSRm, interage com o alvo de produção de  $^9\text{Be}$  com espessura de 4,5 mm e 1,98 mm, produzindo os feixes radioativos de  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{N}$ , respectivamente. Os feixes produzidos e os contaminantes são direcionados até o separador de fragmentação (RIBLL) onde são purificados e selecionados em função a sua rigidez magnética ( $B\rho$ ) e depois focalizados até o alvo secundário de  $^{208}\text{Pb}$  com espessura de 13,3 mg/cm<sup>2</sup>.

### 3.1 Sistema de detecção

A configuração dos detetores, que foram utilizados nas medidas de espalhamento elástico, é apresentada na Figura 3.1. Foram utilizados dois sistemas com detetores de silício do tipo *Double Sided Silicon Strip Detector* (DSSD),  $\text{Si}_A$  e  $\text{Si}_B$ , com espessuras de 87  $\mu\text{m}$  e 65  $\mu\text{m}$ , respectivamente, e com *strips* de 16x16. Os detetores foram montados antes do alvo de  $^{208}\text{Pb}$  para fornecer a posição dos feixes incidentes. Para a detecção das partículas espalhadas foi montado um sistema de quatro telescópios ( $\Delta E - E_{\text{res}}$ ). Esses telescópios, Tel1, Tel2, Tel3 e Tel4 são do tipo DSSD com 32 pistas (*strips*) horizontais em uma face e 32 pistas (*strips*) verticais na outra face criando um plano de detecção de 1024 pixels de alta resolução em termos da posição de interação das partículas. A separação de 0,1 mm entre as pistas permite uma resolução em área de aproximadamente 1,5 mm<sup>2</sup>. A espessura no  $\Delta E$  foi de 150  $\mu\text{m}$  e no  $E_{\text{res}}$  de 1500  $\mu\text{m}$ . Eles foram montados numa posição estratégica para cobrir a faixa angular de 3° até 20° em intervalos de 1°.

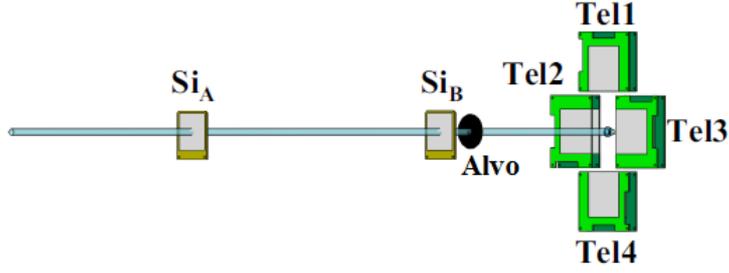


Figura 3.1: Desenho esquemático das configurações dos detectores. Figura adaptada da Ref. [16].

A identificação das partículas é feita utilizando-se o espectro bidimensional com os sinais de  $\Delta E$  e  $E_{res}$ . As partículas espalhadas, ao atravessar o detector  $\Delta E$ , perde parte de sua energia, e após ao serem totalmente freadas no detector  $E_{res}$  medimos sua energia residual. A energia depositada pela partícula no detector  $\Delta E$  ao atravessar uma espessura  $\Delta X$  é dada pela relação de Bethe-Bloch [36]:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi Z^2 e^4}{mv^2} N \left[ \text{Ln} \frac{2mv^2}{I} - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3.1)$$

onde  $\frac{dE}{dx}$  é também conhecido como *stopping power*,  $Z$  é o número atômico da partícula,  $m$  é a massa partícula,  $v$  é a velocidade da partícula,  $\beta = v/c$ ,  $N$  é a densidade de elétrons e  $I$  é o potencial de excitação médio. Aproximando a equação anterior considerando o caso não relativista, obtemos:

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{mZ^2}{E}, \quad (3.2)$$

Essa relação permite que a identificação dos feixes secundários e dos contaminantes seja realizada a partir dos espectros biparamétricos dos telescópios ( $\Delta E - E_{res}$ ), onde cada faixa de energia (definidas por curvas hiperbólicas) corresponde a diferentes massas ( $A$ ) e números atômicos ( $Z$ ). A separação entres as faixas é importante para uma melhor identificação dos feixes de  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{N}$  nos picos dos espectros e para a calibração dos telescópios ( $\Delta E - E_{res}$ ).

### 3.1.1 Espectro de $^{13}\text{B}$ e $^{13}\text{O}$

Os feixes de  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{O}$  com  $E_{lab} = 254$  MeV e  $E_{lab} = 413$  MeV, respectivamente, e seus contaminantes espalhados no alvo de  $^{208}\text{Pb}$  podem ser observados no espectro ( $\Delta E - E_{res}$ ) na Figura 3.2. Nesse espectro podemos claramente observar uma região pronunciada correspondente ao feixe espalhado e uma pequena quantidade de contaminante. Na Figura 3.3

mostramos o espectro biparamétrico ( $\Delta E - E_{res}$ ) do feixe de  $^{13}\text{B}$  com  $E_{\text{Lab}} = 242$  MeV e os contaminantes. A intensidade do feixe de  $^{13}\text{B}$  foi de aproximadamente de 2800 pps e com uma pureza do 87 %. Outras possíveis partículas que foram produzidas na reação foram eliminadas desse espectro utilizando-se uma combinação dos sinais da rigidez magnética e do tempo de voo (ToF) [16].

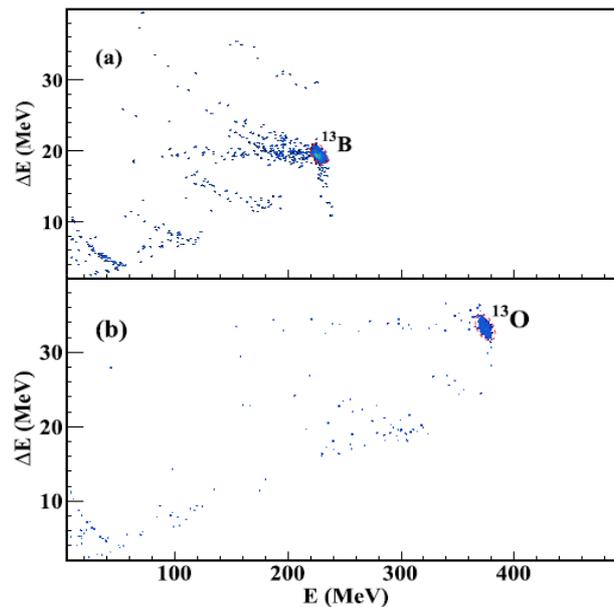


Figura 3.2: Espectro biparamétrico ( $\Delta E - E_{res}$ ), para o espalhamento de  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{O}$  no alvo de  $^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 254$  MeV e  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV [16] obtidos no Tel2.

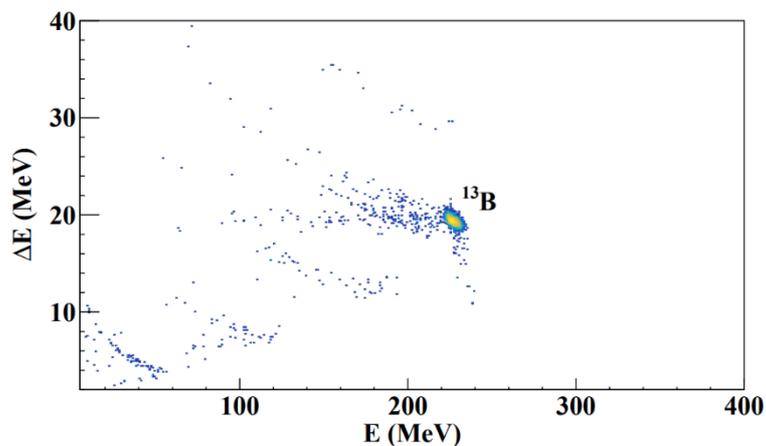


Figura 3.3: Espectro biparamétrico ( $\Delta E - E_{res}$ ), para o espalhamento de  $^{13}\text{B}$  no alvo de  $^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 242$  MeV, obtidos no Tel2.

### 3.1.2 Espectro de $^{13}\text{N}$

O feixe de  $^{13}\text{N}$  com  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV e seus contaminantes espalhados no alvo de  $^{208}\text{Pb}$  podem ser observados no espectro ( $\Delta E - E_{\text{res}}$ ) na Figura 3.4. Nesse espectro biraparamétrico, observamos o feixe  $^{13}\text{N}$ , e uma faixa correspondente à reação de *breakup* de  $^{12}\text{C}$  e os diferentes contaminantes. A média da intensidade do feixe de  $^{13}\text{N}$  foi de  $3 \times 10^4$  pps e com uma pureza de 47 %.

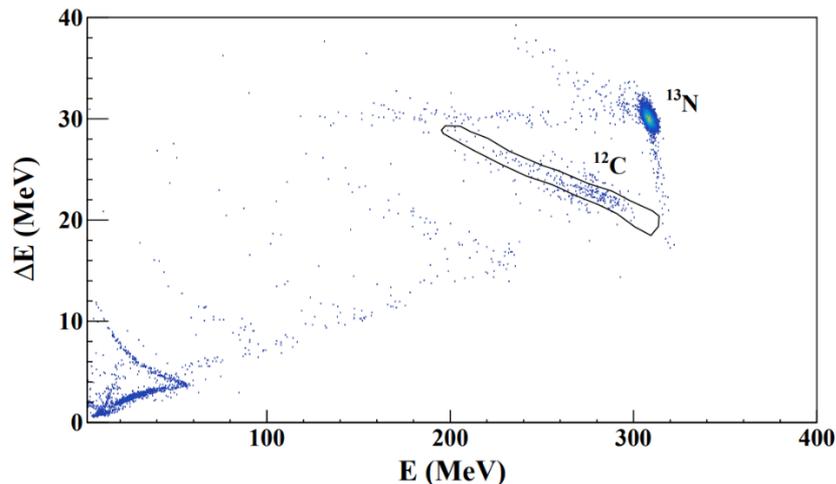


Figura 3.4: Espectro biraparamétrico ( $\Delta E - E_{\text{res}}$ ), para o espalhamento de  $^{13}\text{N}$  no alvo de  $^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 242$  MeV e a reação de quebra de  $^{12}\text{C}$ , obtidos no Tel2.

A calibração dos espectros de energia foi realizada com os feixes secundários. Com os sinais de rigidez magnética (Bp), as energias dos feixes secundários tais como  $^{13}\text{B}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  e outros podem ser calculadas. Nas figuras 3.2 – 3.4 mostramos os espectros biraparamétricos calibrados. Usualmente, temos um ou dois feixes secundários durante os experimentos no RIBLL, devido a sua alta pureza do feixe, sendo possível ser identificado mesmo sem calibrações.

A perda de energia das partículas nos detectores também podem ser calculadas com a plataforma LISE++ [37,38]. Essa plataforma permite ao usuário criar seu sistema de interesse utilizando diferentes geometrias em blocos para desenvolver um sistema separador de feixes radiativos. O LISE++ está baseada na linguagem de programação C++ onde podemos produzir e simular as trajetórias dos feixes por meio da geração de eventos usando o método Monte Carlo. Neste trabalho simulamos o sistema RIBLL usando esta plataforma, que foi desenvolvido pelo o Prof. K. Wang e o Prof. Y. Y. Yang, para poder calcular a produção e a

perdida de energia dos feixes de  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{N}$ . Na Figura 3.5 e 3.6 mostramos a simulação da perda de energia do feixe ao atravessar o telescópio ( $\Delta E - E_{res}$ ) para o feixe de  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{N}$ , respectivamente, usando LISE++.



Figura 3.5: Simulação do ( $\Delta E - E_{res}$ ) (150  $\mu\text{m}$  e 1500  $\mu\text{m}$ ) para o feixe de  $^{13}\text{B}$  no sistema RIBLL.

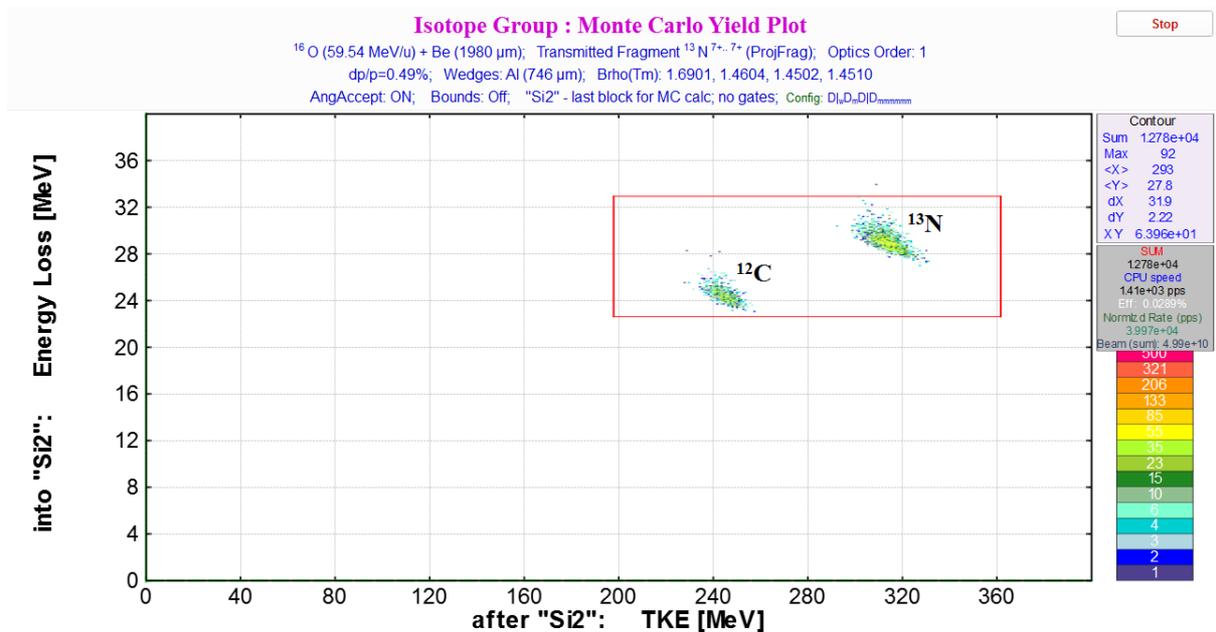


Figura 3.6: Simulação do ( $\Delta E - E_{res}$ ) (150  $\mu\text{m}$  e 1500  $\mu\text{m}$ ) para os feixes de  $^{13}\text{N}$  e  $^{12}\text{C}$  no sistema RIBLL.

Espectros desse tipo foram gerados para cada ângulo medido (Figura 3.2 – 3.4). Então, fazendo a seleção na região das partículas espalhadas de interesse e projetando no eixo de energia podemos obter o número e contagem do pico correspondente ao espalhamento elástico para cada ângulo medido. A seção de choque diferencial de espalhamento elástico experimental normalizado com a seção de choque de Rutherford é determinado pela seguinte expressão [39].

$$\frac{d\sigma_{Exp}/d\Omega}{d\sigma_{Ruth}/d\Omega} = C \times \frac{N_{Exp}}{N_{Ruth}}$$

Onde  $C$  é a constante de normalização,  $N_{Exp}$  é o número de contagens de espalhamento, e  $N_{Ruth}$  é o numero de contagens de espalhamento Rutherford usando a simulação Monte Carlo. A Figura 3.7 mostra o esquema para calcular o  $N_{Ruth}$ . Nessa Figura, observamos que o feixe incidente atinge o alvo na posição  $(x_C, y_C, z_C)$  passando pelo PPAC1 e PPAC2 nas posições  $(x_A, y_A, z_A)$  e  $(x_B, y_B, z_B)$ , respectivamente. A saída do feixe foi determinada pela posição ao atingir o alvo e a posição  $(x_D, y_D, z_D)$  ao atingir o detector DSSD.

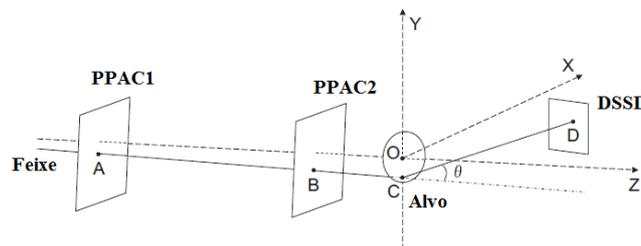


Figura 3.7: Esquema do cálculo de  $N_{Ruth}$ . Figura adaptada da Ref [39]

Para calcular  $N_{Ruth}$  devemos considerar que o espalhamento  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{N}$  é puramente Rutherford na faixa angular analisada, levando em conta a geometria do sistema de detecção adotado. Além disso, este método permite minimizar os erros sistemáticos devido ao cálculo do ângulo sólido, a espessura do alvo e as possíveis incertezas na posição dos detectores. Mais detalhes sobre este método de simulação Monte Carlo para o espalhamento Rutherford pode ser encontrado na Ref [39].

A partir das seções de choque obtidas para cada ângulo podemos construir as distribuições angulares que serão analisadas de acordo com o ferramental teórico descrito na próxima seção.

---

## Fundamentação Teórica

---

Nesse trabalho analisamos as distribuições angulares do espalhamento elástico, para verificar os efeitos de estrutura e a influência de outras reações com cálculos de modelo óptico e canais acoplados. Para tanto, a seguir descrevermos um pouco da teoria utilizada. Na interação do projétil com um alvo, dependendo do parâmetro de impacto, três interações predominantes e básicas podem ocorrer: a formação do núcleo composto (gerando reações de fusão completa, incompleta e fissão), reações diretas (transferência e *breakup*) e espalhamento (elástico e inelástico). Na reação nuclear de formação do núcleo composto, a interação nuclear forte de curto alcance é responsável pela fusão dos núcleos, que permanecem num estado excitado por um tempo da ordem de  $10^{-20}$  s, para depois decair, emitindo partículas e radiação gama. Nas reações diretas, a interação é periférica e ocorre num curto intervalo de tempo, da ordem de  $10^{-22}$  s. Por ser um processo de interação de escala de tempo relativamente menor em comparação com as reações de formação de núcleo composto, diferentes reações são produzidas como: transferência e *breakup*, assim como espalhamento elástico e excitação inelástica [29]. Estas reações produzidas pela interação do projétil com o alvo também são conhecidas como canais de reações. Inicialmente o projétil ( $a$ ) e o alvo ( $A$ ) se encontram num estado inicial  $|\alpha\rangle = |a, A\rangle$  que se altera para o estado final  $|\beta\rangle = |b, B\rangle$  após da interação. Dentre todas as possíveis reações, em geral, o canal mais importante após a fusão é o canal elástico, onde em nossa notação:  $|\alpha\rangle = |\beta\rangle$ . Para núcleos deformados, com forte configuração de clusters e fracamente ligados, os canais inelástico e de quebra do projétil são também bastante importantes. Devemos ressaltar que a reação de quebra ou *breakup* ocorre quando o projétil interage com o campo Coulombiano ou nuclear do alvo. O observável a ser medido para investigarmos esses processos é a seção de choque, que corresponde a probabilidade de que um determinado processo ocorra e relaciona as informações da interação nuclear (potencial) com as propriedades espectroscópicas (energia, spin e paridade dos estados envolvidos) e da estrutura dos núcleos (raio e configurações). Nesse trabalho estamos tratando o espalhamento elástico e por essa razão a descrição quântica e semi-clássica para esse canal em específico. Além disso, estamos também interessados em estudar a influência de outros

canais, como excitações do alvo ou do projétil e reações de quebra ou transferência, no processo de espalhamento elástico. Para tanto, utilizamos o formalismo de canais acoplados, *Coupled Channel* (CC) em inglês, reações acopladas, *Reaction Coupled Channel* (CRC), e canais acoplados com discretização do contínuo, *Continuum Discretized Coupled Channel* (CDCC). Em seguida, apresentamos uma descrição geral desses formalismos.

## 4.1 O espalhamento elástico

Na colisão entre dois núcleos no regime de energias baixas e intermediárias, o processo mais provável de ocorrer é o de espalhamento elástico. Esse espalhamento se dá devido a um potencial dado pela combinação das interações Coulombiana e nuclear. A interação nuclear é descrita por um potencial de curto alcance  $V(\mathbf{r})$ , onde  $\mathbf{r} = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$  é a distância relativa entre os núcleos. Enquanto a interação Coulombiana é devido ao potencial Coulombiano conhecido. Na descrição quântica desse processo consideramos inicialmente uma onda plana incidente movendo-se na direção  $+z$  que será espalhada pelo potencial estático do alvo, produzindo uma onda esférica divergente que se propaga ao infinito, assim como apresentado na Figura 4.1.

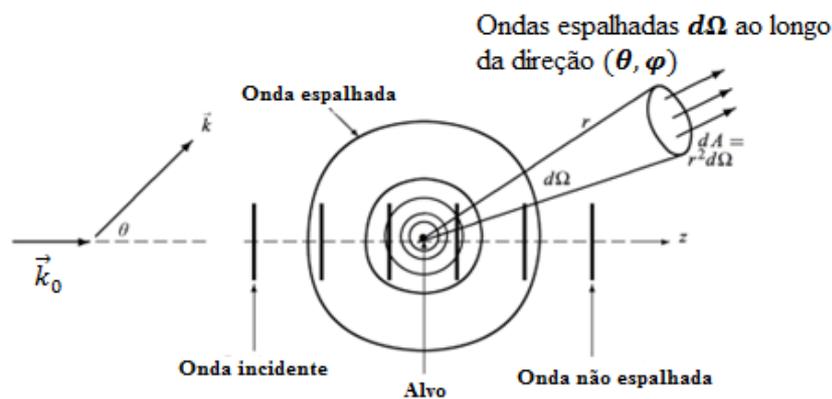


Figura 4.1: Representação do espalhamento isotrópico entre dois núcleos. Adaptada da Ref [40].

A partícula livre antes da colisão é descrita por uma onda plana incidente tal que:

$$\psi_{inc} = A e^{ikz}, \quad (4.1)$$

onde  $A$  é uma constante de normalização. Em medidas de espalhamento elástico entre partículas, a distância do centro espalhador (alvo) em relação aos detectores é muito maior que as dimensões nucleares, o que corresponde ao regime assintótico ( $r \rightarrow \infty$ ). Neste caso, a partícula espalhada será descrita por uma onda esférica divergente que emerge do centro

espalhador:

$$\psi_{disp}(r, \theta) = A f(\theta) \frac{e^{iK.r}}{r} \quad (4.2)$$

A função de onda total para o espalhamento será então uma superposição da função de onda incidente e a função de onda esférica espalhada:

$$\psi_t(r, \theta) = A(e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{iK.r}}{r}), \quad (4.3)$$

onde  $f(\theta)$  representa a amplitude de espalhamento. Que engloba toda a informação do processo de interação entre o projétil e o alvo. No caso de partículas sem spin e não polarizadas, a amplitude de espalhamento terá simetria azimutal. Considerando ainda que a amplitude dependa do fluxo de partículas espalhadas num ângulo sólido  $\Delta\Omega$ , podemos definir a densidade de corrente de probabilidade:

$$J_{inc} = \frac{\hbar}{2\mu i} (\psi_t^* \nabla \psi_t - \psi_t \nabla \psi_t^*), \quad (4.4)$$

onde  $\mu$  é a massa reduzida

Podemos ainda obter a densidade de corrente de probabilidade da onda plana incidente

$$J_{inc} = |A|^2 \frac{\hbar k}{\mu} = |A|^2 v, \quad (4.5)$$

Do mesmo jeito calculamos a densidade de corrente de probabilidade para a onda esférica divergente que atravessa uma área  $\Delta S = r^2 d\Omega$

$$J_{dis} r^2 d\Omega \sim \frac{\hbar}{\mu} \text{Im} \left[ f^*(\theta) \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] r^2 d\Omega = |A|^2 v |f(\theta)|^2 d\Omega, \quad (4.6)$$

onde  $v$  é a velocidade da partícula.

Por definição, a seção de choque de espalhamento é determinada pela razão da densidade de corrente da onda espalhada, que atravessa a superfície do detector  $r^2 d\Omega$ , e a corrente de probabilidade incidente:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{J_{dis} r^2 d\Omega}{J_{inc}} = |f(\theta)|^2, \quad (4.7)$$

Este resultado mostra que a seção de choque do espalhamento elástico de duas partículas está relacionada diretamente com a amplitude de espalhamento quadrática.

## 4.2 Cálculo da amplitude de espalhamento

O problema do espalhamento entre duas partículas mediante o potencial Coulombiano ( $V_C(\mathbf{r})$ ) e o potencial nuclear ( $V_N(\mathbf{r})$ ) é reduzido ao resolver a equação de Schrödinger no regime estacionário.

$$(\nabla^2 + k^2)\Psi_T(\mathbf{r}) = \frac{2\mu}{\hbar^2}(V_C(\mathbf{r}) + V_N(\mathbf{r}))\Psi_T(\mathbf{r}), \quad (4.8)$$

onde  $k^2 = \frac{2\mu E}{\hbar^2}$  é o número de onda

Da equação 4.8 podemos expressar a função de onda total como uma expansão de ondas parciais, que pode ser escrito da seguinte forma:

$$\Psi_T(\mathbf{r}) = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} y_l(\mathbf{r}) P_l(\cos(\theta)), \quad (4.9)$$

onde  $y_l(\mathbf{r})$  é a parte radial da função de onda total. Então, reescrevendo a equação de Schrödinger para  $y_l(\mathbf{r})$ , obtemos a seguinte equação:

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + k^2 \right) y_l(\mathbf{r}) = \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_C(\mathbf{r}) + V_N(\mathbf{r})) y_l(\mathbf{r}) \quad (4.10)$$

Essa equação tem como solução a função regular ( $F_l(\boldsymbol{\eta}, k\mathbf{r})$ ) e irregular ( $G_l(\boldsymbol{\eta}, k\mathbf{r})$ ) de Coulomb assintóticas, dadas por [41]:

$$F_l(\boldsymbol{\eta}, k\mathbf{r}) \rightarrow \sin \left( k\mathbf{r} - \boldsymbol{\eta} \ln(2k\mathbf{r}) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l \right), \quad (4.11)$$

$$G_l(\boldsymbol{\eta}, k\mathbf{r}) \rightarrow \cos \left( k\mathbf{r} - \boldsymbol{\eta} \ln(2k\mathbf{r}) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l \right), \quad (4.12)$$

sendo que  $y_l(\mathbf{r})$  pode ser descrita como uma superposição das funções de Coulomb.

$$y_l(\mathbf{r}) = g_l^N F_l(\boldsymbol{\eta}, k\mathbf{r}) + f_l^N G_l(\boldsymbol{\eta}, k\mathbf{r}), \quad (4.13)$$

E obtemos a função de onda total:

$$\Psi_T(\mathbf{r}) = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} (g_l^N F_l(\boldsymbol{\eta}, k\mathbf{r}) + f_l^N G_l(\boldsymbol{\eta}, k\mathbf{r})) P_l(\cos(\theta)), \quad (4.14)$$

onde a função de onda emergente Coulombiana pode ser reescrita a partir de  $F_l(\boldsymbol{\eta}, k\mathbf{r})$  e  $G_l(\boldsymbol{\eta}, k\mathbf{r})$  da seguinte forma:

$$H_l^{(+)} = G_l(\eta, kr) + iF_l(\eta, kr) = e^{i(kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l)}, \quad (4.15)$$

É possível separar as contribuições das funções de onda Coulombiana e nuclear da função de onda total, de acordo com:

$$\Psi_T(r) = \Psi_C(r) + \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} f_l^N H_l^{(+)} P_l(\cos(\theta)), \quad (4.16)$$

Com isso a função de onda nuclear é dada por:

$$\Psi_N(r) = \frac{1}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} (S_l^N - 1) e^{i(kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l)} P_l(\cos(\theta)), \quad (4.17)$$

onde  $f_l^N = \frac{1}{2i} (S_l^N - 1)$  é o coeficiente complexo nuclear e  $S_l^N = e^{2i\delta_l^N}$  é a matriz de espalhamento nuclear, matriz-S, que contém todos os detalhes do espalhamento.

Assim, pode-se concluir que a amplitude de espalhamento nuclear e Coulombiana são descritas da seguinte forma, respectivamente por:

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l} (e^{2i\delta_l^N} - 1) P_l(\cos(\theta)), \quad (4.18)$$

$$f_C(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\sigma_l} - 1) P_l(\cos(\theta)), \quad (4.19)$$

Deste modo, a seção de choque diferencial elástica é obtida como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_N(\theta) + f_C(\theta)|^2, \quad (4.20)$$

A seção de choque total de espalhamento elástico pode ser obtida integrando no ângulo sólido [42]:

$$\sigma_{El} = \int \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |S_l^N - 1|^2, \quad (4.21)$$

A partir da Eq. 4.21, notamos que o termo Coulombiano diverge, e, usualmente, consideramos apenas a amplitude nuclear no cálculo da seção de choque total elástica.

Da relação anterior, Eq. 4.21, ainda, podemos obter a seção de choque total de reação que é descrita como o desvio de fluxo do canal elástico para outros mecanismos de reação, e que está relacionada com o coeficiente de transmissão  $T = 1 - |S_l^N|^2$ , dado por:

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l^N|^2), \quad (4.22)$$

### 4.3 Modelo óptico

Como vimos na seção anterior, a determinação teórica da distribuição angular para o processo de espalhamento elástico depende da matriz de espalhamento. Para determinarmos a matriz de espalhamento precisamos das funções de onda espalhada que por sua vez depende do potencial considerado na interação. A alternativa utilizada em cálculos de espalhamento elástico é considerar o modelo óptico. Esse modelo trata-se da interação efetiva desenvolvido para descrever o processo de espalhamento elástico através de potenciais. Esse modelo reduz o problema de interação de muitos corpos (núcleos do projétil e alvo) para uma interação média de dois corpos através de um potencial complexo. Em 1953, H. Feshbach [43] introduziu esse modelo assumindo que a perda do fluxo do canal elástico é devido a influência de outros canais de reação (de saída). Nesse caso, a absorção do fluxo elástico seria dada, então, pela parte imaginária do potencial complexo. Essa ideia é similar à situação de uma onda de luz que atravessa uma esfera de vidro. O espalhamento elástico e as reações nucleares estariam, portanto, relacionados com a refração e absorção da onda, respectivamente.

No modelo óptico o potencial de interação é, então, dado por um potencial complexo do tipo:

$$V_{opt} = V(\mathbf{r}) + iW(\mathbf{r}), \quad (4.23)$$

onde  $V(\mathbf{r})$  é o potencial real relacionado com o canal elástico e  $W(\mathbf{r})$  é o potencial imaginário relacionado com a diminuição do fluxo (absorção) do canal elástico devido a outras reações. A determinação exata desses potenciais ainda não é possível, mas vários modelos de potenciais fenomenológicos têm sido implementados nesses cálculos para a descrição do espalhamento elástico. Os potenciais mais utilizados são do tipo Woods-Saxon e potenciais de dupla convolução.

### 4.4 Potencial de Woods-Saxon

Inicialmente, o potencial complexo utilizado no modelo óptico para o espalhamento de núcleos em alvos leves ( $A < 20$ ) foi do tipo poço quadrado, que considerava toda a densidade de carga localizada na superfície. No entanto, esse potencial não descreve muito bem os dados de espalhamento elástico em alvos mais pesados, apresentando um aumento considerável da seção de choque para ângulos traseiros [44]. A introdução do potencial nuclear fenomenológico do tipo Woods-Saxon, baseada no modelo de camada, descreve o espalhamento como sendo uma interação média dos nucleons num potencial atrativo. A forma desse potencial, tanto na

parte real como imaginária é descrita como:

$$V_N = -\frac{V_0}{1+e^{-\frac{r-R_v}{a_v}}} - \frac{iW_0}{1+e^{-\frac{r-R_w}{a_w}}}, \quad (4.24)$$

Esse potencial tem seis parâmetros:  $V_0$  e  $W_0$  são as profundidades da parte real e imaginária do potencial,  $R_v$  e  $R_w$  são os raios real e imaginário, definidos por:  $R_{r,i} = r_{0(r,i)} \left( A_p^{\frac{1}{3}} + A_a^{\frac{1}{3}} \right)$  e  $a_v$  e  $a_w$  são as difusividades da parte real e imaginária. Nesse potencial os parâmetros são ajustáveis. Nesse caso a física do processo de espalhamento elástico está descrita nesses seis parâmetros apresentados na Figura 4.2. O ajuste com esses seis parâmetros livres, podem produzir certas ambiguidades. Ou seja, diferentes combinações dos parâmetros, podem descrever bem os dados experimentais. Por exemplo, um conjunto de parâmetros com uma profundidade grande pode descrever os dados de uma forma similar ao conjunto onde o a profundidade é mais rasa, mas com um raio maior.

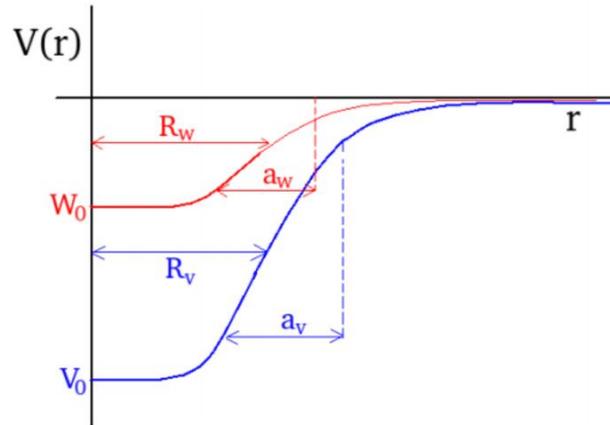


Figura 4.2: Representação do potencial Woods-Saxon indicando os parâmetros. Onde  $(V_0, R_v, a_v)$  e  $(W_0, R_w, a_w)$  para a parte real e imaginária, respectivamente. Extraída da Ref [45].

## 4.5 Potencial de São Paulo

Com a finalidade de minimizar o número de parâmetros livres e obter um potencial médio que possa descrever uma grande quantidade de dados de espalhamento elástico, foram desenvolvidos os potenciais de dupla convolução, como o potencial de São Paulo [46]. Assim, o potencial de São Paulo é também um potencial fenomenológico de dupla convolução das densidades nucleares proposto para eliminar as ambiguidades do potencial fenomenológico de Woods-Saxon. Esse potencial está relacionado com o princípio de não localidade de Pauli e a distribuição de matéria e carga descritas pela função de Fermi (2pF).

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}}, \quad (4.25)$$

Os cálculos baseados no modelo teórico desse potencial descrevem a maioria das interações de espalhamento elástico e inelástico entre íons pesados a energias abaixo da barreira Coulombiana [46]. A forma do potencial de dupla convolução é dada por:

$$V_N = \int \rho_p(\mathbf{r}_p) \rho_q(\mathbf{r}_q) v_{NN} d\mathbf{r}_p d\mathbf{r}_q, \quad (4.26)$$

onde  $\rho_p(\mathbf{r}_p)$  e  $\rho_q(\mathbf{r}_q)$  são as densidades nucleares do projétil e do alvo e  $v_{NN}$  é o potencial de interação efetiva nucleon-nucleon.

O potencial de interação efetiva nucleon-nucleon pode ser descrito considerando as aproximações de alcance finito e *zero-range* (alcance zero). Na aproximação de alcance finito, um potencial de interação extensivamente usado para descrever o espalhamento elástico e inelástico a baixas energias é o potencial M3Y [47], cuja parametrização é:

$$\text{M3Y: } v_{NN}(r) = \left[ 7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} \right] - 276 \left( 1 - \frac{0.005E}{A} \right) \delta(r) \text{ MeV}, \quad (4.27)$$

Os dois primeiros termos desse potencial são devidos a troca de um pión e dois píons, respectivamente, e estão relacionados com o potencial de Yukawa. O termo delta de Dirac é devido à troca de nucleons na interação dos núcleos. Pode-se encontrar detalhes desse modelo na Ref [47].

Na aproximação de alcance zero, o potencial efetivo reduz a integral de 6 dimensões para 3 dimensões assumindo a forma  $v_{NN} = -V_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p + \mathbf{r}_q)$ , com  $V_0 = -456 \text{ MeV fm}^3$ . Esse potencial efetivo nucleon-nucleon leva em conta o efeito da não-localidade de Pauli, assumindo que a troca de posição de um nucleon entre o projétil e o alvo ocorre no mesmo

ponto. O sistema de coordenadas usado no potencial de São Paulo é apresentado na Figura 4.3. Considerando a aproximação anterior o potencial de São Paulo é obtido da forma:

$$V_{PSP} = \int \rho_p(\mathbf{r}_p)\rho_q(\mathbf{r}_q) v_{NN} e^{-\frac{4v^2}{c^2}} d\mathbf{r}_p d\mathbf{r}_q, \quad (4.28)$$

sendo  $e^{-\frac{4v^2}{c^2}}$  representa o termo de não localidade de Pauli, com  $v = \frac{2}{\mu} [E - V_c - V_N]$  é a velocidade relativa dos núcleos.

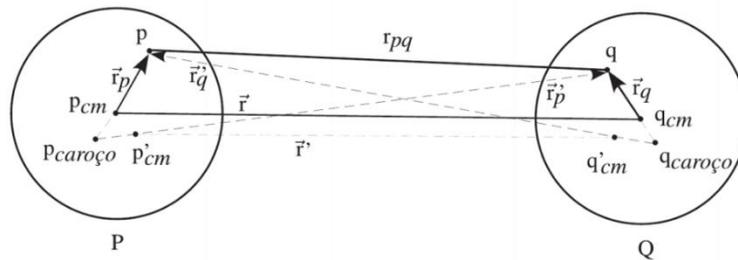


Figura 4.3: Sistema de coordenadas do potencial de São Paulo [48].

Finalmente, usando o potencial de São Paulo é possível criar um potencial óptico tanto na parte real quando na parte imaginária

$$V_{opt} = (N_r + iN_i)V_{SPP}, \quad (4.29)$$

onde  $N_r$  e  $N_i$  são os fatores de normalização para a parte real e imaginária, respectivamente. No formalismo desse potencial, os fatores de normalização foram determinados a partir da análise sistemática das distribuições angulares do espalhamento elástico de íons pesados em várias energias, obtendo os valores de  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,78$  [49]. Utilizando esses valores médios o Potencial de São Paulo pode ser considerado como um potencial “standard”.

## 4.6 Método de Canais Acoplados (CC)

As primeiras investigações de espalhamento elástico dos núcleos no regime de baixa energia, usando o modelo óptico, mostrou-se em concordância com os experimentos. No entanto, toda a física do processo ficava escondida nos parâmetros obtidos. Além disso, outros, efeitos deveriam ser manifestados, por exemplo, o espalhamento inelástico que não podiam ser adequadamente descritos pelo modelo óptico. Uma explicação qualitativa do espalhamento inelástico era dada pelo modelo estatístico [50], que também apresentava discrepâncias com os dados experimentais. Em 1956, S. Yoshida [51] introduziu o método de canais acoplados (CC), assumindo que uma interação superficial forte afetaria o canal de espalhamento elástico em

segunda ordem [52]. Esse método considera a solução de poucas equações acopladas de vários possíveis canais de reação para descrever a interação entre os núcleos. A aplicação do método foi então utilizada para o canal elástico e inelástico, no caso em que os estados pertencem à mesma partição. No processo de espalhamento inelástico, a função de onda interna muda e o núcleo é excitado num estado de energia pertencente à mesma partição, sem transferência de partículas. No caso de transferência de partículas (processo de rearranjo) os estados pertencem a mais de uma partição, e o formalismo para descrever esse processo é o método de canais de reação, ou *Coupled Reaction Channel* (CRC) em inglês. Na Figura 4.4 mostramos o esquema do modelo de canais acoplados.

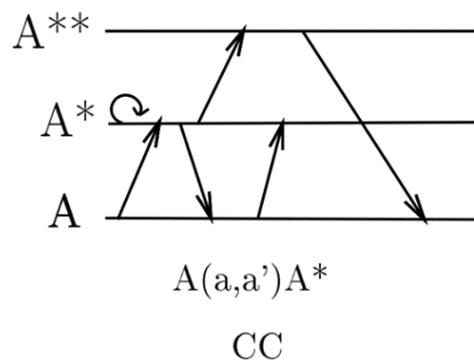


Figura 4.4: Desenho esquemático do método de canais acoplados (CC).

No formalismo de CC a função de onda  $\psi_T$  é composta por uma somatória de vários estados excitados do alvo (e/ou projétil), expandida para a partição  $|\alpha\rangle = \mathbf{a} + \mathbf{A}$ , onde  $\mathbf{a}$  é o projétil e  $\mathbf{A}$  o alvo.

$$\psi_T = \sum_{\alpha} \chi_{\alpha}(\mathbf{r}_{\alpha}) \varphi_{\alpha}(\mathbf{x}_{\alpha}), \quad (4.30)$$

onde  $\mathbf{r}_{\alpha}$  é a coordenada relativa entre o alvo e o projétil e  $\mathbf{x}_{\alpha}$  corresponde à coordenada interna da partição  $\alpha$ . Essa função onda deve satisfazer a equação de Schrödinger:

$$(\mathbf{E} - \mathbf{H})\psi_T = \mathbf{0}, \quad (4.31)$$

onde  $\mathbf{H}$  é o Hamiltoniano  $\mathbf{H} = \mathbf{T}_{\alpha} + \mathbf{h}_{\alpha} + \mathbf{V}_{\alpha}$ , sendo  $\mathbf{T}_{\alpha}$  a energia cinética,  $\mathbf{h}_{\alpha}$  o hamiltoniano interno e  $\mathbf{V}_{\alpha}$  o potencial de interação do projétil e o alvo. A hamiltoniana interna atua sobre as funções internas, da forma:

$$\mathbf{h}_\alpha \boldsymbol{\varphi}_\alpha(\mathbf{x}_\alpha) = \varepsilon_\alpha \boldsymbol{\varphi}_\alpha(\mathbf{x}_\alpha), \quad (4.32)$$

Multiplicando ambos termos da (4.32) por  $\boldsymbol{\varphi}_\alpha(\mathbf{x}_\alpha)$  e integrando sobre as coordenadas internas ( $\mathbf{x}_\alpha$ ) na equação de Schrödinger, obtemos as equações acopladas:

$$(\mathbf{E} - \varepsilon_\alpha - \mathbf{K}_\alpha - \mathbf{V}_{\alpha\alpha})\boldsymbol{\chi}_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} \mathbf{V}_{\alpha\alpha'} \boldsymbol{\chi}_{\alpha'}(\mathbf{r}_{\alpha'}), \quad (4.33)$$

onde:

- $\mathbf{V}_{\alpha\alpha} = \langle \boldsymbol{\chi}_\alpha | \mathbf{V} | \boldsymbol{\chi}_\alpha \rangle$  é o potencial relacionado com o espalhamento elástico;
- $\mathbf{V}_{\alpha\alpha'} = \langle \boldsymbol{\chi}_\alpha | \mathbf{V} | \boldsymbol{\chi}_{\alpha'} \rangle$  é o elemento de matriz do potencial de acoplamento responsável pela excitação do estado final  $\alpha'$ .

Com essas equações acopladas, a descrição da influência da deformação dos núcleos pode ser alcançada, aplicando-se modelos que descrevem as deformações para os potenciais de acoplamento  $\mathbf{V}_{\alpha\alpha}$  e  $\mathbf{V}_{\alpha\alpha'}$ . Como esses potenciais tem uma dependência com o raio nuclear, podemos utilizar diferentes modelos nucleares como o modelo de partícula única (*cluster*) ou modelo coletivo para aplicar deformações nesses potenciais. Essas equações acopladas podem possuir muitos estados (devido às inúmeras excitações do alvo e do projétil), cuja solução demandaria um tempo de processamento computacional para a finalização do cálculo. Soluções analíticas podem ser obtidas em algumas situações, truncando as equações mediante uma aproximação. Abaixo vamos descrever os modelos que podemos utilizar nos potenciais para podermos realizar os cálculos de canais acoplados.

#### 4.7 Modelo partícula única (*cluster*)

O modelo de partícula única ou de *cluster*, considera que a estrutura de alguns núcleos pode ser descrita por um conjunto de aglomerados (*clusters*) de partículas. Nesse modelo, o núcleo de  ${}^9\text{Be}$  seria descrito por uma configuração de  $\boldsymbol{\alpha} + \boldsymbol{\alpha} + \mathbf{n}$ . Já o núcleo  ${}^{13}\text{C}$  seria descrito no modelo de *cluster* por uma configuração de  $\boldsymbol{\alpha} + \boldsymbol{\alpha} + \boldsymbol{\alpha} + \mathbf{n}$  ou  ${}^{12}\text{C} + \mathbf{n}$ . Núcleos exóticos possuem ainda a configuração de um caroço e uma ou duas partículas (nucleons) de valência. Por exemplo, o núcleo exótico  ${}^8\text{B}$ , pode ser descrito como um próton de valência orbitando o caroço de  ${}^7\text{Be}$ . O esquema deste modelo pode ser observado na Figura 4.5. Para os sistemas com configuração de *cluster*, os potenciais de excitação nuclear e Coulombiano devem ser descritos como uma combinação da interação de cada *cluster* do projétil com o alvo. Este potencial de acoplamento pode ser escrito como:

$$U(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = U_1(\mathbf{R}_1) + U_2(\mathbf{R}_2), \quad (4.34)$$

onde:

- $U_1(\mathbf{R}_1)$  é o potencial de interação do caroço com o alvo.
- $U_2(\mathbf{R}_2)$  é o potencial de interação da partícula de valência com o alvo.

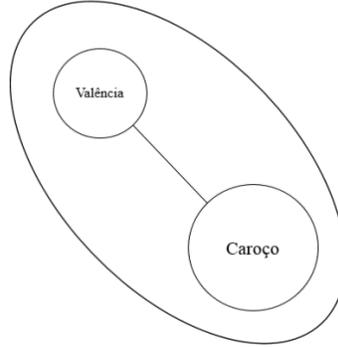


Figura 4.5: Esquema do modelo de *cluster*.

O sistema de coordenadas do caroço e da partícula de valência são:

$$\mathbf{R}_1 = \mathbf{R} - \frac{m_2}{m_1+m_2} \mathbf{r} \quad \text{e} \quad \mathbf{R}_2 = \mathbf{R} + \frac{m_1}{m_1+m_2} \mathbf{r}, \quad (4.35)$$

onde  $\mathbf{R}$  e  $\mathbf{r}$  são as coordenadas de centro de massa e internas. Esses potenciais de acoplamento serão avaliados nas equações acopladas considerando as funções de onda interna no estado fundamental e nos estados excitados.

#### 4.8 Modelo coletivo

Outra possibilidade para descrição de estados relacionados a excitação do núcleo alvo ou projétil é através da utilização de um modelo de deformação por movimentos coletivos. Nesse formalismo as excitações são interpretadas como deformações na distribuição de carga e de massa dos núcleos, que por sua vez tem como variável o raio nuclear. No canal de excitação inelástica de saída, tanto o projétil como o alvo (ou ambos) podem ser excitados.

$$\mathbf{a} + \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{a}^* + \mathbf{A} \quad \text{ou} \quad \mathbf{a} + \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{a} + \mathbf{A}^* \quad \text{ou} \quad \mathbf{a} + \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{a}^* + \mathbf{A}^*$$

A excitação pode ser explicada como o movimento coletivo dos núcleos, seja do tipo rotacional ou vibracional. Para núcleos esféricos o raio nuclear (distância do centro do núcleo até a superfície) é constante e o potencial nuclear não será deformado. No entanto, se o núcleo

é deformado o raio nuclear não será constante e dependerá do ângulo azimutal ou do ângulo sólido num ponto da superfície. A deformação do raio nuclear pode, então, ser expressa em termos dos harmônicos esféricos:

$$\mathbf{R} = R_0 \left( \mathbf{1} + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\boldsymbol{\Omega}) \right), \quad (4.36)$$

onde  $\alpha_{\lambda\mu}$  é o comprimento de deformação nuclear, definido como o produto do parâmetro de deformação ( $\beta_\lambda$ ) e o raio nuclear,  $\alpha_{\lambda\mu} = \beta_\lambda R_0$ . No caso de  $\beta_2 > 0$  a deformação é chamada prolata e para  $\beta_2 < 0$  é chamada oblata, e  $Y_{\lambda\mu}(\boldsymbol{\Omega})$  são os harmônicos esféricos.

Considerando que o raio nuclear seja deformado, os potenciais nuclear e Coulombiano, que dependem do raio nuclear, também serão deformados. A determinação do potencial Coulombiano e nuclear deformados a partir da expansão multipolar pode ser vista com detalhes nas Refs [41,53]. O potencial Coulombiano é dado por:

$$V_C^{\lambda\mu}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\xi}) = \frac{M(E_{\lambda\mu}) \sqrt{4\pi} e^2 Z Y_{\lambda\mu}^*(r)}{2\lambda+1 r^{\lambda+1}}, \quad (4.37)$$

onde  $M(E_{\lambda\mu}) = \sum_i z_i r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(r_i)$  é o operador multipolar elétrico e  $\lambda$  é a ordem multipolar.

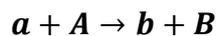
O potencial nuclear deformado é dado por:

$$V_N^{\lambda\mu} = -\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \alpha_{\lambda\mu} \frac{dV_N(r-R_\alpha)}{dr}, \quad (4.38)$$

onde  $\alpha_{\lambda\mu}$  é o comprimento de deformação nuclear.

## 4.9 Aproximação de Born de Ondas Distorcidas (DWBA)

Além do espalhamento inelástico, reações diretas tais como reações de transferência e *breakup* podem interferir no fluxo do espalhamento elástico. Em particular, na reação de transferência ou rearranjo, as partições inicial e final são diferentes devido à troca de nucleons ou *cluster* de partículas do projétil para o alvo ou do alvo para o projétil, formando, assim, núcleos distintos. Vamos considerar uma reação de transferência genérica dada por:



Aqui a partição inicial é  $|\boldsymbol{\alpha}\rangle = \mathbf{a} + \mathbf{A}$  enquanto a partição final é  $|\boldsymbol{\beta}\rangle = \mathbf{b} + \mathbf{B}$ . Adotando o modelo de *cluster*, para a transferência de um fragmento  $\mathbf{x}$  do projétil para o alvo, temos:  $\mathbf{a} = \mathbf{b} + \mathbf{x}$  e  $\mathbf{B} = \mathbf{A} + \mathbf{x}$ . As coordenadas relativas para essa transferência podem ser

vistas na figura 4.6.

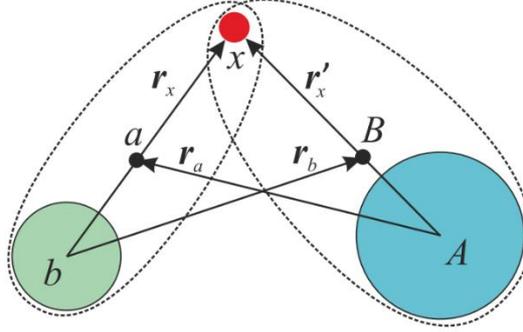


Figura 4.6: Desenho esquemático da reação de transferência, apresentando as coordenadas para os estados inicial e final.

Como no caso do espalhamento inelástico, na aproximação DWBA a reação de transferência é menos intensa que o canal de espalhamento elástico e pode ser tratada como uma perturbação. Portanto, a interação residual, que dá origem a reação de transferência, pode ser tratada como uma perturbação com respeito ao potencial elástico. Na descrição do processo de *rearranjo*, no que chamamos de formulação *prior*, é conveniente descrever o potencial de interação na forma:

$$V_d = V_{xA} + U_{bA} - U_\alpha, \quad (4.39)$$

onde  $V_{xA}$  é o potencial de ligação da partícula de valência  $x$  com o alvo  $A$ ,  $U_{bA}$  é o potencial óptico caroço-caroço (alvo) que descreve o espalhamento entre  $b$  e  $A$  e  $U_\alpha$  é o potencial óptico de espalhamento elástico da partição de entrada,  $a + A$ . As amplitudes de transição da reação  $A(a, b)B$  para a partição *prior* ( $\alpha$ ) e *post* ( $\beta$ ) são determinadas pelas matrizes de transição, respectivamente, dadas por [42]:

$$T_{prior}^{DWBA} = \iint d\mathbf{r}_b d\mathbf{r}_a \chi_{k_f}^{(-)*} \langle \phi_b \phi_B | V_{xA} + U_{bA} - U_\alpha | \phi_a \phi_A \rangle \chi_{k_i}^{(+)}, \quad (4.40)$$

$$T_{post}^{DWBA} = \iint d\mathbf{r}_b d\mathbf{r}_a \chi_{k_f}^{(-)*} \langle \phi_b \phi_B | V_{bA} + U_{bA} - U_\beta | \phi_a \phi_A \rangle \chi_{k_i}^{(+)}, \quad (4.41)$$

onde  $\chi_{k_i}^{(+)}$  e  $\chi_{k_f}^{(-)*}$  são as funções de ondas distorcidas,  $\mathbf{r}_a$  e  $\mathbf{r}_b$  são as coordenadas relativas para o sistema  $(a, A)$  e  $(b, B)$ . A princípio essas formulações devem ser equivalentes. O potencial distorcido descreve as transições não elásticas na partição de entrada e de saída. A seção de choque diferencial para a reação de transferência para o caso *prior* ou *post*, tendo em

conta o acoplamento do spin das partículas, pode ser expresso em função da amplitude de transição [42] como:

$$\frac{d\sigma_{\alpha\beta}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha\mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{1}{(2J_A+1)(2J_a+1)} \sum_{M_A M_B m_A m_b} |T_{M_A M_B m_A m_b}|^2, \quad (4.42)$$

onde  $\mu_\alpha$  e  $\mu_\beta$ ,  $k_\alpha$  e  $k_\beta$  são as massas reduzidas e os números de ondas da partição de entrada e saída, respectivamente.

Conforme podemos observar nas equações 4.40 a 4.42, para calcular a amplitude de transição e a seção de choque de transferência precisamos conhecer as funções de onda interna de entrada ( $\phi_a\phi_A$ ) e de saída ( $\phi_b\phi_B$ ). Se considerarmos a transferência da partícula de valência  $x$  do projétil  $a$  para o alvo  $A$ , formaremos o núcleo composto  $B$ . Na configuração do núcleo composto  $B$ , a partícula de valência  $x$  está ligada ao caroço  $A$ . Então, neste esquema a partícula de valência  $x$  pode ser considerada como um estado de *single-particle*. Portanto, o núcleo composto  $B$  pode ser expresso como uma combinação linear dos estados do caroço  $A$  e da partícula de valência  $x$ , da forma:

$$\phi_B^{JM}(\xi, \mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{n_B}} \sum_{l,s,j} A_{l,s,j}^{IJ} [\phi_A^l(\xi) \otimes \varphi_{l,s,j}(\mathbf{r})], \quad (4.43)$$

onde  $n_B$  é número de cluster. O termo  $A_{l,s,j}^{IJ}$  é a amplitude espectroscópica, cujo módulo ao quadrado é o fator espectroscópico ou a probabilidade de encontrar a partícula de valência num estado  $l, s, j$  ligado ao caroço com spin  $I$ :

$$S_{l,s,j}^{IJ} = |A_{l,s,j}^{IJ}|^2, \quad (4.44)$$

#### 4.10 Método de canais de reações acopladas (CRC)

No método de cálculos de canais acoplados (CC), a partição correspondente ao espalhamento inelástico é a mesma do elástico. No entanto, na reação de reagrupamento as transições envolvem partições diferentes. No formalismo de canais de reações acopladas ou *Coupled Reaction Channel* (CRC) devemos considerar uma função de onda que descreva a reação de reagrupamento. Essa reação leva em conta a não-ortogonalidade dos estados das diferentes partições, podendo assim acrescentar termos extras nas equações. Na Figura 4.7 podemos observar o desenho esquemático do CRC.

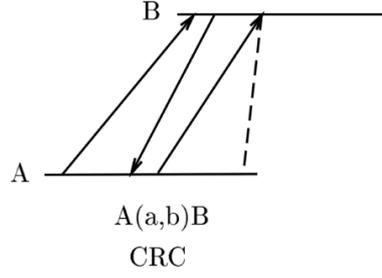


Figura 4.7: Desenho esquemático das transições das partições **A** e **B** do método de canais de reações acopladas.

A função de onda, em que consideramos duas partições para descrever a transferência  $|\alpha\rangle \rightarrow |\beta\rangle$ , pode ser escrita por uma combinação linear das partições no estado fundamental e as funções de onda de movimento relativo:

$$\psi = \chi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha)\phi_\alpha(\xi_\alpha) + \chi_\beta(\mathbf{r}_\beta)\phi_\beta(\xi_\beta), \quad (4.45)$$

Essa função de onda deve satisfazer a equação de Schrödinger:

$$(E - H)\psi = 0, \quad (4.46)$$

Projetando a equação em duas partições

$$\langle \phi_\alpha | (E - H) | \psi \rangle = 0, \quad \langle \phi_\beta | (E - H) | \psi \rangle = 0, \quad (4.47)$$

e o hamiltoniano é dado por:

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha = H_\beta + K_\beta + V_\beta, \quad (4.48)$$

Resolvendo a equação de forma análoga como no caso do sistema de canais acoplados, obtemos as equações acopladas para o cálculo de CRC:

$$[E - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - \langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle] \chi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \langle \phi_\alpha | H - E | \chi_\beta \phi_\beta \rangle, \quad (4.49)$$

$$[E - \varepsilon_\beta - K_\beta - \langle \beta | V_\alpha | \beta \rangle] \chi_\beta(\mathbf{r}_\beta) = \langle \phi_\beta | H - E | \chi_\alpha \phi_\alpha \rangle, \quad (4.50)$$

Essas equações são integro-diferenciais, e podem ser reescritas da forma [42]:

$$[E - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - \langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle] \chi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \int K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) \chi_\beta(\mathbf{r}_\beta) d\mathbf{r}_\beta, \quad (4.51)$$

$$[E - \varepsilon_\beta - K_\beta - \langle \beta | V_\alpha | \beta \rangle] \chi_\beta(\mathbf{r}_\beta) = \int K_{\beta\alpha}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha) \chi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) d\mathbf{r}_\alpha, \quad (4.52)$$

onde  $K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta)$  e  $K_{\beta\alpha}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta)$  são as funções Kernels:

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) = J_{\alpha\beta} \int \phi_\alpha^*(\xi_\alpha) (\mathbf{H} - \mathbf{E}) \phi_\beta(\xi_\beta) d\xi_\alpha, \quad (4.53)$$

$$K_{\beta\alpha}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) = J_{\beta\alpha} \int \phi_\beta^*(\xi_\beta) (\mathbf{H} - \mathbf{E}) \phi_\alpha(\xi_\alpha) d\xi_\beta. \quad (4.54)$$

Nas expressões Eq. 4.53 e 4.54,  $J_{\alpha\beta}$  e  $J_{\beta\alpha}$  são os Jacobianos que transformam as coordenadas internas  $\xi_\alpha$  e  $\xi_\beta$  para as coordenadas  $(\zeta_\alpha, \mathbf{r}_\beta)$  e  $(\zeta_\beta, \mathbf{r}_\alpha)$ , respectivamente. Sendo que  $\zeta_\alpha$  e  $\zeta_\beta$  são as coordenadas independentes de  $\mathbf{r}_\alpha$  e  $\mathbf{r}_\beta$ , respectivamente. No caso de duas partições, os Kernels podem ser expressos na representação *prior* e *post* de acordo com o hamiltoniano descrito [42]:

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) = I_{\alpha\beta}(\mathbf{prior}) + N_{\alpha\beta}(\mathbf{prior}), \quad (4.55)$$

$$K_{\beta\alpha}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) = I_{\beta\alpha}(\mathbf{post}) + N_{\beta\alpha}(\mathbf{post}), \quad (4.56)$$

Para a forma *prior*

$$I_{\alpha\beta}(\mathbf{prior}) = J_{\alpha\beta} \int \phi_\alpha^*(\xi_\alpha) V_\alpha \phi_\beta(\xi_\beta) d\xi_\alpha, \quad (4.57)$$

$$N_{\alpha\beta}(\mathbf{prior}) = J_{\alpha\beta} [k_\alpha - (\mathbf{E} - \epsilon_\alpha)] \int \phi_\alpha^*(\xi_\alpha) \phi_\beta(\xi_\beta) d\xi_\alpha, \quad (4.58)$$

De forma análoga para a forma *post*

$$I_{\beta\alpha}(\mathbf{post}) = J_{\beta\alpha} \int \phi_\beta^*(\xi_\beta) V_\beta \phi_\alpha(\xi_\alpha) d\xi_\beta, \quad (4.59)$$

$$N_{\beta\alpha}(\mathbf{post}) = J_{\beta\alpha} [k_\beta - (\mathbf{E} - \epsilon_\beta)] \int \phi_\beta^*(\xi_\beta) \phi_\alpha(\xi_\alpha) d\xi_\beta, \quad (4.60)$$

onde:  $I$  é o Kernel de interação relacionado com o tipo de acoplamento do elemento de matriz.  $N$  é o Kernel de não-ortogonalidade que representa a não-ortogonalidade das partições  $\alpha$  e  $\beta$ .

Do mesmo modo pode-se obter as expressões para o  $K_{\beta\alpha} = I_{\beta\alpha} + N_{\beta\alpha}$ , para o caso *prior* e *post*. No caso de espalhamento inelástico as partições  $\alpha$  e  $\beta$  referem-se a diferentes estados excitados da mesma partição, fazendo que o Kernel de não ortogonalidade seja  $N = 0$ .

#### 4.11 Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC)

Na seção anterior, o acoplamento dos estados excitados na solução do problema de espalhamento foi resolvido usando o formalismo de canais acoplados pertencente a uma mesma partição. No entanto, na reação de *rearranjo* que leva em conta a não-ortogonalidade dos estados de diferentes partições do canal de entrada e de saída, o método de canais de reações acopladas se tornou necessário. Além do espalhamento inelástico e da transferência, outra reação importante, principalmente quando envolvemos projéteis fracamente ligados, é a quebra do núcleo (*breakup*). Núcleos leves ricos em prótons ou em nêutrons são, em geral, fracamente ligados e possuem baixa energia de ligação do nucleon ou partículas de valência, podendo se quebrar facilmente na presença de campos eletromagnéticos gerados pelo alvo ou, dependendo da aproximação, pelo potencial nuclear. O processo de *breakup* é descrito quando um núcleo fracamente ligado é excitado acima do limiar de quebra, terminando em estados não ligados com respeito ao caroço e se dissociando em dois ou mais fragmentos, devido à interação Coulombiana ou Nuclear com o alvo [54,55]. A função de onda dos estados não ligados são divergentes e apresentam um comportamento oscilatório assintótico a grandes distâncias sendo não normalizáveis, como sugere a Figura 4.8.

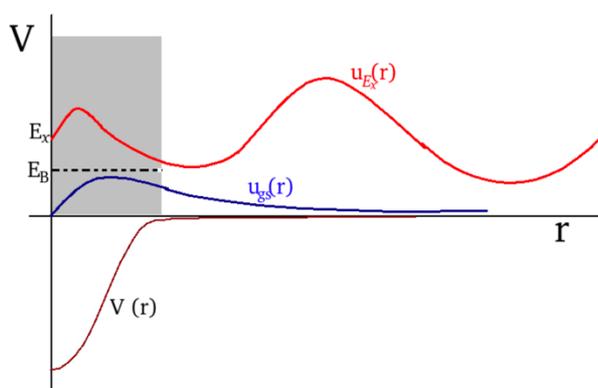


Figura 4.8: Desenho esquemático da função de onda do estado ligado e não ligado [45].

Portanto, as excitações dos estados do contínuo em energia devem ser descritas mediante um modelo em que possam ser descritas. Um desses modelos consiste em discretizar os estados do contínuo e dessa forma, tratarmos como excitações individuais. Esse modelo é conhecido como método de canais acoplados com discretização do contínuo, *Continuum Discretized Coupled Channel* (CDCC). Esse modelo foi inicialmente proposto por G. H. Rawitscher [56]

para descrever a interação de deutério em um alvo, onde foram considerados três corpos (os dois fragmentos do deutério e o alvo), estudando assim o efeito do canal de *breakup* no espalhamento elástico do deutério. Mediante o método de CDDC é possível discretizar os estados do contínuo em energia, substituindo-os por um conjunto discreto de estados finitos (*bins*) normalizáveis. Uma forma de tratar a divergência do estado não ligado é dividir o contínuo em faixas de energias (o equivalente ao seu momento  $\mathbf{k}$ ) com uma certa largura (*bins*). A função de onda para cada estado do *bin* é quadrada e integrável e é definida como [22]:

$$\psi_{i,l}^{bin}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2}{\pi N}} \int_{k_1}^{k_2} \omega(\mathbf{k}) \psi_{l,k}(\mathbf{r}) d\mathbf{k}, \quad (4.61)$$

onde  $\psi_{i,l}^{bin}(\mathbf{r})$  é a parte radial da função de onda discretizada,  $\psi_{l,k}(\mathbf{r})$  é a parte radial da função de onda do contínuo,  $\omega(\mathbf{k})$  é a função peso introduzida para garantir a normalização assintótica quando  $\mathbf{r} \rightarrow \infty$ ,  $N = \int_{k_1}^{k_2} \omega(\mathbf{k}) d\mathbf{k}$  o fator de normalização e  $k_1$  e  $k_2$  é o intervalo do número de onda do bin, dado por:

$$k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}, \quad (4.62)$$

No entanto, se o raio não é suficientemente grande, a função de onda não será normalizável pelo fator  $N$ . Isso porque o raio do bin da função de onda aumenta à medida que a largura do bin decresce  $k_1 - k_2$ , aproximadamente  $\frac{1}{k_1 - k_2}$  [22]. Nesse método, o potencial de interação entre o projétil e o alvo deve ser descrito mediante uma configuração de *cluster*, e onde os acoplamentos são definidos de forma análoga ao método de canais acoplados (seção 4.6), da forma:

$$V_{\alpha,\alpha'} = \langle \alpha | V_{b,A} + V_{x,A} | \alpha' \rangle, \quad (4.63)$$

onde  $V_{b,A}$  e  $V_{x,A}$  são os potenciais de interação *core*-alvo e *valence*-alvo, respectivamente.

# Análise e interpretação dos dados

Neste capítulo, discutimos os resultados da análise teórica das distribuições angulares para o espalhamento elástico de  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N}$  no alvo de  $^{208}\text{Pb}$ . Analisamos as distribuições angulares com o modelo óptico (OM), canais acoplados (CC), e canais de reações acopladas ou *Coupled Reaction Channel* (CRC) e canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC).

## 5.1 Distribuições angulares com modelo óptico

Primeiramente realizamos uma análise teórica das distribuições angulares para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  (254 MeV e 242 MeV),  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  (414 MeV),  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  (390 MeV) e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  (342 MeV) em energias intermediárias, com o modelo óptico (OM). Nesse modelo devemos aplicar um potencial que descreva a interação núcleo-núcleo. Utilizamos dois potenciais: 1) Tipo Woods-Saxon (WS) e 2) Dupla convolução, potencial de São Paulo (SPP). A Análise com o modelo óptico e potencial tipo Woods-Saxon tem como principal motivação obter um bom ajuste e com isso extrair de forma mais acurada o valor da seção de choque total de reação. Essa análise consistiu em encontrar os parâmetros desses potenciais que melhor descrevessem as distribuições angulares experimentais. No caso do potencial WS temos seis parâmetros a serem ajustados, o que pode gerar uma certa ambiguidade na escolha dos conjuntos de parâmetros. Já para o caso do potencial de São Paulo, assumindo que as densidades de matéria dos núcleos são descritas pelas densidades padrões [49], temos dois parâmetros livres (a normalização da parte real e da parte imaginária). O ajuste da distribuição angular experimental com cálculos de modelo óptico foi obtido com a variação dos parâmetros que sejam fisicamente coerentes e que minimizem o  $\chi^2/N$ . Os cálculos foram realizados com o código FRESKO [22] e o método de minimização usado foi a rotina MINUT do SFresco[22].

### 5.1.1 Análise de OM usando potenciais WS para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$

Foram realizados cálculos de OM com o potencial de Woods-Saxon para o sistema

$^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  nas energias de  $E_{\text{Lab}} = 254 \text{ MeV}$  [16] e  $E_{\text{lab}}=242 \text{ MeV}$ . Os potenciais WS-1 e WS-2 correspondem a parâmetros obtidos na literatura para sistemas com projéteis de massa e energia similar ao nosso sistema e no mesmo alvo. Esses potenciais não descreveram muito bem as distribuições angulares, gerando um  $\chi^2/N$  relativamente grande. Para o potencial WS-3, variamos os parâmetros da parte real e imaginária com o intuito de melhor ajustar os dados experimentais. O resultado da variação indicou valores de potenciais mais profundos tanto para a parte real quanto para a parte imaginária, mas com uma difusividade um pouco menor. Uma maior absorção produziu também um valor maior para a seção de choque total de reação. Para a energia  $E_{\text{Lab}} = 254 \text{ MeV}$  o potencial WS-3 descreveu bem a distribuição angular tanto no pico de Fresnel quanto em ângulos traseiros. Nas Figuras 5.1 e 5.2 apresentamos os resultados com os potenciais WS-1, WS-2 e WS-3, cujos parâmetros estão listados nas Tabelas 5.1 e 5.2.

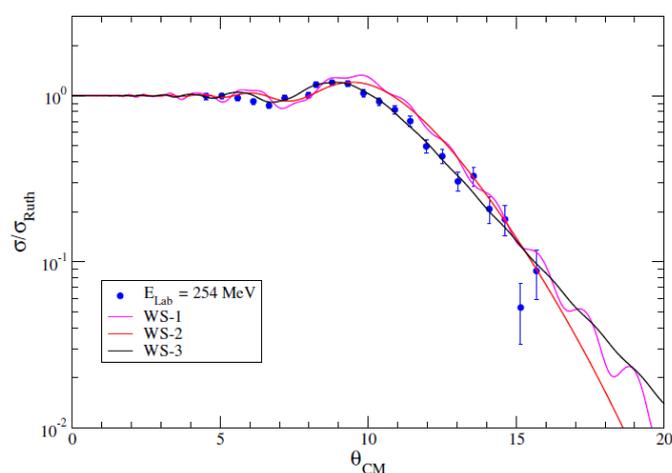


Figura 5.1: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 254 \text{ MeV}$ . As curvas correspondem a cálculos de OM com potenciais de WS.

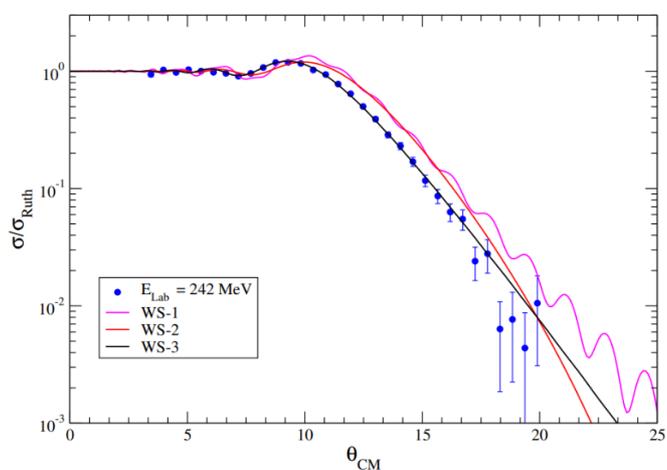


Figura 5.2: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na energia

$E_{\text{Lab}} = 242$  MeV. As curvas correspondem a cálculos de OM com potenciais de WS.

WS	$V_r$	$r_r$	$a_r$	$W_i$	$r_i$	$a_i$	$\chi^2/N$	$\sigma_R$	Sistema	Ref
1	50	1,17	0,55	25,7	1,15	0,56	7,65	3108	$^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[54]
2	7,43	1,28	0,68	26,93	1,12	0,82	5,20	3396	$^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[55]
3	47,81	1,20	0,57	80,53	1,18	0,59	1,66	3704	Nesse Trab.	-

Tabela 5.1: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados na análise da distribuição angular para o espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 254$  MeV.

WS	$V_r$	$r_r$	$a_r$	$W_i$	$r_i$	$a_i$	$\chi^2/N$	$\sigma_R$	Sistema	Ref
1	50	1,17	0,55	25,7	1,15	0,56	49,62	3055	$^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[54]
2	7,43	1,28	0,68	26,93	1,12	0,82	29,31	3422	$^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[55]
3	28,78	1,20	0,75	38,67	1,18	0,77	1,85	3853	Nesse Trab.	-

Tabela 5.2: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados na análise da distribuição angular para o espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 242$  MeV.

### 5.1.2 Análise de OM usando potenciais WS para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$

Utilizamos 4 potenciais do tipo WS para descrever as distribuições angulares para o sistema de  $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$  em  $E_{\text{Lab}}=390$  MeV [21]. A comparação dos dados experimentais de espalhamento elástico com os cálculos teóricos é apresentada na Figura 5.3. Na tabela 5.3 apresentamos os parâmetros utilizados nos potenciais WS-1, WS-2, WS-3 e WS-4 para esse sistema. Como podemos ver na figura e pelos valores do  $\chi^2/N$  os potenciais WS-1, WS-2, WS-3, não ajustaram muito bem a distribuição angular para este sistema. Os parâmetros desses potenciais foram obtidos de outros sistemas sendo que o WS-3 foi obtido da própria referência em que esses dados foram obtidos. O ajuste indica um  $\chi^2/N$  maior para ângulos dianteiros, não descrevendo bem os dados experimentais. Realizamos um novo ajuste para esses dados e os parâmetros obtidos correspondem ao potencial WS-4. Apesar de obtermos um  $\chi^2/N$  menor o ajuste ainda não é bom para a região de ângulos dianteiros. Aparentemente os dados estão com um problema de normalização para os ângulos dianteiros. Obtivemos também valores altos para a profundidade do potencial real e imaginário, mas com uma difusividade menor

comparado com os valores obtidos para o sistema  $^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ .

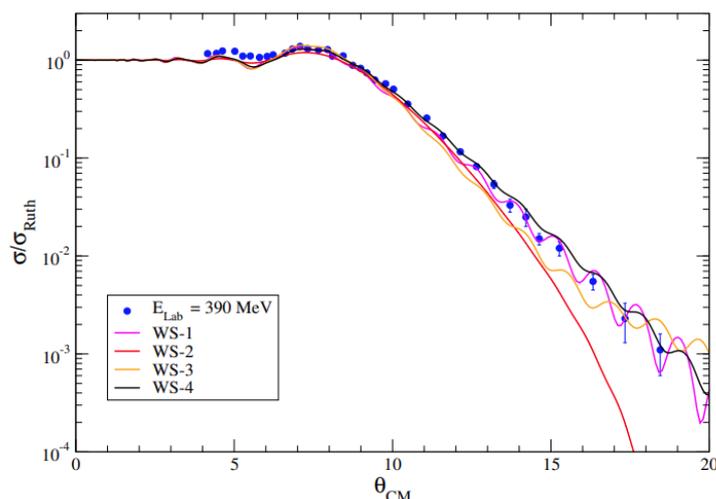


Figura 5.3: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 390$  MeV. As curvas correspondem a cálculos de OM com potenciais de WS.

WS	$V_r$	$r_r$	$a_r$	$W_i$	$r_i$	$a_i$	$\chi^2/N$	$\sigma_R$	Sistema	Ref
1	50	1,17	0,55	25,7	1,15	0,56	20,03	3155	$^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[57]
2	7,43	1,28	0,68	26,93	1,12	0,82	19,80	3490	$^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[58]
3	80	1,02	0,87	66,7	1,11	0,39	29,97	2876	$^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[21]
4	32,30	1,18	0,54	61,16	1,09	0,55	10,66	3116	Nesse Trab.	-

Tabela 5.3: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados na análise da distribuição angular para o espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 390$  MeV.

### 5.1.3 Análise de OM usando potenciais de WS de para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$

A comparação dos dados experimentais para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}}=413$  MeV [16] com o cálculo de OM utilizando potenciais do tipo WS, é apresentada na Figura 5.4. Os parâmetros dos potenciais WS-1, WS-2 e WS-3 são apresentados na Tabela 5.4. Ajustando os parâmetros do potencial WS-3 podemos reproduzir bem a distribuição angular experimental. Na Tabela 5.4, pode ser observado que a profundidade do potencial imaginário do WS-3 é maior que dos outros potenciais. Como o núcleo  $^{13}\text{O}$  possui uma baixa energia de ligação para o próton de valência ( $S_p = 1,51$  MeV), acreditamos que o canal de *breakup*  $^{13}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{N}+p$  possa ser um canal importante na interação com o alvo. No entanto, essa confirmação só pode ser obtida com cálculos específicos de CDCC, onde o contínuo é levado em conta. Tais cálculos

são descritos na seção 5.4.

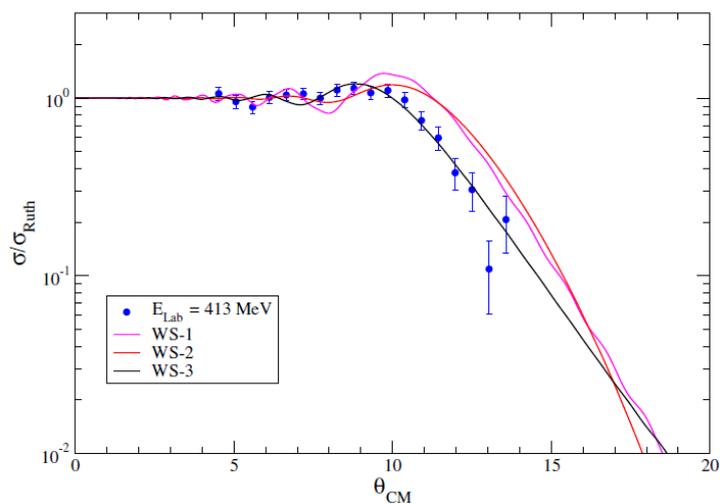


Figura 5.4: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV. As curvas correspondem a cálculos de OM com potenciais de WS.

WS	$V_r$	$r_r$	$a_r$	$W_i$	$r_i$	$a_i$	$\chi^2/N$	$\sigma_R$	Sistema	Ref
1	50	1,17	0,55	25,7	1,15	0,56	8,70	2974	$^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[57]
2	7,43	1,28	0,68	26,93	1,12	0,82	8,30	3246	$^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[58]
3	58,05	1,22	0,59	119,33	1,20	0,61	1,06	3942	Nesse Trab.	-

Tabela 5.4: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados na análise da distribuição angular para o espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV.

#### 5.1.4 Análise de OM usando potenciais de WS para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$

Os cálculos de modelo óptico usando o potencial de WS para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV são apresentados na Figura 5.5. Na Tabela 5.5 mostramos os parâmetros utilizados nos potenciais WS-1, WS-2 e WS-3.

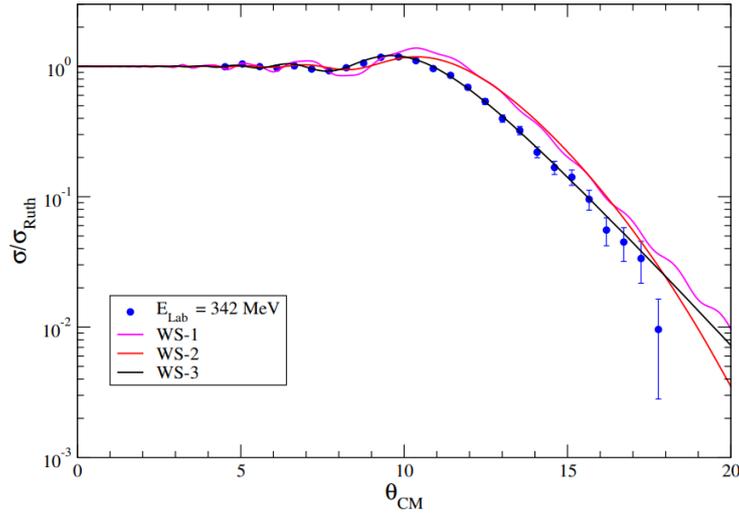


Figura 5.5: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 342 \text{ MeV}$ . As curvas correspondem a cálculos de OM com potenciais de WS.

WS	$V_r$	$r_r$	$a_r$	$W_i$	$r_i$	$a_i$	$\chi^2/N$	$\sigma_R$	Sistema	Ref
1	50	1,17	0,55	25,70	1,15	0,56	31,98	2976	$^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[57]
2	7,43	1,28	0,68	26,93	1,12	0,82	21,38	3318	$^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$	[58]
3	30,63	1,22	0,65	50,52	1,20	0,67	1,04	3733	Nesse Trab.	-

Tabela 5.5: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados na análise da distribuição angular para o espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 342 \text{ MeV}$ .

Para esse sistema realizamos um ajuste dos parâmetros no potencial WS-3 para descrever a distribuição angular. Esse potencial WS-3 apresentou um  $\chi^2/N$  bem menor em relação aos outros potenciais descritos, mostrando um bom ajuste da distribuição angular na faixa angular estudada.

A análise fenomenológica de modelo óptico usando potenciais do tipo Woods-Saxon se mostrou eficiente para descrever as distribuições angulares experimentais desses sistemas. Os parâmetros geométricos dos potenciais WS estiveram dentro da faixa dos valores padrões ( $r_0 = 1.10 - 1.25 \text{ fm}$  e  $a_0 = 0.50 - 0.70 \text{ fm}$ ), com exceção do sistema  $^{13}\text{B} + ^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 242 \text{ MeV}$ , onde obtivemos valores de difusividades ligeiramente acima desta faixa valores padrões. As profundidades ajustadas tiveram em geral valores grandes, indicando a possibilidade e efeitos de absorção devido a outros canais no espalhamento. O cálculo de modelo óptico também fornece a seção de choque total de reação ( $\sigma_R$ ), obtidas do ajuste das

distribuições angulares. As seções de choque de reação obtida serão consideradas numa análise sistemática desses sistemas onde efeitos estáticos (de configuração) ou dinâmicos (da reação) poderão ser discutidos. Essa análise é descrita na seção 5.8.

Uma segunda análise de modelo óptico foi realizada utilizando o potencial de dupla convolução de São Paulo (SPP1). Para esse potencial, a difusividade e a distribuição de matéria foram obtidas mediante um estudo sistemático de vários núcleos de massas intermediárias [46]. A partir desse estudo também foram obtidos valores padrões para a normalização da parte real e imaginária,  $N_r = 1,00$  e  $N_i = 0,78$ . Portanto, se considerarmos esses valores o cálculo de modelo óptico não teria parâmetros livres. O SPP-1, com esses valores padrões, pode ser também considerado como um potencial base e de referência. No entanto, a necessidade de ajuste da normalização da parte real e parte da imaginária seria uma clara indicação de que outros efeitos, que não geométricos, estariam sendo importantes para a descrição do processo de espalhamento. Nesse trabalho utilizamos também a segunda versão do potencial de São Paulo (SPP2). Na versão do SPP-2, esse potencial leva em conta a densidade nuclear usando modelo Dirac-Hartree-Bogoliubov para núcleos fora do vale de estabilidade [59]. A análise de modelo óptico com SPP-1 e SPP-2 para cada um dos sistemas aqui estudados será descrita a seguir.

### **5.1.5 Análise de OM usando SPP para o sistema $^{13}\text{B} + ^{208}\text{Pb}$**

Na presente análise de modelo óptico com potencial de São Paulo (SPP), para o sistema  $^{13}\text{B} + ^{208}\text{Pb}$  nas energias  $E_{\text{Lab}}=254$  MeV e  $E_{\text{Lab}}=242$  MeV, utilizamos os parâmetros de normalização padrões (SPP-S) e os ajustados (SPP-1 e SPP-2), onde SPP-1 corresponde ao ajuste das normalizações do potencial de SP versão 1 e o SPP-2, ao ajuste das normalizações da versão 2 do potencial de São Paulo. Os resultados são apresentados nas Figuras 5.6 e 5.7. A Tabelas 5.6 e 5.7 mostram os parâmetros usados nesses potenciais para  $E_{\text{Lab}} = 254$  MeV e  $E_{\text{Lab}} = 242$  MeV, respectivamente.

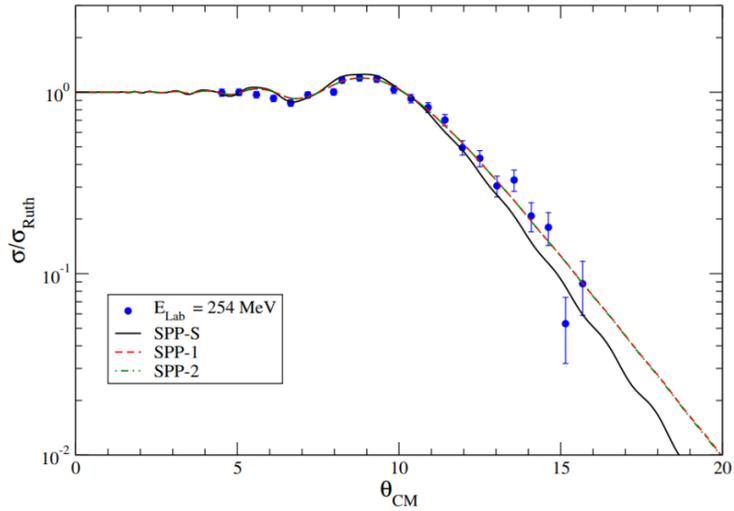


Figura 5.6: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 254 \text{ MeV}$ . As curvas correspondem aos cálculos de OM com potencial de São Paulo.

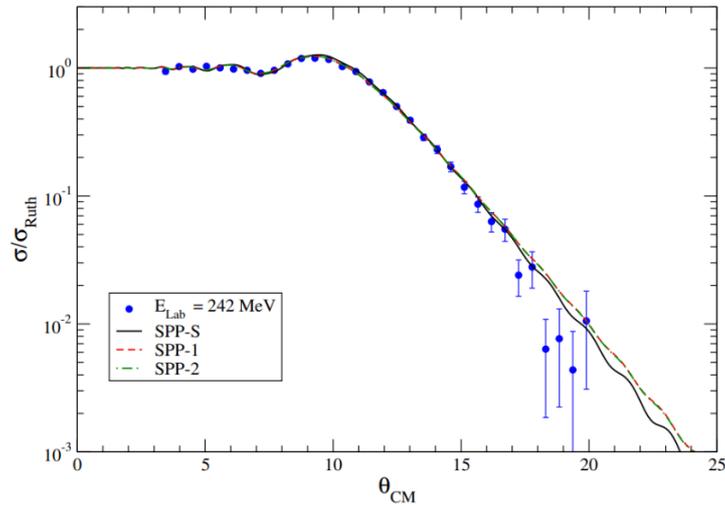


Figura 5.7: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 242 \text{ MeV}$ . As curvas correspondem aos cálculos de OM com potencial de São Paulo.

SPP	$N_r$	$N_i$	$\chi^2/N$	$\sigma_R$
S	1,00	0,78	2,56	3698
1	0,59	0,90	1,50	3737
2	0,52	0,80	1,49	3740

Tabela 5.6: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo utilizados no sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 254 \text{ MeV}$ .

SPP	$N_r$	$N_i$	$\chi^2/N$	$\sigma_R$
S	1,00	0,78	3,70	3670
1	1,01	1,04	2,86	3796
2	0,88	0,91	2,82	3798

Tabela 5.7: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo utilizados no sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 242 \text{ MeV}$ .

No caso do potencial SPP-S, a parte real e imaginária do potencial foi normalizada com  $N_R=1,00$  e  $N_I=0,78$ , respectivamente. Para a  $E_{\text{Lab}} = 254 \text{ MeV}$ , o ajuste com SPP-S reproduziu bem a distribuição angular em ângulos dianteiros, mas não foi suficiente para descrever os dados para ângulos traseiros. No caso  $E_{\text{Lab}} = 242 \text{ MeV}$ , o potencial SPP-S ajustou parcialmente o pico de Fresnel. Para melhorar o ajuste das distribuições angulares foi necessário variar as normalizações dos potenciais, SPP-1 e SPP-2. Esses potenciais mostraram uma diminuição e um ligeiro aumento nas normalizações de  $N_R$  e  $N_I$ , respectivamente, para a energia  $E_{\text{Lab}} = 254 \text{ MeV}$ . No entanto, para  $E_{\text{Lab}} = 242 \text{ MeV}$ , obtivemos valores de normalizações de  $N_R$  e  $N_I$  igual à unidade para o SPP-1, mostrando um equilíbrio relativo no potencial refrativo e absorvedor. No caso do SPP-2 foram encontrados parâmetros um pouco menores que à unidade. Portanto, esses potenciais descreveram bem os dados experimentais mostrando que ambos os potenciais são compatíveis.

### 5.1.6 Análise de OM usando o SPP para o sistema $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$

Para o sistema de  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}}=390 \text{ MeV}$ , foram realizados cálculos de OM usando o potencial de São Paulo. Na Figura 5.8 mostramos os resultados com os potenciais SPP-S, SPP-1 e SPP-2 e na Tabela 5.8 listamos os parâmetros considerados.

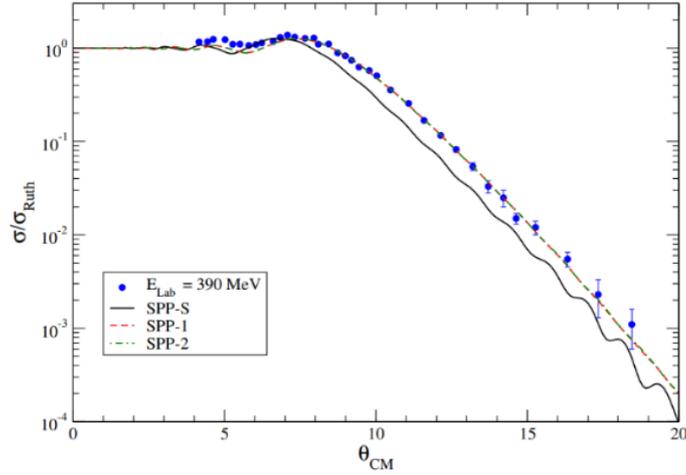


Figura 5.8: Distribuição angular para o sistema  $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 390$  MeV. As curvas correspondem aos cálculos de OM com o potencial de São Paulo.

SPP	$N_r$	$N_i$	$\chi^2/N$	$\sigma_R$
S	1,00	0,78	81,89	3728
1	0,33	0,29	10,43	3227
2	0,34	0,28	10,37	3211

Tabela 5.8: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo utilizados no sistema  $^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 390$  MeV.

Como pode ser observado na Figura 5.8, os parâmetros de normalização padrões do potencial SPP-S não descrevem a distribuição angular. Para descrever os dados foi necessário ajustar os fatores  $N_R$  e  $N_I$  (potencial SPP-1 e SPP-2). Os valores  $N_R$  e  $N_I$  obtidos foram muito pequenos tanto para a parte real quanto para a parte imaginária.

### 5.1.7 Análise de OM com SPP para o sistema $^{13}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$

A distribuição angular do sistema  $^{13}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV, comparada com o cálculo teórico de OM usando os potenciais SPP-S, SPP-1 e SPP-2 é mostrada na Figura 5.9. A Tabela 5.9 apresenta os parâmetros de normalização usados nos potenciais.

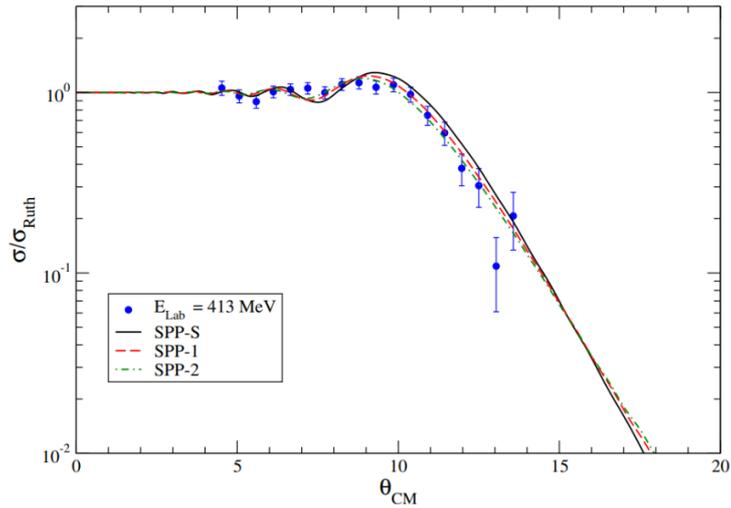


Figura 5.9: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV. As curvas correspondem aos cálculos de OM com potencial de São Paulo.

SPP	$N_r$	$N_i$	$\chi^2/N$	$\sigma_R$
S	1,00	0,78	2,04	3531
1	1,14	1,32	1,17	3768
2	0,92	1,55	0,94	3962

Tabela 5.9: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo utilizados no sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV.

Os parâmetros padrões do potencial SPP-S ajustaram relativamente bem a distribuição angular experimental para ângulos dianteiros, indicando que esses valores descreveram bem o espalhamento desse núcleo instável inclusive para energias intermediárias. Para reproduzir os dados para ângulos traseiros variamos levemente os fatores de normalização do potencial SPP-1 e SPP-2. Para esse sistema, a normalização da parte imaginária é maior que a parte real para ambos os potenciais, indicando que o potencial absorvedor é mais importante do que o potencial refrativo. Isso também pode ser uma indicação de que outros mecanismos de reações (como o *breakup*) pode ser um canal importante. No entanto, o ajuste com o SPP-2 descreve um pouco melhor os dados que o SPP-1, devido a fato do primeiro levar em conta as distribuições dos nucleons e a deformação do núcleo. Esse efeito estava presente também na análise com potencial WS. Devemos levar em conta que a energia de ligação do projétil  $^{13}\text{O}$

não é muito grande e, portanto, a reação de *breakup* deve ter alguma relevância na descrição do espalhamento elástico. Isso pode ser melhor analisado e/ou confirmado com cálculos de CDCC, onde o acoplamento com o contínuo é explicitamente levado em conta.

### 5.1.8 Análise de OM com SPP para o sistema $^{13}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$

A comparação dos cálculos teóricos de OM usando o SPP para o sistema  $^{13}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 342$  MeV é mostrado na Figura 5.10. Os potenciais SPP-S, SSP-1 e SPP-2 são apresentados na Tabela 5.10.

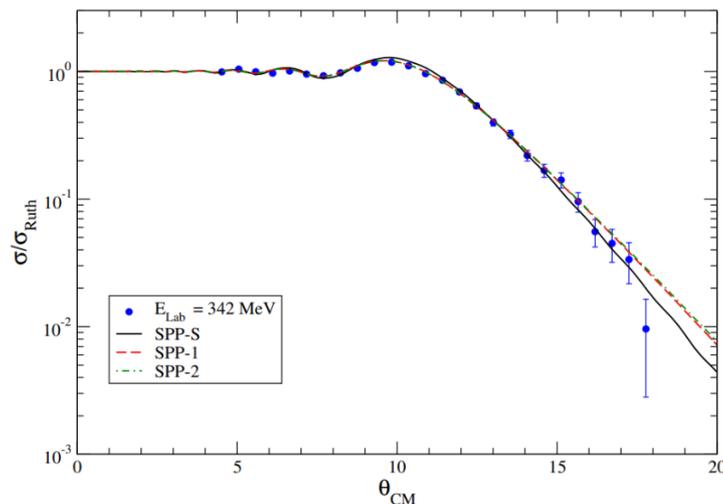


Figura 5.10: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 342$  MeV. As curvas correspondem aos cálculos de OM com potencial de São Paulo.

SPP	$N_r$	$N_i$	$\chi^2/N$	$\sigma_R$
S	1.00	0.78	2.73	3557
1	0.84	1.17	1.07	3729
2	0.87	1.20	1.17	3723

Tabela 5.10: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo utilizados no sistema  $^{13}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$  na energia  $E_{\text{Lab}} = 342$  MeV.

Como pode ser observado na Figura 5.10, os valores padrões de normalização de SPP-S descrevem bem os dados experimentais nos ângulos traseiros. Com o intuito de descrever a distribuição angular na faixa medida variamos levemente os parâmetros de SPP-1 e SPP-2. Os parâmetros obtidos nos ajustes do SPP-1 e SPP-2 se mostraram equivalentes, indicando que

ambos os potenciais são compatíveis para esse sistema e possuem um  $\chi^2/N$  menor.

A análise de OM usando o potencial de São Paulo se mostrou eficiente para reproduzir as distribuições angulares dos sistemas do presente trabalho a energias intermediárias. Porém, para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}}=390$  MeV, os cálculos de OM usando potencial de Woods-Saxon e o potencial de dupla convolução de São Paulo não descreveram a distribuição angular na região de ângulos dianteiros. A análise de modelo óptico com diferentes potenciais pode ser útil para dar uma ideia sobre possíveis efeitos geométricos e dinâmicos na interação entre dois núcleos. No entanto, uma clara definição dos processos e efeitos envolvidos no espalhamento elástico podem ser melhor investigados com uma análise de canais acoplados. O potencial de São Paulo pode ser visto como um potencial de referência (ou *bare potential* em inglês). Esse potencial deve descrever bem a distribuição angular para sistemas com deformações pequenas, onde efeitos de absorção devido a excitações sejam desprezíveis. Esperamos que para energias intermediárias o potencial de São Paulo também possa descrever bem o processo de espalhamento elástico. Portanto, a necessidade de ajustar a normalização da parte real e/ou imaginária do potencial de São Paulo seria uma indicação de efeitos geométricos e dinâmicos envolvidos na interação. A importância de outros canais e efeitos estáticos poderia ser esperado principalmente para os projéteis  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{B}$ , que são núcleos ricos em prótons e em nêutrons, respectivamente, com baixa energia de ligação. Esses efeitos podem ser melhor investigados utilizando-se cálculos de canais acoplados como a análise descrita nas próximas seções.

## 5.2 Análise das distribuições angulares com cálculos de canais acoplados

A análise de canais acoplados pode então ser considerada como um tratamento mais adequado e preciso para descrever o espalhamento elástico entre íons pesados. Na análise de distribuições angulares de espalhamento elástico com cálculos de canais acoplados podemos investigar os efeitos específicos na interação. Efeitos estáticos estariam incluídos na definição do raio e densidade dos núcleos envolvidos e os efeitos dinâmicos seriam levados em conta com a inclusão de canais no esquema de acoplamento. Os efeitos de deformação dos núcleos são levados em conta com cálculos de canais acoplados (CC) enquanto os efeitos devido a reações como transferência e *breakup* são levados em conta em cálculos de reações acopladas (CRC) e acoplamento com o contínuo (CDCC).

No tratamento de canais acoplados, devemos considerar ainda um potencial real e se incluirmos todos os canais acoplados adequados, não precisaremos de nenhum potencial

imaginário para descrever o espalhamento elástico e a influência devido a reações periféricas e superficiais. No entanto o canal de fusão dado pela formação do núcleo composto com o subseqüentemente decaimento, não pode ser manipulado na aproximação de canais acoplados. Portanto, o processo de fusão não pode ser incluído no esquema de acoplamento e devemos considerar um potencial imaginário absorptivo para dar conta desse processo. A questão é, então, determinar qual seria o melhor potencial que descreva a seção de choque de fusão em baixas energias, para que ele possa ser usado como um potencial absorptivo em cálculos de canais acoplados. Na interação entre íons pesados temos uma combinação do potencial Coulombiano e nuclear, formando um poço e uma barreira de potencial. Assim, não precisamos explicitamente investigar a fusão, o que precisamos é determinar um potencial que garanta que todo fluxo que supere essa barreira seja absorvido. Veja que fusão não necessariamente corresponde a absorção conforme discutido na Ref. [60].

Podemos então usar um potencial real que, combinado com o potencial Coulombiano, forme um poço e uma barreira e um potencial imaginário de curto alcance. Um potencial imaginário de curto alcance bastante utilizado em análises de canais acoplados é um potencial de do tipo Woods-Saxon não muito profundo e com uma pequena difusividade dado por:  $W_i=50$  MeV,  $r_i=1,00$  fm e  $a_i=0,20$  fm. No entanto, conforme análise desse potencial na Refs. [60,61] ele funciona bem apenas para sistema nas energias abaixo de uma energia crítica. Para energias abaixo da energia crítica a seção de choque de fusão aumenta com a energia, mas para energias intermediárias acima de um valor crítico  $E > E_{cr}$ , a seção de choque diminui com a energia devido a outros processos como fragmentação e espalação [60]. Além disso, parte da energia incidente é dissipada na região de absorção forte e compartilhada entre os nucleons. Nesse caso, outros canais de reações são abertos, como por exemplo, *deep inelastic* e transferência *multi-step*.

A questão é que a determinação da energia crítica depende do potencial real utilizado para gerar o poço e a barreira de potencial. Para analisar o efeito do potencial na determinação da energia crítica e da seção de choque de fusão, consideramos uma análise semelhante a realizada na Ref [60]. Nesses cálculos adotamos como potencial real o potencial de São Paulo (SPP) com normalização  $N_R=1.0$  e o potencial de Arkyus-Winther (AW), e para o potencial imaginário de curto alcance adotamos o Woods-Saxon com  $W_i=50$  MeV,  $r_i=1,00$  fm e  $a_i=0,20$  fm. Na Figura 5.11, 5.12, 5.13 e 5.14 mostramos como a seção de choque de fusão se comporta em função da energia para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ ,  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ ,  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ , respectivamente.

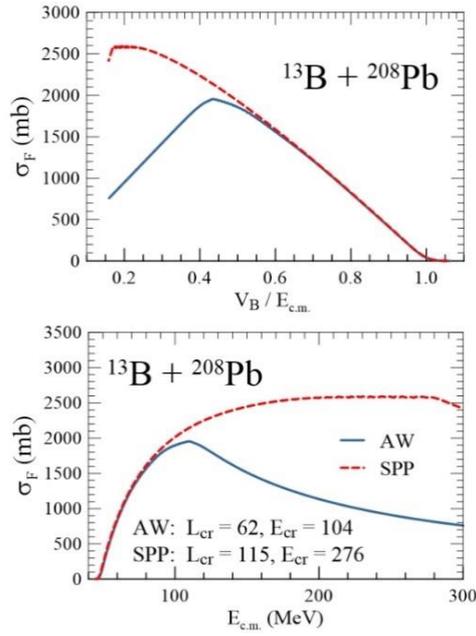


Figura 5.11: Seção de choque de fusão para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ , calculada com AW e SPP. Os momentos angulares e energias críticas são indicados.

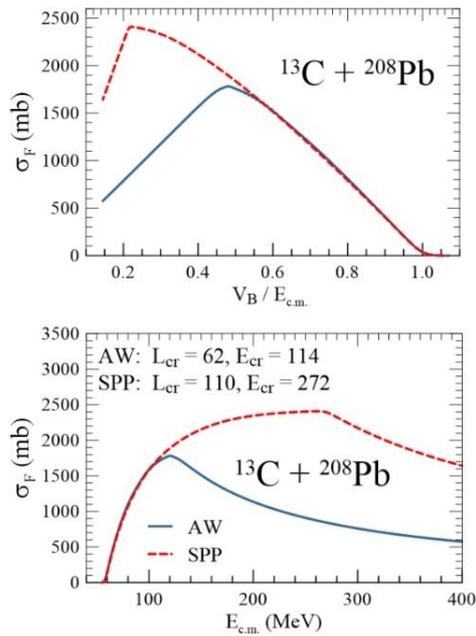


Figura 5.12: Seção de choque de fusão para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , calculada com AW e SPP. Os momentos angulares e energias críticas são indicados.

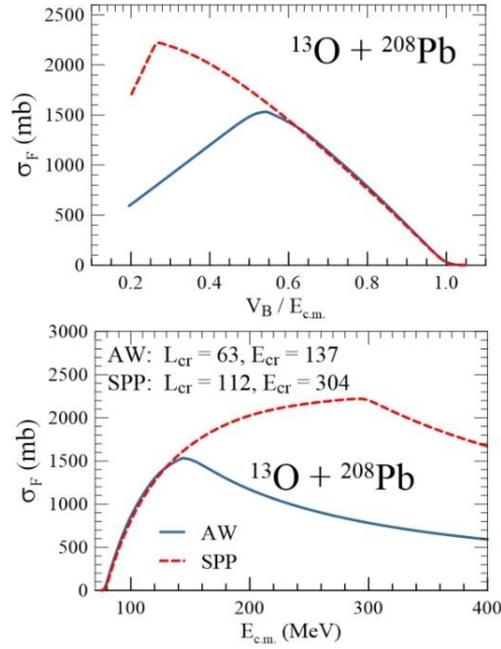


Figura 5.13: Seção de choque de fusão para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ , calculada com AW e SPP. Os momentos angulares e energias críticas são indicados.

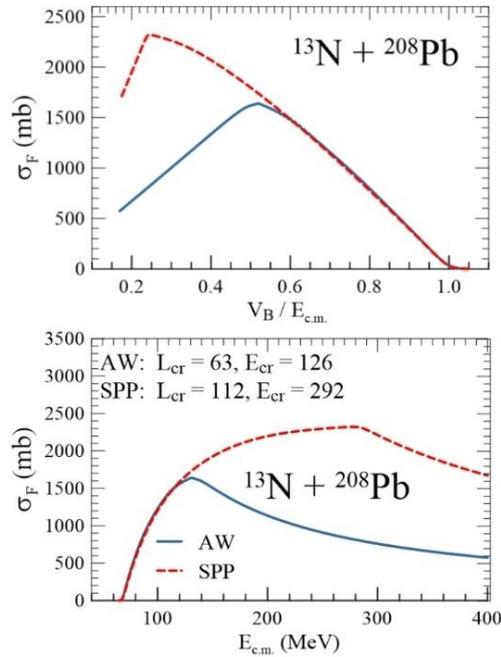


Figura 5.14: Seção de choque de fusão para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ , calculada com AW e SPP. Os momentos angulares e energias críticas são indicados.

Como pode ser observado nas figuras, para energias um pouco acima da barreira e abaixo de  $E_{\text{CM}} \approx 110$  MeV, as curvas das seções de choque de fusão são muito próximas para os sistemas  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N}$  em  $^{208}\text{Pb}$ . Para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ , com uma energia abaixo de  $E_{\text{CM}}$

$\approx 80$  MeV, a seção de choque teórica de fusão se mostra consistente para ambos os potenciais. Por outro lado, a seção de choque de fusão para o potencial AW começa a diminuir acima de  $E_{CM} \approx 115$  MeV, enquanto, a seção de fusão do SPP cresce até  $E_{CM} \approx 270$  MeV para os sistemas  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$ . Essa diferença entre as seções de choque de fusão pode ser explicada pela diferença em profundidade, a profundidade do poço do SPP é maior em relação ao potencial AW, implicando em uma maior energia crítica. Na Figura 5.15, podemos observar esse efeito para regiões internas do poço, enquanto para regiões externas do raio, ambos potenciais coincidem. O mesmo comportamento foi observado para o sistema  $^{13}\text{B} + ^{208}\text{Pb}$ , onde a seção de choque de fusão do SPP para de crescer até  $E_{CM} \approx 280$  MeV em comparação com o potencial AW que começa a descer acima de  $E_{CM} \approx 100$  MeV.

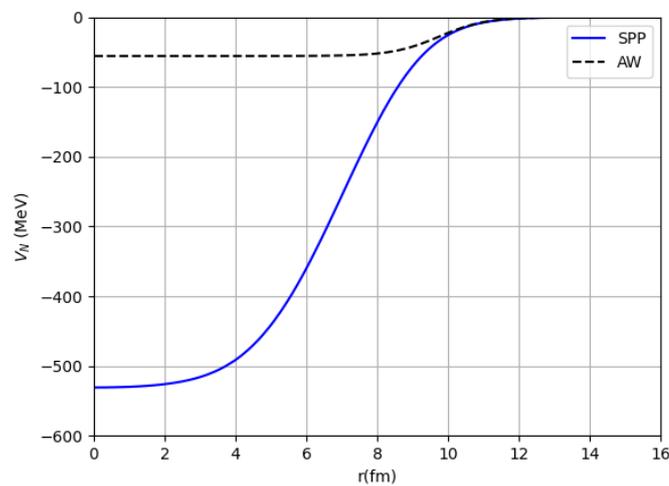


Figura 5.15: Potencias SPP e AW para o sistema  $^{13}\text{B} + ^{208}\text{Pb}$ .

Para realizarmos os cálculos de canais acoplados (CC) para nossos sistemas com a finalidade de estudar os efeitos dinâmicos devido a excitações que podem influir no canal elástico, adotamos como o potencial real o potencial básico de São Paulo com a normalização  $N_R=1,00$  e como potencial imaginário o potencial de curto alcance (NC) com os parâmetros:  $W_i=50$  MeV,  $r_i=1,00$  fm e  $a_i=0,2$  fm. No entanto, utilizando esses potenciais obtivemos um resultado não físico para a distribuição angular do espalhamento elástico. O resultado apresentou oscilações não físicas devido a combinação de uma baixa intensidade do potencial de curto alcance, e contribuições de altos momento angulares e energia crítica. Essas oscilações podem ser observadas na Figura 5.16 onde mostramos o resultado para a seção de choque sem acoplamento para o sistema  $^{13}\text{B} + ^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}}= 242$  MeV.

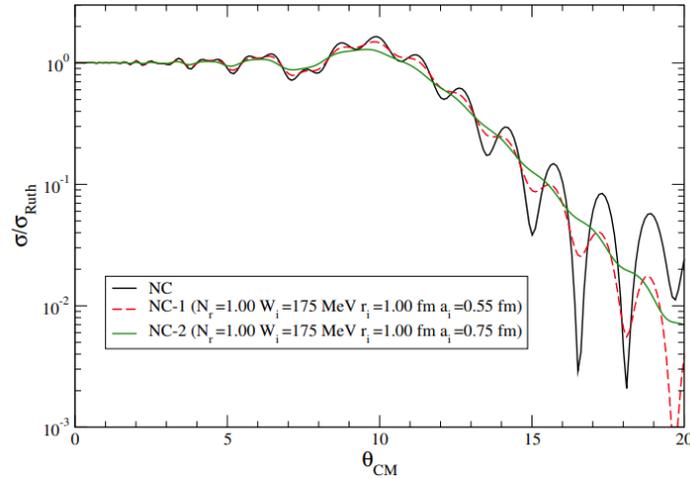


Figura 5.16: Seção de choque sem acoplamento (NC), NC-1 e NC-2 do sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 242 \text{ MeV}$ .

Para estudar essas oscilações variamos os parâmetros da parte imaginária do potencial NC. Para a profundidade  $W_i$  e o raio  $r_i$ , os valores foram variados na faixa de 50 – 200 MeV e 0,90 – 1,00 fm, respectivamente. A variação desses parâmetros na faixa analisada não teve efeitos significativos na seção de choque sem acoplamento. O parâmetro difusividade  $a_i$  foi variado de 0,20 fm – 0,75 fm. Mostramos na Figura 5.16 os resultados para NC-1 e NC-2 com  $W=175 \text{ MeV}$  e  $a_i = 0,55$  e 0,75 fm, respectivamente. No potencial NC-1 pode ser observado que as oscilações diminuem ao aumentar a difusividade de 0,20 para 0,55 fm. As oscilações desaparecem para o potencial NC-2 com difusividade 0,75 fm. No entanto, um aumento significativo da difusividade de 0,20 fm a 0,75 fm, além de considerar os efeitos de absorção interna devido à fusão, também leva em conta os efeitos de absorção superficiais relacionados a canais de reação direta. Nos outros sistemas os estudados também apresentaram um comportamento similar.

Além do exposto acima, as energias envolvidas no presente trabalho correspondem exatamente a região próxima da energia crítica. Portanto, a parte imaginária do potencial deve ser responsável pela absorção devido a fusão e outros processos dissipativos envolvidos em energias mais altas. Considerando então que o potencial de curto alcance do tipo Woods-Saxon normalmente utilizado não funciona para essa faixa de energia, devido aos altos momentos angulares envolvidos, adotamos o potencial de São Paulo com uma normalização  $N_i=0,60$ . A escolha dessa normalização foi descrita através de um estudo de uma faixa de energia de  $E/A=200 \text{ MeV}$ , onde a produção de píons ainda é menor devido a um menor efeito do bloqueio de Pauli [62]. Esse potencial já foi utilizado em diferentes trabalhos onde foi analisado o

espalhamento elástico a energias intermediárias [62,63] e energias próximas e acima da barreira Coulombiana [64,65]. A princípio essa normalização  $N_i=0,60$  pareceu arbitrária e decidimos estudar a sensibilidade desse parâmetro nos cálculos, variando de 0,40 até 0,80. Verificamos que dentro desse intervalo de valores os resultados variam muito pouco, indicando uma baixa sensibilidade dos cálculos com relação a esse parâmetro. Vamos então considerar  $N_i=0,60$ . Esse potencial será então o potencial básico ou *bare* imaginário que será considerado para os cálculos de canais acoplados.

### 5.2.1 Acoplamento inelástico para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$

Levando em conta as considerações da seção anterior realizamos os cálculos de canais acoplados, o potencial *bare* utilizado nos cálculos para dar conta dos processos absorptivos, como a fusão, foi definido como: a parte real dada pelo potencial nuclear de São Paulo com normalização  $N_r=1,00$  e parte imaginária dada pelo potencial de São Paulo com normalização  $N_i=0,60$ . Sem considerar nenhum acoplamento esse será, portanto, o potencial responsável pelos cálculos *no-couplings*.

O primeiro acoplamento a ser considerado foi o canal inelástico. Para esse acoplamento consideramos o modelo coletivo incluindo as deformações do projétil e do alvo nos potenciais Coulombiano e Nuclear. Incluímos as excitações inelásticas para nosso sistema, que estão relacionadas com a probabilidade de transição reduzida elétrica  $B(E\lambda, I \rightarrow I')$ .

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto B(E\lambda, I \rightarrow I') \quad (5.1)$$

Os valores de  $B(E2)$ ,  $B(E3)$  e  $B(E4)$  para o alvo e o  $B(E2)$  do projétil foram obtidos da literatura a partir da base de dados do *National Nuclear Data Center* (NNDC) [66]. Os valores do spin, energia de excitação do  $^{13}\text{B}$  e  $^{208}\text{Pb}$  são apresentados na Tabela 5.11. Os valores de transição elétrica, a matriz reduzida e a deformação de longitude reduzida são apresentadas na Tabela 5.12.

<sup>13</sup> B	
J <sup>π</sup>	E [MeV]
3/2 <sup>-</sup>	g.s
3/2 <sup>-</sup>	3,53
<sup>208</sup> Pb	
0 <sup>+</sup>	g.s
3 <sup>-</sup>	2,61
5 <sup>-</sup>	3,19
2 <sup>+</sup>	4,09
4 <sup>+</sup>	4,32
8 <sup>+</sup>	4,61
3 <sup>-</sup>	4,70

Tabela 5.11: Valores do spin, paridade e energia de excitação do feixe de <sup>13</sup>B e do alvo <sup>208</sup>Pb.

<sup>13</sup> B							
E [KeV]	E <sub>γ</sub> [KeV]	I <sub>f</sub> ↔ I <sub>i</sub>	B(E2) [W.u]	< I <sub>f</sub>   E <sub>γ</sub>   I <sub>i</sub> > [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	δ <sub>2</sub> [fm]		
3534,60	596	3/2 <sup>-</sup> ↔ 3/2 <sup>-</sup>	0,81	2,43	0,82		
<sup>208</sup> Pb							
E [KeV]	E <sub>γ</sub> [KeV]	I <sub>f</sub> ↔ I <sub>i</sub>	B(E2) [W.u]	B(E3) [W.u]	B(E4) [W.u]	< I <sub>f</sub>   E <sub>γ</sub>   I <sub>i</sub> > [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	δ [fm]
2614,52	2614,51	0 <sup>+</sup> ↔ 3 <sup>-</sup>	-	33,8	-	131,60	0,17
3197,71	583,18	3 <sup>-</sup> ↔ 5 <sup>-</sup>	0,38	-	-	17,53	0,14
4085,52	4085,47	0 <sup>+</sup> ↔ 2 <sup>+</sup>	8,4	-	-	55,44	0,45
4323,94	4324,30	0 <sup>+</sup> ↔ 4 <sup>+</sup>	-	-	18	108,89	0,02
4610,74	1413,02	5 <sup>-</sup> ↔ 8 <sup>+</sup>	-	12,6	-	125,22	0,16
4698,32	4697,88	0 <sup>+</sup> ↔ 3 <sup>-</sup>	-	1,20	-	24,79	0,03

Tabela 5.12: Todas as transições inelásticas do <sup>13</sup>B e <sup>208</sup>Pb acopladas no canal inelástico.

Consideramos para o esquema de acoplamento o primeiro estado excitado do  $^{13}\text{B}$  ( $3/2^-$ ) e seis estados do  $^{208}\text{Pb}$  ( $3^-, 5^-, 2^+, 4^+, 8^+, 3^-$ ) incluindo as transições multipolares  $\mathbf{B}(E\lambda)$ . O resultado desses acoplamentos na determinação das seções de choque para o espalhamento elástico é mostrado nas Figuras 5.17 e 5.18. Como podemos observar, os acoplamentos com os estados excitados não tiveram muita influência no canal elástico em nenhuma das duas distribuições angulares.

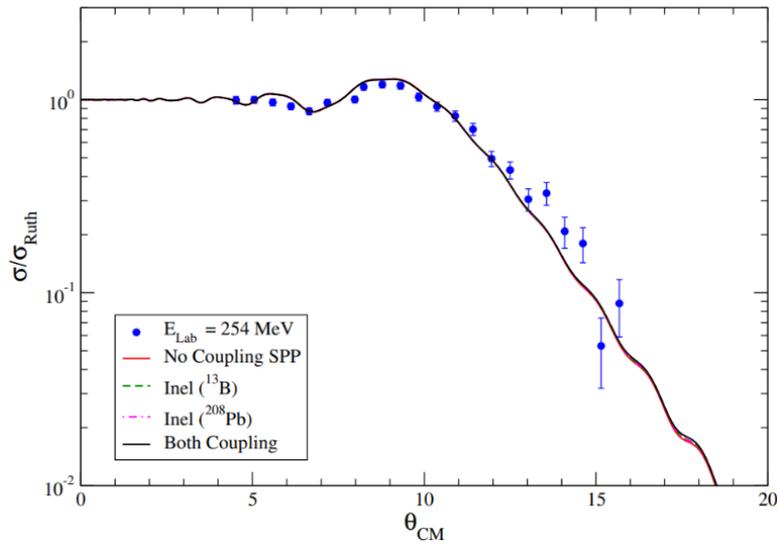


Figura 5.17: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 254$  MeV, sem acoplamento e acoplado estados inelásticos do projétil e do alvo.

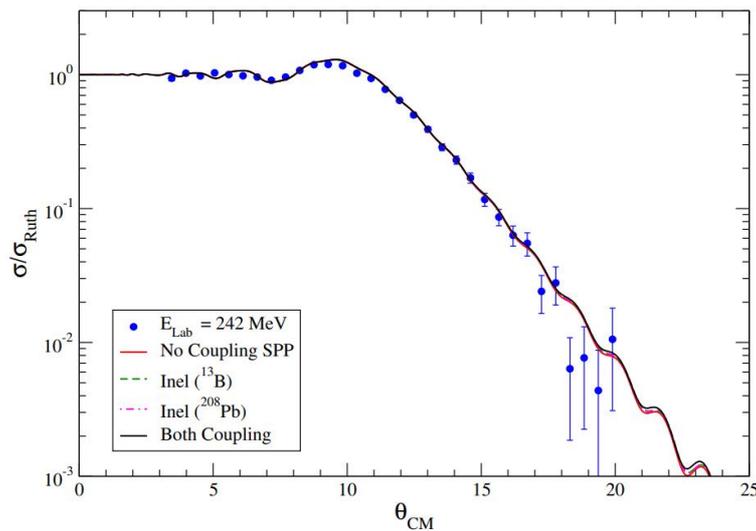


Figura 5.18: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 242$  MeV, sem acoplamento e acoplado estados inelásticos do projétil e do alvo.

## 5.2.2 Acoplamento inelástico para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$

Foram realizados cálculos de acoplamento inelástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ . Na Tabela 5.13 mostramos os spins e as energias de excitação do  $^{13}\text{C}$  dos estados considerados. Acoplamos os estados excitados do  $^{13}\text{C}$  (Tabela 5.13) e os estados excitados do  $^{208}\text{Pb}$  (Tabela 5.11). Na Tabela 5.14 apresentamos os valores da transição elétrica, matriz reduzida e a deformação de longitude reduzida para o  $^{13}\text{C}$ .

$^{13}\text{C}$	
$J^\pi$	E [MeV]
$1/2^-$	g.s
$3/2^-$	3,68
$5/2^+$	3,85
$5/2^-$	7,54
$3/2^-$	9,89
$3/2^-$	15,10

Tabela 5.13: Valores do spin, paridade e energia de excitação do feixe de  $^{13}\text{C}$ .

$^{13}\text{C}$						
E [KeV]	$E_\gamma$ [KeV]	$I_f \leftrightarrow I_i$	$B(E2)$ [W.u]	$B(E3)$ [W.u]	$\langle I_f   E_\gamma   I_i \rangle$ [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	$\delta$ [fm]
3684,50	3683,92	$1/2^- \leftrightarrow 3/2^-$	3,5	-	5,04	1,41
3853,80	3853,17	$1/2^- \leftrightarrow 5/2^+$	-	10	10,43	1,17
7547	7545	$1/2^- \leftrightarrow 5/2^-$	3,1	-	5,81	1,62
9897	9893	$1/2^- \leftrightarrow 3/2^-$	0,04	-	0,56	0,15
15108,2	15098,8	$1/2^- \leftrightarrow 3/2^-$	0,50	-	1,90	0,53

Tabela 5.14: Todas as transições inelásticas do  $^{13}\text{C}$  acopladas no canal inelástico.

Acoplamos os cinco estados excitados do  $^{13}\text{C}$  ( $3/2^-$ ,  $5/2^+$ ,  $5/2^-$ ,  $3/2^-$  e  $3/2^-$ ) e os estados excitados do  $^{208}\text{Pb}$  (Tabela 5.11). O cálculo de acoplamento do canal inelástico incluindo esses estados inelásticos teve influência na seção de choque elástica mostrando uma pequena

diminuição da seção de choque para ângulos dianteiros e um aumento da seção de choque para ângulos traseiros (Figura 5.19). Esse efeito pode ser explicado pela absorção do fluxo do canal elástico devido á interação mais profunda em ângulos traseiros. O resultado do cálculo teórico do acoplamento inelástico pode ser observado na Figura 5.19.

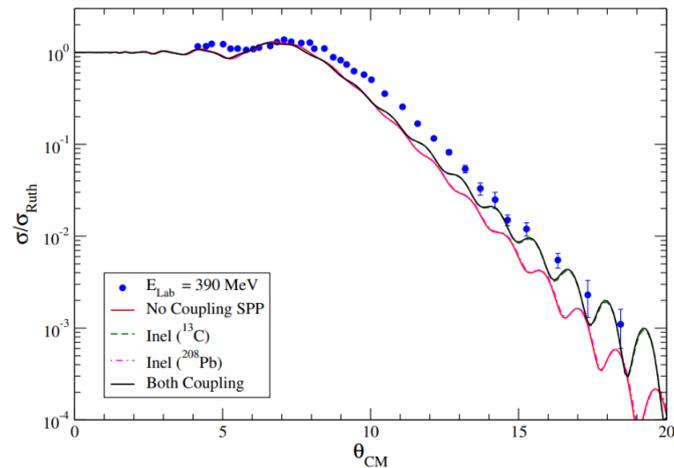


Figura 5.19: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 390$  MeV, sem acoplamento e acoplado estados inelásticos do projétil e do alvo.

### 5.2.3 Acoplamento inelástico para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$

A comparação do cálculo de espalhamento inelástico com a distribuição angular do sistema é apresentada na Figura 5.20. O projétil  $^{13}\text{O}$  não possui estados excitados, portanto, consideramos apenas os canais inelásticos com excitação do alvo (Tabela 5.11). Não incluímos excitações inelásticas do  $^{13}\text{O}$  devido não termos encontrado os valores  $B(E\lambda)$  na literatura

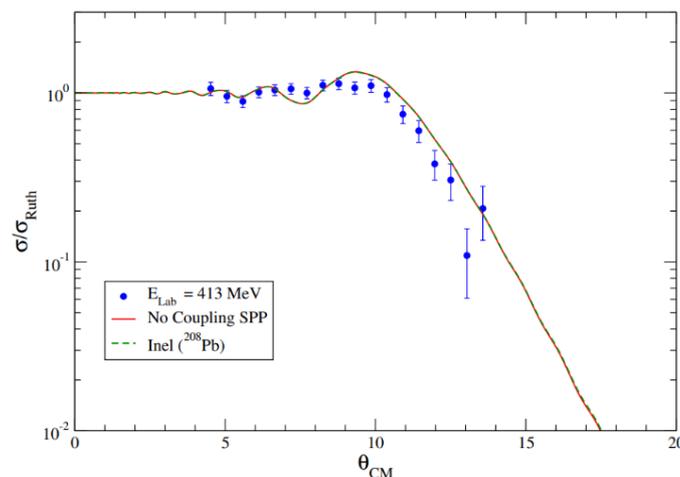


Figura 5.20: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV, sem acoplamento e acoplado estados inelásticos do alvo.

Neste cálculo acoplamos os estados inelásticos do  $^{208}\text{Pb}$  (Tabela 5.11). Na Figura 5.20 podemos observar que o acoplamento dos estados inelásticos do alvo não teve influência na seção de choque elástica.

#### 5.2.4 Acoplamento inelástico para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$

Para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  foram realizados cálculos de canais acoplados com as excitações inelásticas. Os estados acoplados e os valores de transição elétrica, matriz reduzida e deformação de longitude reduzida para esse núcleo são apresentados na Tabela 5.15 e 5.16, respectivamente. A comparação entre os cálculos e os dados é mostrada na Figura 5.21.

$^{13}\text{N}$	
$J^\pi$	E [MeV]
$1/2^-$	g.s
$3/2^-$	15,06

Tabela 5.15: Valores do spin, paridade e energia de excitação do feixe de  $^{13}\text{N}$ .

$^{13}\text{N}$					
E [KeV]	$E_\gamma$ [KeV]	$I_f \leftrightarrow I_i$	$B(E2)$ [W.u]	$\langle I_f   E_\gamma   I_i \rangle$ [ $e^2\text{fm}^4$ ]	$\delta_2$ [fm]
15064,6	15055,2	$1/2^- \leftrightarrow 3/2^-$	0,28	1,42	0,34

Tabela 5.16: A transição inelástica do  $^{13}\text{N}$  acoplado no canal inelástico.

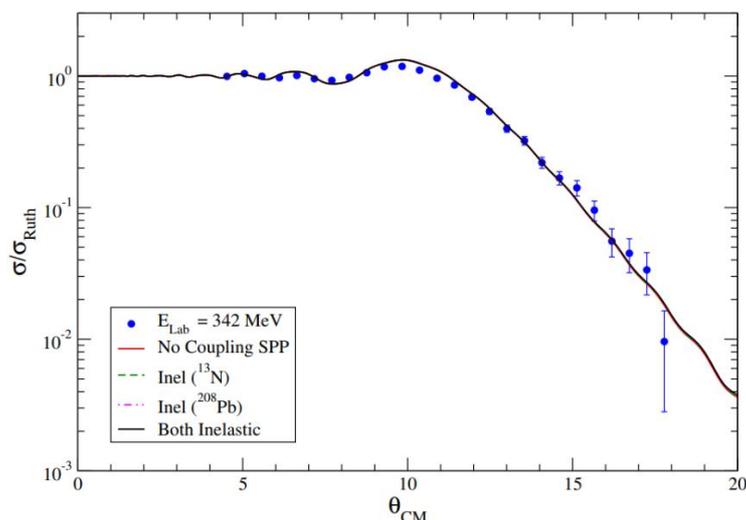


Figura 5.21: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 342$  MeV, sem acoplamento e acoplado estados inelásticos do projétil e do alvo.

Acoplamos o estado inelástico de  $^{13}\text{N}$  ( $3/2^-$ ) com transição  $\mathbf{B(E2)}$  para o estado fundamental. Para o núcleo  $^{208}\text{Pb}$  foram utilizadas as mesmas transições multipolares descritas na Tabela 5.11. Como podemos observar na Figura 5.21, os cálculos inelásticos desses núcleos não tiveram efeito na seção de choque.

Podemos concluir que o acoplamento inelástico não interfere de forma significativa na descrição do comportamento da seção de choque de espalhamento elástico para os sistemas  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N}$  no alvo de  $^{208}\text{Pb}$ . Para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , o acoplamento dos estados excitados do  $^{13}\text{C}$  teve influência na seção de choque elástica. Isso indica que as transições  $\mathbf{B(E2)}$  e  $\mathbf{B(E3)}$  foram, de certa forma, importantes para descrever a distribuição angular para ângulos traseiros. Outros canais de reação ou efeitos podem ainda estar atuando na dinâmica da reação para esse sistema.

### 5.3 Efeito de reorientação do momento quadrupolar

De acordo com a análise da seção anterior, o acoplamento com os estados excitados não interferiu na descrição do espalhamento elástico. Os cálculos sem acoplamento, ou *no-coupling*, não descrevem as distribuições angulares, principalmente para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 254$  MeV e  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV, indicando que devemos investigar outros possíveis efeitos e/ou acoplamentos. Um outro efeito importante quando lidamos com núcleos deformados é o efeito de reorientação quadrupolar. O efeito de reorientação é um processo de perturbação de segunda ordem que consiste na mudança da orientação do núcleo durante a

colisão. Essa reorientação é devido à interação do gradiente do campo elétrico do projétil com o momento quadrupolar do núcleo excitado [67]. As primeiras investigações do efeito de reorientação foram realizadas exatamente para medir e estudar o momento quadrupolar estático dos estados excitados dos núcleos [67,68]. Para investigarmos o efeito de reorientação na descrição do espalhamento elástico para os sistemas estudados nesse trabalho, incluímos as reorientações dos projéteis de  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{O}$  e do alvo de  $^{208}\text{Pb}$  no cálculo de canais acoplados. Para os núcleos de  $^{13}\text{C}$  e  $^{13}\text{N}$  não encontramos na literatura os valores do momento quadrupolar e, portanto, esses cálculos não foram realizados.

### 5.3.1 Efeito de reorientação para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$

O núcleo de  $^{13}\text{B}$  possui um momento quadrupolar no estado fundamental  $Q(^{13}\text{B}, 3/2^-) = 3,70 \text{ fm}^2$ , enquanto que para o alvo de  $^{208}\text{Pb}$  temos um momento de octupolo do primeiro estado excitado  $Q(^{208}\text{Pb}, 3^-) = -34 \text{ fm}^2$ . Essas deformações indicam deformação elipsoidal prolata e octupolar para o  $^{13}\text{B}$  e  $^{208}\text{Pb}$ , respectivamente. Os parâmetros para o acoplamento dos canais de reorientação para calcular a matriz reduzida e deformação de longitude reduzida considerando os momentos quadrupolares e octupolares desses núcleos são apresentados nas Tabelas 5.17 e 5.18. A análise do efeito de reorientação do sistema  $^{13}\text{B} + ^{208}\text{Pb}$  para  $E_{\text{Lab}} = 254 \text{ MeV}$  e  $E_{\text{Lab}} = 242 \text{ MeV}$  é apresentada nas Figuras 5.22 e Figura 5.23, respectivamente.

$^{13}\text{B}$				
E [KeV]	$J^\pi$	$Q_2 [\text{fm}^2]$	$\langle I_f   E_2   I_i \rangle [e^2\text{fm}^4]$	$\delta_2 [\text{fm}]$
g.s.	3/2-	3,70	1,04	0,35

Tabela 5.17: Parâmetros de reorientação do  $^{13}\text{B}$ .

$^{208}\text{Pb}$				
E [KeV]	$J^\pi$	$Q_3 [\text{fm}^2]$	$\langle I_f   E_3   I_i \rangle [e^2\text{fm}^4]$	$\delta_3 [\text{fm}]$
2,615	3-	-34	-13,37	-0,018

Tabela 5.18: Parâmetros de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$ .

Nas Figuras 5.22 e 5.23 apresentamos o resultado dos cálculos de acoplamento dos

canais inelásticos discutido anteriormente juntamente com os canais de reorientação do  $^{13}\text{B}$  e  $^{208}\text{Pb}$ . A inclusão do efeito de reorientação desses núcleos não teve influência no canal elástico. Como o núcleo de  $^{13}\text{B}$  possui uma pequena deformação no estado fundamental e o alvo de  $^{208}\text{Pb}$  possui uma deformação octupolar no primeiro estado excitado, a inclusão do efeito de reorientação não foi relevante no processo de espalhamento elástico. Possivelmente, os núcleos com maior spin teriam mais subestados magnéticos e, conseqüentemente, a possibilidade de um maior efeito de reorientação na seção de choque elástica.

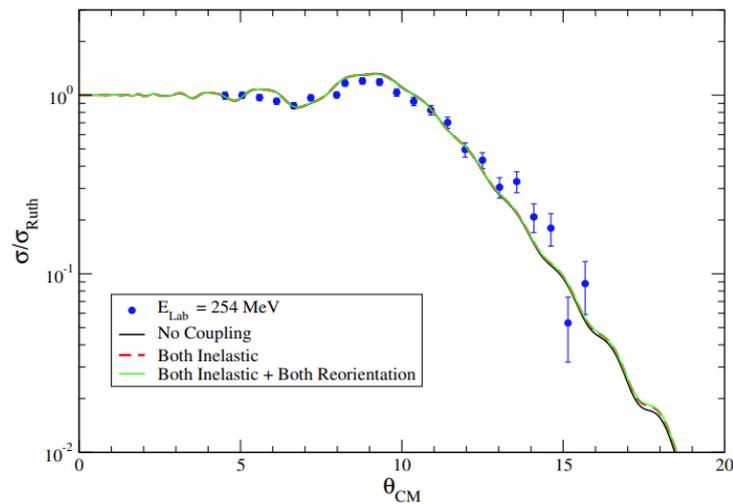


Figura 5.22: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 254$  MeV, sem acoplamento, acoplado estados inelásticos e o efeito de reorientação.

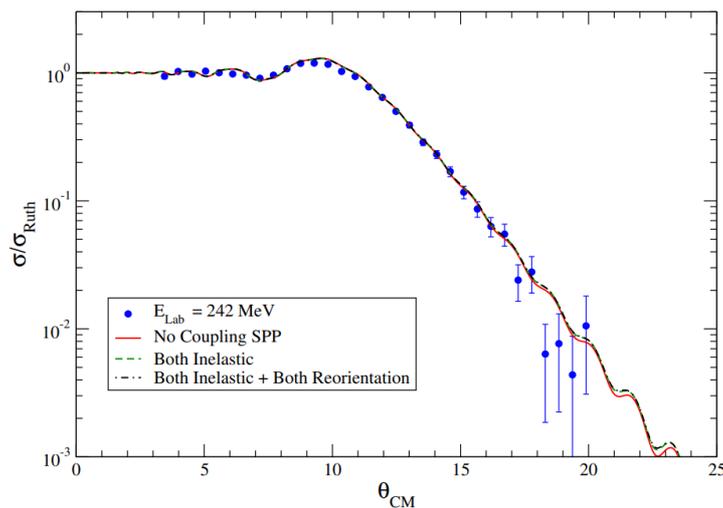


Figura 5.23: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 242$  MeV, sem acoplamento, acoplado estados inelásticos e o efeito de reorientação.

### 5.3.2 Efeito de reorientação para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$

Realizamos cálculos de canais acoplados incluindo a reorientação apenas para o alvo de  $^{208}\text{Pb}$ , já que não encontramos o momento de quadrupolo para o  $^{13}\text{C}$  na literatura. Incluímos apenas o momento de octupolo do primeiro estado excitado  $Q(^{208}\text{Pb}, 3^-) = -34 \text{ fm}^2$ . O resultado dos cálculos com a inclusão dos estados excitados e da reorientação do  $^{208}\text{Pb}$  é mostrado na Figura 5.24. Podemos observar que o efeito é desprezível.

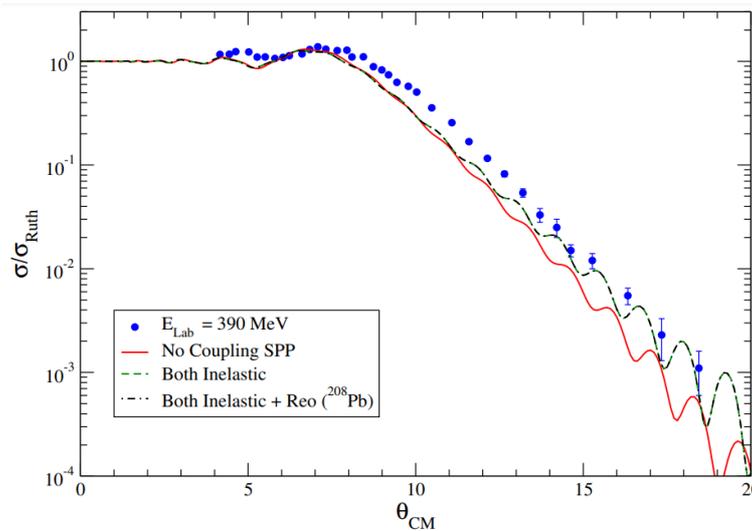


Figura 5.24: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 390 \text{ MeV}$ , sem acoplamento, acoplado estados inelásticos e o efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$ .

### 5.3.3 Efeito de reorientação para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$

Realizamos também cálculos de acoplamento com reorientação para o  $^{13}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ . Para o acoplamento dos canais de reorientação incluímos o momento octupolar do  $^{208}\text{Pb}$  (Tabela 5.18) e o momento quadrupolar do  $^{13}\text{O}$  no estado fundamental  $Q(^{13}\text{O}, 3/2^-) = 1,10 \text{ fm}^2$  (Tabela 5.19). Na Figura 5.25 mostramos o resultado da inclusão, ou seja, o efeito de reorientação para esse sistema. Como podemos observar, o efeito de reorientação foi muito pequeno, principalmente devido a pequena deformação no estado fundamental do  $^{13}\text{O}$ .

$^{13}\text{O}$				
E [KeV]	$J^\pi$	$Q_2$ [fm $^2$ ]	$\langle I_f   E_2   I_i \rangle$ [e $^2$ fm $^4$ ]	$\delta_2$ [fm]
g.s.	3/2-	1,10	0,31	0,065

Tabela 5.19: Parâmetros de reorientação do  $^{13}\text{O}$ .

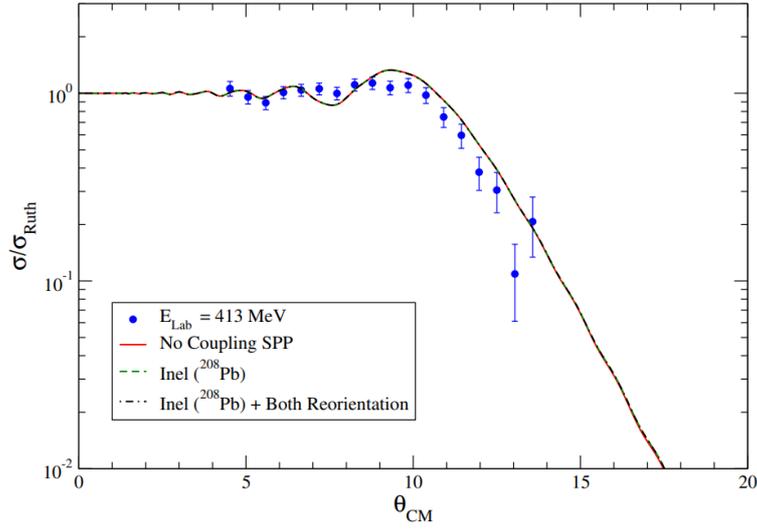


Figura 5.25: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 413$  MeV, sem acoplamento, acoplado estados inelásticos do  $^{208}\text{Pb}$  e o efeito de reorientação.

### 5.3.4 Efeito de reorientação para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$

Realizamos cálculos de reorientação para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ . Incluímos a reorientação do  $^{208}\text{Pb}$  (Tabela 5.18) e para  $^{13}\text{N}$  não encontramos o valor do momento quadrupolar na literatura. Na Figura 5.26 pode-se observar os cálculos dos acoplamentos inelásticos junto com o canal de reorientação. Ao adicionar ambos os canais, não tivemos efeito significativo na seção de choque de *no-coupling*.

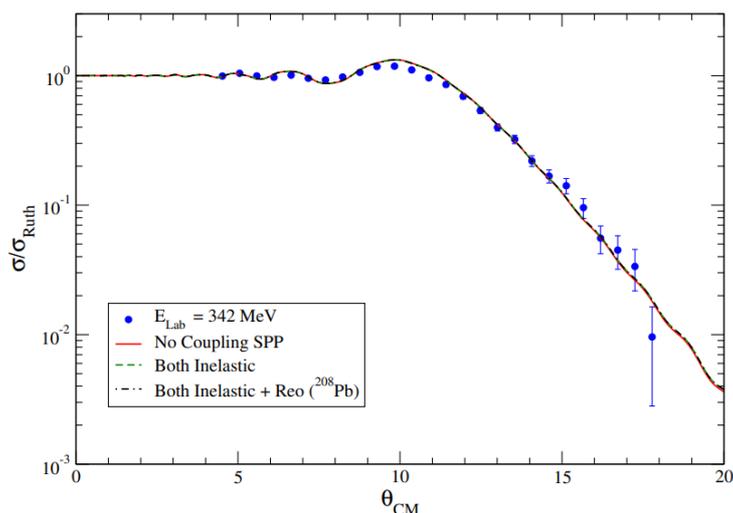


Figura 5.26: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 342$  MeV, sem acoplamento, acoplando estados inelásticos e o efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$ .

Podemos concluir que os núcleos de  $^{13}\text{B}$  e  $^{13}\text{O}$  não são suficientemente deformados e não possuem alto spin para que o efeito de reorientação nos acoplamentos seja perceptível. No entanto para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , os acoplamentos com os canais inelásticos melhoraram a descrição das distribuições angulares de espalhamento elástico para ângulos traseiros. De qualquer forma as distribuições angulares para os sistemas  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  ainda não estão bem descritas e outros canais devem ser relevantes. A próxima etapa é exatamente considerar o acoplamento com outras reações como *breakup* e transferência, através de cálculos de CDCC e CRC.

#### 5.4 Canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC)

Para estudar a influência da reação direta de *breakup* (quebra) dos núcleos de  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N}$  no processo de espalhamento elástico, realizamos cálculos de canais acoplados com discretização do contínuo ou CDCC. Esses cálculos correspondem a discretizar o contínuo e realizar os cálculos de canais acoplados, onde os canais de estados excitados ligados e do contínuo, acima do limiar de quebra da partícula de valência, são incluídos. Nesses cálculos os estados do contínuo são discretizados em *bins* e associados a momentos angulares  $l$ . Os núcleos devem ser descritos como um modelo de configuração de *cluster* (*core + valence*), relacionados com a maior probabilidade de quebra. As configurações do *cluster* e energia de ligação dos núcleos estudados no presente trabalho são apresentadas na Tabela 5.20. Para realizar os cálculos de CDCC precisamos, ainda, dos potenciais de interação para cada subsistema: core-alvo, valência-alvo e core-valência. Para o caso do potencial core-valência, esse potencial deve

descrever o espalhamento elástico. É importante ressaltar que esperamos uma contribuição relevante do canal de *breakup* apenas quando a energia de ligação é pequena. Nesse caso, esperamos que os cálculos de CDCC sejam importantes apenas para os núcleos  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N}$ .

Cluster	Energia de Ligação (BE)
$^{13}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{n}$	4,878 MeV
$^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + \text{n}$	4,946 MeV
$^{13}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{N} + \text{p}$	1,514 MeV
$^{13}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + \text{p}$	1,943 MeV

Tabela 5.20: Estrutura de *cluster* e energia de ligação dos núcleos.

#### 5.4.1 Cálculo de CDCC para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$

Apesar de não esperarmos uma grande influência do canal de *breakup* no processo de espalhamento elástico do projétil  $^{13}\text{B}$  decidimos realizar cálculos de CDCC para comprovar. Além disso, podemos verificar se o modelo de *cluster*  $^{13}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{B}+\text{n}$ , a ser utilizado, funciona para esse sistema. A energia de ligação do nêutron é de 4,878 MeV. Consideramos a energia máxima de excitação de  $\epsilon_{max} = 21$  MeV. Esse valor de energia máximo foi suficiente para que os cálculos de seção de choque de quebra convergissem. Além disso, o spin do core ( $^{12}\text{B}$ ) foi desprezado e o nêutron de valência foi considerado como ocupando a camada  $1p_{\frac{1}{2}}$ . A seguir descrevemos os potenciais usados para os cálculos de CDCC.

- Potencial core-target ( $^{12}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial de São Paulo.
- Potencial valence-target ( $\text{n}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial Akyus-Winther [69].
- Potencial de ligação core-valence ( $^{12}\text{B}+\text{n}$ ): Potencial WS. A profundidade e geometria desse potencial foram obtidas ajustando um potencial WS ao potencial de São Paulo para esse sistema.

Os resultados dos cálculos de CDCC acoplando as ondas  $l = 0, 1, 2, 3$  e de *one-channel* são apresentados nas Figuras 5.27 e 5.28. Aqui o cálculo de *one-channel* corresponde ao resultado sem acoplamentos com o contínuo, ou seja, considerando unicamente os elementos diagonais de interação dados pelo modelo de cluster adotado. Também estudamos a importância da expansão multipolar de interação  $\lambda = 0, 1, 2$  nos cálculos de CDCC. Nas

Figura 5.29 e 5.30 observamos que esses cálculos não influenciam no canal elástico. Então, comparando os cálculos de CDCC, *one-channel* e a interação de expansão multipolar  $\lambda$ , concluímos que esses cálculos descrevem bem os dados experimentais até  $\theta_{CM} \approx 13^\circ$  para a energia  $E_{lab} = 254$  MeV, indicando uma boa concordância entre os cálculos, o modelo de *cluster* adotado, e os dados experimentais. No caso da energia de  $E_{lab} = 242$  MeV, o cálculo de seção de choque reproduz parcialmente os dados de espalhamento elástico nessa região angular.

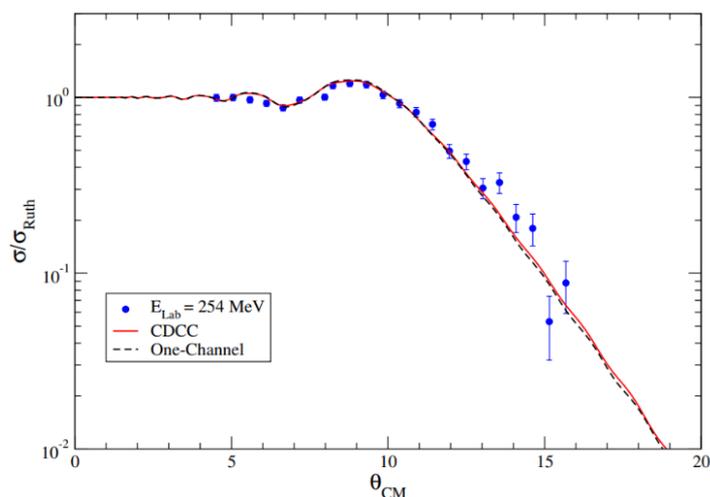


Figura 5.27: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{lab} = 254$  MeV, incluindo cálculos de CDCC e *one-channel*.

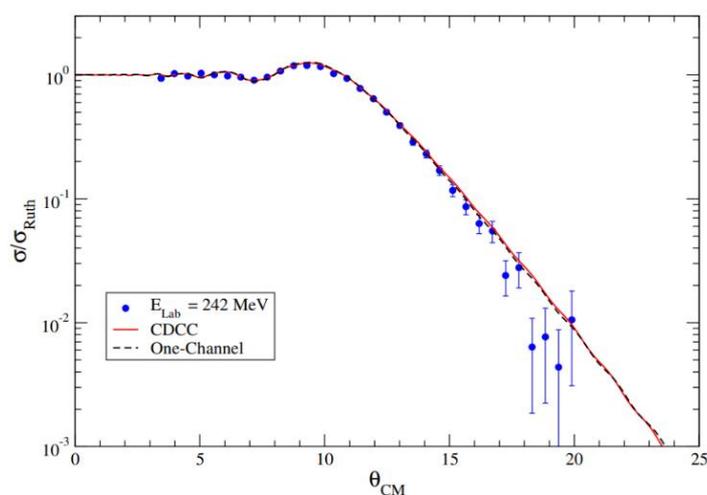


Figura 5.28: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{lab} = 242$  MeV, incluindo cálculos de CDCC e *one-channel*.

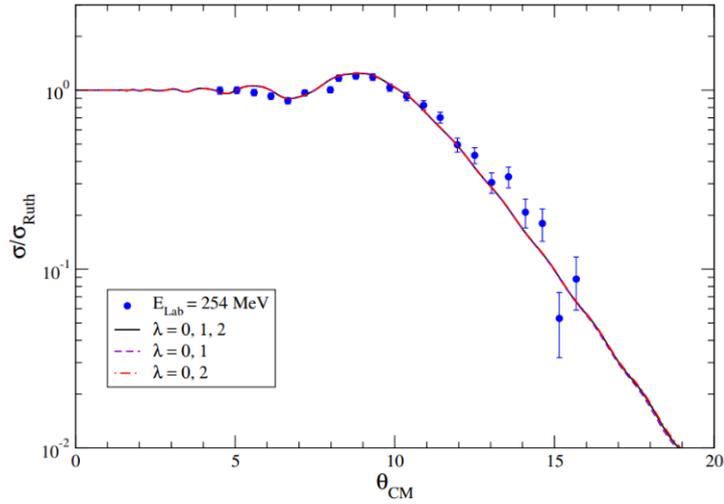


Figura 5.29: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 254$  MeV, incluindo cálculos de CDCC para diferentes valores de *cutoff* na expansão multipolar de interação  $\lambda$ .

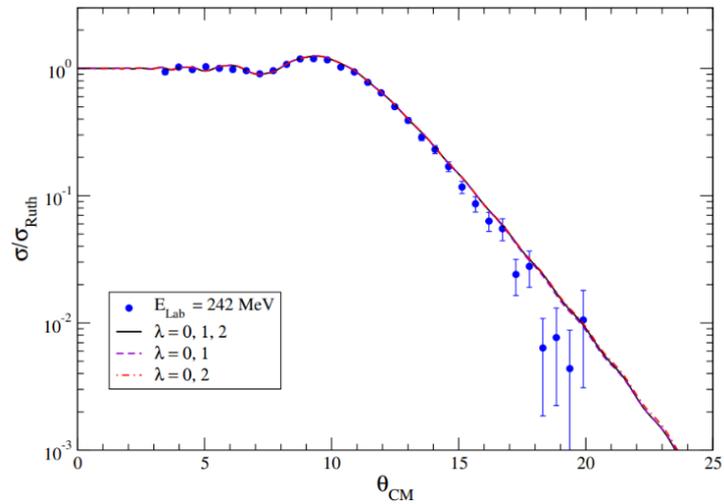


Figura 5.30: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV, incluindo cálculos de CDCC para diferentes valores de *cutoff* na expansão multipolar de interação  $\lambda$ .

Nas Figura 5.31 e 5.32 apresentamos o estudo da convergência da seção de choque de quebra em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  para os momentos angulares  $l = 0, 1, 2, 3$  para as energias  $E_{\text{lab}} = 254$  MeV e  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV, respectivamente. Como podemos ver há uma boa convergência quando consideramos as ondas com momentos angulares mais altos.

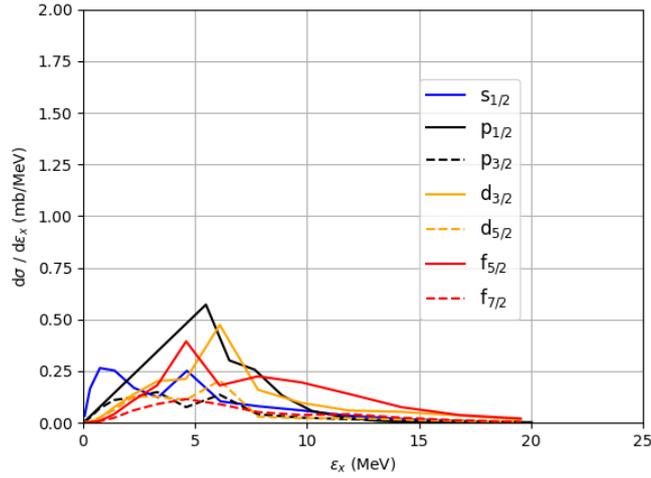


Figura 5.31: Seção de choque de *breakup* em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  do sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 254$  MeV, obtidos dos cálculos de CDCC.

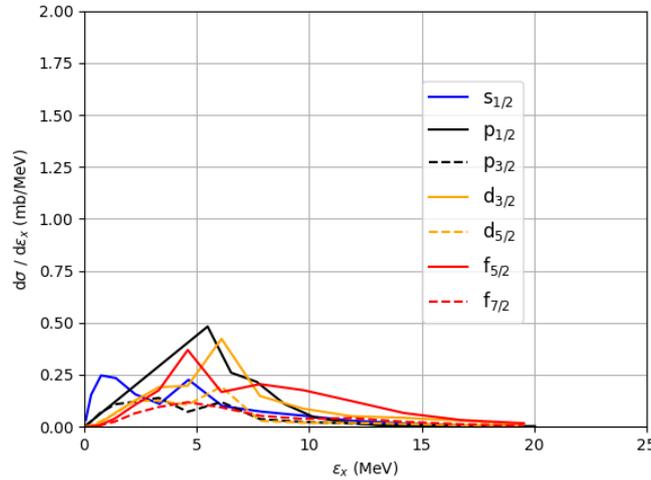


Figura 5.32: Seção de choque de *breakup* em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  do sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV, obtidos dos cálculos de CDCC.

#### 5.4.2 Cálculo de CDCC para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$

Realizamos cálculos de CDCC para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ . O modelo de *cluster* utilizado foi  $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + n$ , sendo que a energia de ligação do nêutron é de 4,946 MeV. Para este sistema o caroço de  $^{12}\text{C}$  possui spin no estado fundamental ( $J^\pi = 0^+$ ) e o nêutron de valência ocupa a camada  $1p_{1/2}$  com uma energia de excitação de  $\epsilon_{\text{max}} = 25$  MeV. A energia de excitação obtida e a inclusão dos momentos angulares  $l = 0, 1, 2, 3$  foi suficiente para garantir a convergência da seção de choque de quebra em função da energia de excitação. Para os cálculos de CDCC

os potenciais usados foram:

- Potencial core-target ( $^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial de São Paulo.
- Potencial valence-target ( $n+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial Akyus-Winther [69].
- Potencial core-valence ( $^{12}\text{C}+n$ ): Potencial de WS.

Os resultados dos cálculos de CDCC incluindo as ondas com momentos angulares  $l = 0, 1, 2, 3$  e *One-Channel* são apresentados na Figura 5.33. Na Figura 5.34 mostramos os resultados da expansão multipolar  $\lambda = 0, 1, 2, 3$  nos cálculos de *breakup*. Então, comparado os cálculos de CDCC e *One-Channel*, os dados experimentais são ajustados parcialmente a partir de  $\theta_{CM} \geq 14^\circ$ . Nos cálculos de expansão multipolar para  $\lambda = 0, 2$ , observamos que esses acoplamentos tem o mesmo comportamento que os cálculos de CDCC. Indicando que o canal de *breakup* não tem influência no canal de espalhamento elástico.

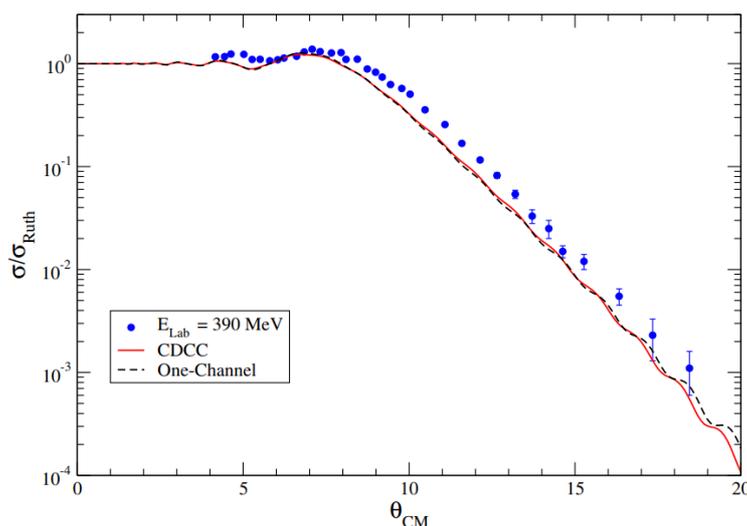


Figura 5.33: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 390$  MeV, incluindo cálculos de CDCC e *one-channel*.

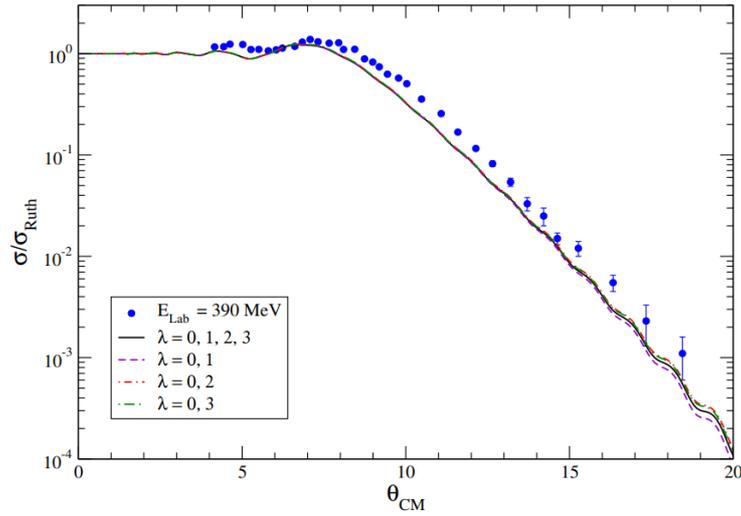


Figura 5.34: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 390$  MeV, incluindo cálculos de CDCC para diferentes valores de *cutoff* na expansão multipolar de interação  $\lambda$ .

A convergência dos cálculos da seção de choque de *breakup* em função da energia de excitação é mostrada na Figura 5.35.

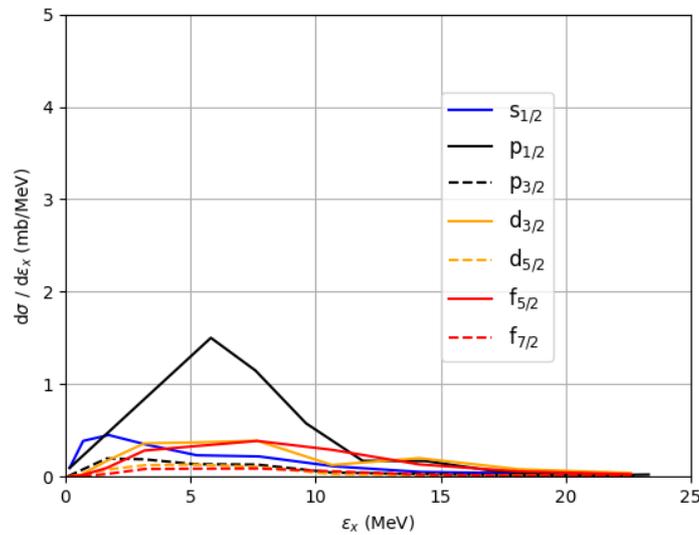


Figura 5.35: Seção de choque de quebra em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  do sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 390$  MeV, obtidos dos cálculos de CDCC.

### 5.4.3 Cálculo de CDCC para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$

Realizamos também cálculos de CDCC para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ . O modelo de *cluster* utilizado foi  $^{13}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{N}+p$ , sendo que a energia de ligação do próton é de 1,514 MeV. Essa energia de ligação pode ser considerada baixa o suficiente para que possamos esperar algum efeito do canal de *breakup* no espalhamento elástico. O spin do caroço  $^{12}\text{N}$  foi desprezado e o próton de valência ocupa o estado  $1p_{1/2}$  e a energia máxima de excitação foi  $\epsilon_{max} = 26$  MeV.

A energia máxima foi suficiente para que o cálculo da seção de choque de quebra para garantir a convergência. Os potenciais usados para o cálculo de CDCC foram:

- Potencial core-target ( $^{12}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial de São Paulo.
- Potencial valence-target ( $p+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial Akyus-Winther [69].
- Potencial core-valence ( $^{12}\text{N}+p$ ): Ajustamos a profundidade do potencial para descrever a energia de ligação.

Os cálculos incluindo os momentos angulares  $l = 0, 1, 2, 3$  para o próton de valência e *one channel* são mostrados nas Figura 5.36. Na Figura 5.37 mostramos a expansão multipolar de interação  $\lambda = 0, 1, 2$  no cálculo de dissociação. Como podemos observar nas figuras o cálculo de CDCC, que representa a influência do canal de *breakup*, descreveu muito bem a distribuição angular para o espalhamento elástico principalmente na região do pico de Fresnel. Podemos concluir que o canal de *breakup* é relevante para esse sistema mesmo para energias intermediárias. Dentre os sistemas estudados com  $A=13$ , o  $^{13}\text{O}$  é o que possui a menor energia de ligação para o *breakup*. É interessante notar que esse efeito foi observado também para o sistema  $^{11}\text{Be}$ , conforme a Ref. [15], que é um núcleo rico em nêutron, mas não para o  $^8\text{B}$  que é um núcleo rico em prótons [14]. Para os cálculos de expansão multipolar  $\lambda$ , esses acoplamentos também tiveram influência na seção de choque de *one-channel*. A convergência da seção de choque diferencial de quebra em função da energia de excitação é mostrada na Figura 5.38.

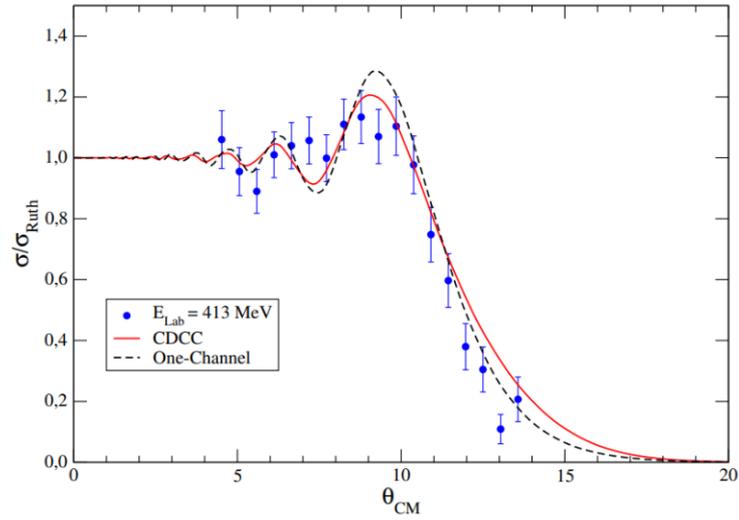


Figura 5.36: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 413$  MeV, incluindo cálculos de CDCC e *one-channel*.

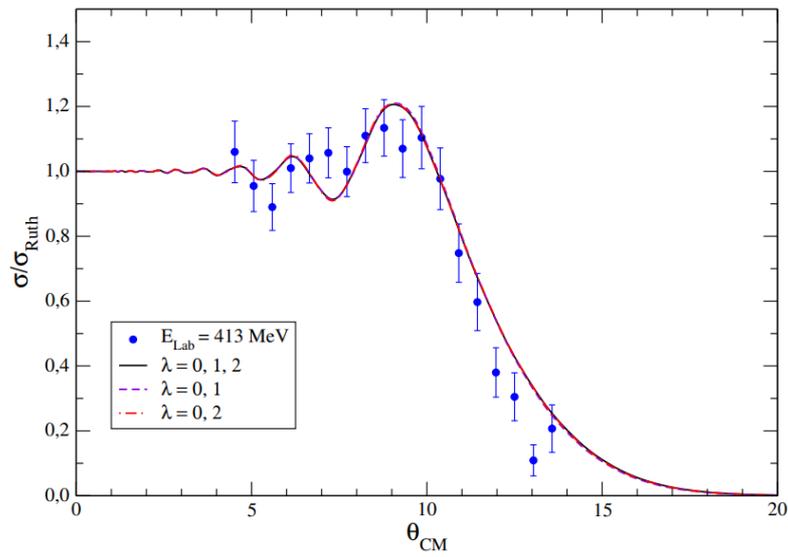


Figura 5.37: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 413$  MeV, incluindo cálculos de CDCC para diferentes valores de *cutoff* na expansão multipolar de interação  $\lambda$ .

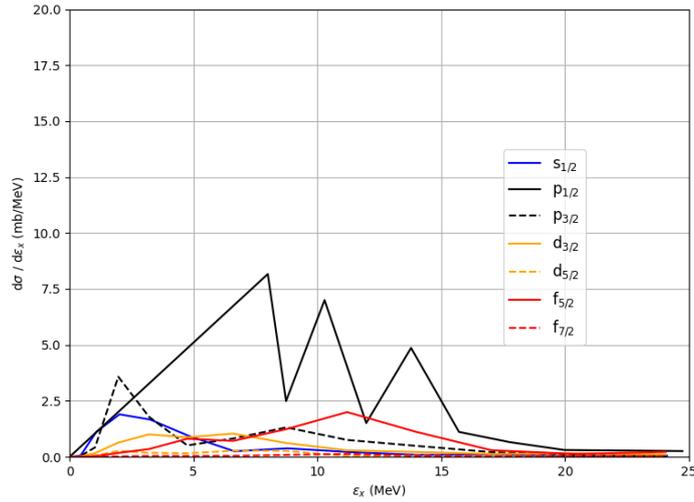


Figura 5.38: Seção de choque de quebra em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  do sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 413$  MeV, obtidos dos cálculos de CDCC.

#### 5.4.4 Cálculo de CDCC para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$

Realizamos também cálculos de CDCC para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ . O modelo de *cluster* utilizado foi  $^{13}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C}+p$ , sendo que a energia de ligação do próton é de 1,943 MeV. Essa energia de ligação pode ser considerada baixa o suficiente para que possamos esperar algum efeito do canal de *breakup* no espalhamento elástico. Neste sistema, o spin do caroço  $^{12}\text{C}$  está no estado fundamental ( $J^\pi = 0^+$ ), incluímos os momentos angulares  $l = 0, 1, 2, 3$  para o próton de valência que ocupa a camada  $1p_{1/2}$  com uma energia de máxima de excitação de  $\epsilon_{\text{max}} = 26$  MeV. A convergência dos cálculos de quebra foi obtida considerando a energia máxima de excitação e os momentos angulares. Os potenciais usados nos cálculos de CDCC são mostrados a seguir:

- Potencial core-target ( $^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial de São Paulo.
- Potencial valence-target ( $p+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial Akyus-Winther [69].
- Potencial core-valence ( $^{12}\text{C}+p$ ): Potencial de WS.

Na Figura 5.39 apresentamos os resultados dos cálculos de CDCC e *One-Channel*. Na Figura 5.40 mostramos os resultados obtidos nos acoplamentos da expansão multipolar  $\lambda = 0, 1, 2$ . Nota-se, que os cálculos de CDCC descrevem bem a distribuição angular no pico de

Fresnel e parcialmente na região dos ângulos traseiros. Apesar de pequeno, podemos concluir que o desvio de fluxo do espalhamento elástico na região do pico de Fresnel é uma indicação de que o *breakup* teve um efeito no canal elástico nas energias estudadas. Além disso, os resultados dos cálculos considerando a expansão multipolar para cada  $\lambda$  mostrou o mesmo comportamento que a análise com CDCC, indicando que esses cálculos são livres de parâmetros. O cálculo de convergência da seção de choque de *breakup* em função da energia de excitação para as ondas *s*, *p*, *d*, *f* é mostrado na Figura 5.41.

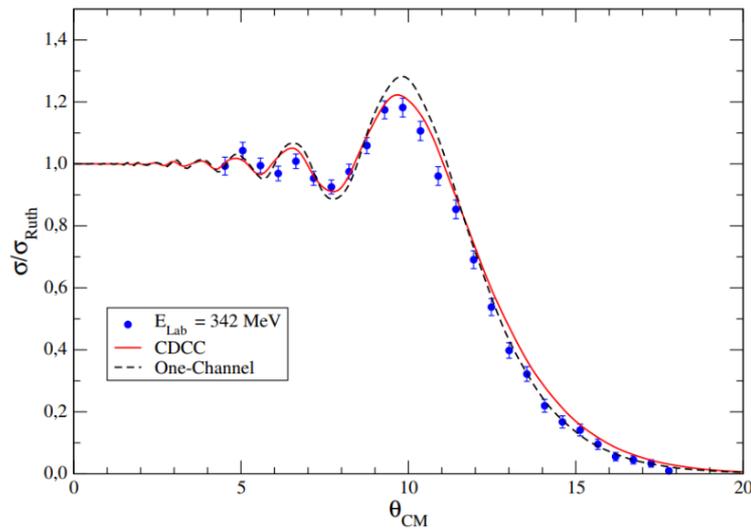


Figura 5.39: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV, incluindo cálculos de CDCC e *one-channel*.

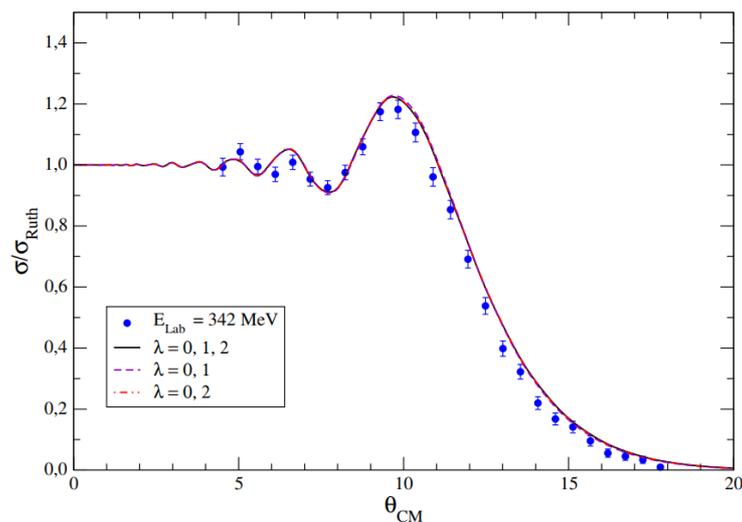


Figura 5.40: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV, incluindo cálculos de CDCC para diferentes valores de *cutoff* na expansão multipolar de interação  $\lambda$ .

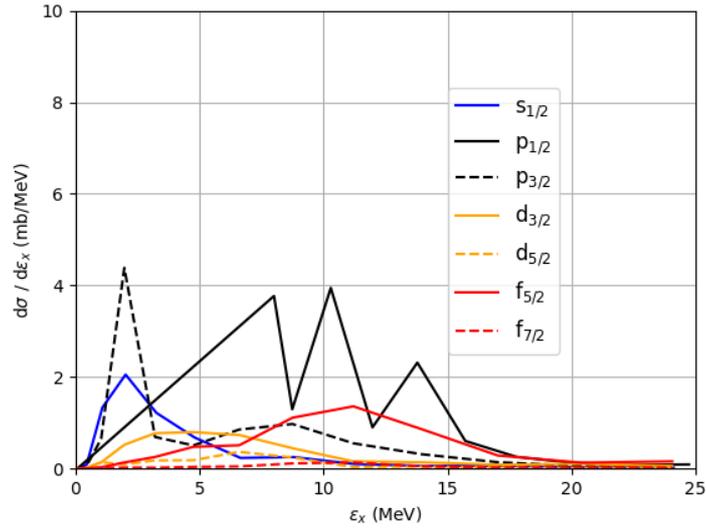


Figura 5.41: Seção de choque de quebra em função da energia de excitação  $\epsilon_x$  do sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV, obtidos dos cálculos de CDCC.

A partir dos cálculos de CDCC podemos concluir que o efeito do canal de *breakup* foi importante para descrever a distribuição angular do espalhamento elástico para os sistemas  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ . Esse resultado é relevante considerando que a energia de ligação,  $S_p=1,514$  MeV e  $S_p=1,943$  MeV para os núcleos  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N}$ , respectivamente, não são tão pequenas assim, comparados com núcleos exóticos como  $^8\text{B}$  com  $S_p=0,138$  MeV e  $^{12}\text{N}$  com  $S_p=0,601$  MeV. No entanto, para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  o canal de *breakup* não teve nenhuma influência no processo de espalhamento elástico. Isso de certa forma já era esperado, considerando que esses núcleos possuem uma maior energia de ligação na configuração de *cluster* adotada. No entanto, devemos ressaltar que o modelo de *cluster* adotado para esses sistemas, que sem acoplamentos para o contínuo correspondem aos cálculos de *one-channel*, reproduziu relativamente bem as distribuições angulares.

Outros canais de reação como transferência podem ainda ser importantes na descrição do espalhamento elástico. A influência do canal de transferência pode ser investigada através de cálculos de *coupled reaction channel* (CRC) descrita na próxima seção.

## 5.5 Canais acoplados de reações (CRC)

Realizamos cálculos de *coupled reaction channel* (CRC) para investigar efeitos de reações de transferência na seção de choque do espalhamento elástico para os sistemas  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{O}$  e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ . Nesse caso, os cálculos de canais acoplados devem levar em conta que o canal de entrada e de saída tem partições diferentes ( $|\alpha\rangle \neq |\beta\rangle$ ). Levando em conta as configurações de *clusters* dos projéteis envolvidos, as reações de transferência mais prováveis são de transferência de 1n ou 1p. Para realizarmos os cálculos de CRC, precisamos dos potenciais de interação do canal de entrada e saída. Para esses potenciais de interação usamos as duas versões do potencial de São Paulo: SPP1 e SPP2. Para o potencial de ligação *valence-core*, foi utilizada a parte real do potencial de Woods-Saxon com parâmetros padrões ( $a=0,65$  fm e  $r=1,25$  fm), e a profundidade do potencial foi ajustada para descrever a energia de ligação do sistema considerado. Esses cálculos foram acrescentados aos canais acoplados mostrados na seção anterior para ter um cálculo mais robusto para nossos sistemas.

### 5.5.1 Cálculo de CRC para o sistema $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$

Para este sistema realizamos cálculos para verificar o efeito do canal de transferência de 1p (*pickup*) e 1n (*stripping*),  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{B}, ^{14}\text{C})^{207}\text{Tl}$   $Q=+12,827$  MeV e  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{B}, ^{12}\text{B})^{209}\text{Pb}$   $Q=-0,940$  MeV, respectivamente, no espalhamento elástico. Nos acoplamentos desse canal no cálculo de espalhamento elástico precisamos levar em conta as transições entre os estados determinadas pelo *target* e *projectile overlaps* para as reações de *pickup* e *stripping*.

Para os *target overlaps* consideramos os estados mais importantes e representativos do  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{209}\text{Pb}$ . Vamos adotar nesse trabalho  $AE=1.00$  para todas as amplitudes espectroscópicas correspondentes a cada configuração *nlj*. Nas tabelas 5.21 e 5.22 apresentamos os estados de acoplamento do *target overlaps* utilizados nos cálculos de CRC de 1p e 1n, respectivamente.

Estado inicial (I <sub>B</sub> )	Estado final (I <sub>A</sub> )	nlj	Amplitude espectroscópica
$^{208}\text{Pb}_{g.s.} (0^+)$	$^{207}\text{Tl}_{g.s.} (1/2^+)$	$3s_{1/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{g.s.} (0^+)$	$^{207}\text{Tl}_{0,351} (3/2^+)$	$2d_{3/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{g.s.} (0^+)$	$^{207}\text{Tl}_{1,348} (11/2^-)$	$1h_{11/2}$	100
$^{208}\text{Pb}_{g.s.} (0^+)$	$^{207}\text{Tl}_{1,680} (5/2^+)$	$2d_{5/2}$	100
$^{208}\text{Pb}_{2,61} (3^-)$	$^{207}\text{Tl}_{1,348} (11/2^-)$	$2d_{5/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{2,61} (3^-)$	$^{207}\text{Tl}_{1,680} (5/2^+)$	$1h_{11/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{3,19} (5^-)$	$^{207}\text{Tl}_{0,351} (3/2^+)$	$1h_{11/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{3,19} (5^-)$	$^{207}\text{Tl}_{1,348} (11/2^-)$	$3s_{1/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{3,19} (5^-)$	$^{207}\text{Tl}_{1,680} (5/2^+)$	$1h_{11/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{4,08} (2^+)$	$^{207}\text{Tl}_{g.s.} (1/2^+)$	$2d_{3/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{4,08} (2^+)$	$^{207}\text{Tl}_{0,351} (3/2^+)$	$3s_{1/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{4,08} (2^+)$	$^{207}\text{Tl}_{1,348} (11/2^-)$	$1h_{11/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{4,08} (2^+)$	$^{207}\text{Tl}_{1,680} (5/2^+)$	$3s_{1/2}$	1,00

Tabela 5.21: Estados de acoplamentos dos *target overlaps*  $\langle ^{208}\text{Pb} | ^{207}\text{Tl} \rangle$  usados para a transferência de 1p.

Estado inicial (I <sub>A</sub> )	Estado final (I <sub>B</sub> )	nlj	Amplitude espectroscópica
$^{208}\text{Pb}_{g.s.} (0^+)$	$^{209}\text{Pb}_{g.s.} (9/2^+)$	$2g_{9/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{g.s.} (0^+)$	$^{209}\text{Pb}_{0,778} (11/2^+)$	$1i_{11/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{g.s.} (0^+)$	$^{209}\text{Pb}_{1,422} (15/2^-)$	$1j_{15/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{g.s.} (0^+)$	$^{209}\text{Pb}_{1,567} (5/2^+)$	$3d_{5/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{2,61} (3^-)$	$^{209}\text{Pb}_{1,422} (15/2^-)$	$2g_{9/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{2,61} (3^-)$	$^{209}\text{Pb}_{1,567} (5/2^+)$	$3p_{1/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{3,19} (5^-)$	$^{209}\text{Pb}_{0,778} (11/2^+)$	$3p_{1/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{3,19} (5^-)$	$^{209}\text{Pb}_{1,422} (15/2^-)$	$3d_{5/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{3,19} (5^-)$	$^{209}\text{Pb}_{1,567} (5/2^+)$	$1j_{15/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{4,08} (2^+)$	$^{209}\text{Pb}_{g.s.} (9/2^+)$	$3d_{5/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{4,08} (2^+)$	$^{209}\text{Pb}_{0,778} (11/2^+)$	$2g_{9/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{4,08} (2^+)$	$^{209}\text{Pb}_{1,422} (15/2^-)$	$1j_{15/2}$	1,00
$^{208}\text{Pb}_{4,08} (2^+)$	$^{209}\text{Pb}_{1,567} (5/2^+)$	$3d_{5/2}$	1,00

Tabela 5.22: Estados de acoplamentos dos *target overlaps*  $\langle ^{209}\text{Pb} | ^{208}\text{Pb} \rangle$  usados para a transferência de 1n.

Para as configurações dos estados  $nlj$  do *projectil overlaps*, utilizamos as amplitudes espectroscópicas teóricas obtidas pelo código NuShellX [70]. Para isso definimos o modelo espacial  $p$ - $sd$  dos prótons e nêutrons, e consideramos o modelo de interação *psdmod* para construir as funções de onda [71]. Nesse modelo espacial incluímos o *core* de  ${}^4\text{He}$  e os nucleons de valência nos orbitais  $1p_{3/2}$ ,  $1p_{1/2}$ ,  $1d_{5/2}$ ,  $1d_{3/2}$  e  $2s_{1/2}$  [72]. As tabelas 5.23 e 5.24 mostram as amplitudes espectroscópicas do projétil *overlaps* usadas nos cálculos de CRC na transferência de  $1p$  e  $1n$ , respectivamente. Nos esquemas das transferências do *target overlaps - projectil overlaps* de  $1p$  (Figura 5.42) e  $1n$  (Figura 5.43), também foram incluídos os cálculos de canais acoplados e reorientação.

Estado inicial ( $I_A$ )	Estado final ( $I_B$ )	$nlj$	Amplitude espectroscópica
${}^{13}\text{B}_{g.s.} (3/2^-)$	${}^{14}\text{C}_{g.s.} (0^+)$	$1p_{3/2}$	1,79
${}^{13}\text{B}_{g.s.} (3/2^-)$	${}^{14}\text{C}_{6,093} (1^-)$	$2s_{1/2}$	0,15
		$1d_{3/2}$	-0,04
		$1d_{5/2}$	-0,11

Tabela 5.23: Estados de acoplamentos *projectil overlaps*  $\langle {}^{14}\text{C} | {}^{13}\text{B} \rangle$  usados para a transferência de  $1p$ . As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.

Estado inicial ( $I_B$ )	Estado final ( $I_A$ )	$nlj$	Amplitude espectroscópica
${}^{13}\text{B}_{g.s.} (3/2^-)$	${}^{12}\text{B}_{g.s.} (1^+)$	$1p_{1/2}$	-0,65
		$1p_{3/2}$	-0,25
${}^{13}\text{B}_{g.s.} (3/2^-)$	${}^{12}\text{B}_{0,953} (2^+)$	$1p_{1/2}$	0,88
		$1p_{3/2}$	-0,07

Tabela 5.24: Estados de acoplamentos *projectil overlaps*  $\langle {}^{13}\text{B} | {}^{12}\text{B} \rangle$  usados para a transferência de  $1n$ . As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.

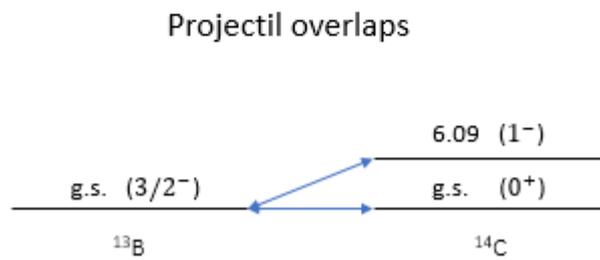
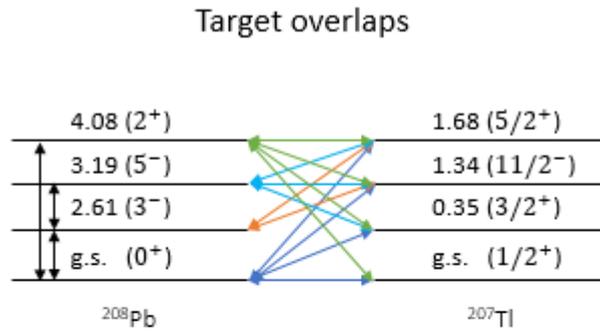


Figura 5.42: Esquema do acoplamento *targets overlaps* – *projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1p para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{B}, ^{14}\text{C})^{207}\text{Tl}$ .

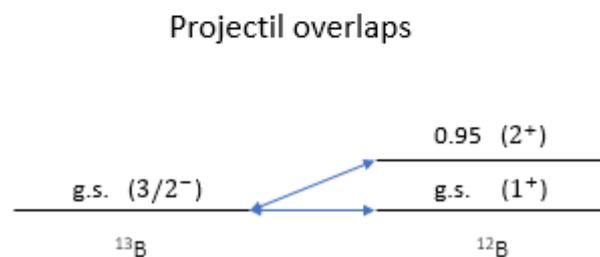
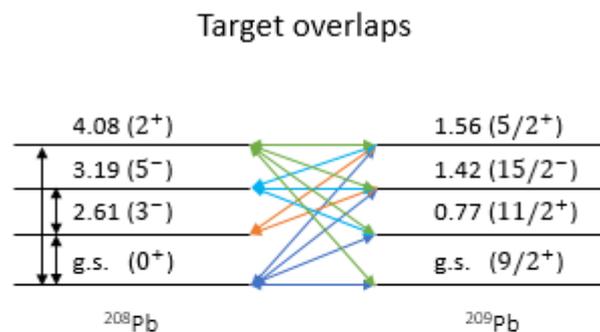


Figura 5.43: Esquema do acoplamento *targets overlaps* – *projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1n para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{B}, ^{12}\text{B})^{209}\text{Pb}$ .

Os potenciais usados no cálculo de CRC para transferência de 1 p são descritos a seguir:

- Potencial entrada ( $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,60$ .
- Potencial de saída ( $^{14}\text{C}+^{207}\text{Tl}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,78$
- Potencial valence-core ( $p+^{13}\text{B}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).
- Potencial valence-residual ( $p+^{207}\text{Tl}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).

No caso da transferência de 1n os potenciais usados foram:

- Potencial entrada ( $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,60$ .
- Potencial de saída ( $^{12}\text{B}+^{209}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,78$ .
- Potencial valence-core ( $n+^{12}\text{B}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).
- Potencial valence-target ( $n+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).

Nas Figuras 5.44 e 5.45 apresentamos os cálculos de CRC para as energias  $E_{\text{Lab}}=254$  MeV e  $E_{\text{Lab}}=242$  MeV, respectivamente. Pode ser observado, que o canal de transferência de 1p e 1n tem pouca influência na seção de choque de espalhamento elástico. Uma observação importante é que o cálculo de *no-coupling* (sem acoplamentos) usando tanto o potencial SPP1 quanto o SPP2 não indicou diferença relevante nos resultados finais. De qualquer forma, ambos potenciais descreveram bem a distribuição angular do espalhamento elástico. Podemos também concluir que a inclusão da transferência nos cálculos de canais acoplados não foi relevante. Existe a possibilidade de que os cálculos de *no-coupling* não sejam exatamente sem influência nenhuma dos canais de absorção já que estamos considerando no potencial (SPP2) com componente superficial.

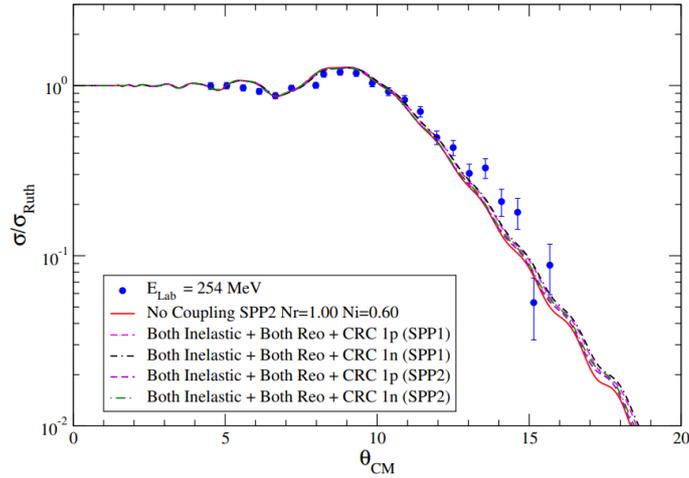


Figura 5.44: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV, sem acoplamento (SPP2), acoplado estados inelásticos, efeito de reorientação e CRC de 1p e 1n usando os potenciais de SPP1 e SPP2.

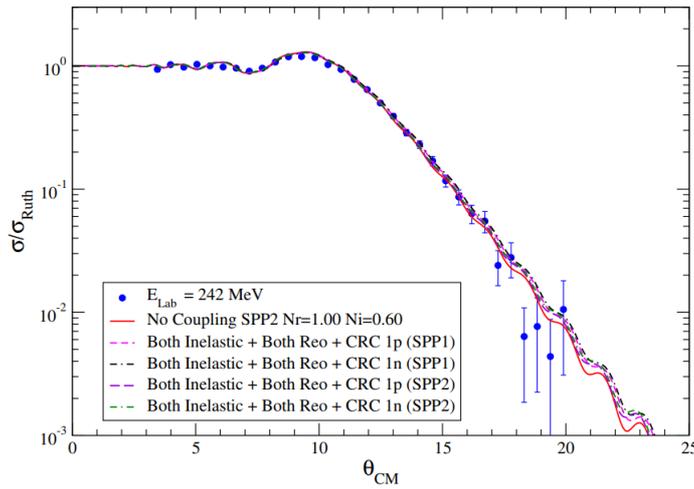


Figura 5.45: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 254$  MeV, sem acoplamento (SPP2), acoplado estados inelásticos, efeito de reorientação e CRC de 1p e 1n usando os potenciais de SPP1 e SPP2.

### 5.5.2 Cálculo de CRC para o sistema $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$

Para este sistema realizamos cálculos de CRC para verificar o efeito do canal de transferência de 1p (*pickup*) e 1n (*stripping*),  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{N})^{207}\text{Tl}$   $Q=-0,453$  MeV e  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{209}\text{Pb}$   $Q=-1,009$  MeV, respectivamente, no espalhamento elástico. Novamente, consideramos os mesmos estados representativos *target overlaps* para o caso das duas transferências (Tabela 5.21 e Tabela 5.22), e para os acoplamentos *projectil overlaps* usamos os fatores espectroscópicos teóricos. Esses acoplamentos são mostrados na Tabela 5.25 e

Tabela 5.26, para as transferências CRC microscópicas de 1p e 1n, respectivamente.

Estado inicial (I <sub>A</sub> )	Estado final (I <sub>B</sub> )	nlj	Amplitude espectroscópica
<sup>13</sup> C <sub>g.s</sub> (1/2 <sup>-</sup> )	<sup>14</sup> N <sub>g.s</sub> (1 <sup>+</sup> )	1p <sub>1/2</sub>	0,76
		1p <sub>3/2</sub>	0,06
<sup>13</sup> C <sub>g.s</sub> (1/2 <sup>-</sup> )	<sup>14</sup> N <sub>2,31</sub> (0 <sup>+</sup> )	1p <sub>1/2</sub>	-0,86
<sup>13</sup> C <sub>3,08</sub> (1/2 <sup>+</sup> )	<sup>14</sup> N <sub>g.s</sub> (1 <sup>+</sup> )	2s <sub>1/2</sub>	0,09
		1d <sub>3/2</sub>	0,03
<sup>13</sup> C <sub>3,08</sub> (1/2 <sup>+</sup> )	<sup>14</sup> N <sub>2,31</sub> (0 <sup>+</sup> )	2s <sub>1/2</sub>	-0,12
<sup>13</sup> C <sub>3,68</sub> (3/2 <sup>-</sup> )	<sup>14</sup> N <sub>g.s</sub> (1 <sup>+</sup> )	1p <sub>1/2</sub>	-0,40
		1p <sub>3/2</sub>	-0,20
<sup>13</sup> C <sub>3,68</sub> (3/2 <sup>-</sup> )	<sup>14</sup> N <sub>2,31</sub> (0 <sup>+</sup> )	1p <sub>3/2</sub>	-0,98
<sup>13</sup> C <sub>3,85</sub> (5/2 <sup>+</sup> )	<sup>14</sup> N <sub>g.s</sub> (1 <sup>+</sup> )	1d <sub>3/2</sub>	0,04
		1d <sub>5/2</sub>	0,02
<sup>13</sup> C <sub>3,85</sub> (5/2 <sup>+</sup> )	<sup>14</sup> N <sub>2,31</sub> (0 <sup>+</sup> )	1d <sub>5/2</sub>	0,33

Tabela 5.25: Estados de acoplamentos *projectil overlaps*  $\langle^{14}\text{N}|^{13}\text{C}\rangle$  usados para a transferência de 1p. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.

Estado inicial (I <sub>B</sub> )	Estado final (I <sub>A</sub> )	nlj	Amplitude espectroscópica
<sup>13</sup> C <sub>g.s</sub> (1/2 <sup>-</sup> )	<sup>12</sup> C <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	1p <sub>1/2</sub>	0,80
<sup>13</sup> C <sub>g.s</sub> (1/2 <sup>-</sup> )	<sup>12</sup> C <sub>4,439</sub> (2 <sup>+</sup> )	1p <sub>3/2</sub>	-0,99
<sup>13</sup> C <sub>3,08</sub> (1/2 <sup>+</sup> )	<sup>12</sup> C <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	2s <sub>1/2</sub>	-0,90
<sup>13</sup> C <sub>3,08</sub> (1/2 <sup>+</sup> )	<sup>12</sup> C <sub>4,439</sub> (2 <sup>+</sup> )	1d <sub>3/2</sub>	0,040
		1d <sub>5/2</sub>	-0,31
<sup>13</sup> C <sub>3,68</sub> (3/2 <sup>-</sup> )	<sup>12</sup> C <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	1p <sub>3/2</sub>	0,36
<sup>13</sup> C <sub>3,68</sub> (3/2 <sup>-</sup> )	<sup>12</sup> C <sub>4,439</sub> (2 <sup>+</sup> )	1p <sub>1/2</sub>	0,82
		1p <sub>3/2</sub>	-0,54
<sup>13</sup> C <sub>3,85</sub> (5/2 <sup>+</sup> )	<sup>12</sup> C <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	1d <sub>5/2</sub>	0,91
<sup>13</sup> C <sub>3,85</sub> (5/2 <sup>+</sup> )	<sup>12</sup> C <sub>4,439</sub> (2 <sup>+</sup> )	2s <sub>1/2</sub>	0,11
		1d <sub>3/2</sub>	-0,06
		1d <sub>5/2</sub>	0,20

Tabela 5.26: Estados de acoplamentos *projectil overlaps*  $\langle^{13}\text{C}|^{12}\text{C}\rangle$  usados para a transferência de 1n. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.

Nos esquemas do *target overlaps - projectile overlaps* para 1p (Figura 5.46) e 1n (Figura 5.47), foram acoplados também os estados inelásticos nos cálculos de CRC.

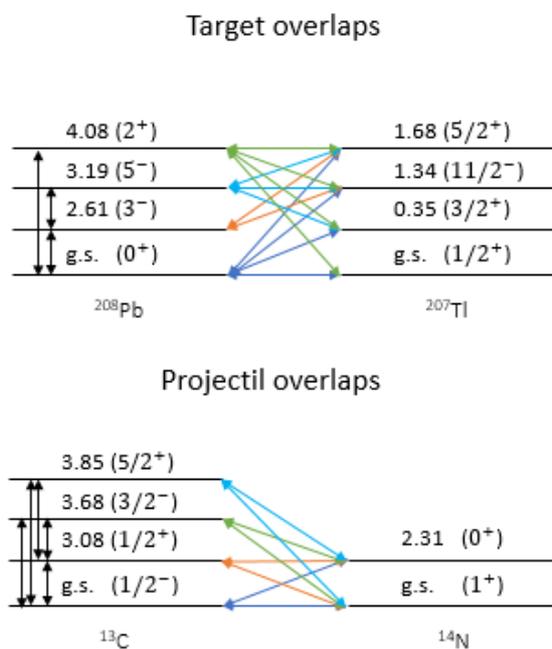


Figura 5.46: Esquema do acoplamento *target overlaps - projectile overlaps* usado no cálculo de CRC de 1p para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{N})^{207}\text{Tl}$ .

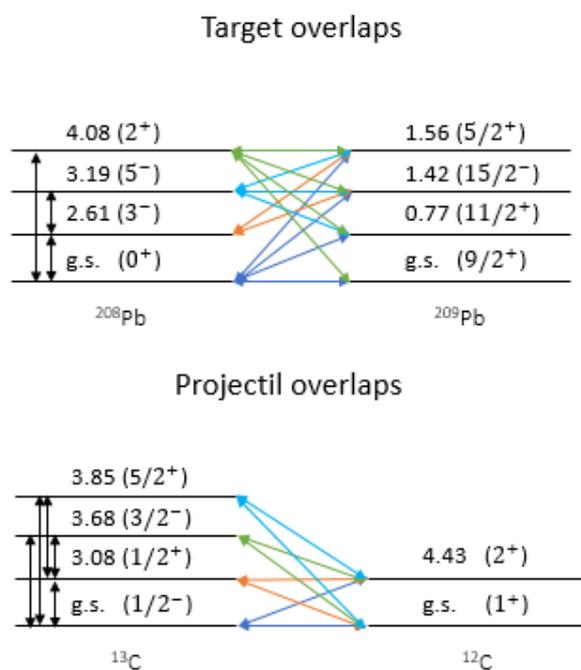


Figura 5.47: Esquema do acoplamento *target overlaps - projectile overlaps* usado no cálculo de CRC de 1n para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{209}\text{Pb}$ .

Nesses cálculos, precisamos descrever os potenciais de interação e de ligação nas diferentes configurações. A seguir, mostramos os potenciais usados na transferência de 1p.

- Potencial entrada ( $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,60$ .
- Potencial de saída ( $^{14}\text{N}+^{207}\text{Tl}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,78$ .
- Potencial valence-core ( $p+^{13}\text{C}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).
- Potencial valence-residual ( $p+^{207}\text{Tl}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).

E no caso da transferência de 1n, usamos os seguintes potenciais:

- Potencial entrada ( $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,60$ .
- Potencial de saída ( $^{12}\text{C}+^{209}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,78$ .
- Potencial valence-core ( $n+^{12}\text{C}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).
- Potencial valence-target ( $n+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).

Os cálculos de CRC de 1p e 1n na energia  $E_{\text{Lab}}=390$  MeV são apresentados na Figura 5.48. É possível observar que o acoplamento da transferência de 1n usando o potencial SPP2 tem uma pequena contribuição no canal elástico em comparação com a geometria do SPP1. Cálculos com o potencial SPP2 ajustam a distribuição angular para ângulos traseiros  $\theta_{CM} > 13^\circ$ . Esse aumento da seção de choque traseira está relacionado com as distribuições dos prótons e nêutrons inseridas no potencial SPP2, e com a distribuição de deformação usada nos cálculos dos parâmetros de deformação.

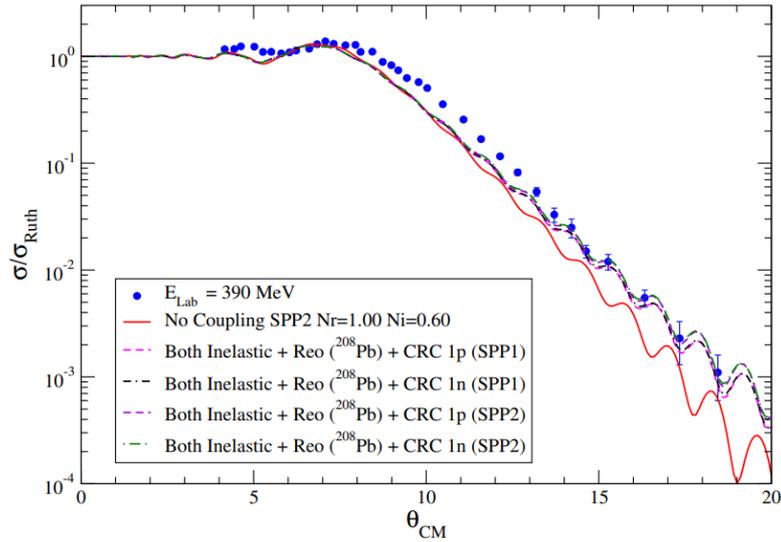


Figura 5.48: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 390$  MeV, sem acoplamento (SPP2), acoplando estados inelásticos, efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$  e CRC de 1p e 1n usando os potenciais de SPP1 e SPP2.

### 5.5.3 Cálculo de CRC para o sistema $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$

Para este sistema realizamos cálculos de CRC para verificar o efeito do canal de transferência de 1p (*stripping*) e 1n (*stripping*),  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{O},^{12}\text{N})^{209}\text{Bi}$   $Q=+2,284$  MeV e  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{O},^{12}\text{O})^{209}\text{Pb}$   $Q=-13,069$  MeV, respectivamente, no espalhamento elástico. Em ambas transferências estudamos as reações *stripping*. No caso da reação de *pickup* de 1p, a energia de ligação (BE) é negativa para separar um 1p do núcleo de  $^{14}\text{F}$  no *projectil overlaps*. Esse acoplamento seria equivalente a incluir estados do contínuo, o que não é objetivo deste cálculo. Além disso, nas transferências de 1p e 1n consideramos os estados mais importante no *target overlaps*. Na Tabela 5.27 e 5.22 mostramos os *target overlaps* para os acoplamentos  $\langle ^{209}\text{Bi} | ^{208}\text{Pb} \rangle$  e  $\langle ^{209}\text{Pb} | ^{208}\text{Pb} \rangle$ , para as transferências de 1p e 1n, respectivamente. Nas tabelas 5.28 e 5.29, apresentamos o *projectil overlaps* usados nos cálculos de CRC de 1p e 1n, respectivamente. Nos esquemas do *target overlaps* - *projectil overlaps* nas transferências de 1p (Figura 5.49) e 1n (Figura 5.50), foram incluídos cálculos de canais acoplados dos estados de  $^{208}\text{Pb}$ , e o efeito de reorientação do  $^{13}\text{O}$  e  $^{208}\text{Pb}$ .

Estado inicial (I <sub>A</sub> )	Estado final (I <sub>B</sub> )	nlj	Amplitude espectroscópica
<sup>208</sup> Pb <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>g.s</sub> (9/2 <sup>+</sup> )	1h <sub>9/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>0,89</sub> (7/2 <sup>-</sup> )	2f <sub>7/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>1,60</sub> (13/2 <sup>+</sup> )	1i <sub>13/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>2,60</sub> (13/2 <sup>+</sup> )	1i <sub>13/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>2,82</sub> (5/2 <sup>-</sup> )	2f <sub>5/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>3,11</sub> (3/2 <sup>-</sup> )	3p <sub>3/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>3,63</sub> (1/2 <sup>-</sup> )	3p <sub>1/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>2,614</sub> (3 <sup>-</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>g.s</sub> (9/2 <sup>+</sup> )	1d <sub>5/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>2,61</sub> (3 <sup>-</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>0,89</sub> (7/2 <sup>-</sup> )	1d <sub>5/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>2,61</sub> (3 <sup>-</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>1,60</sub> (13/2 <sup>+</sup> )	1f <sub>7/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>2,61</sub> (3 <sup>-</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>2,60</sub> (13/2 <sup>+</sup> )	1f <sub>7/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>2,61</sub> (3 <sup>-</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>2,82</sub> (5/2 <sup>-</sup> )	1d <sub>5/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>2,61</sub> (3 <sup>-</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>3,11</sub> (3/2 <sup>-</sup> )	1d <sub>3/2</sub>	1,00
<sup>208</sup> Pb <sub>2,61</sub> (3 <sup>-</sup> )	<sup>209</sup> Bi <sub>3,63</sub> (1/2 <sup>-</sup> )	1d <sub>5/2</sub>	1,00

Tabela 5.27: Estados de acoplamentos dos *target overlaps* usados para a transferência de 1p.

Estado inicial (I <sub>B</sub> )	Estado final (I <sub>A</sub> )	nlj	Amplitude espectroscópica
<sup>13</sup> O <sub>g.s</sub> (3/2 <sup>-</sup> )	<sup>12</sup> N <sub>g.s</sub> (1 <sup>+</sup> )	1p <sub>1/2</sub>	0,65
		1p <sub>3/2</sub>	0,25
<sup>13</sup> O <sub>g.s</sub> (3/2 <sup>-</sup> )	<sup>12</sup> N <sub>0,96</sub> (2 <sup>+</sup> )	1p <sub>1/2</sub>	-0,88
		1p <sub>3/2</sub>	0,07

Tabela 5.28: Estados de acoplamentos *projectil overlaps*  $\langle^{13}\text{O}|^{12}\text{N}\rangle$  usados para a transferência de 1p. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.

Estado inicial (I <sub>B</sub> )	Estado final (I <sub>A</sub> )	nlj	Amplitude espectroscópica
<sup>13</sup> O <sub>g.s</sub> (3/2 <sup>-</sup> )	<sup>12</sup> O <sub>g.s</sub> (0 <sup>+</sup> )	1p <sub>3/2</sub>	-0,50
<sup>13</sup> O <sub>g.s</sub> (3/2 <sup>-</sup> )	<sup>12</sup> O <sub>1,62</sub> (0 <sup>+</sup> )	1p <sub>3/2</sub>	-0,43

Tabela 5.29: Estados de acoplamentos *projectil overlaps*  $\langle^{13}\text{O}|^{12}\text{O}\rangle$  usados para a transferência de 1n. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.

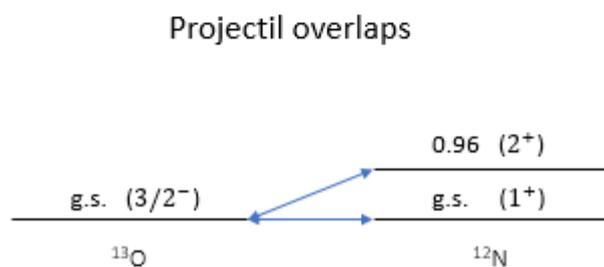
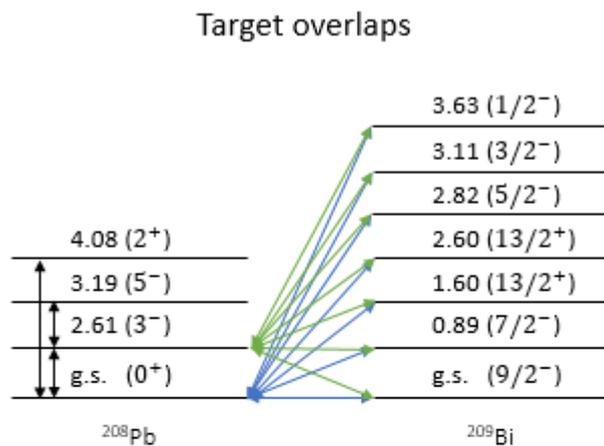


Figura 5.49: Esquema do acoplamento *targets overlaps* – *projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de  $1p$   $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{O}, ^{12}\text{N})^{209}\text{Bi}$ .

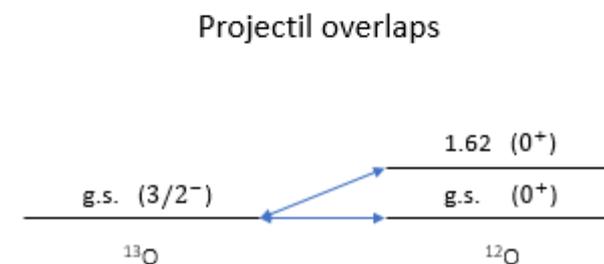
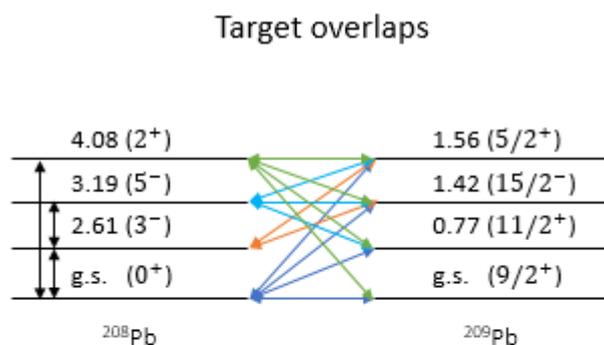


Figura 5.50: Esquema do acoplamento *targets overlaps* – *projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de  $1n$  para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{O}, ^{12}\text{O})^{209}\text{Pb}$ .

Nesses cálculos, usamos diferentes tipos de potenciais de interação para descrever a transferência de  $1p$  e  $1n$ . A seguir descrevemos os potenciais para a transferência de  $1p$ .

- Potencial entrada ( $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,60$ .
- Potencial de saída ( $^{12}\text{N}+^{209}\text{Bi}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,78$ .
- Potencial valence-core ( $p+^{12}\text{N}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).
- Potencial valence-target ( $p+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).

Já para o caso da transferência de  $1n$ , usamos os seguintes potenciais:

- Potencial entrada ( $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,60$ .
- Potencial de saída ( $^{12}\text{O}+^{209}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,78$ .
- Potencial valence-core ( $n+^{12}\text{O}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).
- Potencial valence-target ( $n+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).

A comparação dos cálculos de CRC com os dados experimentais é mostrada na Figura 5.51. Podemos observar que os cálculos com as transferências de  $1p$  e  $1n$ , usando os potenciais SPP1 e SPP2, não tiveram influência na seção de choque elástica. No entanto, os cálculos de CRC usando o SPP2 mostraram uma queda na seção de choque em comparação com o CRC de SPP1. Isso pode ser explicado pelo efeito estrutural do sistema ao ser mais sensível ao potencial SPP2. Sendo que o SPP2 descreve relativamente bem a distribuição angular para ângulos dianteiros e traseiros, mesmo sem acoplamento, indicando que esse potencial seja estático.

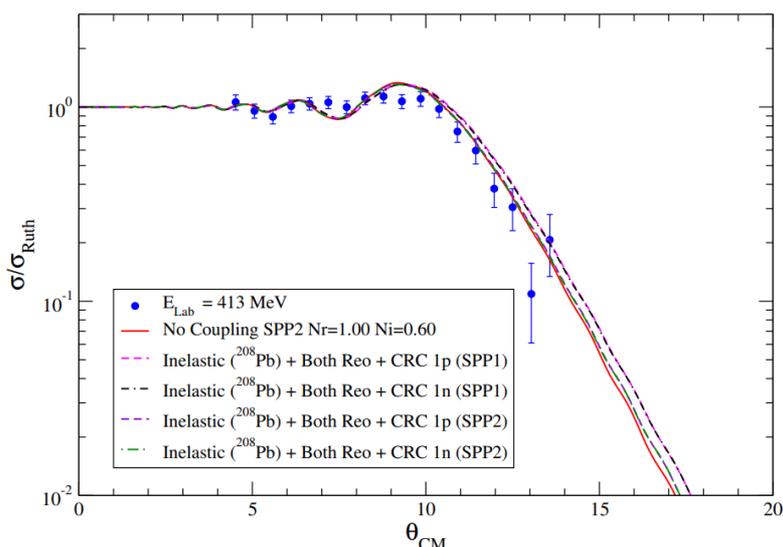


Figura 5.51: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 413$  MeV, sem acoplamento (SPP2), acoplado estados inelásticos de  $^{208}\text{Pb}$ , efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{O}$  e CRC de 1p e 1n usando os potenciais de SPP1 e SPP2.

#### 5.5.4 Cálculo de CRC para o sistema $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$

Finalmente, para este sistema também realizamos cálculos de CRC para verificar o efeito do canal de transferência de 1p (*stripping*) e 1n (*stripping*), no caso  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{N}, ^{12}\text{C})^{209}\text{Bi}$   $Q=+1.855$  MeV e  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{N}, ^{12}\text{N})^{209}\text{Pb}$   $Q=-16.127$  MeV, respectivamente, no espalhamento elástico. Novamente, nos acoplamentos *projectil overlaps* – *target overlaps* foram considerados os estados mais relevantes. Para essas reações, usamos os mesmos *target overlaps* do sistema anterior, que são mostrados nas Tabela 5.27 e 5.22. As configurações dos *projectil overlaps* nas transferências de 1p e 1n são apresentadas nas Tabelas 5.30 e 5.31, respectivamente. Nos esquemas *projectil overlaps* - *target overlaps*, foram incluídos canais inelásticos e o efeito de reorientação nos cálculos de transferências de 1p e 1n. Esses esquemas são apresentados na Figura 5.52 e 5.53 para os cálculos CRC de 1p e 1n, respectivamente.

Estado inicial ( $I_B$ )	Estado final ( $I_A$ )	nlj	Amplitude espectroscópica
$^{13}\text{N}_{g.s.} (1/2^-)$	$^{12}\text{C}_{g.s.} (0^+)$	1p <sub>1/2</sub>	-0,80
$^{13}\text{N}_{g.s.} (1/2^-)$	$^{12}\text{C}_{4,43} (2^+)$	1p <sub>3/2</sub>	0,99

Tabela 5.30: Estados de acoplamentos *projectil overlaps*  $\langle ^{13}\text{N} | ^{12}\text{C} \rangle$  usados para a transferência de 1p. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX

Estado inicial ( $I_B$ )	Estado final ( $I_A$ )	nlj	Amplitude espectroscópica
$^{13}\text{N}_{g.s.} (1/2^-)$	$^{12}\text{N}_{g.s.} (1^+)$	$1p_{1/2}$	0,04
		$1p_{3/2}$	-1,08
$^{13}\text{N}_{g.s.} (1/2^-)$	$^{12}\text{N}_{0,96} (2^+)$	$1p_{3/2}$	-1,44

Tabela 5.31: Estados de acoplamentos *projectil overlaps*  $\langle ^{13}\text{N} | ^{12}\text{N} \rangle$  usados para a transferência de 1n. As amplitudes espectroscópicas foram obtidas com o código NuShellX.

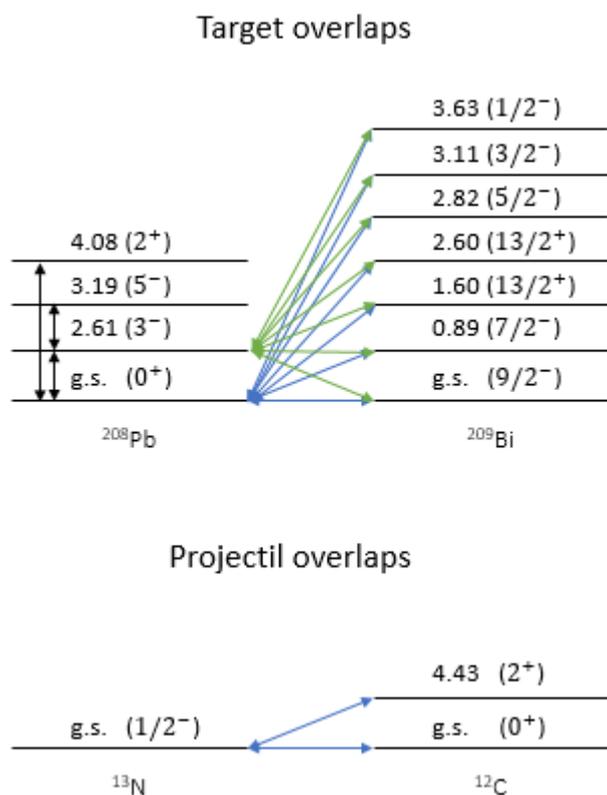


Figura 5.52: Esquema do acoplamento *targets overlaps* – *projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1p para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{N}, ^{12}\text{C})^{209}\text{Bi}$ .

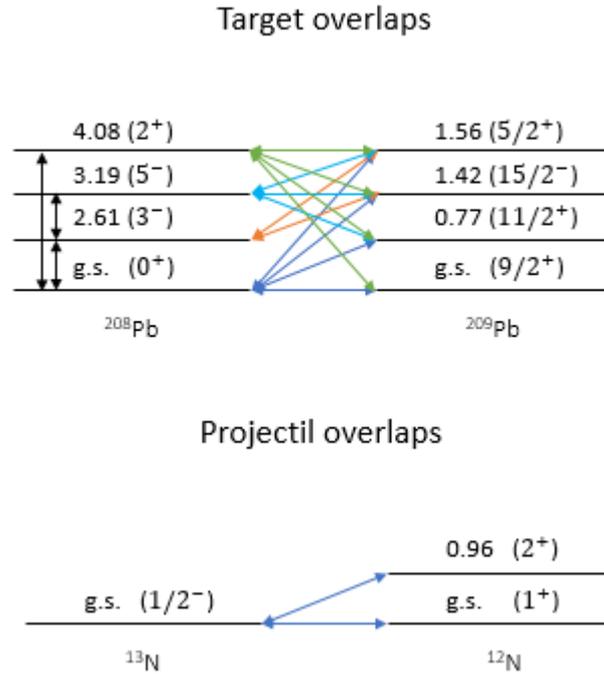


Figura 5.53: Esquema do acoplamento *targets overlaps – projectil overlaps* usado no cálculo de CRC de 1n para a reação  $^{208}\text{Pb}(^{13}\text{N}, ^{12}\text{N})^{209}\text{Pb}$ .

A seguir descrevemos os diferentes potenciais usados nos cálculos de transferência de 1p e 1n. Para o caso do CRC de 1p os potenciais foram os seguintes:

- Potencial entrada ( $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,60$ .
- Potencial de saída ( $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,78$ .
- Potencial valence-core ( $p+^{12}\text{C}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).
- Potencial valence-target ( $p+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).

E para caso do CRC de 1n, os potenciais usados são os seguintes:

- Potencial entrada ( $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,60$ .
- Potencial de saída ( $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ ): Potencial SPP1 e SPP2 com  $N_r=1,00$  e  $N_i=0,78$ .
- Potencial valence-core ( $n+^{12}\text{N}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).

- Potencial valence-target ( $n+^{208}\text{Pb}$ ): Potencial de WS considerando os parâmetros padrões ( $r_0=1,25$  fm e  $a=0,65$  fm).

Na Figura 5.54, apresentamos os resultados dos cálculos de CRC de 1p e 1n em comparação com os dados experimentais para energia  $E_{\text{Lab}}=342$  MeV. Como podemos observar, a contribuição do canal transferência de 1p e 1n usando os potenciais SPP1 e SPP2, teve muita pouca influência na seção de choque de *no-coupling*. Isso denota, que tanto o potencial SPP1 e SPP2 descrevam bem a distribuição angular, mostrando que ambos potenciais são equivalentes e possuam uma configuração estática para este sistema e que a transferência não é um canal relevante no esquema de acoplamento.

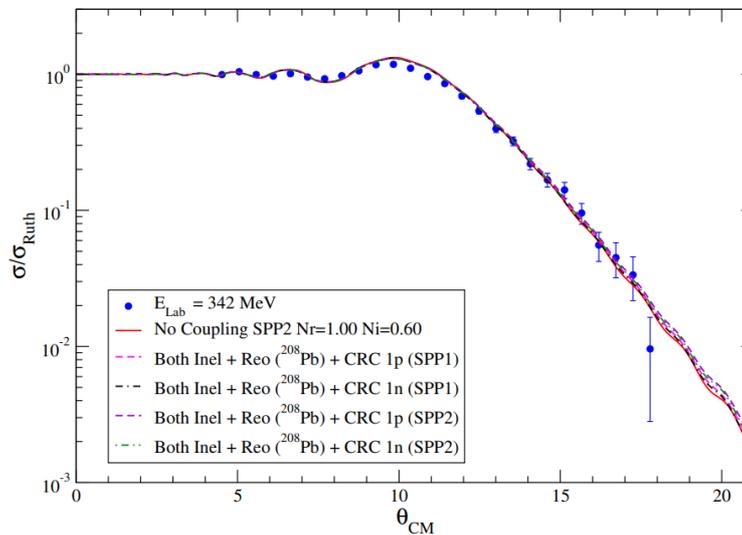


Figura 5.54: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV, sem acoplamento (SPP2), acoplando os estados inelásticos de  $^{13}\text{N}$  e  $^{208}\text{Pb}$ , efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$  e CRC de 1p e 1n usando os potenciais de SPP1 e SPP2.

Neste capítulo, foram realizados cálculos de canais acoplados, reorientação, CDCC e CRC. Os efeitos dinâmicos incluíam a excitação e reorientação do núcleo, excitação do nucleon de valência a estados acima do limiar e transferência de 1p e 1n. A contribuição do canal de *breakup* teve uma influência razoável no canal de espalhamento elástico para os sistemas  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ . No entanto, o acoplamento inelástico e de transferência tiveram pouca influência na descrição dos dados de espalhamento elástico para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ . Mesmo assim as distribuições angulares foram ajustadas relativamente bem para nossos sistemas a energias intermediárias considerando o modelo de *cluster*. Uma energia cinco vezes acima da barreira Coulombiana ( $V_B \sim 50,50$  MeV), para os sistemas estudados nesse trabalho, implica numa maior velocidade do feixe incidente e, conseqüentemente, em um

tempo de interação muito menor com o alvo pesado. Nesse caso, os processos periféricos são minimizados. O núcleo não sente os efeitos superficiais e isso faz com que a interação efetiva superficial e os efeitos de acoplamento devido a reações diretas sejam pouco importantes para a dinâmica da reação, fazendo com que a influência na seção de choque elástica desses canais seja desprezível.

## 5.6 Análise do raio *cut-off* para os sistemas $^{13}\text{B}$ , $^{13}\text{C}$ , $^{13}\text{O}$ e $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$

Com a finalidade de analisar se os efeitos dos canais acoplados são de fato superficiais realizaremos um estudo de *cut-off* para raios internos. Foram realizados cálculos de acoplamento de CC e CRC (transferências de 1p e 1n) para nossos sistemas com diferentes cortes do raio interno, ou seja, definimos que a integração dos canais acoplados seja realizada a partir de um determinado raio interno (*cut-off*). Esse raio de corte é determinado pelo parâmetro *cutc* no FRESCO. Assim, caso a parte interna não seja relevante para a distribuição angular de espalhamento elástico os cálculos não devem se alterar. Nas Figuras 5.55 - 5.56, 5.57, 5.58 e 5.59 apresentamos a variação dos raios usando o potencial SPP2 para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ ,  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ ,  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ , respectivamente.

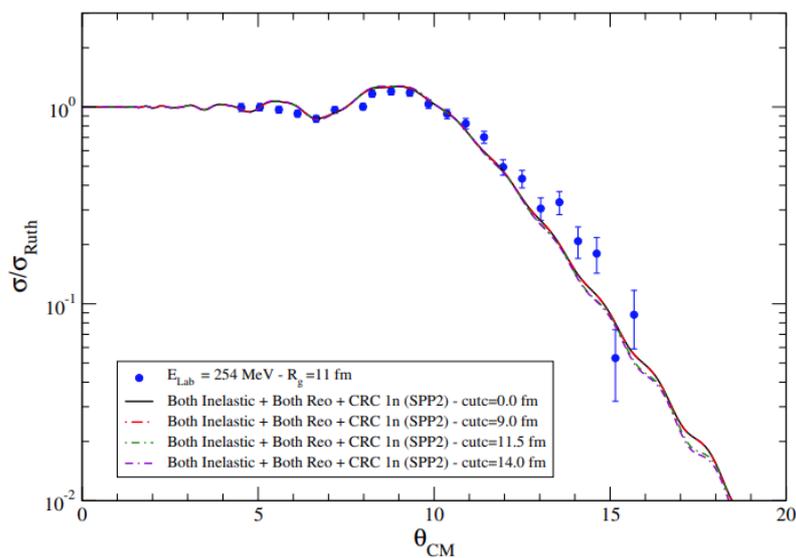


Figura 5.55: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 254$  MeV, incluindo cálculos de CRC de 1n com o raio de corte *cutc*, usando o potencial SPP2.

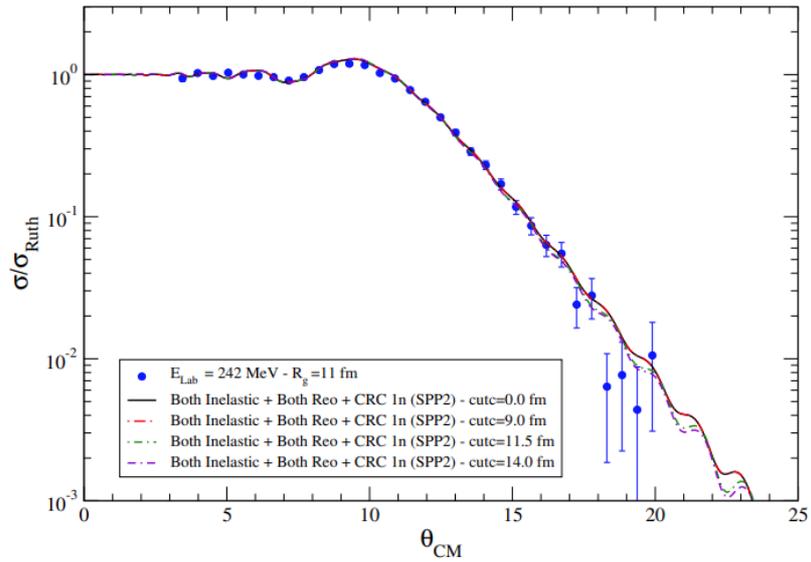


Figura 5.56: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 242$  MeV, incluindo cálculos de CRC de 1n com o raio de corte *cutc* usando o potencial SPP2.

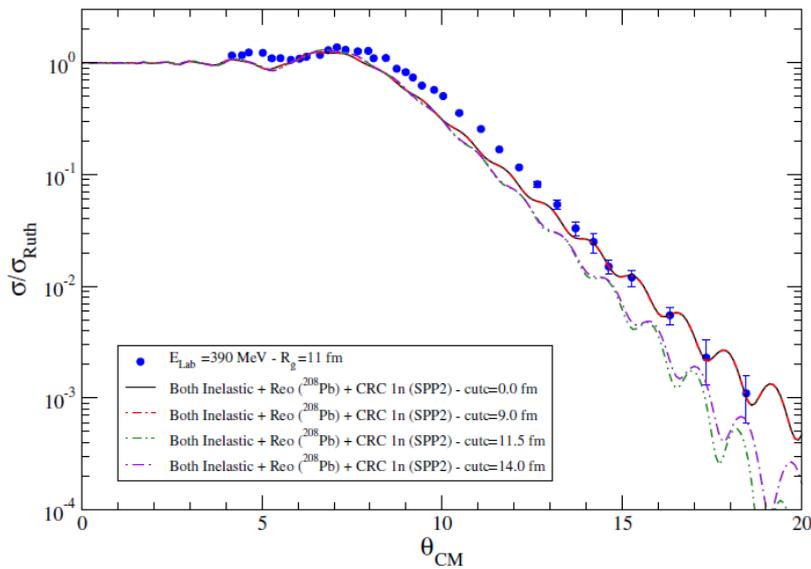


Figura 5.57: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 390$  MeV, incluindo cálculos de CRC de 1n com o raio de corte *cutc* usando o potencial SPP2.

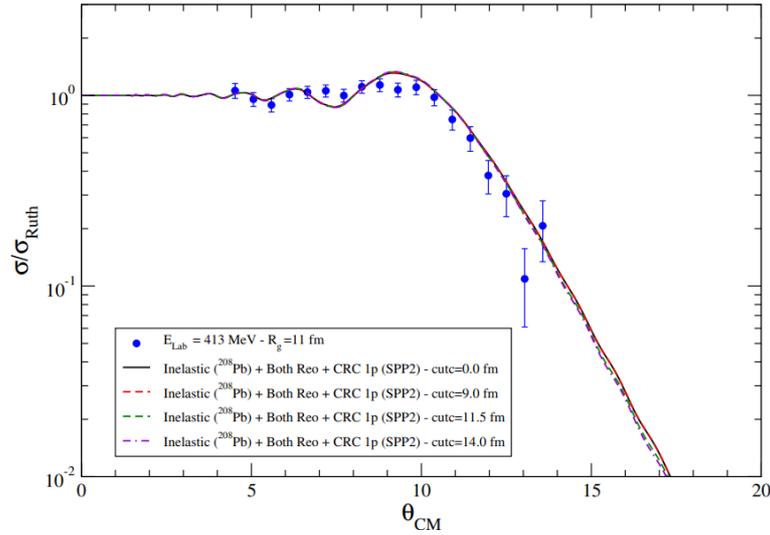


Figura 5.58: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 413$  MeV, incluindo cálculos de CRC de 1p com o raio de corte *cutc* usando o potencial SPP2.

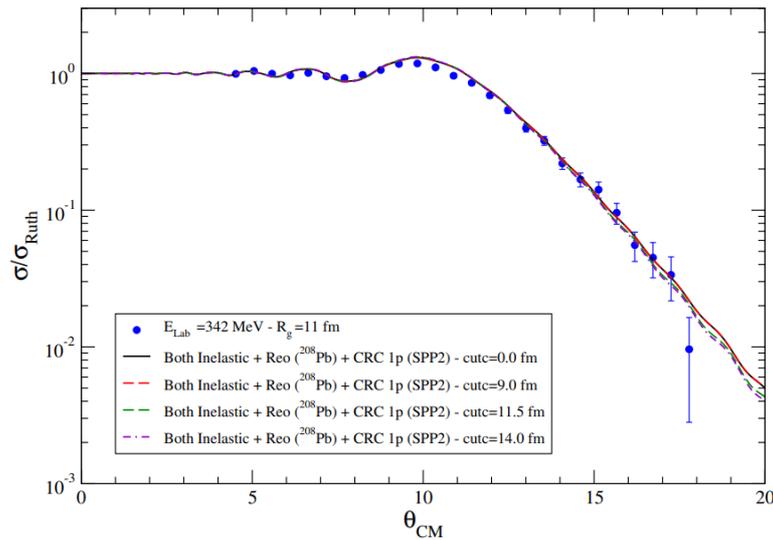


Figura 5.59: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{lab}} = 342$  MeV, incluindo cálculos de CRC de 1p com o raio de corte *cutc* usando o potencial SPP2.

Como pode ser observado nas figuras anteriores, limitando o raio interno para valores menores do que 11.5 fm não altera o resultado final. Esse valor é um pouco maior do que o raio *grazing*  $R_g = 1.3 \left( 13^{\frac{1}{3}} + 208^{\frac{1}{3}} \right) \approx 11 \text{ fm}$ , que define aproximadamente a distância de aproximação dos dois núcleos. Isso indica que os efeitos considerados nos cálculos do presente trabalho correspondem a interações superficiais, mesmo nessas energias intermediárias. Isso também indica que, de uma forma geral, a parte interna dos potenciais utilizados não é importante na descrição do espalhamento elástico, mesmo para essas energias intermediárias.

## 5.7 Cálculos de CC e CRC para os sistemas $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ e $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ a energias acima da barreira Coulombiana

Nas seções 5.2 e 5.5 apresentamos os cálculos de CC e CRC realizados para os nossos sistemas a energias intermediárias. Verificamos, através de uma análise de raio de corte que as interações eram de fato superficiais e devem ocorrer nas regiões do raio grazing ( $R_g$ ). Para estender o escopo de estudo, realizamos cálculos teóricos de CC e CRC para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  nas energias  $E_{\text{lab}}=64$  MeV e  $E_{\text{lab}}=66$  MeV, respectivamente. Esses cálculos foram realizados com a finalidade de verificar se realmente os efeitos dos canais considerados no presente trabalho, no espalhamento elástico, são mais relevantes para as energias mais próximas da barreira Coulombiana. Nas Figuras 5.60 e 5.61 apresentamos os cálculos de CC e CRC usando o potencial de SPP2 para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , respectivamente, nas energias de 64 MeV e 66 MeV. Nos cálculos também consideramos as duas possibilidades para o *potencial bare*, o potencial de SPP2 com  $N_i=0,60$  e o potencial Woods-Saxon de curto alcance.

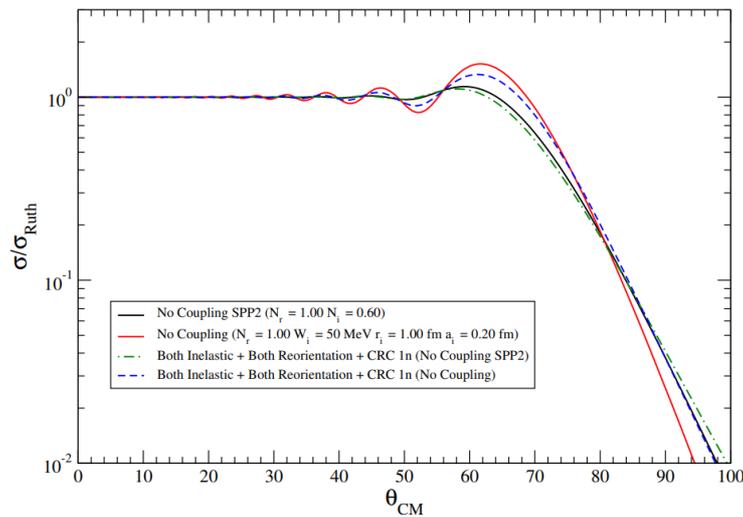


Figura 5.60: Cálculos teóricos, sem acoplamento (No Coupling SPP2 e No Coupling com WS), acoplando os estados inelásticos (Both Inelastic), efeito de reorientação (Both Reorientation) e CRC de 1n para o sistema  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 64$  MeV.

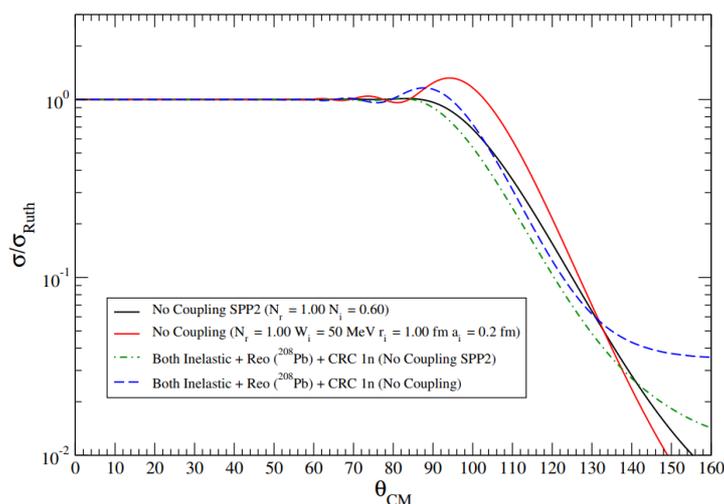


Figura 5.61: Cálculos teóricos, sem acoplamento (No Coupling SPP2 e No Coupling com WS), acoplado os estados inelásticos do  $^{13}\text{C}$  e  $^{208}\text{Pb}$  (Both Inelastic), efeito de reorientação do  $^{208}\text{Pb}$  e CRC de 1n para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 66$  MeV.

Como pode ser observado nas figuras anteriores, o acoplamento dos canais de CC e CRC mostraram uma variação significativa da seção de choque sem acoplamento. Esse desvio de fluxo de ângulos dianteiros para ângulos traseiros se mostrou relevante para ambos os sistemas a energias um pouco acima da barreira Coulombiana. Isso indica que se o tempo de interação entre os núcleos envolvidos na colisão é maior, os canais de reações nucleares se tornam mais importantes nos acoplamentos, aumentando, assim, a influência no canal espalhamento elástico e, portanto, fazendo que as interações sejam mais profundas. É importante notar que para energias próximas a barreira devemos considerar como potencial *bare*, para dar conta do processo de fusão, o potencial de curto alcance do tipo Woods-Saxon ( $W_i=50$  MeV,  $a_i=0,20$  fm e  $r=1,00$  fm). Em energias próximas a barreira, o potencial SPP2 não seria adequado já que os efeitos são mais superficiais e o potencial SPP2 com  $N_i=0,60$  já tem uma componente superficial. O uso desse potencial em cálculos de canais acoplados para energias próximas a barreira provocaria uma dupla contagem dos efeitos.

Medidas de espalhamento elástico em energias próximas a barreira ( $E_{\text{lab}} = 66$  MeV) foram recentemente realizadas para o  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  no Laboratório Tandem, na Argentina pelo grupo NEAN do IFUSP. Os dados estão sendo analisados e poderemos confirmar os efeitos previstos pelos nossos cálculos.

## 5.8 Seção de choque total de reação

A partir da análise das distribuições angulares de espalhamento elástico usando o formalismo do modelo óptico, obtemos a seção de choque total de reação para nossos sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ ,  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ ,  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ . Essa quantidade está relacionada com o desvio do fluxo do canal elástico devido a outros canais de reação, como por exemplo, os canais inelásticos, *breakup* e transferência. A seção de choque total de reação pode ser calculada através da *matriz-S* ou pela diferença da seção de choque de Rutherford e a seção de choque elástica integrada num intervalo angular, dada pela seguinte relação:

$$\sigma_R = 2\pi \int_{\theta_0}^{180} (\sigma_{Ruth}(\theta) - \sigma_{El}(\theta)) \sin(\theta) d\theta \quad (5.2)$$

Em nosso caso obtivemos a seção de choque total de reação diretamente a partir dos canais de absorção dado pela *matrix-S*.

Ao comparar a seção choque total de reação para diferentes sistemas podemos analisar os efeitos estáticos e dinâmicos que estariam envolvidos no espalhamento elástico de projéteis de núcleos fortemente ligados e fracamente ligados. Os efeitos estáticos estariam relacionados com a estrutura do núcleo, como por exemplo, a configuração do núcleo *halo*. Enquanto, os efeitos dinâmicos seriam descritos pelo acoplamento de diferentes mecanismos de reação tais como: excitações inelásticas, *breakup* e transferência, que influenciam na seção de choque total de reação. Os valores obtidos para a seção de choque de reação a partir de toda nossa análise estão sumarizados na Tabela 6.32. Esses valores podem então ser comparados com valores obtidos por outros sistemas. No entanto, para estudar esses efeitos de forma sistemática em nossos sistemas, e comparar com valores de outros sistemas, é necessário eliminar os efeitos geométricos relacionados com a massa e cargas dos núcleos.

Núcleos	E <sub>Lab</sub> (MeV)	OM				OM $\bar{\sigma}_R(mb)$	CC $\sigma_R(mb)$	CDCC $\sigma_R(mb)$	CRC	
		$\sigma_R(mb)$							SPP-1	SPP-2
		WS-3	WS-4	SPP-1	SPP-2					
<sup>13</sup> B	254	3704	-	3737	3740	3727(18)	3601	3708	3616	3679
	242	3853	-	3796	3798	3816(29)	3575	3676	3591	3621
<sup>13</sup> C	390	-	3116	3227	3211	3185(56)	3690	3772	3612	3590
<sup>13</sup> O	413	3942	-	3768	3962	3891(97)	3426	3653	3438	3548
<sup>13</sup> N	342	3733	-	3729	3723	3728(2)	3455	3560	3468	3457

Tabela 6.32: Seções de choque total de reação para OM, CC, CDCC e CRC.

### 5.8.1 Seção de choque total reduzida

A eliminação dos efeitos geométricos, de carga e de massa pode ser realizada utilizando-se métodos de redução. O método de redução da seção de choque total de reação adotado no presente trabalho foi proposto por *Gomes* [73]. Essa redução é uma transformação dos parâmetros do raio e barreira Coulombiana para obter a seção de choque reduzida e a energia reduzida. A transformação é baseada na equação da seção de choque de fusão de Wong [74] aplicada para a seção de choque total de reação. A equação de Wong para a fusão é dada por:

$$\sigma_W = R_B^2 \frac{\hbar\omega_0}{2E_{CM}} \text{Ln} \left( 1 + \exp \left( \frac{2\pi(E_{CM} - V_B)}{\hbar\omega_0} \right) \right) \quad (6.5)$$

Nessa aproximação o potencial da barreira é ajustado por uma parábola com altura  $V_B$ , raio  $R_B$  e curvatura  $\hbar\omega$ . Consideramos ainda algumas hipóteses, tais como, não dependência da forma da barreira com as ondas parciais. A seção de choque de reação seria, então, dada pela expressão:

$$\sigma_W^{Red} = \frac{\epsilon_0 r_0^2}{2E_{Red}} \text{Ln} \left( 1 + \exp \left( \frac{2\pi(E_{Red} - V_{Red})}{\epsilon_0} \right) \right) \quad (6.6)$$

Sendo:

- $\epsilon_0 = \hbar\omega_0 \frac{\left( \frac{1}{A_p^{\frac{1}{3}} + A_t^{\frac{1}{3}}} \right)}{Z_p Z_t}$
- $R_B = r_0 \left( A_p^{\frac{1}{3}} + A_t^{\frac{1}{3}} \right)$

$$\bullet V_{Red} = V_0 \frac{\left( \frac{1}{A_p^{\frac{1}{3}} + A_t^{\frac{1}{3}}} \right)}{Z_p Z_t}$$

Na tabela 6.33 mostramos os valores das seções de choque reduzida e as energias reduzidas para nossos sistemas considerando os valores da seção de choque total de reação média com o modelo óptico. Os parâmetros ajustados para os sistemas exóticos, fracamente ligados e fortemente ligados em alvos pesados de  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{209}\text{Bi}$  é mostrado na Tabela 6.34

Sistema	$E_{Reduzida}$	$\sigma_{Reduzida}$
$^{13}\text{B} + ^{208}\text{Pb}$	4,82	54,41
	4,59	55,70
$^{13}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	6,17	46,49
$^{13}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	4,90	56,80
$^{13}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$	4,64	54,42

Tabela 6.33: Parâmetros da seção de choque total reduzida para vários sistemas.

Trajectoria	Estrutura do núcleo	$V_{red}$	$r_0$	$\epsilon_0$
Azul	Núcleos exóticos	0.67	4.48	0.05
Vermelho	Núcleos fracamente ligados	0.86	4.55	0.30
Verde	Núcleos fortemente ligados	0.92	4.51	0.04

Tabela 6.34: Parâmetros ajustados da seção de choque de reação reduzida de Wong.

A Figura 5.62 mostra a seção de choque reduzida em função da energia reduzida para diferentes projéteis em alvos pesados de  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{209}\text{Bi}$ . Podemos observar dessa figura que as seções de choque total reduzida seguem trajetórias diferentes para sistemas envolvendo projéteis fortemente ligados, fracamente ligados e exóticos. Para melhor definir essas trajetórias ajustamos a Eq. 6.6 para as seções de choque envolvendo núcleos exóticos  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ ,  $^8\text{B}$ , fracamente ligados  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$  e  $^9\text{Be}$ , e para núcleos fortemente ligados,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{B}$  e  $^{12}\text{C}$ . Os sistemas exóticos (linha azul pontilhada) possuem em geral seções de choque reduzida maiores do que os sistemas envolvendo projéteis fracamente ligados (linha vermelha), que por sua vez possuem uma maior seção de choque reduzida em relação aos núcleos fortemente ligados (linha verde). O aumento da seção de choque reduzida é uma clara evidência de uma

maior contribuição das reações diretas, como por exemplo, dos acoplamentos inelásticos e de transferências. Como podemos também observar na figura para energias mais altas as curvas tendem a convergirem. A inclusão dos dados de energia mais altas para  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  e  $^{13}\text{O}$  comprovam essa tendência. A seção de choque reduzida para  $^{13}\text{O}$  é a maior dentre os projéteis com  $A=13$ . Essa informação, combinada com a influência do canal de *breakup* através dos cálculos de CDCC, fornece uma clara indicação de que esse núcleo tenha uma estrutura halo de um próton.

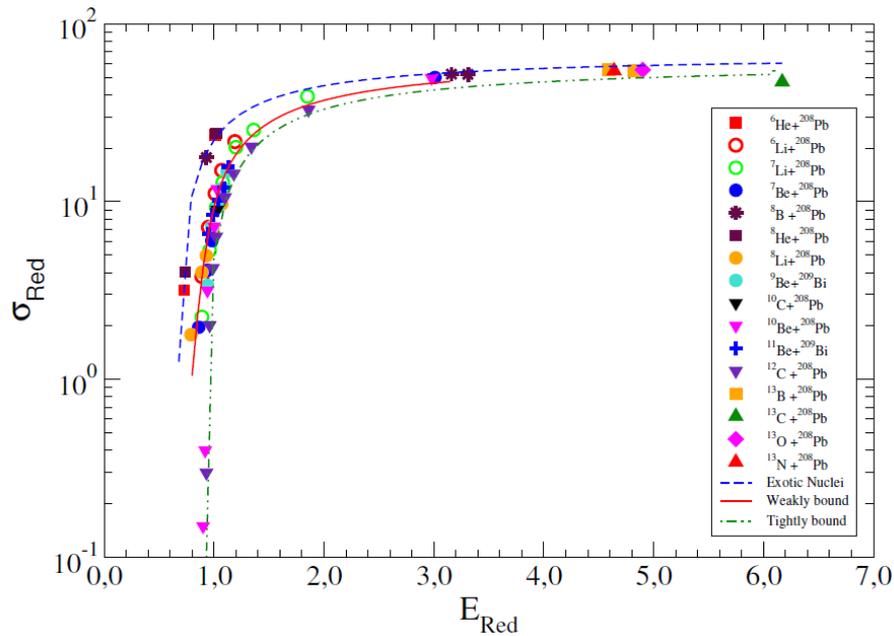


Figura 5.62: Seção de choque total reduzida para os sistemas  $A=6 - 13$  nos alvos de  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{209}\text{Bi}$ .

## Conclusões

O foco principal desse trabalho foi a realização de uma análise teórica das distribuições angulares de espalhamento elástico obtidas para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  (254 e 242 MeV),  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  (390 MeV),  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  (413 MeV) e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  (342 MeV) acima da barreira Coulombiana. Os dados para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  (254 MeV),  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  (413 MeV), foram obtidos no laboratório Lanzhou da China e já publicados. Os dados para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  (390 MeV) foram obtidos da literatura. No entanto, os dados para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  (242 MeV) e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$  (342 MeV) são inéditos e foram também recentemente obtidos no Laboratório Lanzhou, China. Esses dados foram cedidos para nossa análise devido à forte colaboração existente entre os grupos de São Paulo e de Lanzhou. A análise de modelo óptico (OM) foi realizada usando o potencial de Woods-Saxon (WS) e o potencial de dupla convolução de São Paulo (SPP). Consideramos potenciais com parâmetros da literatura e parâmetros ajustados com base na minimização do  $\chi^2/N$  e que fossem fisicamente coerentes, para poder descrever as distribuições angulares. O resultado da análise usando o potencial de WS-3 e o SPP-1 e SPP-2 se mostrou eficiente para descrever os dados experimentais para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$ ,  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ . No entanto, a necessidade de considerarmos parâmetros de normalização diferentes dos padrões ( $N_r=1.0$  e  $N_i=0.78$ ) nos potenciais SPP-1 e SPP-2, indicou a importância de possíveis efeitos estáticos de configuração e/ou dinâmicos devido a acoplamentos com outros canais, que foram explorados nas seções seguintes. Para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  os potenciais WS-4 e SPP-2 ajustaram apenas razoavelmente bem a seção de choque elástica para esse sistema. Os dados para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  estão aparentemente com problemas. Ao que tudo indica a energia reportada na referência de 390 MeV pode não estar correta, podendo ser 360 MeV.

Para explorarmos e investigarmos os efeitos estáticos e dinâmicos na interação dos projéteis  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{13}\text{O}$  com alvo de  $^{208}\text{Pb}$ , realizamos cálculos de canais acoplados (CC) para estudar os efeitos dos acoplamentos com os canais de excitações inelásticos e de reorientação na seção de choque elástica. Incluímos os estados excitados dos projéteis de  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$  e  $^{13}\text{N}$  e do alvo de  $^{208}\text{Pb}$ . Para os núcleos de  $^{13}\text{C}$  e  $^{13}\text{N}$  não encontramos na literatura os

valores dos momentos quadrupolares para os estados excitados. O resultado da análise incluindo as transições multipolares  $B(E\lambda)$  e de reorientação para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ , mostrou que os acoplamentos desses canais não tiveram muita influência na distribuição angular elástica. Isso era de certa forma esperado, já que para energias intermediárias os efeitos de canais superficiais não devem ser muito relevantes, uma vez que os projéteis têm um tempo menor para interagir com o núcleo alvo. Os efeitos de reorientação dos projéteis também não se mostraram relevantes, provavelmente devido a uma combinação de dois fatores: valores não muito alto para as deformações e spin baixo para esses núcleos. Apenas para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , observamos que o resultado, considerando os acoplamentos dos estados excitados do  $^{13}\text{C}$  ( $B(E2)$  e  $B(E3)$ ), teve uma certa influência no canal elástico, descrevendo razoavelmente bem a distribuição angular para ângulos  $\theta_{CM} \geq 10^\circ$ .

Além dos canais de excitação inelásticas, realizamos a análise de acoplamentos com outros canais de reação. Realizamos cálculos de acoplamento com o contínuo, onde o efeito de *breakup* é considerado. Apesar do acoplamento com o contínuo não ter efeito para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , devido à alta energia de ligação para a configuração  $^{12}\text{B}+n$  (4,87 MeV) e  $^{12}\text{C}+n$  (4,94 MeV), respectivamente, é interessante ressaltar que os cálculos com o modelo de *cluster* utilizado descrevem razoavelmente bem as distribuições angulares. Para os sistemas  $^{13}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{N}+^{208}\text{Pb}$ , o canal de *breakup* teve uma influência na seção de choque elástica, melhorando a descrição dos dados experimentais com relação ao cálculo sem acoplamento, apesar da energia de ligação não ser muito pequena.

Também realizamos cálculos de CRC para a transferência de 1p e 1n nas reações de *pickup* e *stripping*, respectivamente. Foram utilizados os fatores espectroscópicos igual à unidade considerando os estados representativos para os *target overlaps*. No caso do *projectile overlaps* foram usadas as amplitudes espectroscópicas fornecidas pelo programa NuShellX considerando o modelo de interação *psdmod*. A análise da influência de reações de transferência no espalhamento elástico mostrou uma leve melhora na faixa angular dos dados nos sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , mostrando que esses cálculos têm pouca influência na seção elástica. Esse resultado pode ser interpretado novamente como devido ao curto tempo de interação entre o projétil e alvo, implicando em um menor acoplamento sequencial de diferentes canais na partição final. No caso do sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  na  $E_{\text{Lab}} = 390$  MeV, os cálculos teóricos realizados não foram suficientes para descrever a distribuição angular para ângulos  $\theta_{CM} \leq 13^\circ$ . Portanto, esses dados deveriam ser revistos para ter uma melhor análise

teórica.

Para investigar se realmente os acoplamentos de CC e CRC eram de caráter periférico, realizamos um estudo do raio de corte (*cut-off*). Observamos que a seção de choque calculada não muda quando eliminamos do cálculo as contribuições de distâncias maiores que o raio de grazing ( $R_g$ ) para nossos sistemas, indicando que realmente os efeitos considerados são de caráter periférico. Isso é uma informação relevante já que para energias intermediárias poderíamos esperar uma contribuição maior da parte mais interna dos potenciais.

Realizamos também um cálculo extra dos efeitos de acoplamentos (CC e CRC) para energias próximas a barreira coulombiana,  $E_{\text{Lab}} = 64 \text{ MeV}$  e  $E_{\text{Lab}} = 66 \text{ MeV}$ , para os sistemas  $^{13}\text{B}+^{208}\text{Pb}$  e  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ , respectivamente. Esses cálculos indicaram que esses acoplamentos são mais relevantes para medidas nesse regime de energia. Medidas de espalhamento elástico na energia de 66 MeV para o sistema  $^{13}\text{C}+^{208}\text{Pb}$  foi recentemente realizado no laboratório Tandem da Argentina.

Por último, realizamos também uma análise comparativa das seções de choque total de reação. Através do cálculo de modelo óptico, podemos obter a seção de choque total de reação para nossos sistemas. A partir da comparação da seção de choque total reduzida obtida para vários projéteis leves, verificamos que as seções de choque para  $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  e  $^{13}\text{O}$  seguem uma tendência de convergência. A seção de choque reduzida para  $^{13}\text{O}$  é a maior dentre os projéteis com  $A=13$ . Essa informação, combinada com a influência do canal de *breakup* através dos cálculos de CDCC, fornece uma indicação de que esse núcleo tenha uma estrutura halo de um próton.

Concluindo, realizamos análises dos dados de espalhamento elástico para os projéteis com  $A=13$  ( $^{13}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  e  $^{13}\text{O}$ ) em alvo de  $^{208}\text{Pb}$  medidos em energias intermediárias. Pudemos observar que as diferentes estruturas de cluster desses projéteis forneceram resultados diferentes para a influência de reações diretas no espalhamento elástico. Apesar da energia intermediária os efeitos foram observados podem ainda serem considerados periféricos.

---

---

# Bibliografia

---

- [1] I. Tanihata, H. Savajols, R. Kanungo. Recent experimental progress in nuclear structure studies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 68. (2013) 215-313.
- [2] J. Tanaka, R. Kanungo, M. Alcorta, N. Aoi, et. al. Halo-induced large enhancement of soft dipole excitation of  $^{11}\text{Li}$  observed via proton inelastic scattering. *Physics Letters B*. 774. 268-272. 2017.
- [3] I. Tanihata. Neutron halo nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 22. (1996) 157-198.
- [4] I. Tanihata, R. Kanungo. Halo and skin nuclei. *C. R. Physique* 4 (2003), 437-449.
- [5] M. Yahiro, K. Ogata, T. Matsumoto and K. Minomo The continuum discretized coupled-channels method and its applications. *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2012, 01A206.
- [6] K. A. Snover. Giant resonance in excited nuclei. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1986. 36: 545-603.
- [7] J. J. Kolata, V. Guimarães and E. F. Aguilera. Elastic scattering, fusion, and breakup of light exotic nuclei. *The European Physical Journal A*. (2016) 52:123.
- [8] E. F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, D. Lizcano, et. al. Reactions cross sections for  $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$  and  $^6\text{Li}+^{58}\text{Ni}$  near the Coulomb barrier: Proton-halo effects. *Phys. Rev C* 79, 021601 (R), 2009.
- [9] J. Lubian, T. Correa, E. F. Aguilera, L. F. Canto, et. al. Effects of breakup coupling on  $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$  elastic scattering. *Phys. Rev C* 79, 064605, 2009.
- [10] M. Mazzocco, N. Keeley, A. Boiano, et al. Elastic scattering for the  $^8\text{B}$  and  $^7\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$  systems at near-Coulomb barrier energies. *Physical Review C*. 100, 024602 (2019).

- [11] A. Di Pietro, G. Randisi, V. Scuderi, et. al. Elastic scattering and reaction mechanism of the halo nucleus  $^{11}\text{Be}$  around the coulomb barrier. *Physics Review Letters*. 105, 022701, (2010).
- [12] Y. Y. Yang, J. S. Wang, Q. Wang, et. al. Elastic scattering of the proton drip-line nucleus  $^8\text{B}$  off a  $^{\text{nat}}\text{Pb}$  target at 170.3 MeV. *Physiscal Review C*. 87, 044613 (2013).
- [13] Y. Y. Yang, X. Liu, D. Y. Pang, et. al. Elastic scattering of the proton drip line nuclei  $^7\text{Be}$ ,  $^8\text{B}$ , and  $^9\text{C}$  on a lead target at energies around three times the Coulomb barriers. *Physical Review C*. 98, 044608 (2018).
- [14] K. Wang, Y. Y. Yang, A. M. Moro, et. al. Elastic scattering and breakup reactions of the proton drip-line nucleus  $^8\text{B}$  on  $^{208}\text{Pb}$  at 238 MeV. *Physical Review C*. 103, 024606 (2021).
- [15] F. F. Duan, Y. Y. Yang, K. Wang, et. al. Scattering of the halo nucleus  $^{11}\text{Be}$  from a lead target at 3.5 times the Coulomb barrier energy. *Physics Letters B*. 811 (2020) 135942.
- [16] K. Wang, Y. Y. Yang, V. Guimarães, et. al. Elastic scattering investigation of radioactive  $^{13}\text{B}$  and  $^{13}\text{O}$  projectiles on a  $^{208}\text{Pb}$  target at intermediate energies. *Physical Review C*. 105, 054616 (2022).
- [17] J. W. Xia, W. L. Zhan, B. W. Wei, et. al. The Heavy ion cooler-storage project (HIRFL-CSR) at Lanzhou. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 488 (2002) 11-25.
- [18] W. L. Zhan, J. W. Xia, H. W. Zhao, et. al. HIRFL Today. *Nuclear Physics A*. 805 (2008) 533c-540c.
- [19] Zhan Wenlong, Guo Zhongyan, Liu Guanhua, et. al. Radioactive ion beam line in Lanzhou. *Science in China (Series A)*. Vol 42 N° 5 (1998).
- [20] Z. Sun, W.-L. Zhan, Z.-Y. Guo, et. al. RIBLL. The radioactive ion beam line in Lanzhou. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 503 (2003) 496-503.
- [21] M. Buenerd, A. Lounis, J. Chauvin, et. al. Elastic and inelastic scattering of carbon ions at intermediate energies. *Nuclear. Physics A*. A424 (1984) 313-334.
- [22] I. J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. *Computer Physics Reports*. 7. 4. 1988, 167-712.

- [23] B. W. Wei, et. al. Results from Lanzhou K450 Heavy Ion Cyclotron. Proc. of 1989 Particle Acc, IEEE.
- [24] H. W. Zhao, L. T. Sun, J. W. Guo, et. al. Superconducting ECR ion source: From 24-28 GHz SECRAAL to 45 GHz fourth generation ECR. *Review of Scientific Instruments*. 89, 0523301 (2018).
- [25] H. W. Zhao, L. T. Sun, Y. Cao, et. al. An advanced superconducting ECR ion source SECRAAL at IMP: First results and operation at 18 GHz. *Cyclotrons and Their Applications*. 2007.
- [26] H. W. Zhao, L. T. Sun, X. Z. Zhang, et. al. An advanced superconducting electron cyclotron resonance ion source SECRAAL: Design, construction, and the first test results. *Review of Scientific Instruments*. 77, 03A333 (2006).
- [27] Ye Feng, Ma Zhongren, Yin Quanmin, et. al. Upgrading the SFC. *Proceedings of the 13<sup>th</sup> International conference on cyclotrons and their applications*. Vancouver, BC, Canada. 1992.
- [28] Site do CERN: [http://accelconf.web.cern.ch/cyclotrons2019/talks/moa02\\_talk.pdf](http://accelconf.web.cern.ch/cyclotrons2019/talks/moa02_talk.pdf)
- [29] W. Q. Yang, L. T. Sun, J. C. Yang, et. al. Operations status and upgrading of cyclotron in Lanzhou. *22<sup>nd</sup> Int. Conf. on Cyclotrons and theirs Applications*. Cyclotrons 2019, Cape Town, South Africa. 2019.
- [30] F. Nolden, C. Dimopoulou, A. Dolinskii, M. Steck. Storage rings for radioactive ion beams. *Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 266 (2008) 4569.
- [31] W. L. Zhan, J. W. Xia, B. W. Wei, et. al. HIRFL-CSR project. *AIP Conference Proceedings*. 600, 175 (2001).
- [32] Y. J. Yuan, J. Y. Long, J. W. Xia, et. al. Design of slow extraction for HIRFL-CSR. *Proceeding of the Second Asian Particle Accelerator Conference*. Beijing, China, 2001.
- [33] W. L. Zhan, J. W. Xia, B. W. Wei, et. al. HIRFL-CSR Project. *Cyclotrons and Their Applications*. AIP Conference Proceedings, Vol. 600. 2001

- [34] J. Al-Khalili and E. Roeckl. The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I. *Lect. Notes Phys.* 651. Springer, Berlin Heidelberg 2004.
- [35] Wenlong Zhan, Zhongyan Guo, Guanhua Liu, et. al. Radioactive ion beam line in Lanzhou. *Kek-Proc--98-10*. Japan. 1998.
- [36] Emilio Segrè. Nuclei and particles: An introduction to nuclear and subnuclear physics. 1964. Editorial Reverté.
- [37] D. Bazin, O Tarasov, M. Lewitowicz, O. Sorlin. The program LISE: a simulation of fragmented separators *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A*. 482 (2002) 307-327.
- [38] M.P. Kuchera. OB Tarasov, D Bazin, B Sherril, KV Tarasova. LISE ++ Software Updates and Future Plans. *J. Phys: Conf. Ser.* 664 072029. 2015.
- [39] Y. Yang, J. S. Wang, Q, Wang, et. al. A Method for the measurement of elastic scattering angular distribution at HIRFL-RIBLL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 701 (2013) 1-6.
- [40] Nouredine Zettili. Quantum mechanics concepts and applications. John Wiley & Sons, Ltd, 2<sup>nd</sup> edition, 2009.
- [41] P. Fröbrich and R. Lipperheide. Theory of nuclear reactions. Oxford science publications. Clarendon Press, 1996.
- [42] G. R. Satchler. Introduction to nuclear reactions. MacMillan Education, London, 2nd edition, 1990.
- [43] H. Feshbach, C. E. Porter e V.F Weisskopf. Model for nuclear reactions with Neutrons. *Phys. Rev C*, 96(2): 448-464, 1954.
- [44] Roger D. Woods and David S. Saxon. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Phys. Rev*, 95:577-578, 1954.

- [45] Juan Carlos Zamora Cardona. Estudo do espalhamento elástico dos isótopos  $^7\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}$  e  $^{10}\text{Be}$  em um alvo de  $^{12}\text{C}$ . Dissertação de mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil 2011.
- [46] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, et al. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction. *Phys. Rev C* 66, 014610, 2002.
- [47] G. R. Satchler and W.G. Love. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering. *Phys. Rep.*, 55(3):183–254, 1979.
- [48] M. C. Morais. O efeito de estrutura alfa no espalhamento  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$  e na reação de captura astrofísica  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ . Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo, 2010
- [49] M. A. G. Alvarez, L. C. Chamon, M. S. Hussein, et al. A parameter-free optical potential for the heavy-ion elastic scattering process. *Nuclear Physics A* 723 (2003) 93-103. 2003.
- [50] T. Ericson. The statistical model and nuclear level densities. *Advance in Physics* 9:36, 425-511. 1960.
- [51] S. Yoshida. The inelastic scattering of nucleus by the surface interaction. *Phys. Soc A* 69 688. 1956.
- [52] A. M. Lane and C. F. Wandel. Evaluation of the imaginary part of the nuclear complex potential. *Phys. Rev* 98, 1524. 1955.
- [53] E. O. N. Zevallos, Investigação do espalhamento elástico do núcleo radioativo de  $^{12}\text{B}$  em um alvo de  $^{58}\text{Ni}$ . Dissertação de Mestrado. Universidade de São Paulo. 2018.
- [54] F. Nunes. Continuum-Discretized Coupled Channels method. *Scholarpedia*, 6(9):10497, 2011.
- [55] A. M. Moro. Models for nuclear reactions with weakly bound systems. Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi: "Nuclear Physics with Stable and Radioactive Ion Beams". arXiv:1807.04349v2, 2019.
- [56] G. H. Rawitscher. Effect of deuteron breakup on elastic deuteron-nucleus scattering. *Phys. Rev C* 9, 2210, 1974.

- [57] A. Vitturi, F. Zardi. Modified Glauber model for the description of elastic scattering between heavy ions. *Phys. Rev C* 36, 4, 1987.
- [58] S. Santra, P. Singh, S. Kailas, A. Chatterjee and et. al. Coupled reaction channel analysis of elastic, inelastic, transfer, and fusion cross section for  $^{12}\text{C}+^{20}\text{Pb}$ . *Phys. Rev C* 64, 024602, 2001.
- [59] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques. Sao Paulo potential version 2 (SPP2) and Brazilian nuclear potential (BNP). *Computer Physics Communications* 267 (2021) 108061.
- [60] L.F Canto, R. Donangelo M. S. Hussein, et. al. Theoretical considerations about heavy-ion fusion in potential scattering. *Phys. Rev C* 98, 044617, 2018.
- [61] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, J. Lubian, et. al. Assessing the adequacy of the bare optical potential in near-barrier fusion calculation. *The European Physical Journal A*. 50, 89 (2014).
- [62] D. Pereira, J. Lubian, J. R. B. Oliveira, et. al. An imaginary with universal normalization for dissipative processes in heavy-ion reactions. *Physics Letters B*. 670, (2009), 330-335.
- [63] Jonas Leonardo Ferreira. Análise do processo de transferência de múltiplos nucleons na reação  $^{116}\text{Cd}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{O})^{116}\text{Sn}$  a 306 MeV. Tese de Doutorado. Universidade Federal Fluminense. Instituto de Física. 2019.
- [64] U. Umbelino, K. C. C. Pires, R. Lichtenthäler, et. al. Two-neutron transfer in  $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$  collisions. *Phys. Rev. C*. 99, 064617, 2019.
- [65] Osvaldo Camargo Bothelo dos Santos. Estudo do espalhamento elástico e reações do projétil  $^8\text{Li}$  em alvos de massa leve, intermediária e pesada. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo. Instituto de Física. 2021.
- [66] Site do NNDC. [National Nuclear Data Center \(bnl.gov\)](https://www.nndc.bnl.gov)
- [67] J. de Boer and J. Eichler. *Advance in Nuclear Physics*. Vol 1, Plenum Press, New York. 1968.
- [68] O. Häusser. *Nuclear spectroscopy and reactions*. Ed. J. Cerny. Academic Press, New York, 1974, part C, p. 55.

- [69] R. O. Akyuz and A. Winther, Proc. Enrico Fermi Int. School of Physics, 1979, “Nuclear structure and heavy-ion reactions”, ed. R.A. Broglia, C.H. Dasso and R. Ricci (North-Holland, Amsterdam, 1981) p. 491.
- [70] W. D. M. Rae. NushellX – large scale shell model calculations on your PC. 2008.
- [71] Y. Utsuno and S. Chiba. Multiparticle-multihole states around  $^{16}\text{O}$  and correlation-energy effect on the shell gap. *Phys. Rev. C.* 83, 021301(R), 2011.
- [72] E. N. Cardozo. Estudo das reações de transferência de um e dois nêutrons no sistema  $^{18}\text{O}+^{28}\text{Si}$  à 84 MeV. Universidade Federal Fluminense. Tese de Doutorado. Instituto de Física. 2018.
- [73] P. R. S. Gomes, J. Lubian, I. Padron and R. M. Anjos. Uncertainties in the comparison of fusion and reaction cross sections of different system involving weakly bound nuclei. *Phys. Rev. C.* 71, 017601, 2005.
- [74] C. Y. Wong. Interaction barrier in charged-particle nuclear reactions. *Phys. Rev. Lett.* 31, 766, 1973.