

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Efeitos de deformação e cluster no estudo de espalhamento elástico dos núcleos ^{10}B e ^{10}C em alvo de ^{58}Ni

Valdir Brunetti Scarduelli

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

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

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Valdir Guimarães (IF-USP)

Prof. Dr. Airton Deppman (IF-USP)

Prof. Dr. Marcos Aurelio Gonzalez Alvarez (IF-USP)

Prof. Dr. Julian Marco Barbosa Shorto (IPEN)

Prof. Dr. Roberto Linares (UFF)

São Paulo
2016

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

Scarduelli, Valdir Brunetti

Efeitos de deformação e cluster no estudo de espalhamento elástico dos núcleos ^{10}B e ^{10}C em alvo de ^{58}Ni . São Paulo, 2016.

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

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Reações nucleares; 2. Acelerador de partículas; 3. Interações nucleares.

USP/IF/SBI-082/2016

Dedico este trabalho aos meus amados pais,
Valdir e Maria Helena,
por todo apoio e incentivo a mim sempre dados.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço aos meus pais, Valdir e Maria Helena, e minha irmã Joyce, que abdicaram de muitas coisas na vida para me proporcionar a oportunidade de realizar esse sonho, sempre acreditando em mim e me apoiando em todos os momentos difíceis.

Quero agradecer ao Prof. Dr. Valdir Guimarães, pela orientação, paciência e dedicação ao longo desses anos de convivência.

Aos meus amigos, Ernesto e Márcia, Pedro e Wane, que sempre me incentivaram.

Aos professores que tive o privilégio de conviver, pela dedicação em transmitir seus conhecimentos, sempre dispostos a ajudar e discutir física, Profa. Dra. Alinka Lépine, Prof. Dr. Edilson Crema, Prof. Dr. Luiz Carlos Chamon, Prof. Dr. Nemitala Added, Prof. Dr. Nilberto Medina, Prof. Dr. Jose Roberto B. de Oliveira, Prof. Dr. Rubens, Prof. Dr. Leandro Gasques, Prof. Dr. Marcos Alvarez e Profa. Dra. Márcia Rodrigues.

A todos os membros que passaram pelo Grupo de Reações Diretas e Núcleos Exóticos que me ajudaram por anos, Pedro, Djalma, Adriana, Robson, Orli, Vivi, Kelly, Maria Carmen e Rubén.

A todos os amigos que conheci nesses anos de DFN, Vitor, Renatão, Jeremias, Erich, Julian, Vini, Roberto, Hellen, Paula, Oswaldo, Uiran, Geo, Rafael, Saulo e Herbert, pela amizade, apoio e longas conversas na hora do café.

Aos colegas de sala, Robson Denke e Orli Camargo, por toda paciência e ajuda que dispensaram no início da minha vida acadêmica.

Ao corpo técnico do laboratório que estiveram sempre dispostos a ajudar, José Carlos, Otávio, Rone, Celso, Edmílson, Silvinho, Serginho, Pedrão, João, Fábio, Messias e Wanda, pois sem eles a física não acontece.

Ao CNPq e ao Instituto de Física, pelo apoio financeiro e institucional.

A todos mencionados acima, e aos que provavelmente eu esqueci de mencionar, meu "muito obrigado".

RESUMO

Esse trabalho consistiu na medida e análise de distribuições angulares do espalhamento elástico e inelástico para núcleos de massa $A=10$ em alvos de ^{58}Ni e no desenvolvimento de novos feixes secundários radioativos para o sistema RIBRAS. As distribuições angulares do sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ foram medidas nas energias $E_{\text{lab}} = 19, 20, 21, 23, 24, 25$ e 35 MeV ($V_{\text{B}}^{\text{lab}}=23.7\text{MeV}$), no laboratório Tandem na Argentina, enquanto a distribuição angular do sistema $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$ foi medida na energia $E_{\text{lab}} = 35.3$ MeV ($V_{\text{B}}^{\text{lab}}=28.9\text{MeV}$), utilizando o sistema TWINSOL, da Universidade de Notre Dame, Estados Unidos. O formalismo de canais acoplados foi utilizado para estudar a influência da estrutura deformada do núcleo ^{10}B e da estrutura Bruniana do núcleo ^{10}C . Os resultados indicaram a importância desses efeitos, bem como a possível influência dos canais de transferências e breakup. Nesse trabalho também descrevemos o desenvolvimento de feixes secundários radioativos de ^{10}C , ^{14}C e ^{12}B , que serão investigados no futuro utilizando o sistema RIBRAS.

ABSTRACT

This work consisted in the analysis and measurement of angular distributions for elastic and inelastic scattering of mass $A=10$ projectiles in ^{58}Ni target, as well as in the development of new secondaries radioactive ion beams for the RIBRAS system. Angular distributions for the $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ system were measured at $E_{\text{lab}} = 19, 20, 21, 23, 24, 25$ and 35 MeV ($V_{\text{B}}^{\text{lab}}=23.7\text{MeV}$), at Tandem Laboratory in Argentina, while an angular distribution at $E_{\text{lab}} = 35.3$ MeV ($V_{\text{B}}^{\text{lab}}=28.9\text{MeV}$) for the $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$ was measured at the University of Notre Dame, USA, using the Twinsol system. The coupled channel formalism was used to investigate the influence deformed structure of the ^{10}B and brunian structure for ^{10}C nucleus. The results indicated the importance of these effect as well as the possible influence of transfer and breakup channels. In this work the development of ^{10}C , ^{14}C and ^{12}B beams were investigated for future use in the RIBRAS system.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
2	ARRANJO EXPERIMENTAL	7
2.1	Descrição dos laboratórios	8
2.1.1	A física nuclear no IFUSP e o início do laboratório Pelletron	8
2.1.2	Universidade de Notre Dame e seus ace- leradores	9
2.1.3	Laboratório Tandem	10
2.2	A fonte de íons	11
2.3	O sistema de aceleração e seleção do feixe de in- teresse	14
2.4	O sistema de produção de feixes radioativos . . .	18
2.5	O alvo de produção	21
2.6	Copo de Faraday	21
2.7	Os solenoides supercondutores	23
2.8	Possíveis feixes secundários produzidos no RIBRAS	25
2.9	As câmaras de espalhamento	26
2.10	O sistema de detecção e eletrônica utilizada	28
2.10.1	Eletrônica de aquisição de dados	29
3	DESENVOLVIMENTO DE NOVOS FEIXES SECUNDÁRIOS	31
3.1	Produção do feixe de ^{10}C	31
3.1.1	A reação de produção	32
3.1.2	Maximização do feixe secundário	32
3.1.3	Identificação dos contaminantes do feixe .	34
3.2	Produção do feixe de ^{14}C	42
3.2.1	A reação de produção	44
3.2.2	Maximização do feixe secundário	44
3.2.3	Identificação dos contaminantes do feixe .	45
3.3	Produção do Feixe de ^{15}C	47
3.4	Produção do Feixe de ^{12}B	47
3.4.1	A reação de produção	47
3.4.2	Maximização do feixe secundário	47
3.4.3	Identificação dos contaminantes do feixe .	49
3.5	Programa de simulação dos sistemas RIBRAS e Twinsol	50

3.6	Focalização dos feixes desenvolvidos no sistema RIBRAS	55
3.7	Resumo do desenvolvimento dos novos feixes	56
4	FUNDAMENTOS TEÓRICOS	57
4.1	O espalhamento elástico	57
4.2	Cálculo da amplitude de espalhamento	59
4.3	Canais acoplados: excitações inelásticas	62
4.3.1	Modelo de partícula única	63
4.3.2	Modelo coletivo	63
5	REDUÇÃO DE DADOS	67
5.1	Calibração do espalhamento elástico $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	67
5.2	Calibração do espalhamento elástico $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$	70
5.3	Cálculos da seção de choque	72
5.3.1	Determinação do número de partículas do alvo	73
5.3.2	Determinação do número de partículas do feixe	74
5.3.3	Determinação dos ângulos sólidos	75
5.3.4	Determinação do jacobiano	76
5.3.5	Seção de choque Rutherford	76
5.3.6	Conversão entre sistemas de referenciais	77
5.4	Distribuições angulares	77
5.4.1	Espalhamento elástico $^{58}\text{Ni}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{58}\text{Ni}$	77
5.4.2	Espalhamento elástico $^{58}\text{Ni}(^{10}\text{C}, ^{10}\text{C})^{58}\text{Ni}$	78
6	ANÁLISE DOS DADOS	81
6.1	O modelo óptico	81
6.1.1	O potencial de Woods-Saxon	82
6.1.2	O potencial de São Paulo	83
6.2	Espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	87
6.2.1	O efeito da reorientação do momento de quadrupolo	93
6.3	Análise do espalhamento elástico $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$	103
6.4	Estudo sistemático da seção de choque total de reação	105
6.4.1	Seção de choque reduzida	106
6.4.2	Função universal	109
7	CONCLUSÕES	111
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	113

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Comparação dos raios nucleares de isótopos	2
Figura 2	Carta de nuclídeos apresentando efeitos de estrutura em alguns núcleos conhecidos	3
Figura 3	Visão geral do Edifício Oscar Sala	9
Figura 4	Visão geral do Laboratório ISNAP	10
Figura 5	Visão geral do Laboratório Tandem	11
Figura 6	Operação da fonte MC-SNICS	12
Figura 7	Desenho esquemático da fonte MC-SNICS	13
Figura 8	Sistema de transporte de carga do Tandem	15
Figura 9	Área experimental do Pelletron	17
Figura 10	Métodos de separação isotópica	18
Figura 11	Primeiro equipamento para produção de feixes radioativos da Univ. Notre Dame .	19
Figura 12	Desenho esquemático do RIBRAS/Twinsol	20
Figura 13	Perfil do sistema de produção do feixe secundário	22
Figura 14	Ilustração perpendicular ao eixo do solenoide	24
Figura 15	Modos de focalização dos solenoides	25
Figura 16	Câmara de espalhamento do Tandem	27
Figura 17	Câmara de espalhamento do ISNAP	27
Figura 18	Esquema do módulo Mesytec MSI-8	30
Figura 19	Maximização do feixe secundário de ^{10}C	33
Figura 20	Espectro típico de produção do ^{10}C	34
Figura 21	Identificação e calibração dos contaminantes do ^{10}C	35
Figura 22	Simulação da passagem do feixe de ^{10}C e ^{11}C através do Twinsol	36
Figura 23	Simulação da passagem dos feixes de ^{10}C e $^{11}\text{C}^*$ através do Twinsol	37
Figura 24	Esquema de níveis de energia para o ^{11}C .	38
Figura 25	Espectro de α e deutério provenientes da reação $^{10}\text{B}+^3\text{He}$	39
Figura 26	Esquema de níveis de energia para o ^{10}C .	40

Figura 27	Espectro obtido da reação de transferência $^{10}\text{B}(^3\text{He,t})^{10}\text{C}$	41
Figura 28	Espectro do trítio obtido utilizando um feixe de ^3He em alvo de ^{10}B	42
Figura 29	Simulação das trajetórias do feixe ^{14}C	44
Figura 30	Espectro típico de produção do ^{14}C	45
Figura 31	Calibração em energia do ΔE para ^{14}C	46
Figura 32	Calibração em energia do E_{res} para ^{14}C	46
Figura 33	Maximização do feixe de ^{12}B	48
Figura 34	Simulação das trajetórias do feixe ^{12}B	48
Figura 35	Espectro típico de produção do ^{12}B	49
Figura 36	Calibração em energia do ΔE para ^{12}B	49
Figura 37	Calibração em energia do E_{res} para ^{12}B	50
Figura 38	Esquema do programa de simulação do RIBRAS e Twinsol	51
Figura 39	Simulação dos contaminantes do ^{14}C	53
Figura 40	Simulação dos contaminantes do ^{12}B	54
Figura 41	Dependência linear entre I e $B\rho$	55
Figura 42	Representação ondulatória do espalhamento entre dois núcleos.	57
Figura 43	Espectro típico $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	68
Figura 44	Calibração em energia dos detectores utilizados no Tandem	69
Figura 45	Espectro típico da fonte de ^{228}Th	70
Figura 46	Calibração em energia dos detectores utilizados no ISNAP	71
Figura 47	Seção de Choque do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	78
Figura 48	Seção de Choque do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$	79
Figura 49	Sistema de coord. para troca de nucleon	84
Figura 50	Diferentes potenciais aplicados na análise do sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$	85
Figura 51	Acoplamento dos estados inelásticos para o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 19\text{MeV}$	88
Figura 52	Acoplamento dos estados inelásticos para o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 20\text{MeV}$	88
Figura 53	Acoplamento dos estados inelásticos para o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 21\text{MeV}$	89
Figura 54	Acoplamento dos estados inelásticos para o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 23\text{MeV}$	89
Figura 55	Acoplamento dos estados inelásticos para o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 24\text{MeV}$	90

Figura 56	Acoplamento dos estados inelásticos para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 25\text{MeV}$. . .	90
Figura 57	Acoplamento dos estados inelásticos para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$. . .	91
Figura 58	Acoplamento da reorientação para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 19\text{MeV}$	94
Figura 59	Acoplamento da reorientação para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 20\text{MeV}$	95
Figura 60	Acoplamento da reorientação para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 21\text{MeV}$	95
Figura 61	Acoplamento da reorientação para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 23\text{MeV}$	96
Figura 62	Acoplamento da reorientação para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 24\text{MeV}$	96
Figura 63	Acoplamento da reorientação para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 25\text{MeV}$	97
Figura 64	Acoplamento da reorientação para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$	97
Figura 65	Espalhamento inelástico $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^*$ ($2+, 1.454\text{MeV}$) em $E_{\text{lab}} = 19\text{MeV}$	98
Figura 66	Espalhamento inelástico $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^*$ ($2+, 1.454\text{MeV}$) em $E_{\text{lab}} = 20\text{MeV}$	99
Figura 67	Espalhamento inelástico $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^*$ ($2+, 1.454\text{MeV}$) em $E_{\text{lab}} = 21\text{MeV}$	99
Figura 68	Espalhamento inelástico $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^*$ ($2+, 1.454\text{MeV}$) em $E_{\text{lab}} = 23\text{MeV}$	100
Figura 69	Espalhamento inelástico $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^*$ ($2+, 1.454\text{MeV}$) em $E_{\text{lab}} = 24\text{MeV}$	100
Figura 70	Espalhamento inelástico $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^*$ ($2+, 1.454\text{MeV}$) em $E_{\text{lab}} = 25\text{MeV}$	101
Figura 71	Espalhamento inelástico $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^*$ ($2+, 1.454\text{MeV}$) em $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$	101
Figura 72	Espalhamento inelástico $^{10}\text{B}^* (1+, 0.718\text{MeV}) + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 24\text{MeV}$	102
Figura 73	Espalhamento inelástico $^{10}\text{B}^* (1+, 0.718\text{MeV}) + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 25\text{MeV}$	102
Figura 74	Espalhamento inelástico $^{10}\text{B}^* (1+, 0.718\text{MeV}) + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$	103
Figura 75	Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}} = 35.3\text{MeV}$	104
Figura 76	σ_{Reduced} para diferentes projéteis em alvo de ^{58}Ni	108

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Feixes secundários produzidos no RIBRAS	26
Tabela 2	Montagem dos detectores no ISNAP . . .	28
Tabela 3	Feixes secundários desenvolvidos no RIBRAS	56
Tabela 4	Parâmetros ajustados nas calibrações dos detectores.	68
Tabela 5	Energias das partículas α emitidas pela fonte de ^{228}Th	71
Tabela 6	Parâmetros ajustados nas calibrações dos detectores utilizados.	72
Tabela 7	Estados do ^{10}B e do ^{58}Ni considerados nos cálculos de canais acoplados, apresentando seus spins, paridade e energia, obtidos na base de dados do NNDC. . . .	92
Tabela 8	Elementos de matriz da probabilidade de transição reduzida $B(E2)$, utilizados no cálculo de canais acoplados, do projétil ^{10}B e do alvo ^{58}Ni	92
Tabela 9	Parâmetros de reorientação utilizado no cálculo de canais acoplados.	94
Tabela 10	Transição pura $B(E2)$ do ^{10}C utilizada no cálculo de canais acoplados.	104
Tabela 11	Parâmetros utilizados na redução da seção de choque total de reação para o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	107
Tabela 12	Parâmetros ajustados da função de Wong reduzida para a seção de choque de reação, utilizando diferentes projéteis em alvos com massas intermediárias.	108

1

INTRODUÇÃO

Por meio do estudo do espalhamento elástico de núcleos estáveis, abaixo da barreira coulombiana, Rutherford provou a existência do núcleo atômico. Desde então, o estudo do espalhamento elástico se tornou uma poderosa ferramenta para se investigar a estrutura nuclear [1].

Hoje sabemos que os núcleos atômicos podem apresentar algumas estruturas bastante complexas, sendo que alguns núcleos leves podem ser descritos como uma estrutura que são combinações de outros núcleos como ${}^3\text{He}$, t , α , conhecidas como aglomerados (ou *clusters*).

O estudo dessas combinações chamadas *estruturas de clusters* demonstraram ter um papel fundamental para descrever muitas propriedades nucleares, como por exemplo, fator de forma eletromagnético, níveis e decaimentos nucleares e transferências de múltiplos núcleons.

Como a descrição da seção de choque de espalhamento elástico é sensível ao potencial de interação entre os núcleos envolvidos, projétil e alvo, e a suas estruturas, seu estudo demonstrou ser particularmente útil para se investigar a superfície de núcleos determinando raio e a forma da densidade nuclear.

O estudo do espalhamento elástico intensificou-se com o desenvolvimento de técnicas capazes de produzir feixes com núcleos radioativos, ricos em prótons ou nêutrons, tornando-se possível explorar os núcleos longe do vale de estabilidade, resultando em importantes descobertas envolvendo a estrutura nuclear de alguns núcleos exóticos [2].

Uma das primeiras evidências de estrutura exóticas de núcleos ocorreu em 1985, quando o físico japonês Isao Tanihata [3, 4], utilizando o acelerador BEVALAC, instalado no Lawrence Laboratory de Berkeley, produziu feixes secundários radioativos de altas energias através da técnica de fragmentação de projéteis (seção 2.4) [5]. A colisões desses núcleos com alvos leves de Berílio, Carbono e Alumínio forneceu indícios de comportamentos anômalos de alguns deles. Tanihata fez um estudo sistemático utilizando feixes com isótopos do Hélio (${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{He}$), Lítio (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ e ${}^{11}\text{Li}$) e Berílio (${}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$ e ${}^{10}\text{Be}$), produzidos a partir da fragmentação de um feixe primá-

rio de ^{11}B , com exceção do ^{11}Li que foi produzido a partir do ^{20}Ne .

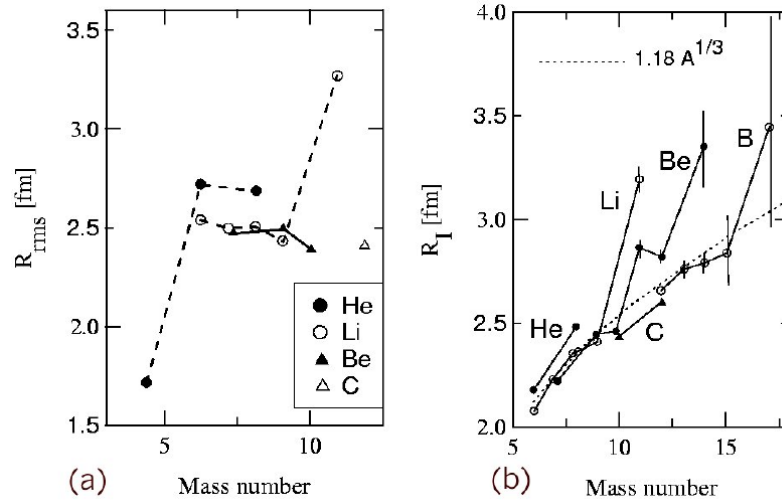


Figura 1: Comparação (a) do raio nuclear rms para isótopos ricos em nêutrons de He, Li, Be e C; (b) do raio de densidade de matéria para núcleos leves em comparação com $R \approx 1.2 A^{1/3}$ [fm] (em pontilhado) [6].

Usando modelos geométricos, interpretando e reduzindo os dados das seções de choque de interação, foram obtidos os raios para esses núcleos e o resultado foi surpreendente, o raio de interação do ^6He e ^{11}Li se mostraram significativamente maiores que os raios dos seus respectivos isótopos (Figura 1).

A primeira interpretação teórica para esse fenômeno foi apresentada dois anos mais tarde por Hansen e Jonson [7], propondo a existência de dois nêutrons de valência fracamente ligado orbitando um núcleo central, com uma função de onda que se estendia radialmente para longas distâncias, prolongando consideravelmente a distribuição de densidade para além do tamanho esperado de um núcleo, resultando no aumento do raio de interação, ficando conhecido como efeito *Halo nuclear*.

Os núcleos ^6He e ^{11}Li são descritos por uma estrutura de três corpos, que se quebra caso seja removido qualquer um dos três corpos do sistema. Em outras palavras: o núcleo de ^6He é considerado composto por um núcleo central de ^4He mais 2n de valência, porém o núcleo $^4\text{He}+n$ (^5He) ou $n+n$ (dinêutron) não formam um sistema ligado [8]; o núcleo de ^{11}Li é bem descrito como um *core* de ^9Li mais 2n de valência, sendo que o núcleo $^9\text{Li}+n$ (^{10}Li) ou $n+n$ não são ligados.

Em função dessa peculiar característica esses núcleos ficaram conhecidos como *Núcleos Borromeanos*, Bem alusão ao brasão da família Italiana borromeo, que retrata três anéis interligados, em que quando um se quebra, os outros dois se separam.

Um outro exemplo interessante desse tipo de estrutura, descoberto através do espalhamento elástico, é o núcleo ^8He , que pode ser bem descrito como um *core* de ^4He mais $4n$ de valência. Contudo, esse núcleo possui um raio de matéria similar ao ^6He , sendo que a função de onda de seu nêutron de valência não possui um alcance tão longo quanto do ^6He . Desta forma, o ^8He não é considerado um núcleo *halo*, mas como ele possui os nêutrons de valência que aumentam o seu raio de matéria como se existisse uma camada, ou casca, ao redor do *core*, deu-se o nome de *neutron-skin* a esse efeito [9].

Essas características de efeito estático não são exclusivas apenas desses núcleos, existem outros núcleos que também apresentam estes comportamentos em sua estrutura, sendo conhecidos então como *Núcleos Exóticos* [8], que são evidenciados na figura 2. Um *review* recente sobre a estrutura exótica desses núcleos foi publicado por Tanihata [10].

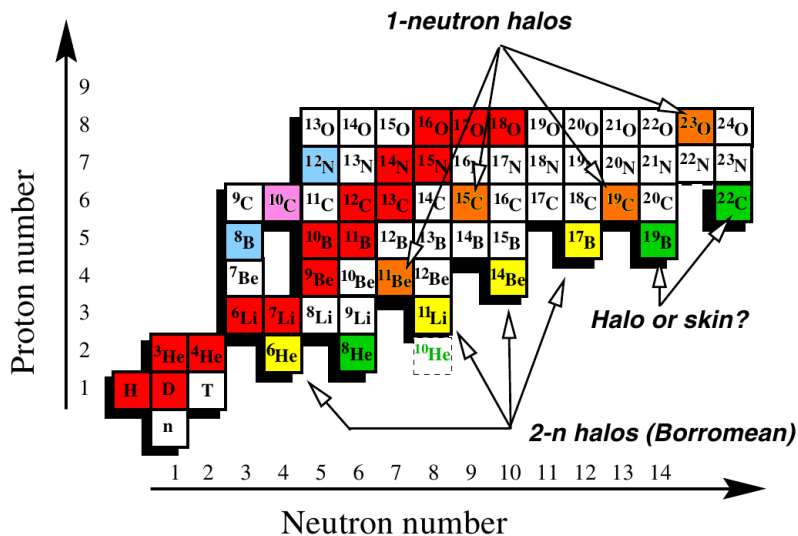


Figura 2: Carta de nuclídeos apresentando efeitos de estrutura em alguns núcleos conhecidos. Em vermelho tem-se os núcleos estáveis, em laranja tem-se os núcleos com um nêutron *halo*, em azul tem-se os núcleos com um próton *halo*, em amarelo tem-se os núcleos com dois nêutrons *halo*, em verde *neutron-skin* e em rosa o núcleo Bruniano do ^{10}C (figura modificada da referência [8]).

Outra informação importante que advém da investigação do espalhamento elástico desses núcleos fracamente ligados é a respeito da influência da quebra desses núcleos na seção de choque total de reação. A longas distâncias e também quando colidido contra alvos pesados, o projétil fracamente ligado pode sentir a força coulombiana do alvo e se quebrar (breakup coulombiano) antes de ocorrer o espalhamento, removendo fluxo do espalhamento elástico. Para alvos leves, o projétil predominantemente se quebra a curtas distâncias devido a interação nuclear (breakup nuclear), também roubando fluxo do espalhamento elástico. O efeito dinâmico de quebra no espalhamento elástico depende fortemente da estrutura de *cluster* do projétil, favorecendo o acoplamento com o contínuo.

Nesse cenário o núcleo ^{10}C é um caso muito interessante, pois é o único núcleo conhecido formado por uma interação de quatro corpos com as mesmas características dos núcleos Borromeanos. O ^{10}C pode ser descrito como um sistema de duas partículas α e dois prótons, formando uma estrutura de quatro interações, conhecido como núcleo Bruniano [8, 11].

- Com a remoção de um próton do núcleo ^{10}C , resultará em um núcleo não ligado ^9B decaindo em $^8\text{Be}+p$;
- Caso seja removido uma partícula α do núcleo ^{10}C , ocorrerá a formação do ^6Be , que decai para $^5\text{Li}+p$;
- Para o caso particular de se remover duas partículas α do núcleo ^{10}C , será formado o di-próton que é não ligado e decai para $p+p$;
- Caso sejam removidos dois prótons do núcleo ^{10}C , o sistema decai produzindo duas partículas α ;
- Para o caso misto, isto é, em que são removidos um próton e uma partícula α do núcleo ^{10}C , ocorre a formação do núcleo de ^5Li , que decai em $\alpha+p$.

Em função dessa peculiaridade, neste trabalho investigamos o espalhamento elástico desse núcleo em alvo de ^{58}Ni para verificar a influência da estrutura bruniana do ^{10}C nesse mecanismo. A escolha do alvo de ^{58}Ni decorreu em função de ser um alvo com massa intermediária, favorecendo a contribuição simultânea do breakup coulombiano e do nuclear, podendo ocorrer uma interferência entre eles.

Um outro aspecto importante no estudo da estrutura nuclear decorre da influência dos efeitos de deformação de um núcleo

no processo de espalhamento elástico. Por exemplo, núcleos que possuem uma distribuição de matéria não esférica, com grandes momentos de quadrupolo em seu estado fundamental, podem contribuir com o aumento da seção de choque de espalhamento em ângulos traseiros, com valores comparáveis à contribuição da seção de choque de espalhamento inelástico. A necessidade de incluir os termos do momento de quadrupolo no potencial do espalhamento elástico para descrever as seções de choque experimentais já foi demonstrada para os sistemas $^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}$ [12] e $^{11}\text{B}+^{16}\text{O}$ [13]. O ^{11}B é um isótopo deformado do Boro, e possui, em seu estado fundamental (*ground state*), spin $J^\pi = 3/2^-$ e um momento de quadrupolo $Q = +4.07 \text{ fm}^2$, o que indica uma distribuição não esférica de matéria. Esse núcleo é fortemente ligado e o canal de mais baixa energia é o decaimento $^7\text{Li}+\alpha$, com energia de ligação (*Binding Energy*) $BE = 8.67 \text{ MeV}$. Recentemente, foi observado que o processo de reorientação do *ground state* gerado pela deformação do núcleo ^{11}B tem um papel fundamental na descrição do espalhamento elástico experimental em alvos leves para os ângulos traseiros [14].

A contribuição do momento de quadrupolo também foi observada para o ^{10}B , através do estudo das seções de choque experimentais do espalhamento elástico em alvos de $^{24,25}\text{Mg}$ [15]. Entretanto, tal efeito não foi observado recentemente para o sistema $^{10}\text{B}+^{\text{nat}}\text{Pb}$ em energias mais altas [16]. O núcleo do ^{10}B , no *ground state*, possui spin $J^\pi = 3^+$ e um momento de quadrupolo $Q = +8.47 \text{ fm}^2$, o dobro do ^{11}B , demonstrando ser um núcleo leve bastante deformado. Desta forma, torna-se interessante analisar o efeito da deformação do núcleo ^{10}B no espalhamento elástico com um alvo de massa intermediária, como o ^{58}Ni .

A partir de análise de espalhamento elástico é possível obter a informação sobre a seção de choque total de reação. A comparação das seções de choque totais de reação para os sistemas $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ e $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$ com outros sistemas envolvendo núcleos exóticos, como por exemplo o ^8B e o ^6He , pode ser realizada eliminando-se possíveis efeitos geométricos [17]. A partir dessa comparação poderemos verificar efeitos estáticos e dinâmicos desses núcleos no espalhamento elástico.

Entramos agora numa fase em que os vários laboratórios espalhados pelo mundo, que produzem feixes radioativos, estão se aprimorando para produzir feixes secundários cada vez mais intensos de núcleos ricos em nêutrons ou prótons. No Brasil,

visando a continuidade de operação e ampliar a gama de possíveis reações a serem estudadas utilizando o sistema RIBRAS é fundamental que sejam desenvolvidos e produzidos novos feixes secundários.

O desenvolvimento desses feixes envolve a escolha da reação de produção, a determinação do posicionamento dos elementos ópticos do sistema RIBRAS, além da combinação de performance do acelerador e fonte de íons. Devido a esses diversos fatores é importante que sejam realizados testes de produção para que possamos otimizar a intensidade e purificação dos feixes de interesse.

Utilizando o sistema RIBRAS, já foram realizados estudos de espalhamento elástico e reações de transferências envolvendo os feixes secundários radioativos de ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ e ${}^{10}\text{Be}$. A ideia desse trabalho também foi ampliar a gama de possibilidades desenvolvendo novos feixes secundários, como por exemplo ${}^{12}\text{B}$, ${}^{10}\text{C}$ e ${}^{14}\text{C}$.

2

ARRANJO EXPERIMENTAL

O foco desse trabalho é o estudo de espalhamento elástico de feixes radioativos e estáveis, e o desenvolvimento de novos feixes radioativos. Para tanto, realizamos várias medidas em três laboratórios:

- Laboratório Pelletron, localizado no Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil.
- Institute for Structure and Nuclear Astrophysics (ISNAP), localizado no Departamento de Física da Universidade de Notre Dame, South Bend, Estados Unidos.
- Gerencia Investigación y Aplicaciones (GIyA), também conhecido como Laboratório Tandem, da *Comisión Nacional de Energía Atómica* (CNEA), localizado em Buenos Aires, Argentina.

Os três laboratórios dispõem de aceleradores eletrostáticos Van de Graaff do tipo Tandem e fontes de íons MC-SNICS, entretanto apenas os dois primeiros contam com um sistema de produção e purificação de feixes radioativos. O Laboratório Pelletron possui o sistema RIBRAS (Radiative Ion Beam in Brazil), e o ISNAP conta com o sistema Twinsol, que serão discutidos em detalhes nas próximas seções.

No laboratório Pelletron foi realizada a medida de produção dos feixes secundários radioativos de ^{14}C e ^{12}B .

No ISNAP foi realizada a produção do feixe secundário radiativo de ^{10}C e medida a distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$.

No laboratório Tandem foi realizada a medida do espalhamento elástico e inelástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$.

O funcionamento básico desses laboratórios pode ser dividido em 4 etapas principais:

- A produção do feixe primário na Fonte de Íons;
- O sistema de aceleração e seleção do feixe de interesse;
- O sistema de produção de feixes radioativos;

- O sistema de detecção das partículas e aquisição de dados.

A seguir a descrição do funcionamento básico dos sistemas que permitiram a obtenção dos dados nos três laboratórios será apresentada. Mas antes será apresentado de forma sucinta a trajetória histórica, bem como a infraestrutura desses laboratórios.

2.1 DESCRIÇÃO DOS LABORATÓRIOS

2.1.1 *A física nuclear no IFUSP e o início do laboratório Pelletron*

A Universidade de São Paulo iniciou suas atividades na área da física experimental no final da década de 40, com a aquisição do acelerador Bétatron (1948) da companhia Allis Chalmers, capaz de produzir feixes de elétrons com 25.4 MeV [18]. O acelerador só entrou em funcionamento efetivamente em 1952 e operou até meados da década de 60, sendo substituído pelo acelerador linear Mark II da Universidade de Stanford.

Com o retorno do Prof. Dr. Oscar Sala, que havia se transferido para a Universidade de Wisconsin, iniciou-se a construção do acelerador Van de Graaff (1951 a 1954), que foi capaz de armazenar uma voltagem no terminal de três milhões de volts, em um tanque metálico submetido a uma pressão de 3 a 4 atmosferas de nitrogênio [19, 20, 21].

Visando acelerar elementos mais pesados, em 1972, a USP adquiriu um acelerador eletrostático do tipo Tandem, cujo terminal de alta tensão (positivo) se localiza no centro do acelerador possibilitando a aceleração por estágios.

O acelerador do tipo Tandem, desenvolvido e fabricado pela National Electrostatics Corporation (NEC), ocupa os 4 andares centrais do edifício. A fonte de íons está localizada no 8º andar do edifício que recebeu o nome de Oscar Sala, juntamente com o primeiro eletroímã (ME-20), que é responsável pela seleção em massa das partículas. No andar térreo localiza-se o segundo eletroímã (ME-200), responsável pela seleção em energia das partículas, e também a sala de controle e a sala experimental (Fig 3).

O nome Pelletron, atribuído ao laboratório, advém do sistema de transporte de carga até o terminal de alta tensão, que é feito por uma corrente segmentada, formada por elos de metal (chamados *pellets*) intercalados com isolantes de nylon [22].

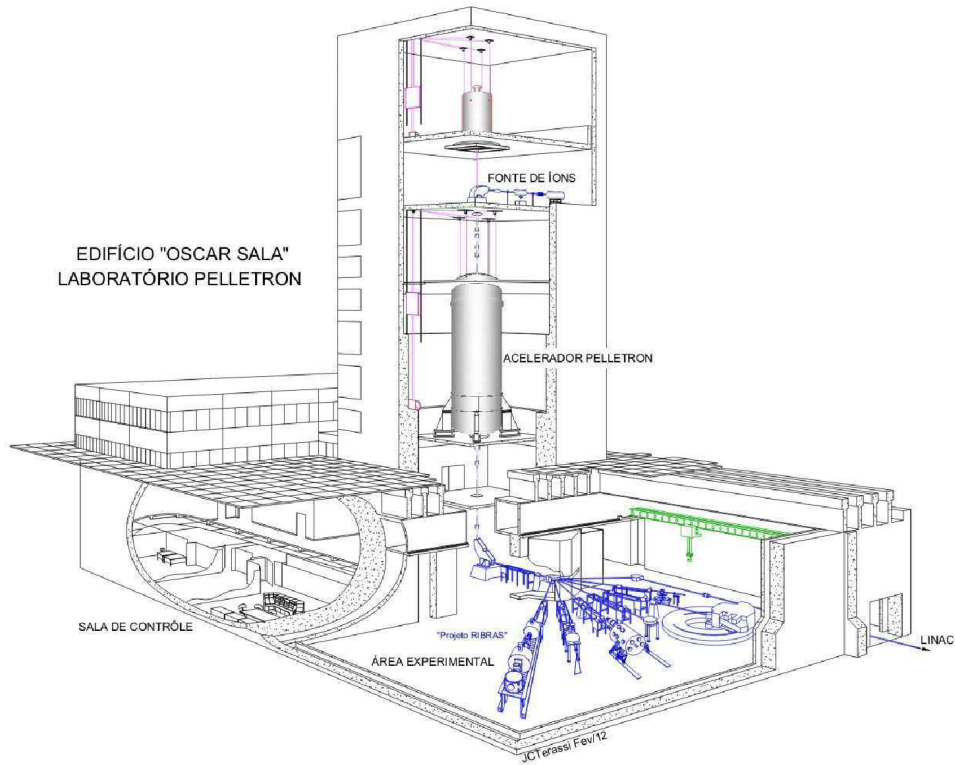


Figura 3: Visão geral do Edifício Oscar Sala, apresentando seus principais componentes, a fonte de íons, o acelerador, a sala de controle e a área experimental (cortesia de J. C. Terassi).

2.1.2 Universidade de Notre Dame e seus aceleradores

As pesquisas em física nuclear experimental na Universidade de Notre Dame começaram na década de 1930, com a construção do seu primeiro acelerador de partículas, que entrou em funcionamento em 1937 [23], sendo sua máxima tensão obtida no terminal igual a 1 MV.

O sucesso nas primeiras experiências envolvendo esse acelerador fez com que em 1942 fosse inaugurado o segundo acelerador da Universidade. Um acelerador eletrostático do tipo Van de Graaff com 12 metros de comprimento, que foi planejado para gerar 8MV no terminal, mas não há evidências de que ele tenha ultrapassado os 4MV.

Após a segunda guerra mundial, com o aumento do interesse em manter pesquisas em física nuclear experimental, em 1953 a Universidade ganhou um novo prédio chamado Nieuwland Science Hall [24] que foi contemplado com um acelerador do

tipo Van de Graaff mais moderno, entrando em funcionamento em 1955.

Atualmente o Laboratório ISNAP conta com três aceleradores eletrostáticos Van de Graaff (JN, KN e FN). O FN Tandem opera com uma tensão máxima no terminal de 10.6MV e os JN e KN com tensões máximas de 1.1MV e 3.6MV, respectivamente (figura 4).

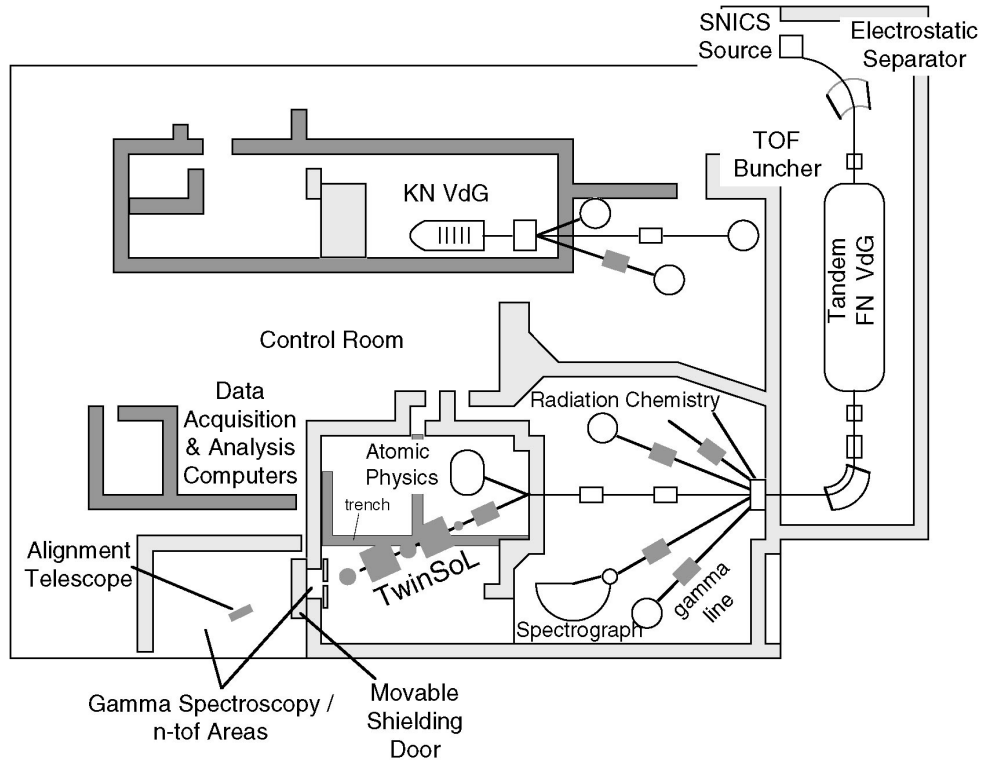


Figura 4: Visão geral do Laboratório ISNAP, apresentando seus principais componentes, a fonte de íons, o acelerador, a sala de controle e a área experimental [25].

2.1.3 Laboratório Tandar

A história do laboratório Tandar começa em 1953 [26], quando começaram a funcionar na Sede Central da CNEA um acelerador linear tipo Cockroft-Walton com tensão máxima de 1.2MV e um Síncroclotron capaz de acelerar prótons a 28MeV e partículas α com 56MeV.

Esses equipamentos funcionaram até o final da década de 70, quando se iniciou a aquisição de um acelerador do tipo

Tandem com tensão máxima no terminal de 20MV, que entrou em funcionamento em 1985.

A disposição da infraestrutura do acelerador do tipo Tandem é semelhante a do laboratório Pelletron. O equipamento está instalado num prédio de 73 metros de altura, estando a fonte de íons instalada nos últimos andares, o acelerador ocupando os andares centrais, com a sala de controle e a sala experimental localizada no térreo (Fig 5).

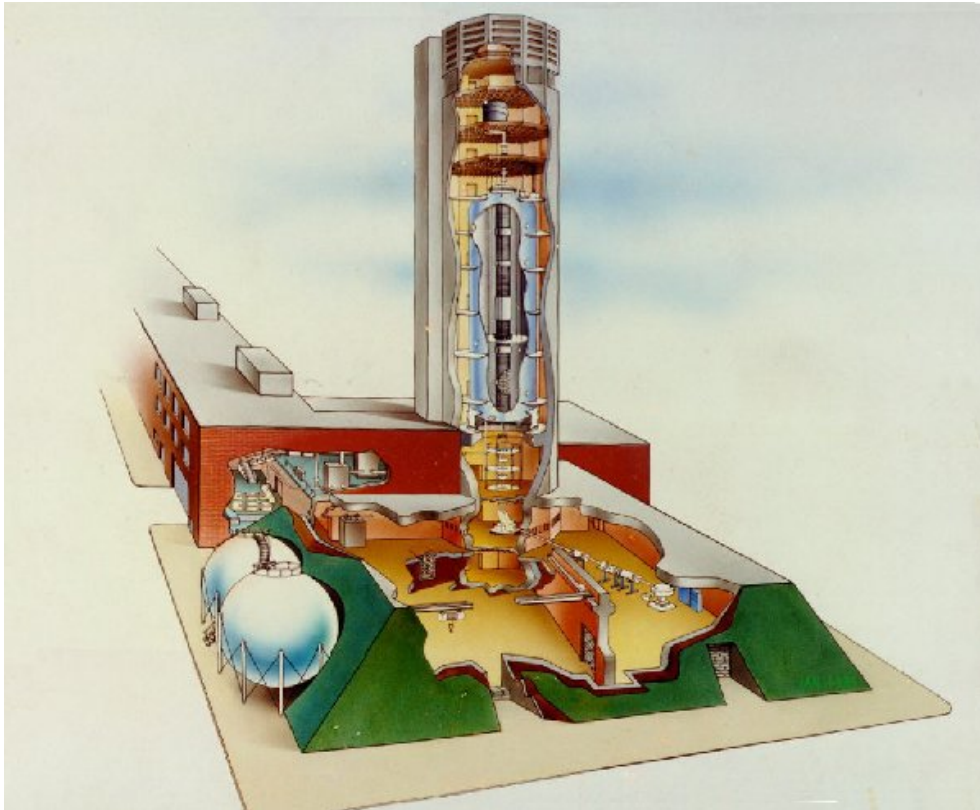


Figura 5: Visão geral do Laboratório Tandem, apresentando seus principais componentes, a fonte de íons, o acelerador, a sala de controle e a área experimental [27].

2.2 A FONTE DE ÍONS

A produção do feixe primário que é acelerado começa na fonte de íons. Os três laboratórios contam com uma fonte de íons MC-SNICS (*MultiCathode - Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*) produzida pela NEC.

A facilidade de produzir um determinado feixe está diretamente relacionada com a sua eletronegatividade, como vere-

mos a seguir, desta forma, a MC-SNICS é capaz de produzir feixes de íons ou moléculas negativas de uma vasta gama de elementos químicos.

Para a produção de um determinado feixe, deve-se compactar o composto molecular que contém o elemento de interesse em um cadinho, um recipiente metálico em formato cilíndrico, juntamente com um material condutor térmico, formando o cátodo.

O modelo Multicathode da fonte SNICS possibilita a montagem de até 32 cátodos, com cerca de 1mm de diâmetro, dispostos num disco giratório (carrossel), ilustrado na figura 7, os quais podem ser trocados sem a interrupção da operação da fonte e, conseqüentemente, a quebra do vácuo.

O funcionamento da fonte MC-SNICS está ilustrado na figura 6, e se inicia com o aquecimento do reservatório de Césio à aproximadamente 120°, vaporizando uma parte do Césio que é introduzida no interior de uma câmara blindada através de uma válvula. O vapor se espalha no interior da fonte em vácuo, fixando uma parte do Césio na superfície do cátodo refrigerado, na forma de uma película, e outra parte na superfície aquecida do ionizador (1000-1200°), que é evaporada instantaneamente na forma de Cs⁺ [28].

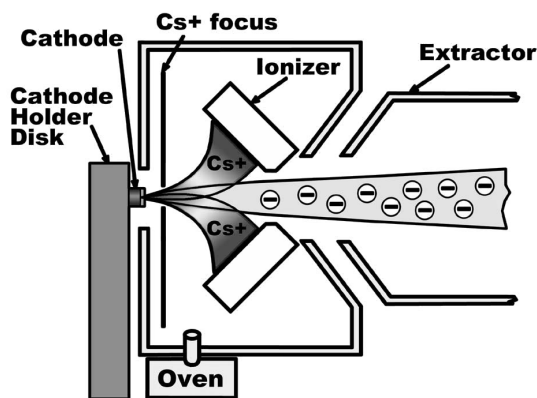


Figura 6: Ilustração do princípio de operação da fonte de íons MC-SNICS [31].

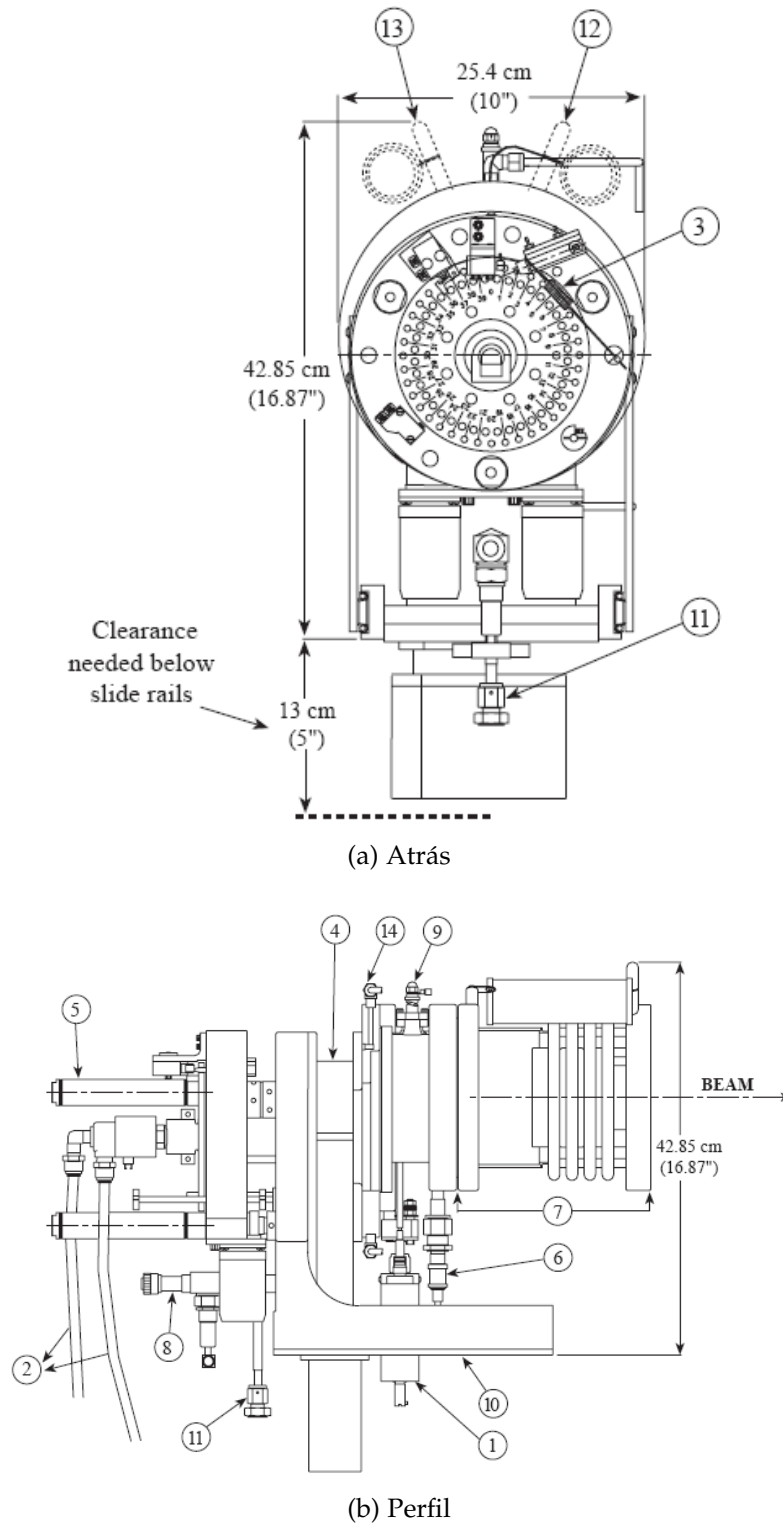


Figura 7: Desenho esquemático da fonte de íons MC-SNICS. (1) Reservatório de Césio, (2) Mangueiras de Refrigeração dos cátodos, (3) Carrossel de cátodos, (4) Válvula, (5) Cilindros pneumáticos, (6) Corrente do ionizador, (7) Extrator, (8) Válvula, (9) Tensão do focalizador, (10) Trilhos, (11) Porta auxiliar, (14) Válvula de refrigeração [30].

O equilíbrio entre o número de átomos neutros de Césio (Cs^0) que se depositam no ionizador e o número de íons positivos de Césio (Cs^+) que saem em direção à amostra é descrito pela lei de Saha-Langmuir [29]:

$$\frac{Cs^+}{Cs^0} = \exp\left(\frac{W - \phi_{Cs}}{k_B T}\right) \quad (1)$$

W é a função de trabalho termoiônico do material da superfície do ionizador.

ϕ_{Cs} é o potencial de ionização do Césio.

$k_B T$ são, respectivamente, a constante de Boltzmann e a temperatura absoluta.

Desta forma, para obter um alto grau de ionização, isto é $Cs^+ > Cs^0$, a função de trabalho deve ser maior que o potencial de ionização do Césio ($W > \phi$, sendo que $\phi_{Cs} = 3.9\text{eV}$), por isso a superfície do ionizador é feita de tântalo ($W = 4.2\text{eV}$).

Assim, as partículas ionizadas são aceleradas em direção ao cátodo e focalizadas sobre o mesmo. Consequentemente, o Césio ionizado e acelerado colide com o cátodo ejetando partículas (*sputtering*) que, ao atravessarem a película neutra de Césio, depositado sobre o cátodo, se tornam negativas.

A escolha do Césio para o processo de *sputtering* ocorre em função de sua grande eletropositividade ¹, pois possui um elétron fora da última camada fechada.

As partículas negativas arrancadas do cátodo são aceleradas no extrator (~20kV) e depois no tubo pré acelerador(~70kV), sendo submetidas a um potencial total de pré-aceleração de 90 kV no Laboratório Pelletron, e cerca de 180 KV no laboratório Tandar.

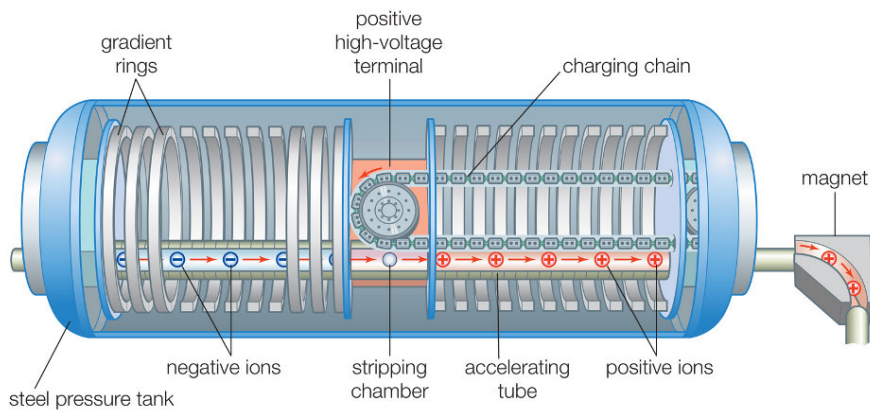
2.3 O SISTEMA DE ACELERAÇÃO E SELEÇÃO DO FEIXE DE INTERESSE

O Césio incidente no cátodo arranca não só o elemento de interesse, mas também pode ejetar e pré-acelerar todos os elementos do composto molecular presente no cátodo.

¹ A eletropositividade está relacionada com a tendência de um átomo perder elétrons, opondo-se à eletronegatividade, sendo intimamente relacionada com o raio atômico.

A primeira etapa de seleção do feixe de interesse é realizada em função da massa (M) da partícula ou molécula presente no cátodo, através de um eletroímã analisador que deflete o feixe a 90° injetando-o no tanque do acelerador. A seleção ocorre através da rigidez magnética ($B\rho$) do eletroímã, capaz de focalizar partículas com $B\rho$ máximo de 12MeVu no Laboratório Tandem e 20MeVu no laboratório Pelletron.

Nos aceleradores eletrostáticos do tipo Tandem, o transporte de carga até o terminal de alta tensão é realizado por processos de indução numa corrente segmentada, formada por *pellets* intercalados com isolantes de nylon, que ao se movimentarem transportam a carga adquirida por cada *pellet* para um eletrodo terminal no centro do acelerador, como ilustrado na Fig(8). Para que não ocorram descargas elétricas ao longo do transporte de carga, o acelerador possui uma carcaça metálica (tanque) isolada hermeticamente, contendo um gás isolante de hexafluoreto de enxofre (SF_6).



© 2012 Encyclopædia Britannica, Inc.

Figura 8: Ilustração do sistema de transporte de carga do acelerador tipo Tandem [32].

No acelerador do tipo Tandem as partículas ganham energia em dois estágios. No primeiro, as partículas negativas oriundas da fonte de íons, já selecionadas em função de sua massa no primeiro eletroímã analisador, são atraídas até o terminal de alta tensão, ganhando uma energia correspondente ao produto da tensão do terminal (V_{ter}) com a carga do elétron (estado de carga de feixe), $E_{1\text{st}} = eV_{\text{ter}}$.

Para que ocorra o segundo estágio de aceleração é necessário inverter a carga do feixe. Este processo ocorre no centro do terminal de alta tensão (Fig. 8), utilizando um sistema de folhas de carbono localizado chamado de *stripper*, montado no centro do terminal de alta tensão, com capacidade para 88 folhas de aproximadamente $5 - 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Este processo, além de quebrar possíveis moléculas existentes do feixe, pode arrancar uma parte ou todos os elétrons do íon, invertendo sua carga para um valor $+q$.

Após a troca de carga, o íon é então repellido pela carga positiva do terminal, sendo reacelerado em direção à saída do Tandem com um ganho de energia equivalente ao produto de sua nova carga positiva com a carga do elétron e com tensão no terminal $E = qeV_{\text{ter}}$.

Portanto, quando o feixe atravessa o *stripper* do acelerador ele pode adquirir diferentes estados de carga [33] sendo acelerado com diferentes energias, criando uma dispersão em energia. Assim, o feixe oriundo do acelerador é composto por íons de diferentes energias (Eq. 3), sendo necessário selecionar o estado de carga desejado para selecionar a energia de trabalho (bombardeio). Este processo é realizado no eletroímã analisador ME-200 ($B\rho$ máximo de 200MeVu) no laboratório Pelletron e no ME-500 ($B\rho$ máximo de 500MeVu) no laboratório Tandem.

Uma vez escolhido o estado de carga, ajustando a corrente desse dipolo, define-se a energia selecionada para defletir o feixe. A energia é medida indiretamente através do campo magnético do dipolo, utilizando uma sonda de ressonância magnética nuclear (RMN), localizada no interior do ME-200, resultando na relação entre a energia do feixe E_{feixe} e a frequência de ressonância nuclear f [34]:

$$E_{\text{feixe}} = Mc^2 \left(\sqrt{\frac{1 + 2(qfc)^2 k}{(Mc^2)^2}} - 1 \right) \quad (2)$$

sendo M a massa de repouso do íon, c a velocidade da luz no vácuo, q o estado de carga desejado do feixe e k é a constante de calibração do ME-200.

Desta forma, a energia resultante do íon ao final do processo é obtida através da soma das energias fornecidas nos vários estágios de aceleração. Começando pela pré-aceleração do feixe na fonte de íons $E_i = e(V_{\text{ext}} + V_{\text{pre}})$, sendo V_{ext} o potencial de extração e V_{pre} o potencial de pré-aceleração, passando pelo

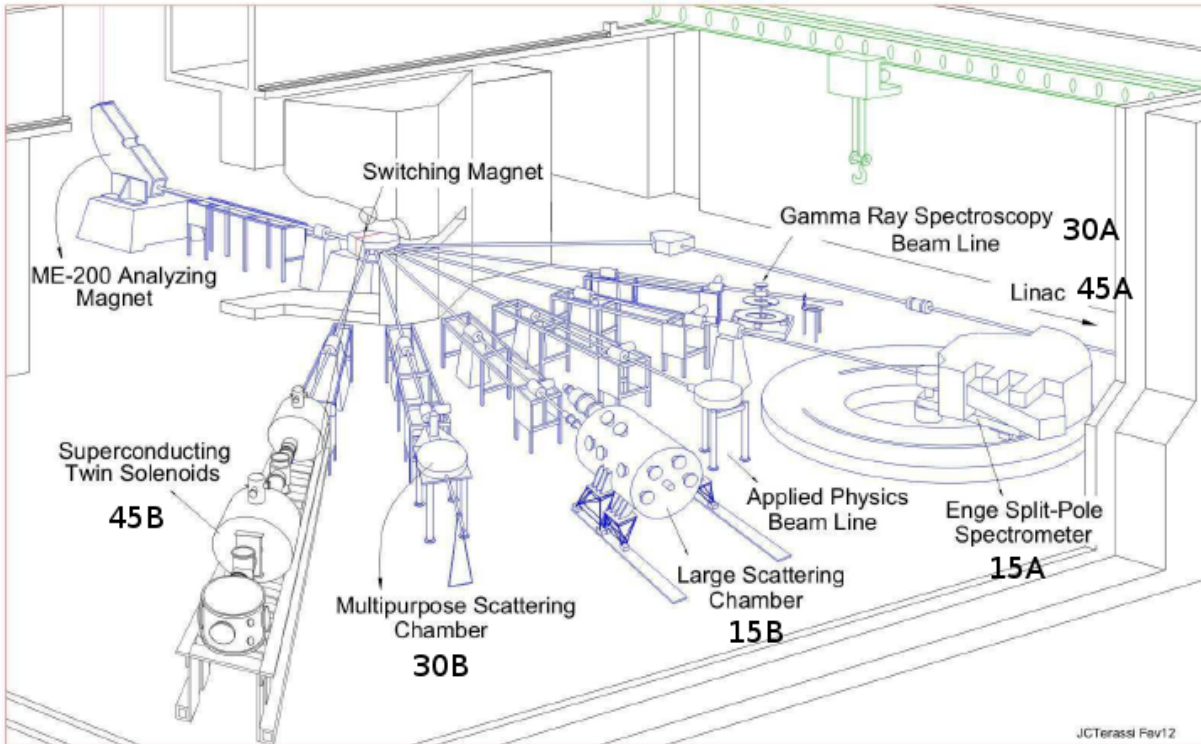


Figura 9: Área experimental do laboratório Pelletron (cortesia de J. C. Terassi).

primeiro ($E_{1st} = eV_{ter}$) e segundo ($E_{2sd} = qeV_{ter}$) estágios de aceleração. Como $E_i \sim 90 \text{ keV}$, se torna desprezível quando comparado ao V_{ter} que é da ordem de alguns MeV, resultando em:

$$E_{total} = E_i + E_{1st} + E_{2sd} \simeq (1 + q)eV_{ter} \quad (3)$$

Ao longo de todo o sistema de aceleração, a trajetória do feixe é maximizada nos copos de Faraday através de vários elementos ópticos que focalizam o feixe em vários pontos do tubo acelerador, utilizando quadrupolos e *trimmers*.

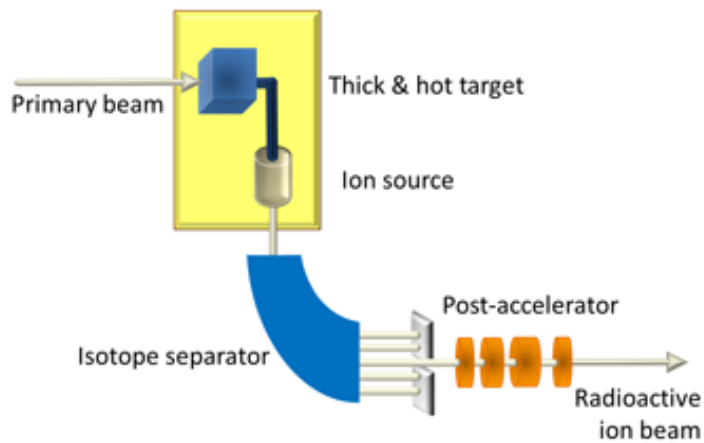
Após as etapas de produção, aceleração e seleção, o feixe atinge um outro eletroímã, chamado de *switching magnet*, responsável por desviar o feixe para a canalização desejada.

No laboratório Pelletron, o *switching magnet* direciona o feixe para as diversas linhas experimentais, dentre elas encontra-se o sistema RIBRAS, instalado na canalização 45B (Figura 9).

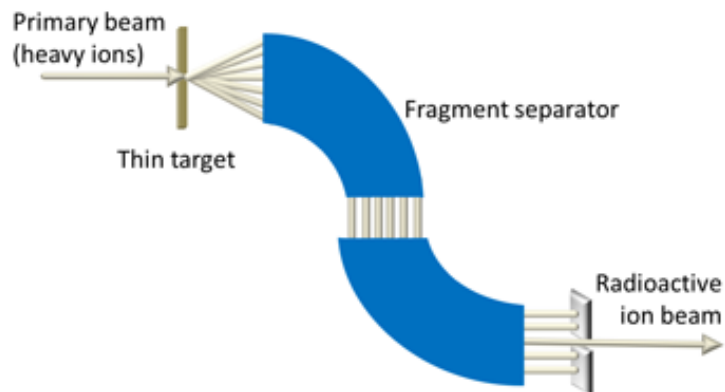
2.4 O SISTEMA DE PRODUÇÃO DE FEIXES RADIOATIVOS

Para que fosse possível explorar os núcleos longe do vale de estabilidade, tornou-se essencial o desenvolvimento de técnicas capazes de produzir feixes com núcleos radioativos.

Apesar de existirem diversas formas de se produzir elementos radioativos (como por exemplo através de reações de transferência, fusão, fissão e outras)[35], foram desenvolvidos basicamente dois métodos capazes de separá-los, o método ISOL (Isotopic Separation On-Line) e o In-Flight.



(a) Método ISOL



(b) Método In-Flight

Figura 10: Métodos de separação isotópica, retirados da referência [36].

No método ISOL, ilustrado na figura (10a), os núcleos radioativos são produzidos através de reações de espalação, fissão ou fragmentação, colidindo projéteis contra alvos grossos. O aquecimento do alvo à altas temperaturas implica a difusão dos produtos da reação até uma fonte de íons, onde são ionizados, separados e reinjetados (em alguns casos) em um pós-acelerador, tornando possível produzir feixes radioativos puros com energias bem definidas, com alta intensidade. A desvantagem desse método consiste no tempo gasto ao longo do processo de difusão, ionização e reaceleração, limitando a produção de feixes secundários a meias-vidas maiores que 10ms.

No método In-Flight, apresentado na figura (10b), o feixe secundário de interesse é gerado em voo a partir de uma reação de produção de elementos radioativos com meias-vidas maiores que 100ns, para garantir que o projétil chegue até o alvo antes de decair. Para energias menores que 30MeV/núcleon, a reação de produção pode ser uma transferência de poucos núcleons, fusão ou breakup, e para energias mais altas pode ser espalação e fragmentação. A separação dos íons de interesse é realizada utilizando campos magnéticos e elétricos, permitindo a produção de feixes envolvendo núcleos com meias-vidas relativamente curtas, dependendo somente do caminho destes íons até o sistema de detecção.

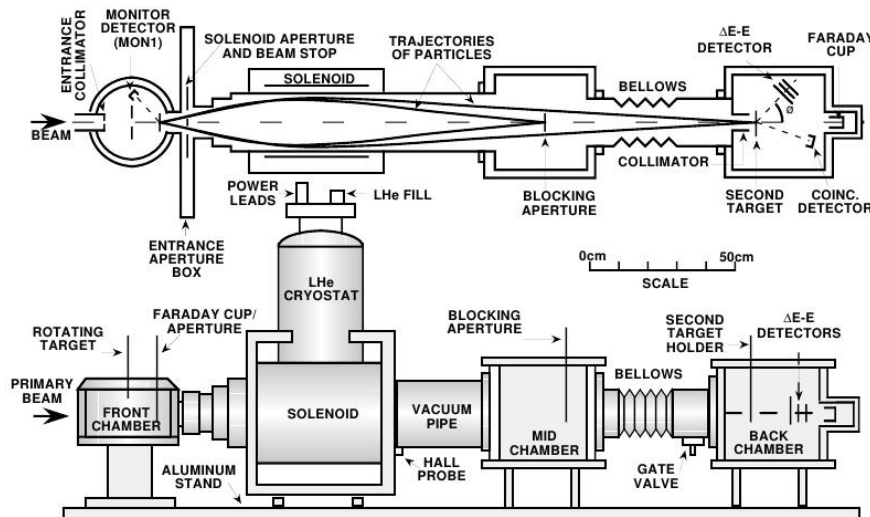


Figura 11: Primeiro equipamento para produção de feixes radioativos da Universidade de Notre Dame [37].

O conceito original de se utilizar um sistema duplo de solenoides supercondutores como um espectrômetro para estudar

partículas carregadas surgiu em 1984 no Institut de Physique Nucléaire em Orsay (França) [38].

Inspirada nesse trabalho, no final da década de 80, a Universidade de Notre Dame construiu seu primeiro sistema de produção de feixes radioativos in-Flight (Radioactive Nuclear Beams - RNB) [39], constituído de um solenoide supercondutor capaz de produzir um campo magnético de 3.5 Tesla, operando no modo assimétrico ($d_{obj} = 0.5\text{m}$ e $d_{img} = 1.5\text{m}$), junto com uma câmara de espalhamento (figura 11) [40], em que eram montados tanto o alvo de reação quanto o sistema de detecção.

Quase uma década depois, em 1998 [41, 42], a Universidade de Notre Dame inaugurou o TWINSOL, um sistema duplo de solenoides supercondutores que esta em funcionamento até os dias atuais, com uma capacidade maior de purificar o feixe secundário radioativo. A partir dele surgiram outros sistemas como o RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brazil) do laboratório Pelletron, o Atlas [43] no Argonne National Laboratory e o Solitaire (SOLEnoid for In-beam Transport And Identification of Recoiling Evaporation-residues) [44] na Austrália.

Desta forma, será apresentado abaixo, em detalhes, o funcionamento dos sistemas de produção e purificação de feixes radioativos pelo método in-Flight TWINSOL e RIBRAS (figura 12).

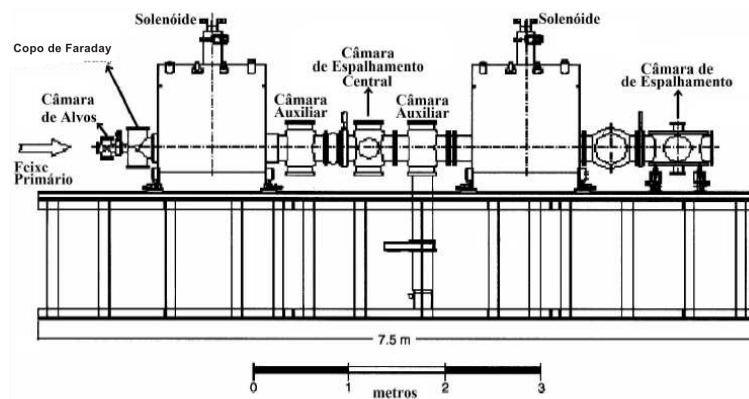


Figura 12: Desenho esquemático do sistema RIBRAS/Twinsol [45].

Nestes Sistemas os núcleos radioativos são produzidos a partir de reações diretas envolvendo o feixe primário, proveniente do acelerador de partículas, e o alvo de produção. Sua vantagem é o grande ângulo de aceitação dos solenoides, possibilitando utilizar reações de transferência de poucos núcleons, reações de *break-up*, e reações de fusão (dependendo da energia

do feixe incidente), produzindo dentre os produtos da reação o feixe secundário de interesse.

A seleção do elemento de interesse ocorre utilizando um ou ambos os solenoides através da variação de sua corrente, selecionando partículas com uma determinada rigidez magnética ($B\rho$), e sua purificação se dá nos bloqueadores de trajetórias, como veremos adiante.

2.5 O ALVO DE PRODUÇÃO

O alvo de produção é o elemento responsável por produzir feixes de elementos radioativos, não encontrados na natureza ou de isótopos menos abundantes. Por convenção, o feixe extraído da fonte de íons e acelerado é chamado de *feixe primário*, enquanto o feixe produzido da reação entre o feixe primário e o alvo primário é chamado de *feixe secundário*.

Originalmente o alvo primário foi projetado para ser utilizado tanto com elementos sólidos quanto com elementos gasosos. Por esse motivo, o alvo possui duas janelas, uma de entrada do feixe primário e outra de saída do feixe secundário, além de uma entrada e uma saída para que o gás no interior do alvo possa circular mantendo temperatura e pressão constantes. O controle da pressão é fundamental para manter uma taxa de produção constante do feixe secundário e também para que a pressão do gás não aumente até quebrar as janelas, ocasionando o vazamento do gás para dentro do sistema do acelerador que está em vácuo. Essas janelas tem diâmetros da ordem de 5mm no Twinsol e de 7mm no RIBRAS, sendo utilizadas principalmente folhas de havar, kapton ou mylar. A geometria do alvo de produção no RIBRAS é quadrada, com 36.0mm de comprimento e altura, enquanto no Twinsol a geometria é cilíndrica, com 44.5mm de comprimento por 25.4mm de diâmetro.

Quando o feixe primário é muito intenso ($\gtrsim 1\mu\text{A}$) há a possibilidade de utilizar o gás da célula para refrigerar um alvo sólido.

2.6 COPO DE FARADAY

Logo após o alvo de produção tem um outro componente importante do sistema que é o Copo de Faraday (CF), responsável por bloquear e medir a intensidade do feixe primário que atravessa o alvo primário, sendo muito mais intenso ($\simeq 10^{12}$ pps) que o feixe secundário ($\simeq 10^6$ pps).

Tanto o CF do sistema RIBRAS quanto o do Twinsol consiste em um cilindro de uma liga de Tungstênio (de difícil usinabilidade, com alta densidade) com cobre (mais maleável) com cerca de 25.4mm de diâmetro por 177.8mm de comprimento, interligado ao seu suporte por uma placa de Nitrito de Boro, material que é condutor térmico mas isolante elétrico.

O CF também é o responsável por defletir o fluxo de nêutrons gerados no alvo de produção que saem em ângulos dianteiros que chegariam na câmara de espalhamento, pois como o nêutron não possui carga elétrica ele não interage com o campo magnético dos solenoides. Desta forma, o bloqueio ocorre em função da alta densidade do Tungstênio ($19.5\text{g}/\text{cm}^3$) defletindo o fluxo.

Em função da geometria e disposição do Copo de Faraday, surge uma limitação angular mínima de 2° , impedindo que qualquer partícula, inclusive os feixes produzidos em pequenos ângulos ($< 2^\circ$) cheguem ao primeiro solenoide. O ângulo de aceitação máximo é limitado por um colimador circular permitindo a passagem de partículas em até 6° para o RIBRAS e 11° para o Twinsol [46], conforme demonstra a figura 13.

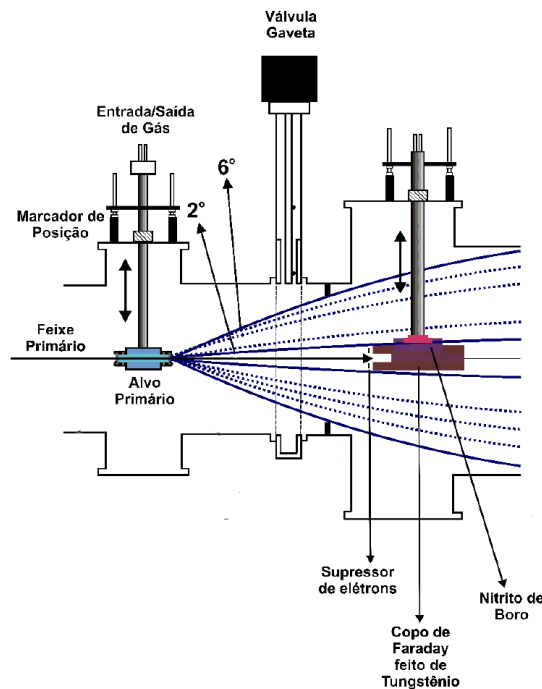


Figura 13: Perfil do sistema de produção do feixe secundário, apresentando o alvo primário e o copo de faraday [45].

Para suprimir a nuvem de elétrons livres, que se forma na região em que o feixe incide no CF, existem dois tipos de supressões impedindo que os elétrons escapem, fornecendo uma leitura incorreta da corrente. A primeira delas é uma supressão geométrica, que ocorre em função do formato da entrada do CF, uma vez que este tem o formato de um copo o que facilita a absorção dos elétrons ejetados. A segunda é a supressão elétrica, que ocorre através de um anel carregado com uma tensão de -300V que repele o elétron ejetado do CF de volta para ele.

2.7 OS SOLENOIDES SUPERCONDUTORES

Uma vez que a reação de produção do feixe secundário não gera somente o feixe de interesse, mas sim uma gama de outros elementos, se faz necessário selecionar apenas o feixe secundário de interesse e focalizá-lo no alvo de reação.

A seleção do feixe de interesse conta com bloqueadores e colimadores de trajetória e também do sistema duplo de solenoides supercondutores, que é capaz de produzir um campo magnético de até 6 Tesla, utilizando uma bobina com 60cm de comprimento e 20.4cm de raio.

As bobinas do solenoide são feitas de uma liga de Níobio e Titânio, tornando-se supercondutora à temperaturas abaixo de 9K, sendo refrigeradas por um sistema multi-camadas. A bobina fica imersa em Hélio líquido num reservatório de 300 litros a aproximadamente 4K. O reservatório é blindado por uma camada em vácuo, responsável por diminuir a condução de calor por radiação. Existe também uma camada mais externa, contendo nitrogênio líquido a 77K, envolvida por uma manta isolante, ilustrada na figura (14).

Os solenoides funcionam como *lentes magnéticas*, pois focalizam o feixe de interesse de forma semelhante a uma lente espessa biconvexa. No instante que as partículas entram no alcance do campo magnético \vec{B} , movendo-se com uma velocidade não relativística \vec{v} , são afetadas pela força de Lorentz (Eq. 4) forçando as partículas a executarem movimentos helicoidais.

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (4)$$

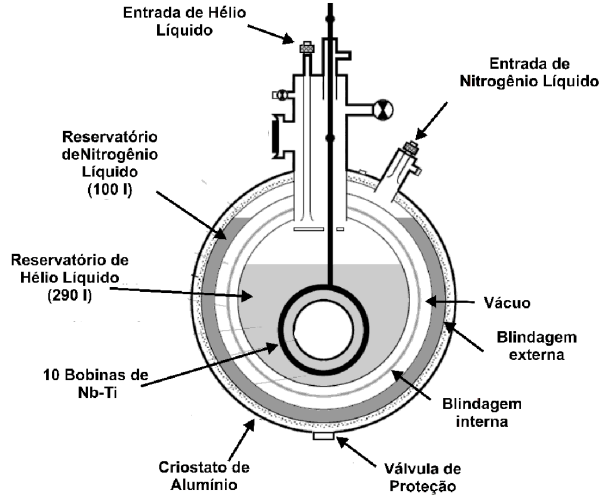


Figura 14: Ilustração perpendicular ao eixo do solenoide apresentando seus componentes [45].

A trajetória das partículas carregadas, imersas no campo magnético, é determinada através da rigidez magnética (Eq. 5),

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{\sqrt{2mE}}{q} = k \frac{\sqrt{2AE}}{q} \quad (5)$$

$$(B\rho)^2 = K \frac{E[\text{MeV}]A[\text{u}]}{q^2} \quad (6)$$

sendo ρ o raio da trajetória das partículas; $B\rho$ a rigidez magnética dada em Tesla-metro; K um fator de conversão adimensional igual a 0.02073; A o número de massa em unidades de massa atômica; E a energia da partícula em MeV e q o estado de carga de partícula.

Desta forma, as partículas serão focalizadas ao longo do eixo longitudinal de acordo com o valor de $B\rho$, sendo necessário ajustar a intensidade do campo magnético para concentrar as partículas de interesse no foco desejado. Partículas com valores diferentes de $B\rho$ serão absorvidas nos colimadores e bloqueadores dispostos ao longo da trajetória do feixe.

Mesmo que algumas partículas do feixe secundário possuam energia, massa e estado de carga diferentes da partícula de interesse, elas podem possuir uma determinada combinação resultando no mesmo valor de rigidez magnética e, sendo assim, também serão focalizadas pelo solenoide. As partículas com

mesmo B_p são consideradas contaminantes intrínsecos do feixe secundário, tornando necessário o uso do segundo solenoide, com um degradador na câmara central, para purificar o feixe.

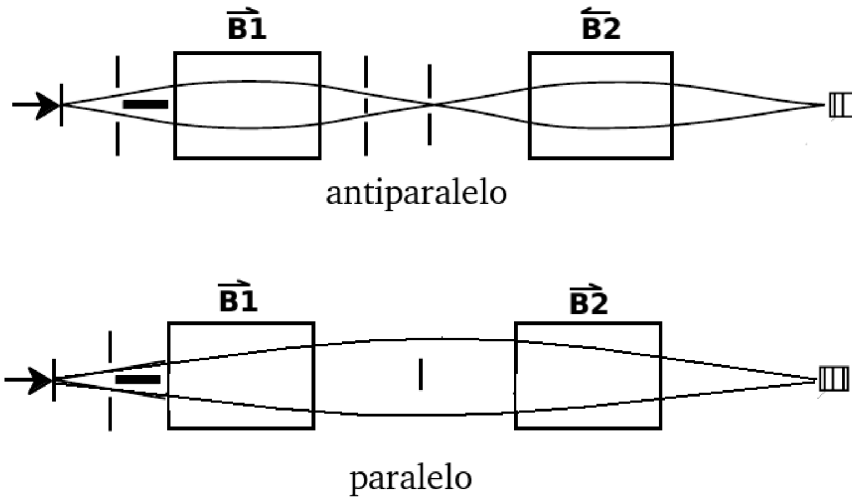


Figura 15: Modos de focalização utilizando o segundo solenoide do sistema RIBRAS [45].

A utilização do segundo solenoide permite focalizar o feixe através de dois modos de operação, o modo paralelo e o modo cruzado (Figura 15). No modo paralelo o feixe será focalizado somente na câmara secundária, sendo um método indicado para feixes com grandes valores de B_p .

Operando no modo cruzado é possível montar um degradador no *cross-point* do solenoide, alterando o valor da energia das partículas que antes possuíam a mesma combinação de B_p . Uma vez que diferentes partículas perdem quantidades diferentes de energia ao atravessar o degradador (a perda depende de Z^2), o segundo solenoide focalizará somente a partícula de interesse no alvo de reação, purificando o feixe secundário.

2.8 POSSÍVEIS FEIXES SECUNDÁRIOS PRODUZIDOS NO RIBRAS

Na tabela 1 são apresentados alguns possíveis feixes secundários que já foram produzidos e estudados utilizando o sistema RIBRAS do laboratório Pelletron, com suas respectivas intensidades e reações de produção.

Como parte deste trabalho, foram desenvolvidos os feixes secundários de ^{10}C , na Universidade de Notre Dame utilizando o sistema Twinsol, e ^{14}C , no laboratório Pelletron utilizando o

Feixe Secundário	Reação de produção	Intensidade [pps]	Resolução [KeV]/energia
^8Li	$^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^8\text{Be}$	$10^5\text{-}10^6$	500/25.8 MeV
^6He	$^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{10}\text{B}$	10^5	1000/22 MeV
^7Be	$^3\text{He}(^6\text{Li}, ^7\text{Be})\text{d}$	$10^4\text{-}10^5$	800/18.8 MeV
^7Be	$^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Be})^6\text{He}$	10^4	600/21 MeV
^8B	$^3\text{He}(^6\text{Li}, ^8\text{B})\text{n}$	10^4	1000/15.6 MeV
^{10}Be	$^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{10}\text{B}$	10^5	1000/23.2 MeV

Tabela 1: Feixes secundários produzidos no RIBRAS com sua respectiva reação de produção, intensidade e resolução [47].

sistema RIBRAS, que serão discutidos no capítulo de produção de novos feixes secundários radioativos.

2.9 AS CÂMARAS DE ESPALHAMENTO

As medidas foram realizadas em câmaras de espalhamento onde os alvos e detectores são posicionados em vácuo.

No laboratório Tandem, onde foi medido o espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ o arranjo experimental foi montado numa câmara de espalhamento com duas plataformas, uma superior e uma inferior, permitindo a montagem de detectores de forma independente em cada uma delas, tornando possível manter dois detectores simples fixos em ângulos traseiros (160 e 168 graus), montados na plataforma superior, além de montar um sistema composto por oito detectores simples (canhoneira), espaçados em 5 graus, na plataforma inferior da câmara. Outros dois detectores planares de silício foram instalados em ângulos dianteiros de forma simétrica para monitorar a centralização do feixe e para possíveis normalizações (figura 16).

Nessas medidas foi utilizado um alvo de ^{58}Ni com espessura de $124 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ contendo uma fina camada de ^{197}Au de espessura $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

No laboratório ISNAP foi medido o espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ em 35.3 MeV no referencial do laboratório. A produção do feixe secundário de ^{10}C será detalhada na seção 3.1. O arranjo experimental foi montado numa câmara de espalhamento com um prato giratório simples (figura 17), porém os ângulos de medidas se mantiveram fixos, sendo nos ângulos dianteiros e no primeiro ângulo traseiro utilizado teles-

cópios, contendo detectores de silício com espessuras especificadas na tabela 2, e para o restante dos ângulos traseiros foram utilizados detectores planares de silício (tabela 2).

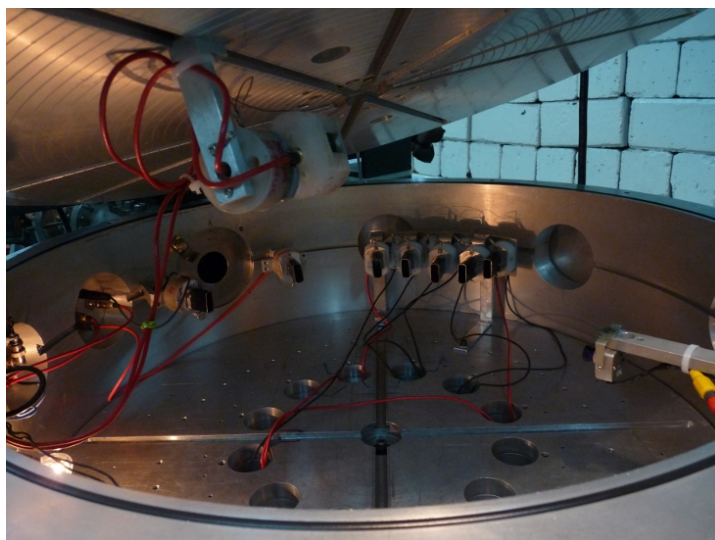


Figura 16: Câmara de espalhamento do laboratório Tandar.

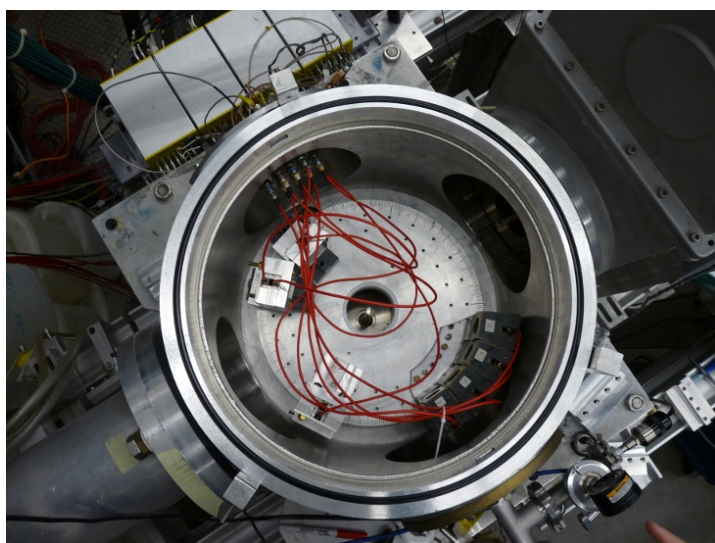


Figura 17: Câmara de espalhamento do laboratório ISNAP.

Na medida foram utilizados dois alvos, um de ^{58}Ni com espessura de 0.725 mg/cm^2 e um de ^{197}Au com espessura de 2 mg/cm^2 .

Deterctor	θ_{lab}	Espessura [μm]
A ΔE	90°	19
A E_{res}		1000
B E_{res}	105°	1000
C E_{res}	120°	1000
D E_{res}	135°	1000
E ΔE	30°	19
E E_{res}		1000
F ΔE	45°	18
F E_{res}		1000
G ΔE	75°	17
G E_{res}		1000

Tabela 2: Montagem dos detectores no laboratório ISNAP

2.10 O SISTEMA DE DETECÇÃO E ELETRÔNICA UTILIZADA

Em todos os laboratórios foram utilizados detectores do tipo barreira de superfície de Silício, fixados nas respectivas câmaras de espalhamento. Os detectores podem ser montados de duas formas, em formato simples (em inglês, *single*) sendo utilizado apenas 1 detector, ou no formato telescópico, com 2 ou mais detectores montados em sequência.

O formato telescópico consiste de no mínimo um detector fino (chamado de ΔE), para que as partículas o atravessem depositando parte de sua energia nele, e um detector mais grosso (chamado de E_{res}) para frear totalmente as partículas de interesse medindo sua energia residual.

A ideia central em utilizar telescópios é facilitar a identificação e separação de diferentes partículas provenientes do alvo de reação. Segundo a equação de Bethe-Block [48], partículas com diferentes número de massas (M), número atômico (Z) e energias (E), ao atravessarem um alvo depositam diferentes quantidades de energia (equação 7):

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} \Delta x = - \left(\frac{az^2c^2}{v^2} \right) \ln \left(\frac{bv^2}{(c^2 - v^2)} \right) \Delta x \quad (7)$$

sendo c a velocidade da luz, Z o número de prótons da partícula e v a sua velocidade, a e b são constantes que só dependem do material do detector.

Desprezando o termo logaritmo que varia lentamente com a energia e considerando uma partícula não-relativística, em que $v^2 = 2E/M$, temos que:

$$\Delta E \propto \frac{MZ^2}{E} \Delta x \quad (8)$$

Como a perda de energia (ΔE) varia com Z^2 (equação 8), ao construir espectros bi-paramétricos do tipo $\Delta E \times E$, partículas com diferentes massas (M) e diferentes Z serão localizadas sobre faixas em formas de hipérbolas espaçadas, em ordem crescente de Z .

2.10.1 Eletrônica de aquisição de dados

Nos três laboratórios foi utilizada a mesma instrumentação para aquisição de dados, o módulo MSI-8 da *Mesytech* [49], dotado de 8 canais, com placas pré-amplificadoras e modeladoras de sinais, que são individuais e interligadas a uma placa principal discriminadora que gera tanto o sinal de gate quanto a soma do sinal em tempo (Figura 18).

O sinal proveniente do detector de silício do tipo barreira de superfície entra no MSI-8 através do *input* localizado no módulo pré-amplificador, a seguir é injetado do módulo de *shaper*, sendo filtrado, invertido e dividido em dois sinais, um de tempo e um de energia, convertendo os sinais em pulsos lógicos, que saem do MSI-8 separadamente.

Ao utilizar o sinal de gate do módulo MSI-8, os sinais de energia juntamente com o sinal de gate foram ligados diretamente no módulo ADC (Conversor Analógico Digital), para a interface de aquisição dos dados e a seguir para o armazenamento e tratamento realizados pelos códigos de aquisição.

Os softwares utilizados para aquisição e histogramação *Online* dos dados foram o SPM-Root [50], utilizado nos laboratórios Pelletron e Tandem, e os programas do pacote upak [51] no laboratório ISNAP.

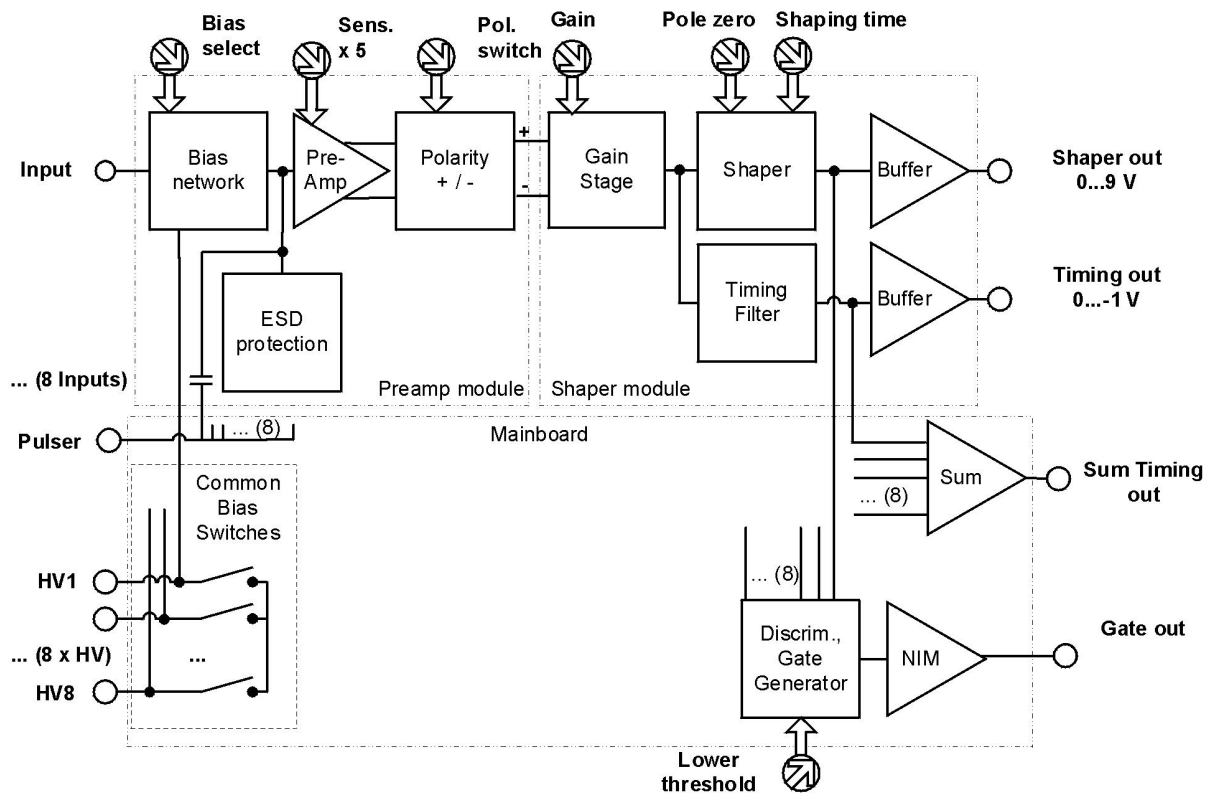


Figura 18: Esquema do módulo Mesytec MSI-8 utilizado na análise de dados [49].

3 | DESENVOLVIMENTO DE NOVOS FEIXES SECUNDÁRIOS

Uma etapa importante na investigação experimental de reações induzidas por projéteis de elementos radioativos é a produção desses feixes secundários de interesse, que podem ser divididos em três principais etapas:

- Reação de produção;
- Maximização da corrente e bloqueio de contaminantes;
- Identificação dos contaminantes.

O estudo do desenvolvimento de novos feixes inicia-se na escolha da reação de produção do feixe secundário, que ocorre no alvo primário. Apesar de existirem diversas possíveis reações que produzam um determinado elemento radioativo, como por exemplo reações de transferência, fusão, fissão e outras, deve-se sempre optar pela que maximize a taxa de produção do feixe radioativo de interesse, fornecendo um feixe secundário intenso.

Do ponto de vista prático, em função da versatilidade do alvo primário dos sistemas de duplo solenoides Twinsol e RIBRAS, é possível utilizar tanto um alvo primário sólido quanto um alvo gasoso para a produção dos feixes secundários, sendo que na sua utilização como um alvo gasoso existe uma preocupação a mais que deve ser levado em conta, que é qual o elemento e espessura mais adequado para a janela do alvo. Tanto a escolha do elemento quanto a escolha da espessura estão relacionados com a perda de energia na entrada e saída do alvo, com a resolução da energia e também na produção de partículas contaminantes.

Neste capítulo, será detalhado como se dá a produção de feixes secundários de isótopos de Carbono e também de Boro rico em nêutrons, ^{10}C , ^{14}C e ^{12}B .

3.1 PRODUÇÃO DO FEIXE DE ^{10}C

A primeira medida da seção de choque do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$ foi realizada utilizando o sistema

Twinsol, instalado no Laboratório ISNAP do departamento de física da Universidade de Notre Dame, nos EUA.

3.1.1 *A reação de produção do feixe ^{10}C*

O feixe secundário de ^{10}C foi obtido utilizando um feixe primário de ^{10}B incidindo em um alvo gasoso de ^3He , mantido a uma pressão média de 0.5 torr, utilizando janelas de havar (uma liga de Co, Cr, Fe, Ni, W e Mo) com $5\mu\text{m}$ de espessura, sendo o Q da reação de produção $^3\text{He}(^{10}\text{B},^{10}\text{C})t$, em que ocorre a troca de um nêutron por um próton no projétil, negativo ($Q=-3.67$ MeV).

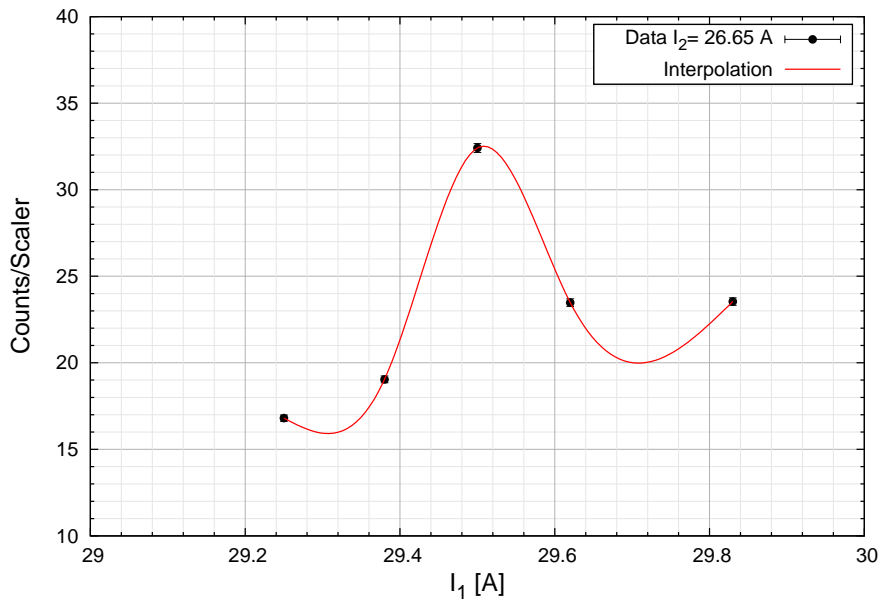
A dificuldade em produzir o ^{10}C através desta reação escolhida foi justamente obter um feixe primário intenso de ^{10}B , afinal, mesmo sendo um núcleo estável, sua abundância isotópica é de $\simeq 20\%$. A solução foi utilizar uma amostra pura de ^{10}B em pó, datada de 1957, remanescente da colaboração da Universidade de Notre Dame nas pesquisas nucleares desenvolvidas após a Segunda Guerra Mundial. Esse pó foi compactado nos cadinhos e inserido no carretel da fonte de íons, fornecendo um feixe primário de ^{10}B com intensidade de 400nA no alvo primário.

3.1.2 *Maximização do feixe secundário ^{10}C*

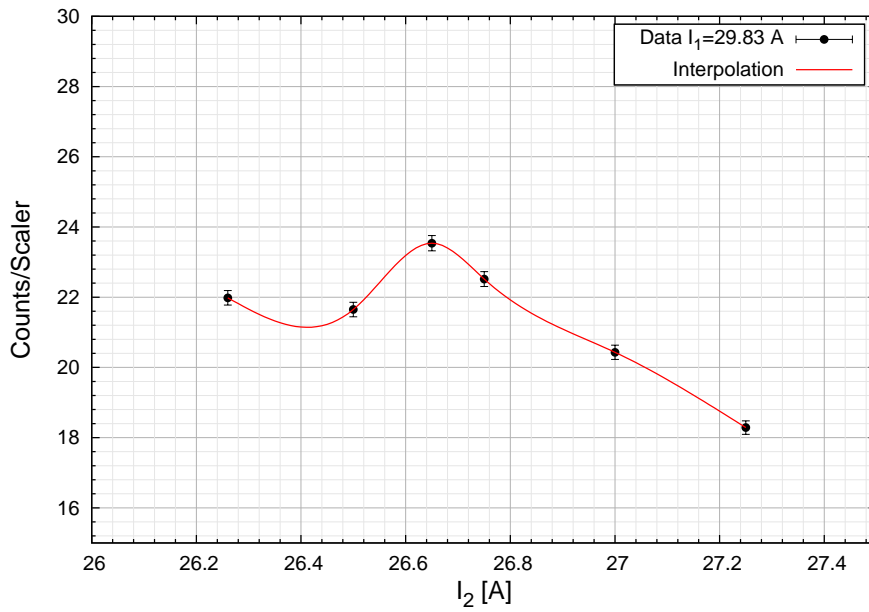
Após selecionar a reação de produção podemos definir a energia do feixe primário. A seguir deve-se simular a passagem do feixe secundário de interesse através dos solenoides, para encontrar valores iniciais ótimos para as correntes dos solenoides que irão produzir os campos magnéticos que defletirão os feixes. Por último, deve-se efetuar a produção do feixe secundário, maximizando-o através de pequenas variações da corrente do solenoide.

Ao se utilizar o sistema de duplo solenoides, a maximização do feixe de interesse deve ser realizada em ambos os solenoides, variando-se a corrente do primeiro e do segundo solenoide monitorando a razão entre o número de contagens da partícula de interesse e o número de partículas do feixe primário.

A maximização do feixe secundário de ^{10}C é demonstrada na figura 19, sendo obtidos como a combinação de valores ideais para as correntes dos solenoides $I_1 = 29.5\text{A}$ e $I_2 = 26.65\text{A}$, considerando um feixe primário de ^{10}B com energia $E(^{10}\text{B}) = 54\text{MeV}$.



(a) Focalização no primeiro solenoide.



(b) Focalização no segundo solenoide.

Figura 19: Maximização do feixe secundário de ^{10}C através da variação da corrente do sistema de duplo solenoide Twinsol.

3.1.3 Identificação dos contaminantes do feixe ^{10}C

Uma vez que a corrente dos solenoides foram devidamente selecionadas, focalizamos o feixe de ^{10}C em um telescópio com detectores $\Delta E - E_{\text{res}}$ posicionado a zero graus, próximo à posição do alvo. O espectro bidimensional $\Delta E - E_{\text{res}}$ pode ser visto na (figura 20). A partícula de interesse foi focalizada pelo sistema de duplo solenoide Twinsol utilizando o modo cruzado, sem o auxílio de um degradador para que não ocorra a perda de resolução (*straggling*) e intensidade do feixe secundário.

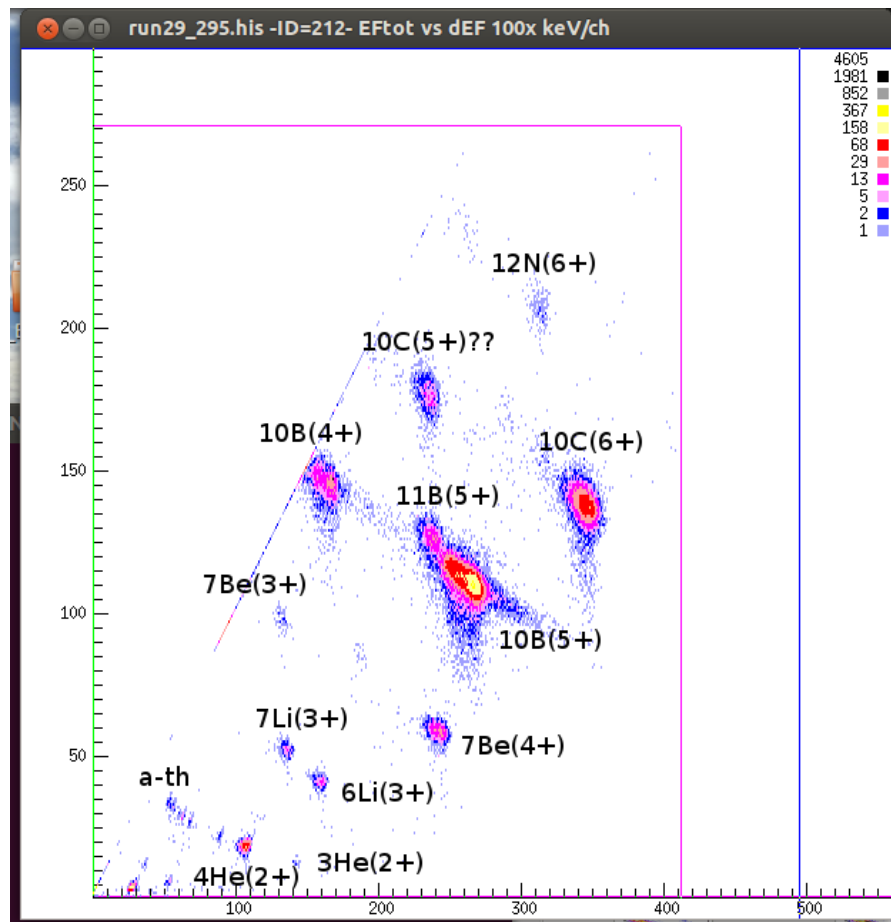


Figura 20: Espectro típico da reação de produção do ^{10}C medido a zero graus, sendo o eixo das ordenadas os valores da perda de energia dE e o eixo das abscissas os valores de $E_{\text{total}} = dE + E_{\text{residual}}$.

Desta forma, devido a não utilização do degradador no ponto de cruzamento (ou focalização) entre os solenoides, diferentes partículas que possam a mesma rigidez magnética, apresen-

tada na equação (6), atingiram o detector montado na câmara de espalhamento, sendo crucial a identificação dos mesmos.

Para identificar os contaminantes é possível contar com o auxílio de um programa que será descrito na seção 3.5 deste capítulo, e também com a equação da rigidez magnética (equação 6). Considerando que apenas partículas que possuem a mesma rigidez magnética serão focalizadas pelos solenoides, é possível igualar a rigidez magnética conhecida do ^{10}C com a dos contaminantes, $(B\rho)^2(^{10}\text{C}) = (B\rho)^2(\text{cont.})$, obtendo a relação para a energia dos contaminantes dada pela equação 9.

$$E_{\text{cont.}} = \frac{E(^{10}\text{C})A(^{10}\text{C})}{q^2(^{10}\text{C})} \times \frac{q_{\text{cont.}}}{A_{\text{cont.}}} \quad (9)$$

Com isso, ao supor um específico contaminante, adotando sua massa e sua carga, é possível determinar a energia que essa partícula necessita ter para ser focalizada através dos solenoides até o detector, não importando a sua reação de origem, mas apenas que ela tenha se formado no *cocktail* de feixes secundários oriundo da reação no alvo primário.

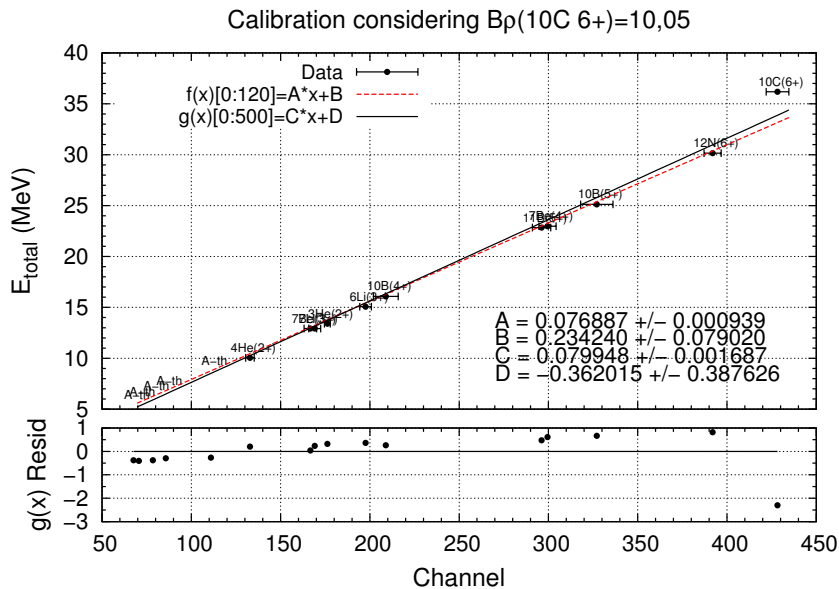


Figura 21: Identificação e calibração dos contaminantes, considerando a produção de ^{10}C . A reta na cor preta representa um ajuste considerando todos os contaminantes identificados, enquanto a reta vermelha apresenta o ajuste apenas das partículas α provenientes da fonte de ^{228}Th .

Neste caso específico, ainda foi possível contar com o auxílio das partículas α provenientes da fonte de ^{228}Th , que foi fixada propositalmente na câmara de espalhamento numa posição em que não atrapalhasse a passagem do feixe secundário. Esse artifício é muito interessante pois como a fonte de ^{228}Th decai emitindo partículas α com diferentes energias, é possível obter uma reta de calibração independente dos contaminantes simultaneamente.

Através deste método foi possível construir a reta de calibração com os contaminantes identificados, adotando a produção do ^{10}C e sua respectiva rigidez magnética, apresentada na figura 21, demonstrando que a identificação dos contaminantes ocorreu de forma coerente, pois a reta de ajuste considerando todos os contaminantes identificados se mostrou compatível com a reta de ajuste independente considerando apenas as partículas α provenientes da fonte de ^{228}Th .

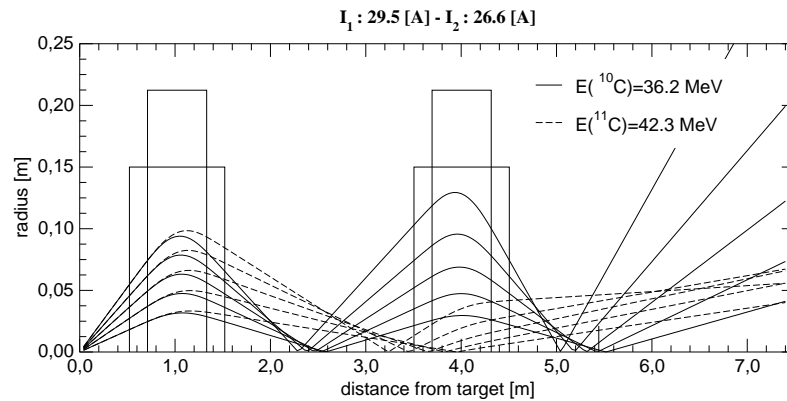


Figura 22: Simulação da passagem do feixe secundário através do sistema de duplo solenoide Twinsol, considerando a formação dos núcleos ^{10}C e ^{11}C no estado fundamental, originados na reação de produção.

Como podemos observar na figura 21, o ^{10}C está um pouco acima das retas ajustadas, gerando dúvidas a respeito de sua pureza em relação ao ^{11}C . Essa dúvida é inerente ao processo de desenvolvimento de feixes secundários radioativos. Contudo não havia possibilidade de se obter a contaminação do ^{11}C no estado fundamental, pois ele seria produzido através da reação de transferência $^3\text{He}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{C})\text{d}$, com um Q de reação positivo ($Q = 3.20\text{MeV}$). O fato da reação de produção do ^{10}C ter um Q negativo e a do ^{11}C possuir um Q positivo, implica a produção dessas partículas com uma diferença de energia da ordem de 6

MeV. Essa diferença de energia seria suficiente para separá-las com os solenoides.

Considerando a perda de energia em cada etapa da produção do feixe secundário e também sua cinemática de reação, foram obtidas as energias dos possíveis feixes secundários no interior dos solenoides como sendo $E(^{10}\text{C})=36.2$ MeV e $E(^{11}\text{C})=42.3$ MeV, com o auxílio dessas informações foi possível simular as trajetórias dessas partículas no interior dos solenoides, demonstrando que o feixe secundário do ^{11}C no estado fundamental seria barrado nos bloqueadores e colimadores, não sendo focalizado pelos solenoides (figura 22).

3.1.3.1 Identificação $^{10}\text{C} / ^{11}\text{C}$

Segundo Comfort [52] e Bell [53], os estados excitados do ^{11}C com paridades negativas, 4.319 MeV (5/2-), 4.804 MeV (3/2-) e 6.478 MeV (7/2-), apresentados na figura 24, são fortemente populados pela reação de transferência $^3\text{He}(^{10}\text{B},d)^{11}\text{C}^*$ como mostra a figura 25.

Considerando a produção do ^{11}C , com seus respectivos estados excitados, juntamente com o *cocktail* de feixes secundários produzidos no alvo primário, e calculando suas perdas de energia e cinemática de reação para cada estado, foi possível concluir que o estado excitado do ^{11}C com energia 6.4782 MeV e spin 7/2- é produzido com exatamente a mesma energia que o ^{10}C , $E(^{11}\text{C}^*)=36.2$ MeV, sendo ambos focalizados no alvo secundário, assim como demonstra a simulação da figura 23.

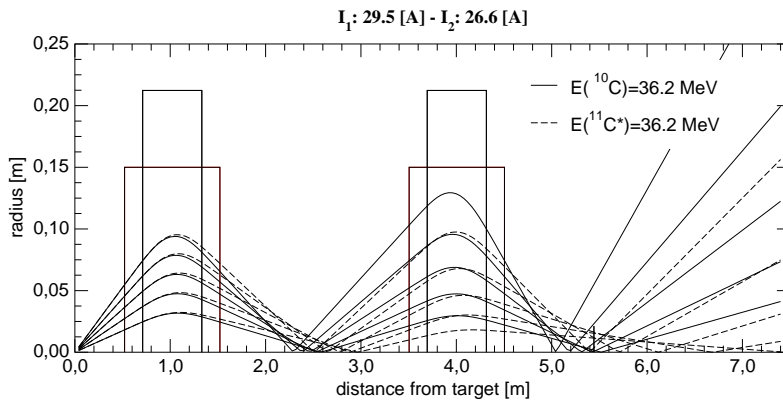


Figura 23: Simulação da passagem do feixe secundário através do sistema de duplo solenoide Twinsol, considerando a formação dos núcleos ^{10}C , no *ground state*, e $^{11}\text{C}^*$ com $E_{exc}=6.478$ MeV e spin 7/2-, originados na reação de produção.

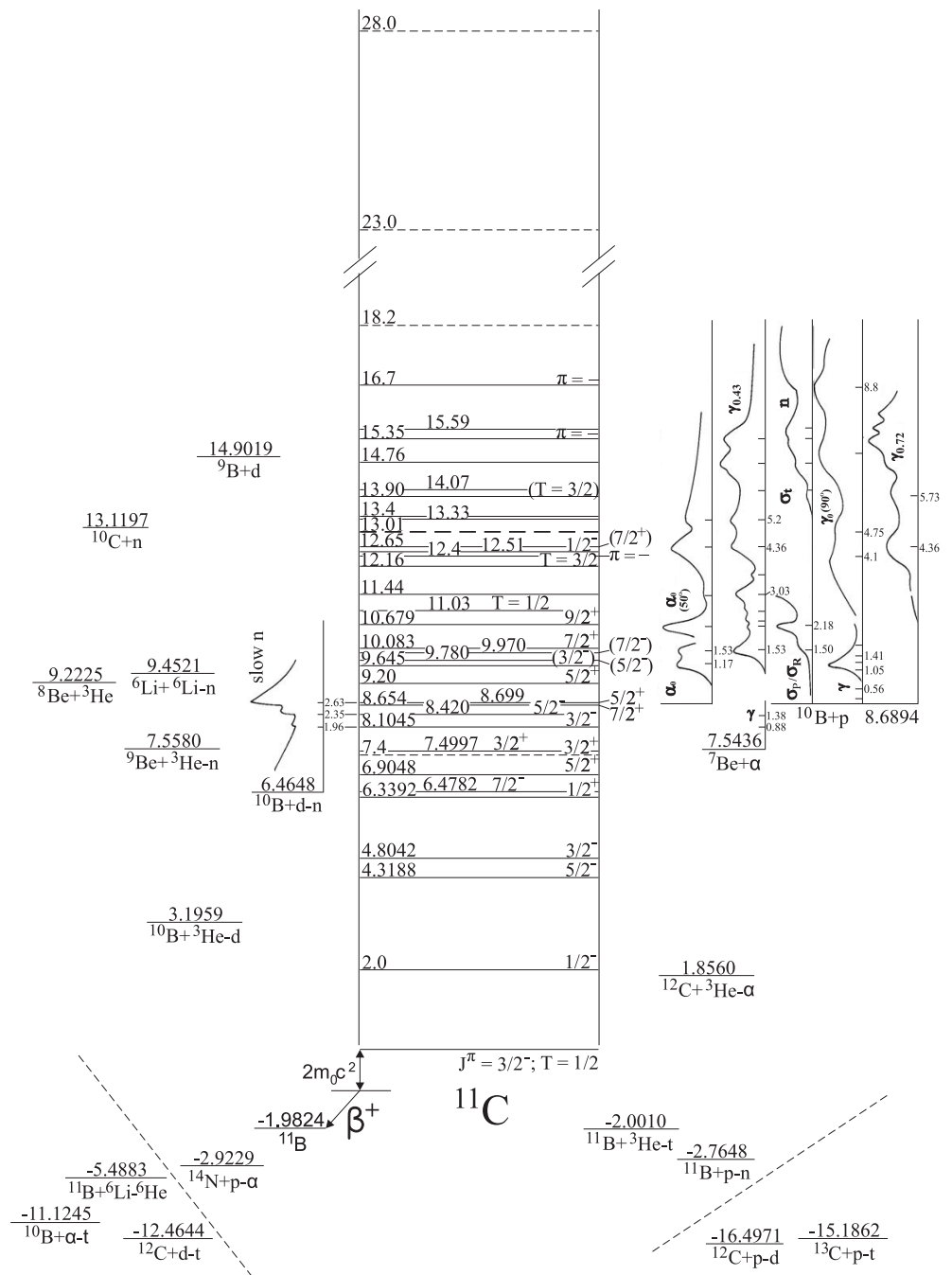


Figura 24: Esquema de níveis de energia para o ^{11}C .

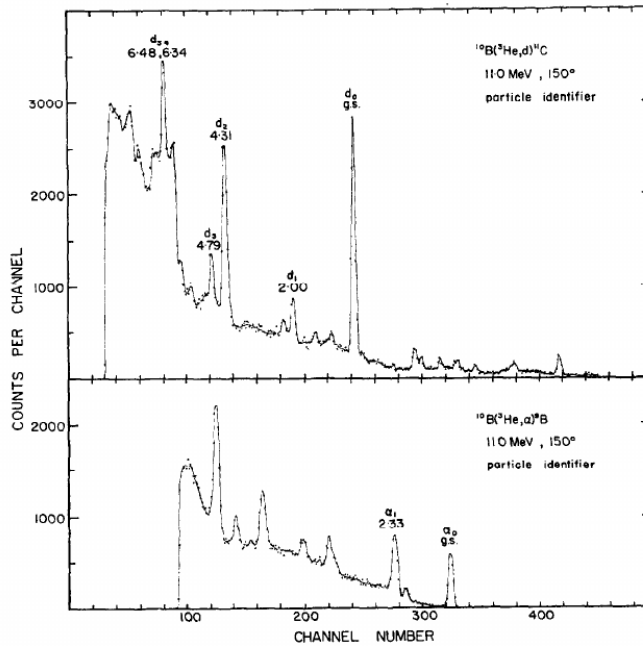


Figura 25: Espectro de α e deutério provenientes da reação $^{10}\text{B}+^3\text{He}$, obtidos com um telescópio em $\theta_{\text{Lab}} = 150^\circ$ com energia de bombardeio de 11MeV [53].

Ainda que os núcleos ^{10}C e $^{11}\text{C}^*$ possuam exatamente a mesma energia ao atravessar os solenoides, o fato da rigidez magnética entre eles diferir em 10% (em razão da diferença em uma unidade do número de massa), torna possível, a princípio, separá-las através da variação da corrente do solenoide. O limite para a separação entre partículas utilizando a variação de corrente dos solenoides é uma diferença de 5% na rigidez magnética.

Contudo, considerando a perda de energia das partículas do ^{10}C e $^{11}\text{C}^*$ no alvo secundário e posteriormente no detector de silício montado na forma telescópio ($dE + E_{\text{res}}$), não é possível separá-las, pois o fato das partículas diferirem apenas em uma unidade de número de massa implica uma diferença na perda de energia ($\sim 800 \text{ KeV}$) menor que a resolução experimental obtida ($\sim 1200 \text{ KeV}$).

Estudos realizados posteriormente no laboratório ISNAP, reproduzindo as mesmas condições utilizadas no experimento, mas utilizando desta vez um feixe pulsado para separar e identificar as partículas de ^{10}C e ^{11}C por tempo de voo, confirmaram a contaminação do $^{11}\text{C}^*$ nas medidas realizadas, numa proporção de $\sim 50\%$, inviabilizando o seu uso.

A solução encontrada para produzir o feixe de ^{10}C sem a contaminação do $^{11}\text{C}^*$ foi utilizar a mesma reação de produção $^3\text{He}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{C})\text{t}$, porém, ao invés de focalizar o ^{10}C em seu estado fundamental, será focalizado o seu primeiro estado excitado, com energia $E(^{10}\text{C}^*)=3.354$ MeV e spin $2+$, que é um estado ligado, assim como mostra a figura 26.

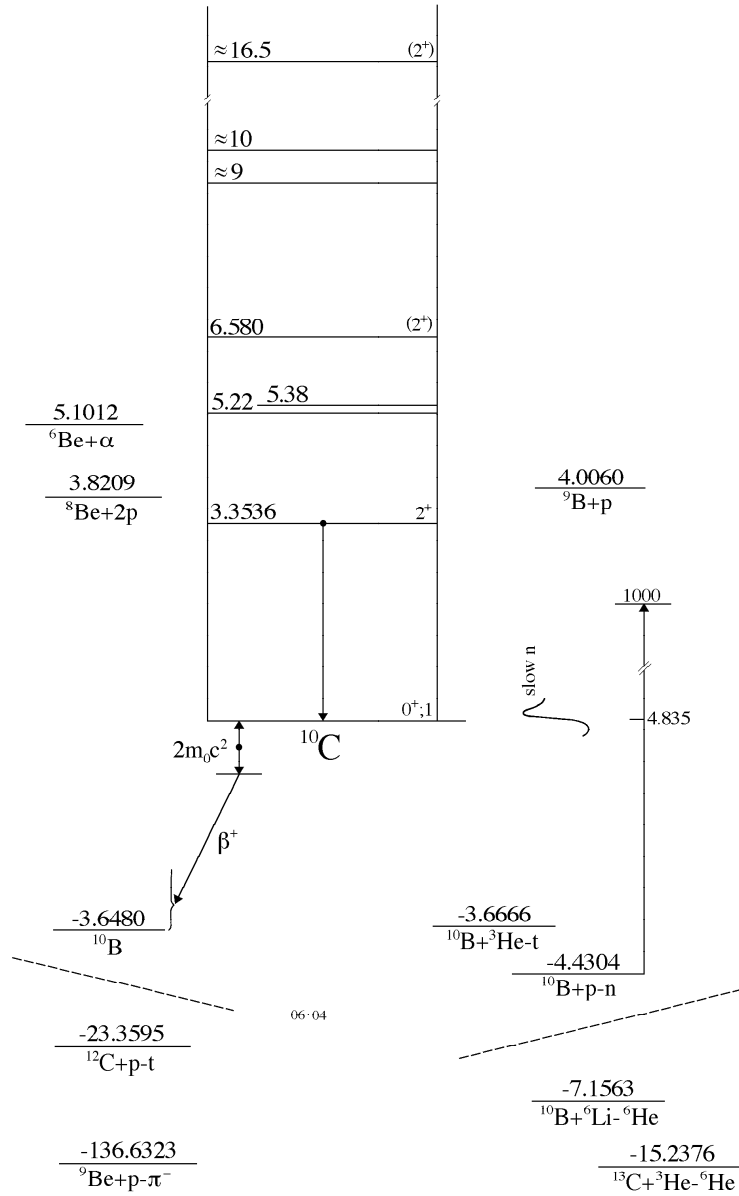


Figura 26: Esquema de níveis de energia para o ^{10}C .

Desta forma, eliminou-se a possibilidade de produzir um feixe secundário contaminante de $^{11}\text{C}^*$ com a mesma energia do feixe de interesse de $^{10}\text{C}^*$, pois isto corresponderia a um $^{11}\text{C}^*$ com energia de excitação de aproximadamente 9.0 MeV sendo que a partir do estado 8.105 MeV o ^{11}C não é ligado.

Outra medida adotada foi substituir as folhas da janela do alvo gasoso que era de havar por folhas de ^{48}Ti com $5\mu\text{m}$ de espessura, diminuindo a perda de energia e melhorando a resolução final nos detectores.

A grande vantagem em se produzir o ^{10}C em seu primeiro estado excitado é o fato dele ser fortemente populado pela reação $^{10}\text{B}(^3\text{He},t)^{10}\text{C}$ como é apresentado nos artigos de Mangelson [54] (figura 27), em 1966, e Hammache [55] (figura 28), em 2013, sendo inclusive mais populado que o estado fundamental, implicando o aumento da taxa de produção do ^{10}C .

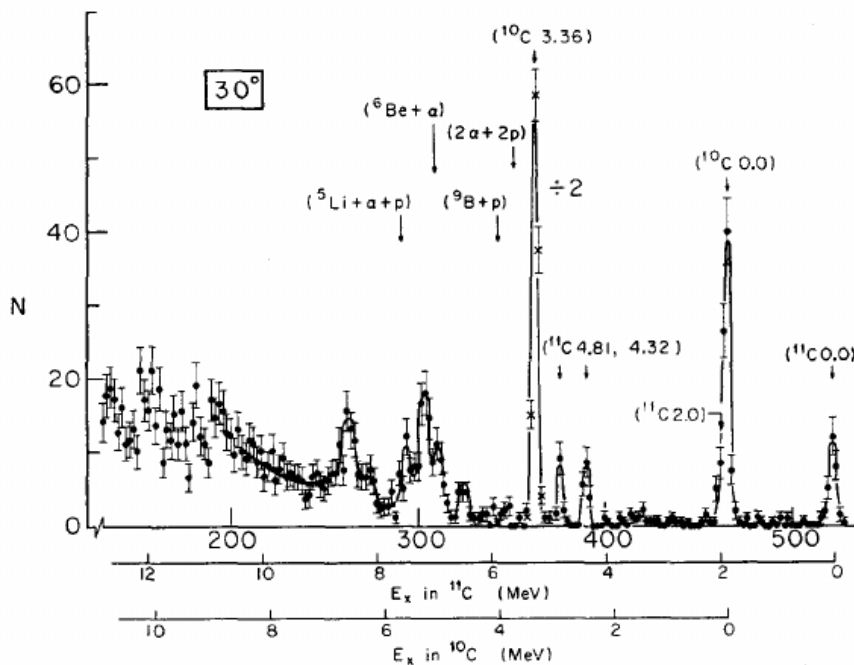


Figura 27: Espectro da reação de transferência $^{10}\text{B}(^3\text{He},t)^{10}\text{C}$ com $E(^3\text{He})=30.6$ MeV em $\theta_{\text{lab}} = 30^\circ$ [54].

O fato do $^{10}\text{C}^*$ decair emitindo apenas γ com energia $E_\gamma = 3.353$ MeV e ter uma meia vida de 107fs ($1\text{fs} = 10^{-15}\text{s}$), faz com que o ^{10}C produzido atinja o alvo de reação em seu estado fundamental.

Através de testes utilizando feixe pulsado no laboratório ISNAP, foi possível determinar uma pureza de 95% de ^{10}C em relação ao ^{11}C utilizando a técnica de tempo de voo. Após essa

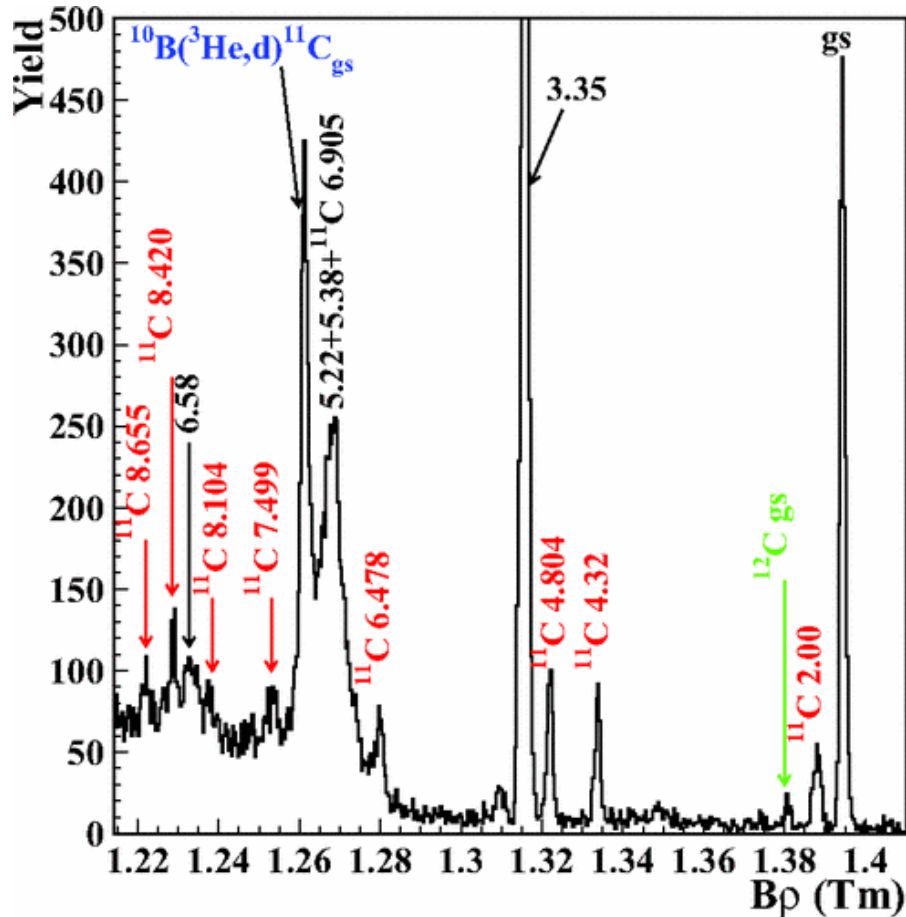


Figura 28: Espectro do trítio medido em $\theta_{lab} = 10^\circ$, utilizando um feixe de ^3He com 35 MeV incidindo em um alvo de ^{10}B . Sendo indicado os estados excitados do ^{10}C e do ^{11}C proveniente de uma pequena contaminação de ^{11}B no alvo [55].

confirmação foi medida a distribuição angular experimental do espalhamento elástico para o sistema $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$.

Após a maximização do novo feixe secundário de ^{10}C , foi possível encontrar a taxa de produção correta do ^{10}C , sem a contaminação do ^{11}C , como sendo 10^5 pps com base em um feixe primário de ^{10}B com intensidade de $1\mu\text{A}$.

3.2 PRODUÇÃO DO FEIXE DE ^{14}C

O feixe radioativo de ^{14}C foi desenvolvido no laboratório Pellettron, utilizando o sistema de duplo solenoide RIBRAS, entretanto, apenas o primeiro solenoide foi utilizado na produção do feixe de interesse.

A dificuldade em se produzir o feixe de ^{14}C como um feixe primário, através do enriquecimento de uma amostra natural de ^{12}C utilizando um reator nuclear, consiste no fato dele ser um isótopo radioativo, com meia vida de ~ 5700 anos. Desta forma, sua utilização como um feixe primário implicaria uma contaminação não apenas da fonte de íons, mas também de outros elementos do acelerador, como por exemplo o copo de faraday. Desta forma, é interessante produzir o feixe de ^{14}C como um feixe secundário, a partir de uma reação de produção no alvo primário.

Ao realizar um levantamento das possíveis reações que poderiam fornecer seções de choque razoáveis para a produção do ^{14}C , foram obtidas:

- $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^8\text{Be}$ $Q=+6.511$ MeV, ocorrendo a transferência de um nêutron.
- $^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})^{13}\text{C}$ $Q=+4.420$ MeV, ocorrendo a transferência de um ^4He .
- $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{14}\text{C})^6\text{Li}$ $Q=+2.909$ MeV, ocorrendo a transferência de um trítio (^3H).

O valor do Q da reação não fornece informações a respeito da probabilidade de ocorrência, mas fornece indicações acerca da energia que a reação irá consumir ou gerar. Esta informação é muito útil ao longo do planejamento da experiência, pois como a partícula de interesse irá perder energia ao longo de todo o sistema RIBRAS (i.e., alvo primário, degradador, alvo secundário e detectores) se o Q da reação de produção for muito negativo o feixe secundário terá energia baixa. Dependendo da energia do feixe primário e das perdas de energia nos vários elementos essa baixa energia do feixe secundário poderá impedir ou dificultar a realização de medidas de espalhamento elástico. Caso o Q da reação seja positivo, implicará o aumento de energia do feixe secundário.

É sempre muito útil investigar na literatura se essas reações já foram estudadas e se há medidas de seção de choque para ter noção de qual reação produzirá um feixe secundário mais intenso, no entanto a intensidade do feixe secundário não depende apenas da seção de choque de produção, mas também da intensidade do feixe primário a ser utilizado.

Caso não seja encontrada nenhuma informação na literatura sobre determinada reação, a única forma de decidir qual é a

melhor reação de produção é realizando medidas da eficiência de produção de cada reação. Esse foi o caso do ^{14}C .

3.2.1 A reação de produção do feixe ^{14}C

A produção do feixe de ^{14}C foi investigada utilizando a reação $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^8\text{Be}$ ($Q=+6.511$ MeV). O feixe secundário de ^{14}C foi obtido utilizando um feixe primário de ^{13}C com energia $E(^{13}\text{C}) = 36.5$ MeV, incidindo em um alvo sólido de ^9Be com $13.2(2)\mu\text{m}$ de espessura através da reação de transferência de um nêutron. O material de ^{13}C para o feixe primário foi obtido através do enriquecimento de isótopos de ^{12}C , fornecido pela colaboração com o laboratório Tandem.

3.2.2 Maximização do feixe secundário ^{14}C

Através de cálculos de perda de energia e da cinemática de reação, foi possível determinar a corrente inicial do primeiro solenoide do sistema RIBRAS e então maximizá-la. A figura 34 ilustra a simulação da passagem do feixe de ^{14}C utilizando a corrente que maximizou sua produção ($I_1 = 26.013$ A), juntamente com a contaminação do feixe primário (^{13}C) aceito pelo sistema sendo cortado nos bloqueadores e colimadores.

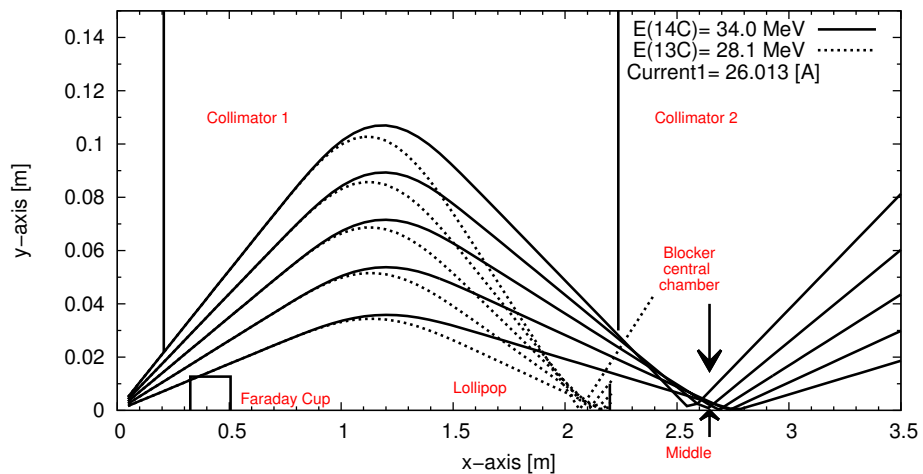


Figura 29: Simulação das trajetórias do feixe radioativo ^{14}C através do primeiro solenoide do sistema RIBRAS, juntamente com seu feixe primário contaminante ^{13}C .

3.2.3 Identificação dos contaminantes do feixe de ^{14}C

Após a maximização da intensidade do feixe secundário de ^{14}C pela variação da corrente do solenoide, foi possível obter um espectro bi-paramétrico $\Delta E - E_{\text{res}}$ da reação de produção, apresentado na figura 30.

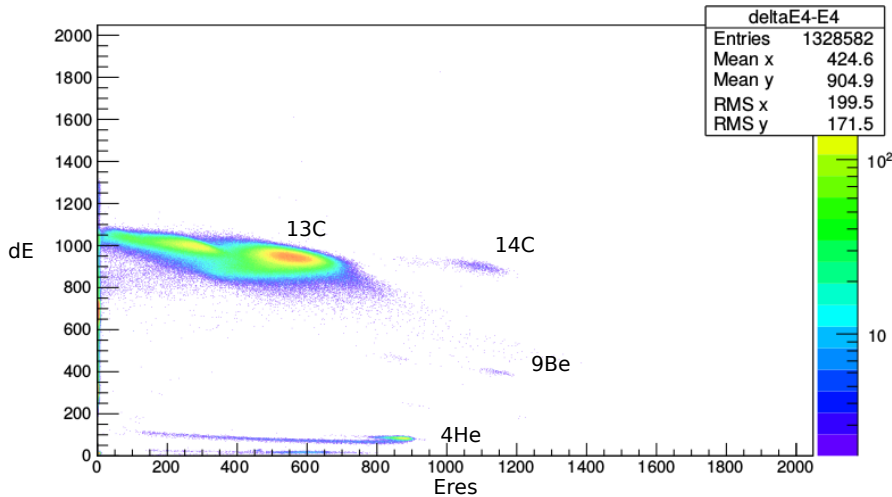


Figura 30: Espectro bidimensional $\Delta E \times E_{\text{res}}$ obtido durante as medições de produção do feixe de ^{14}C , espalhado em alvo de ^{197}Au com o detector em $\theta_{\text{lab}} = 20^\circ$.

No laboratório Pelletron, a calibração dos detectores é realizada utilizando uma fonte ^{241}Am que emite uma partícula α com energia de $E = 5.486$ MeV. Porém calibrar um espectro com base em um só ponto e extrapolar essa calibração para outras faixas de energias, além de não ser razoável, produz um erro muito grande na identificação das partículas com energias mais altas.

Desta forma, identificar os contaminantes produzidos no alvo primário através da reação de produção, e utilizá-los também para calibrar os detectores, torna-se uma ferramenta muito útil para compreender os espectros.

Nas figuras 31 e 32 são apresentadas as calibrações para um detector tipo telescópio (ΔE e E_{residual}) em que foram considerados alguns dos contaminantes da produção do ^{14}C espalhados tanto em ^{58}Ni quanto em ^{197}Au em um ângulo $\theta_{\text{lab}} = 20^\circ$, sendo possível observar a boa concordância e coerência entre os contaminantes identificados com suas respectivas perdas de

energia. Isso é uma indicação de que os contaminantes foram corretamente identificados.

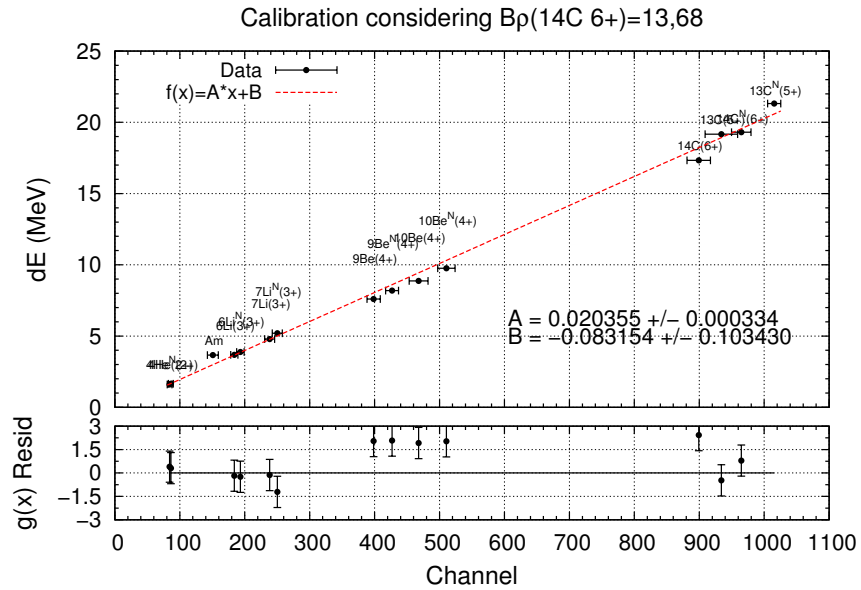


Figura 31: Calibração em energia dos contaminantes obtida para o detector ΔE na produção do ^{14}C sem alvo e a 0 graus.

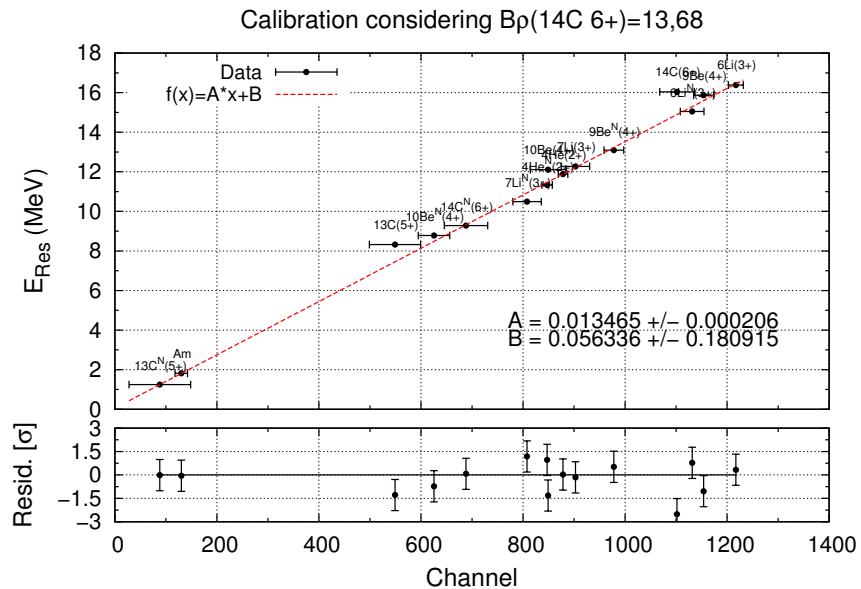


Figura 32: Calibração em energia dos contaminantes obtida para o detector E_{res} na produção do ^{14}C sem alvo e a 0 graus.

3.3 PRODUÇÃO DO FEIXE DE ^{15}C

Através do levantamento realizado para produzir o feixe secundário de ^{14}C , surgiu a ideia de testar a reação de produção $^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{C})^{12}\text{C}$ para obter um feixe secundário radioativo de ^{15}C , um isótopo do carbono rico em nêutrons.

- $^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{C})^{12}\text{C}$ $Q=+0.692$ MeV, ocorrendo a transferência de ^3He .

A utilização do ^{18}O para a produção do ^{15}C se mostrou muito promissora, tendo aparentemente uma boa eficiência de produção. Porém não foi possível realizar uma medida efetiva da produção em função da baixíssima intensidade do feixe de ^{18}O ($C_{\text{F}_{\text{RIBRAS}}} \simeq 2$ nA) que estava disponível no momento. O cátodo utilizado era uma mistura contendo isótopos não enriquecidos de oxigênio. O próximo passo para a produção do ^{15}C será investir na obtenção de um feixe de ^{18}O com maior intensidade utilizando gás puro de ^{18}O na confecção dos cátodos da fonte de íons do laboratório Pelletron, ou material com ^{18}O enriquecido.

3.4 PRODUÇÃO DO FEIXE DE ^{12}B

O feixe radioativo de ^{12}B também foi desenvolvido no laboratório Pelletron, utilizando apenas o primeiro solenoide do sistema RIBRAS.

3.4.1 A reação de produção do feixe ^{12}B

A reação de produção escolhida para produzir o feixe secundário radioativo de ^{12}B foi a reação $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$, em que ocorre a transferência de um nêutron, com um Q de reação positivo ($Q=+1.705$ MeV). O feixe primário de ^{11}B foi produzido com uma energia de $E(^{11}\text{B}) = 34.0$ MeV, incidindo em um alvo sólido de ^9Be com $13.2(2)\mu\text{m}$ de espessura.

3.4.2 Maximização do feixe secundário ^{12}B

A produção do feixe secundário radioativo de ^{12}B foi maximizada através da variação da corrente do primeiro solenoide do sistema RIBRAS, obtendo como valor ótimo para a corrente $I = 27.252[\text{A}]$, assim como apresentado na figura (33).

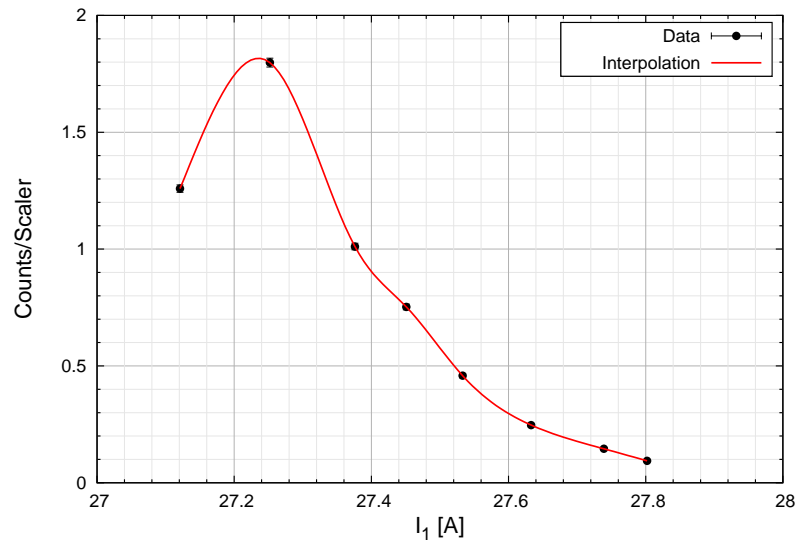


Figura 33: Curva utilizada para a maximização da produção do feixe de ^{12}B .

Simulando a trajetória do feixe secundário de interesse ^{12}B , juntamente com seu feixe primário ^{11}B , utilizando o valor de corrente encontrada na maximização do feixe secundário, nota-se que o ^{12}B é bem focalizado no alvo de reação enquanto o ^{11}B é parcialmente cortado nos bloqueadores e colimadores (figura 34).

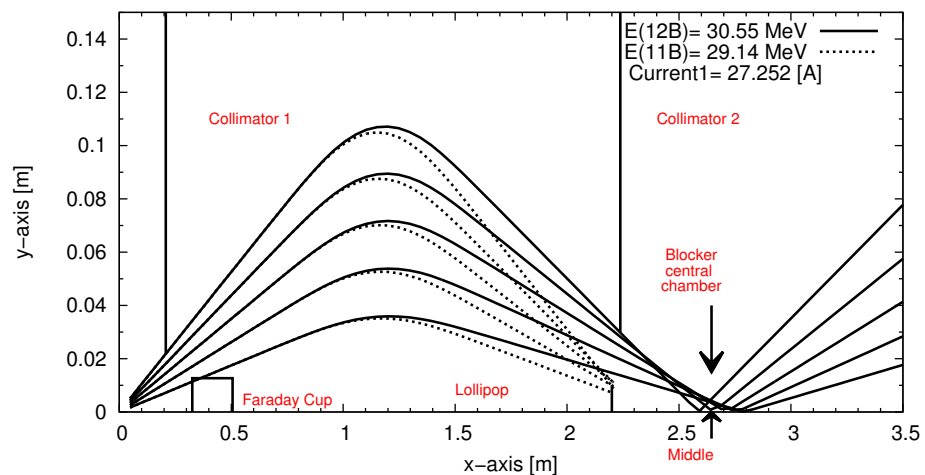


Figura 34: Simulação das trajetórias do feixe radioativo ^{12}B através do primeiro solenoide do sistema RIBRAS, juntamente com seu feixe primário contaminante ^{11}B .

3.4.3 Identificação dos contaminantes do feixe de ^{12}B

O espectro bi-paramétrico $\Delta E - E_{\text{Res}}$ da reação de produção do feixe secundário radioativo de ^{12}B , juntamente com seus contaminantes, foi obtido com um detector posicionado em $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$, apresentado na figura 35.

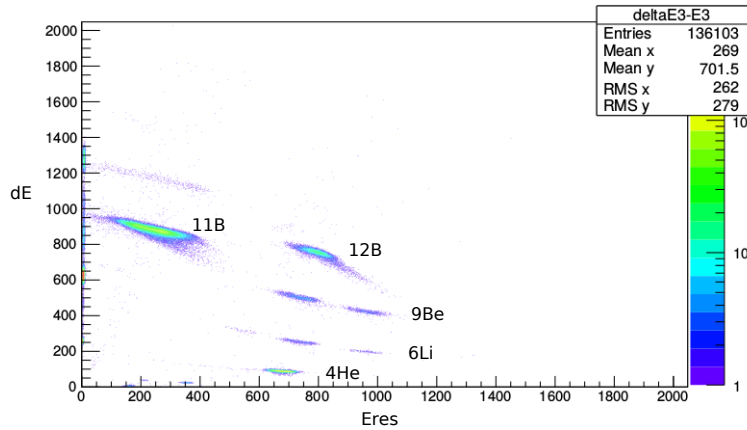


Figura 35: Espectro bidimensional $\Delta E \times E_{\text{Res}}$ obtido durante as medidas de produção do feixe de ^{12}B , sem alvo com o detector a $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$.

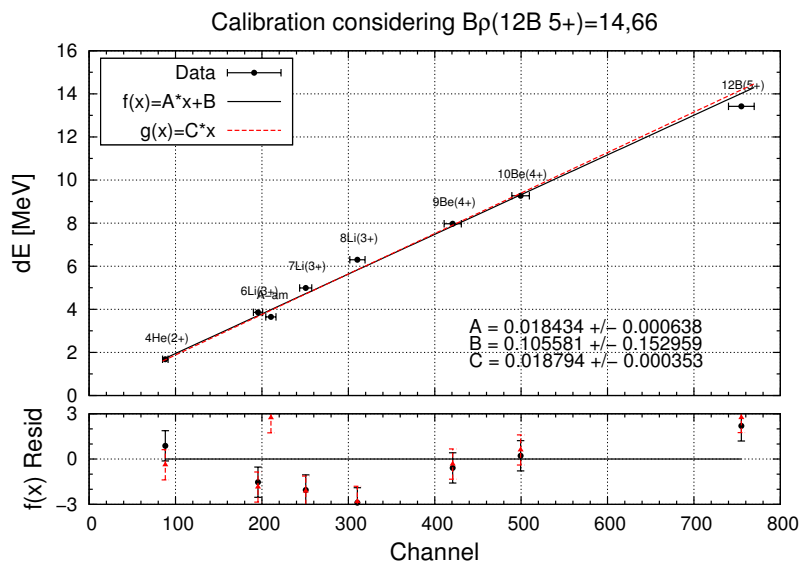


Figura 36: Calibração em energia dos contaminantes obtida para o detector ΔE na produção do ^{12}B sem alvo e a 0 graus.

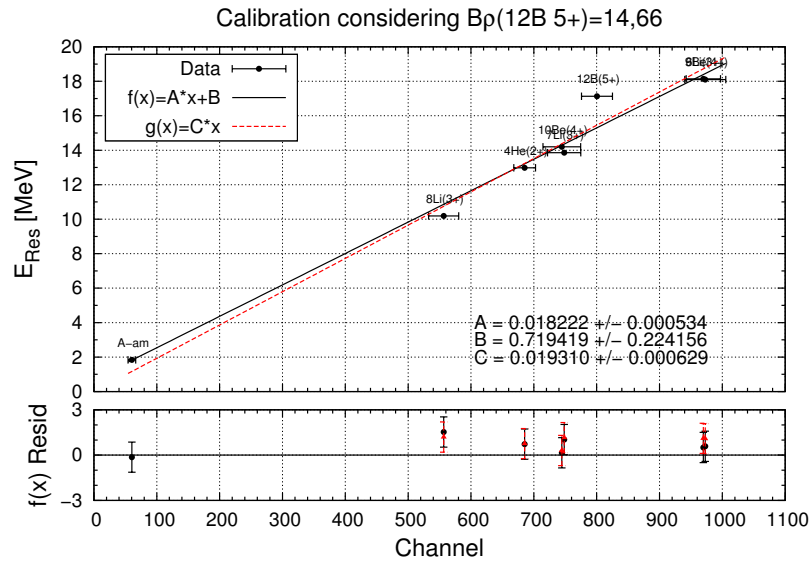


Figura 37: Calibração em energia dos contaminantes obtida para o detector E_{res} na produção do ^{12}B sem alvo e a 0 graus.

Através das posições dos picos contaminantes e dos cálculos de perdas de energia, juntamente com o auxílio da equação 6, foi possível obter as energias dos contaminantes focalizados no alvo secundário e, conseqüentemente, construir uma reta de calibração em energia a partir dos contaminantes identificados, (figuras 36,37).

3.5 PROGRAMA DE SIMULAÇÃO DOS SISTEMAS RIBRAS E TWINSOL

O planejamento da produção dos feixes radioativos secundários é um processo longo, envolvendo várias etapas de cálculos e simulações, assim como visto nas seções anteriores. Desta forma, visando agilizar e otimizar os cálculos nesses processos, foi desenvolvido uma rede de códigos capaz de simular a perda de energia do feixe e sua trajetória ao longo de todos os elementos tanto do sistema RIBRAS quanto do Twinsol.

Um esquema da rede de algoritmos interligados, envolvidos em todas as etapas dos cálculos e simulações, é apresentado na figura 38.

Visando automatizar todos os cálculos envolvidos foi escrito um programa principal que lê todos os parâmetros de entrada contidos em um arquivo de texto externo chamado de *input*, eli-

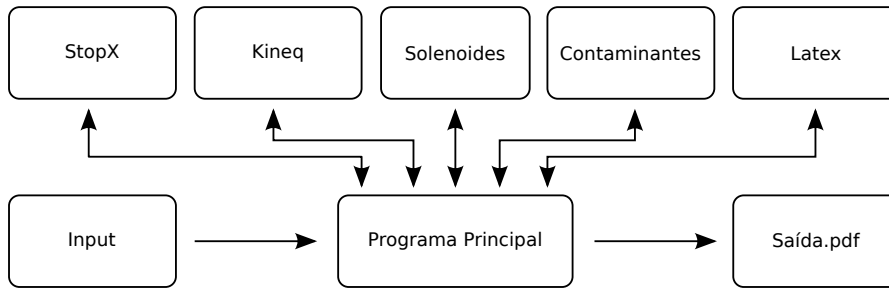


Figura 38: Esquema dos códigos utilizados para os cálculos e simulações de trajetória e contaminação nos sistemas RIBRAS Twinsol.

minando assim a necessidade de modificações no código fonte por parte do operador, e então irá iniciar os cálculos de perdas de energia e cinemática de reação no alvo primário para obter a energia que o feixe secundário terá ao longo dos solenoides.

O programa principal foi desenvolvido para ser o mais rápido e versátil possível, permitindo optar pela utilização de um alvo primário e secundário sólido ou gasoso, além de possibilitar utilizar os solenoides em modo simples ou duplo, com os modos de focalização em paralelo ou cruzado, com o uso ou não de um degradador entre os solenoides, no ponto de cruzamento do feixe. O tempo total de execução do programa principal é da ordem de 5 segundos, garantindo rapidez aliada a confiabilidade e reprodutibilidade dos cálculos e simulações.

O código desenvolvido utiliza os algoritmos StopX (perda de energia) e Kineq (cinemática), presente no pacote de programas do UPAK[51], disponibilizado pelo *Oak Ridge National Laboratory*.

O algoritmo StopX calcula perdas de energia e *stopping power* baseado em tabelas de dados experimentais ou realizando extrapolações das mesmas na falta de dados, sendo o algoritmo amplamente testado e utilizado ao longo dos anos de operação do sistema Twinsol e RIBRAS, com diversos projéteis e absorvedores. Enquanto o algoritmo Kineq é responsável por calcular toda a cinemática de reação.

Uma vez definida a energia do feixe secundário, o programa principal aciona outro algoritmo que irá calcular e simular a trajetória das partículas no interior dos solenoides, possibilitando planejar o posicionamento dos bloqueadores e colimadores para eliminar as partículas contaminantes do feixe secundário.

Esse algoritmo de cálculo de trajetória das partículas foi desenvolvido na Universidade de Notre Dame, sendo utilizado originalmente para simular apenas o sistema de duplo solenoide Twinsol. Contudo, após modificações e adaptações com a geometria e os parâmetros do RIBRAS ele permite a seleção de um sistema ou outro de forma simples, bem como a escolha do números de solenoides a serem utilizados.

Novamente pensando na versatilidade de operação, o algoritmo de simulação da trajetória também utiliza um cartão de entrada externo, permitindo assim sua execução de forma independente do programa principal.

Após a simulação da trajetória da partícula de interesse, o programa principal utiliza a energia encontrada para o feixe secundário para determinar a energia de possíveis contaminantes, listados no arquivo de *input*, utilizando a relação 9. Com isso ele executa outro algoritmo para simular um espectro mono ou biparamétrico, podendo ser tanto $dE \times E_{res}$ quanto $dE \times E_{total}$ com os possíveis contaminantes, com ou sem alvo secundário de reação, permitindo rotacionar o alvo, levando em consideração um ângulo de espalhamento entre 0 e 180° .

As simulações dos contaminantes geradas pelo programa principal auxiliando na identificação dos contaminantes são apresentadas nas figuras 39 e 40.

Após todos os cálculos e simulações terem sido efetuadas o programa principal gera um arquivo escrito em \LaTeX com todas as informações contidas no arquivo *input.dat* bem como todos os cálculos e simulações realizados, que uma vez compilado gera um arquivo padrão em formato pdf.

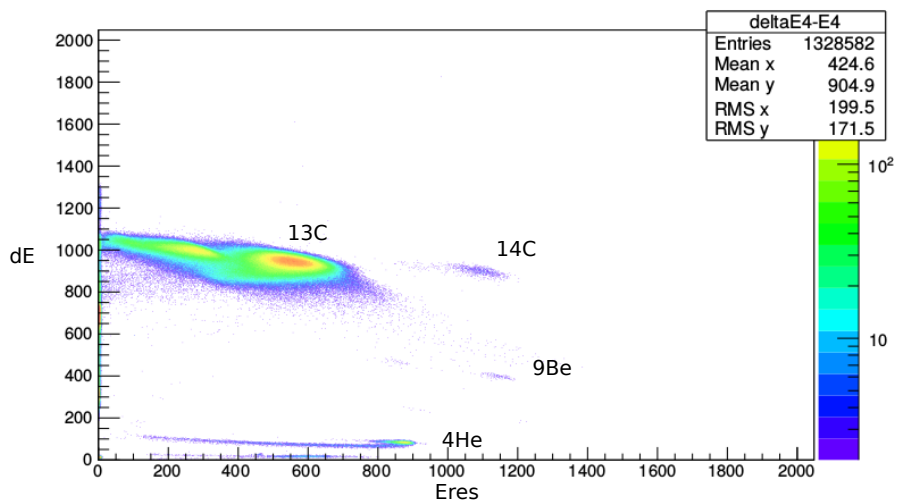
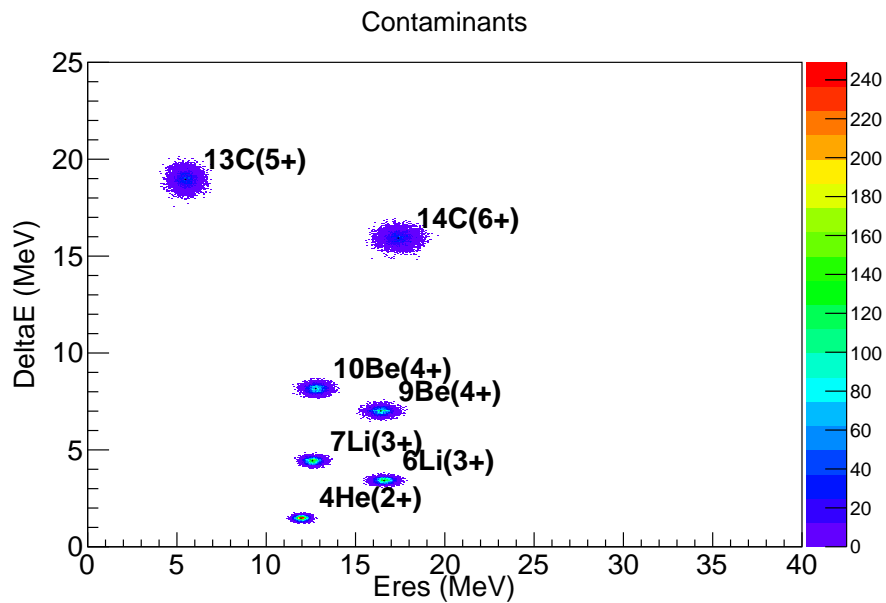


Figura 39: Comparação entre a simulação do espectro esperado para os contaminantes do feixe de ^{14}C , espalhado em alvo de ^{197}Au em $\theta_{\text{lab}} = 20^\circ$, com o espectro experimental.

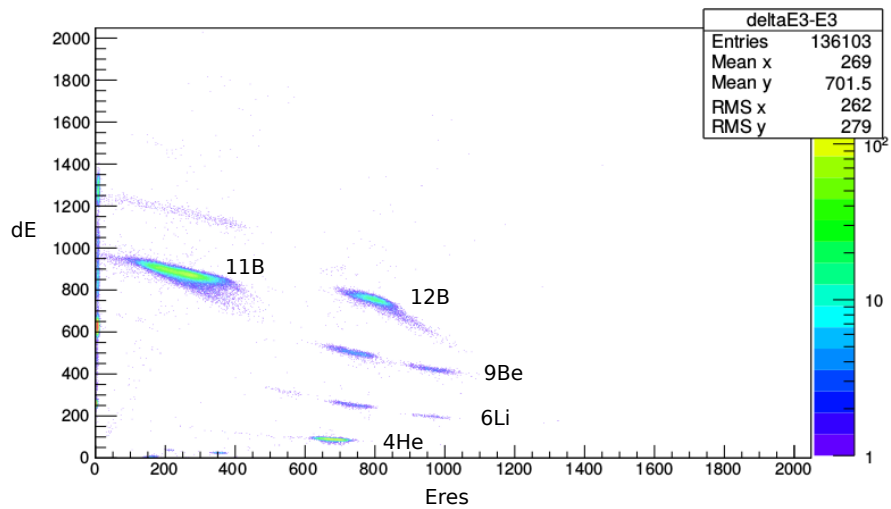
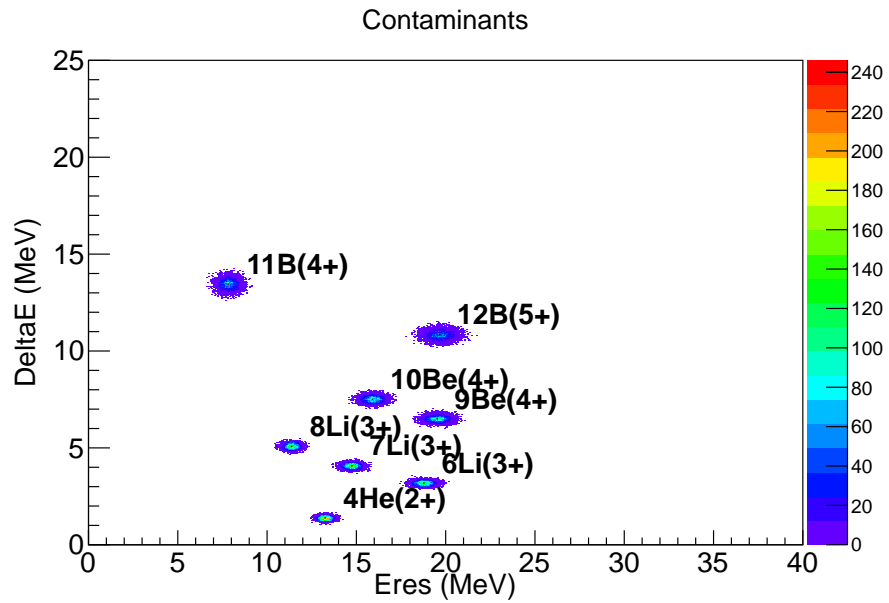


Figura 40: Comparação entre a simulação do espectro esperado para os contaminantes do feixe de ^{12}B , sem alvo a $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$, com o espectro experimental.

3.6 FOCALIZAÇÃO DOS FEIXES DESENVOLVIDOS NO SISTEMA RIBRAS

Uma forma de comprovar a maximização da corrente do primeiro solenoide do sistema RIBRAS, para uma determinada energia de um feixe específico, é compará-la com informações provenientes da focalização de experiências anteriores, utilizando apenas o primeiro solenoide do sistema RIBRAS.

Sabendo que o valor da corrente que maximiza a produção do feixe de interesse é proporcional a rigidez magnética da partícula, é possível encontrar a relação linear entre essas grandezas dada pela equação,

$$I = k_1 \cdot B\rho = k_2 \sqrt{EA/q^2} \quad (10)$$

sendo k_2 uma constante intrínseca do solenoide.

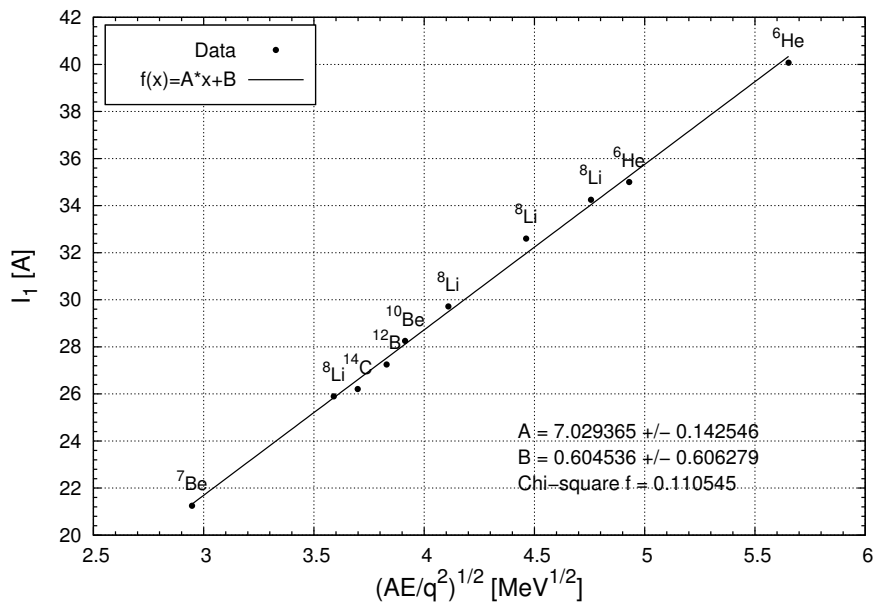


Figura 41: Dependência linear entre a corrente do primeiro solenoide do sistema RIBRAS e a rigidez magnética para diferentes partículas amplamente estudadas.

Ao comparar o comportamento dos feixes secundários de ¹⁴C e ¹²B, que foram desenvolvidos nesse trabalho, com outros feixes amplamente utilizados no sistema RIBRAS (⁶He [56], ⁷Be e ¹⁰Be [57], ⁸Li [58, 59]), nota-se que os novos feixes seguem a dependência linear entre a corrente e a rigidez magnética (fi-

gura 41), comprovando a maximização dos feixes desenvolvidos.

O estudo das focalizações anteriores de núcleos amplamente utilizados torna-se uma alternativa na determinação da corrente que maximiza o feixe com um elemento com uma energia específica, pois através dos parâmetros ajustados na figura 41 é possível obter uma corrente inicial (equação 11) para efetuar a produção do feixe de interesse sem a necessidade de simulações de trajetórias.

$$I_{\text{inicial}} = 7.03 \sqrt{\frac{EA}{q^2}} + 0.6 \quad (11)$$

3.7 RESUMO DO DESENVOLVIMENTO DOS NOVOS FEIXES

Na tabela 3 é apresentado um resumo dos feixes desenvolvidos nesse trabalho, bem como suas respectivas informações de intensidade e resolução.

Feixe Secundário	Reação de produção	Intensidade [pps]
^{10}C	$^3\text{He}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{C})\text{t}$	10^5
^{14}C	$^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^8\text{Be}$	10^4
^{12}B	$^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$	10^4

Tabela 3: Feixes secundários produzidos no RIBRAS com sua respectiva reação de produção e intensidade.

4

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

A seguir serão descritos alguns dos ferramentais teóricos utilizados para a análise dos dados de espalhamento elástico.

4.1 O ESPALHAMENTO ELÁSTICO

No regime de baixas energias, o espalhamento elástico é o processo mais provável que pode ocorrer numa colisão envolvendo dois núcleos. Esse processo se caracteriza por apresentar o canal de saída idêntico ao canal de entrada, conservando o momento angular e a energia cinética total do sistema.

O espalhamento entre duas partículas pode ser reduzido a um problema ondulatório, considerando uma onda plana incidente, $\psi(z)_{\text{eixo}} = Ae^{ikz}$, movendo-se na direção $+z$, que ao encontrar um potencial $V(r)$ produz uma dispersão de ondas esféricas estacionárias que se propagarão até o infinito, assim como representado na figura 42.

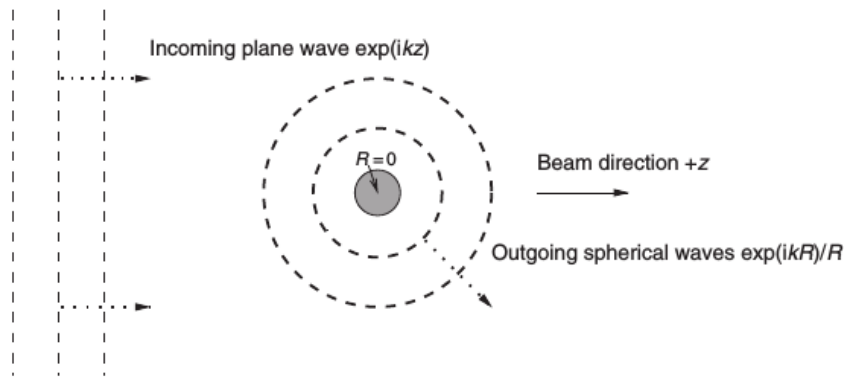


Figura 42: Representação ondulatória do espalhamento entre dois núcleos [60]

Contudo, experimentalmente, as partículas espalhadas elasticamente são detectadas numa posição distante em relação às dimensões das partículas envolvidas ($r \rightarrow \infty$), desta forma, apenas a solução assintótica interessa. Sendo então a função de onda total estacionária dada pela soma da função de onda

plana incidente com a função de onda esférica que foi espalhada.

$$\psi(r, \theta) \approx \psi(z)_{\text{incidente}} + \psi(r, \theta)_{\text{espalhada}} \quad (12)$$

$$\psi(r, \theta) \approx A \left[e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} \right] \quad (13)$$

em que k é o número de onda relacionado à energia das partículas incidentes dado por $k \equiv \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$ e $f(\theta)$ é a amplitude de espalhamento.

O fluxo de partículas (\vec{j}) pode ser definido como o número de partículas por segundo, por unidade de área, ou seja, equivalente à densidade de probabilidade das partículas (por unidade de volume) multiplicada pela velocidade, $\vec{j} = |\psi|^2 \mathbf{v}$, com a velocidade sendo $\mathbf{v} = \hbar \mathbf{k} / \mu$.

Desta forma, é possível obter o fluxo de partículas incidentes como $\vec{j}_{\text{inc}} = |A|^2 \mathbf{v}_{\text{inc}}$, e o fluxo de partículas espalhadas como $\vec{j}_{\text{esp}} = |A|^2 |f(\theta)|^2 \mathbf{v}_{\text{esp}} / r^2$.

Integrando o fluxo de partículas espalhadas em toda superfície de uma esfera de raio r , obtém-se um fluxo total constante independente da distância, $\hat{j}_{\text{esp}} = |A|^2 |f(\theta)|^2 \mathbf{v}_{\text{esp}}$.

Definindo então a seção de choque diferencial como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{corrente de probabilidade num ângulo } d\Omega}{\text{corrente de probabilidade da onda incidente}}, \quad (14)$$

através das razões entre os fluxos, é possível obter

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{v_{\text{esp}}}{v_{\text{inc}}} |f(\theta)|^2 \quad (15)$$

Para o caso particular do espalhamento elástico $v_{\text{esp}} = v_{\text{inc}}$, desaparecendo assim a razão entre as velocidades, que também é conhecida como *fator de fluxo*.

Considerando o alvo azimutalmente simétrico (para que a trajetória permaneça em um plano), a amplitude de espalhamento $f(\theta)$ da onda esférica dependerá apenas do ângulo θ , estabelecendo uma probabilidade de espalhamento diferente para cada direção θ .

Este resultado também pode ser obtido através do formalismo quântico para a densidade de corrente de partículas.

$$\vec{j} = \frac{\hbar}{2\mu i} \left(\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^* \right) \quad (16)$$

4.2 CÁLCULO DA AMPLITUDE DE ESPALHAMENTO

Considerando um potencial $V(r)$, devido à interação entre dois núcleos, como sendo a soma do potencial Coulombiano $V_C(r)$, que é de longo alcance, com o potencial da interação nuclear $V_N(r)$, com alcance da ordem do raio do núcleo (fm), a equação de Schrödinger independente do tempo é dada por:

$$\left(-\nabla^2 + \frac{2\mu}{\hbar^2} [V_C(r) + V_N(r)] - k^2 \right) \psi(r, \theta) = 0 \quad (17)$$

sendo $k^2 = 2\mu E / \hbar^2$.

Separando a função de onda $\psi(r, \theta) = \psi_C(r, \theta) + \psi_N(r, \theta)$, como sendo a soma de um termo Coulombiano $\psi_C(r, \theta)$, contendo a onda incidente, com um termo dependente da interação nuclear $\psi_N(r, \theta)$, que contém o termo assintótico:

$$\psi_N(r, \theta) = f_N(\theta) \frac{e^{i[kr - \eta \ln(2kr)]}}{r} \quad r \rightarrow \infty \quad (18)$$

O parâmetro η é conhecido como parâmetro de Sommerfeld $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$, com $v = \hbar k / \mu$, $f_N(\theta)$ é a amplitude de espalhamento nuclear.

Considerando o potencial dependente apenas da distância entre os dois núcleos o momento angular é uma constante de movimento, sendo conveniente decompor a função de onda $\psi_N(r, \theta)$ como um produto entre um termo angular e um radial, sendo reduzido a um problema de uma dimensão através de uma expansão da função de onda em ondas parciais:

$$\psi(r, \theta) = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} y_l(r) P_l(\cos\theta) \quad (19)$$

A função de onda radial $y_l(r)$ é dada pela equação de onda:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} [V_C(r) + V_N(r)] + k^2 \right) y_l(r) = 0 \quad (20)$$

Para valores de r maior que o alcance do potencial nuclear, apenas o potencial Coulombiano agirá na função de onda $\psi(r, \theta)$, desta forma, ela pode ser escrita como uma superposição das funções Coulombianas regular (F_l) e irregular (G_l) [61].

$$\psi(r, \theta) = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} [g_l^N F_l(\eta, kr) + f_l^N G_l(\eta, kr)] P_l(\cos\theta) \quad (21)$$

Ao resolver a equação de Schrödinger para o potencial Coulombiano é possível obter ($F_l(\eta, kr)$) e ($G_l(\eta, kr)$), que assintoticamente são:

$$F_l(\eta, kr) \rightarrow \sin \left[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2} l + \sigma l \right] \quad (22)$$

$$G_l(\eta, kr) \rightarrow \cos \left[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2} l + \sigma l \right] \quad (23)$$

Introduzindo a função de onda emergente Coulombiana a partir das soluções regular (22) e irregular (23),

$$H^{(+)}(\eta, kr) = G_l(\eta, kr) + iF_l(\eta, kr) \rightarrow \exp i \left[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2} l + \sigma l \right] \quad (24)$$

é possível separar da função de onda $\psi(r, \theta)$ a parte Coulombiana ($\psi_C(r, \theta)$)

$$f_C(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\sigma_l} - 1) P_l(\cos\theta) \quad (25)$$

sendo possível reescrever a função de onda $\psi(r, \theta)$ como:

$$\psi(r, \theta) = \psi_C(r, \theta) + \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} f_l^N H_l^{(+)}(\eta, kr) P_l(\cos\theta) \quad (26)$$

sendo a parte não Coulombiana responsável pela interação nuclear.

É conveniente escrever o coeficiente complexo f_l^N em termos da matriz de espalhamento,

$$f_l^N = \frac{1}{2i} (S_l^N - 1) \quad (27)$$

sendo $S_l^N = \exp(2i\delta_l^N)$ os elementos da matriz de espalhamento devido à interação nuclear.

O termo nuclear da função de onda $\psi(r, \theta)$, assintoticamente, é dado por:

$$\psi_N(r, \theta) = \frac{1}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} (S_l^N - 1) P_l(\cos\theta) e^{i[kr - \eta \ln(2kr) - l\pi/2 + \sigma_l]} \quad (28)$$

por comparação com a equação (13), é obtida a amplitude de espalhamento nuclear,

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l} (S_l^N - 1) P_l(\cos\theta) \quad (29)$$

Uma vez que a amplitude total de espalhamento é composta pela soma da amplitude nuclear com a Coulombiana $f(\theta) = f_N(\theta) + f_C(\theta)$, a seção de choque diferencial do espalhamento elástico é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_C(\theta) + f_N(\theta)|^2 = |f_C(\theta)|^2 + 2\text{Re}[f_C^*(\theta) f_N] + |f_N(\theta)|^2 \quad (30)$$

incluindo um termo responsável pela interferência Coulombiana e Nuclear.

Para obter a seção de choque total elástica deve ser utilizado apenas o termo da amplitude de espalhamento nuclear, pois a integral sob o termo Coulombiano diverge.

$$\sigma_{\text{elas}} = \int d\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1 - S_l^N|^2 \quad (31)$$

Com isso é obtida a seção de choque de reação:

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l^N|^2) \quad (32)$$

4.3 CANAIS ACOPLADOS: EXCITAÇÕES INELÁSTICAS

O método de canais acoplados consiste em solucionar a equação da amplitude de espalhamento considerando os efeitos dos outros canais de reações de uma forma acoplada. Essa ideia surgiu em 1956 com Yoshida [62, 63, 64], permitindo extrair informações da influência de cada canal na dinâmica da reação.

Considerando o espalhamento de um projétil α por um alvo A , definindo um canal de entrada $|\alpha\rangle = \alpha + A$, o hamiltoniano do sistema é escrito como:

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha \quad (33)$$

em que K_α é a energia cinética total, V_α é a interação projétil-alvo e H_α é a soma das hamiltonianas internas, $H_\alpha = H_a + H_A$.

Assumindo que apenas um dos núcleos é excitado (α) durante a colisão, possuindo apenas um estado excitado, a função de onda será composta tanto da parte elástica quanto da inelástica [65], sendo escrita como:

$$\psi = \phi_\alpha(r)\chi_\alpha(R) + \phi_{\alpha'}(r)\chi_{\alpha'}(R), \quad (34)$$

sendo $\phi_\alpha(r)$ e $\phi_{\alpha'}(r)$, respectivamente, as funções de onda do núcleo α no estado fundamental e excitado. Consequentemente, são soluções da equação de Schrödinger com o hamiltoniano H_α

$$H_\alpha \phi_\alpha(r) = \epsilon_\alpha \phi_\alpha(r) \quad (35)$$

$$H_{\alpha'} \phi_{\alpha'}(r) = \epsilon_{\alpha'} \phi_{\alpha'}(r) \quad (36)$$

O movimento relativo entre o projétil e o alvo em diferentes estados internos é descrito nas funções $\chi_\alpha(\mathbf{R})$ e $\chi_{\alpha'}(\mathbf{R})$.

A função de onda total ψ satisfaz a equação de Schrödinger, $(E - H)\psi = 0$. Projetando essa equação para diferentes estados internos, obtém-se o conjunto de equações abaixo,

$$(E - \epsilon_\alpha - K_\alpha - U_{\alpha\alpha})\chi_\alpha(\mathbf{R}) = U_{\alpha\alpha'}\chi_{\alpha'}(\mathbf{R}) \quad (37)$$

$$(E - \epsilon_{\alpha'} - K_{\alpha'} - U_{\alpha'\alpha'})\chi_{\alpha'}(\mathbf{R}) = U_{\alpha'\alpha}\chi_\alpha(\mathbf{R}) \quad (38)$$

sendo $U_{\alpha\alpha'}\chi_{\alpha'}(\mathbf{R})$ e $U_{\alpha'\alpha}\chi_\alpha(\mathbf{R})$ os potenciais de acoplamento entre α e α' , que podem ser calculados pela expansão em multipolos:

$$U_{\alpha\alpha}(\mathbf{R}) = \sum_{\lambda\mu} U_{\alpha\alpha}^\lambda(\mathbf{R}) Y_{\lambda\mu}(\hat{\mathbf{R}}), \quad (39)$$

com λ correspondendo ao termo de multipolaridade.

Desta forma, é possível descrever as funções de onda para excitações inelásticas utilizando dois modelos, o modelo de partícula única (ou *cluster*) ou o modelo coletivo.

4.3.1 Modelo de partícula única

O modelo de partícula única considera que a excitação do núcleo ocorre em função de apenas um núcleon, ou de um *cluster*, permitindo que se descreva esse núcleo como um caroço inerte com sua partícula de valência que causará a excitação. Sendo o potencial de acoplamento descrito como a soma de dois termos, responsáveis pelas interações do caroço e da partícula de valência com o núcleo não excitado.

4.3.2 Modelo coletivo

O formalismo do modelo coletivo consiste em tratar os estados excitados como deformações da distribuição de cargas e de

massa do núcleo, incorporando-as tanto no potencial Coulombiano quanto no nuclear.

Expandindo o raio de um núcleo deformado em função dos harmônicos esféricos $Y_{\lambda\mu}(\hat{R}')$,

$$R = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \delta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\hat{R}') \right) \quad (40)$$

sendo \hat{R}' as coordenadas angulares (θ, φ) do referencial intrínseco, R_0 é o parâmetro de raio nuclear e $\delta_{\lambda\mu}$ é o comprimento de deformação, definido como o produto do parâmetro de raio nuclear com o parâmetro de deformação (β_λ), $\delta_\lambda = \beta_\lambda R_0$. Quando $\beta_2 > 0$ o núcleo deformado é chamado de *prolato*, e para $\beta_2 < 0$, o núcleo é conhecido como *oblato*.

4.3.2.1 Deformação Coulombiana

O potencial Coulombiano entre a carga Z e a distribuição de cargas z_i , sendo $\xi = \{r_i\}$, é expresso como:

$$V_C(r, \xi) = \sum_i \frac{Zz_i}{|r - r_i|} \quad (41)$$

Expandindo esse potencial em multipolos, $V_C(r, \xi) = V_C(r) + V_C^{\lambda\mu}(r, \xi)$, é obtida a deformação Coulombiana:

$$V_C^{\lambda\mu}(r, \xi) = M(E_{\lambda\mu}) \frac{\sqrt{4\pi}e^2 Z}{2\lambda + 1} \begin{cases} r^\lambda / R^{2\lambda+1} & \text{para } r \leq R_C, \\ 1/r^\lambda & \text{para } r > R_C \end{cases} \quad (42)$$

sendo o operador de multipolo elétrico expresso por $M(E_{\lambda\mu})$:

$$M(E_{\lambda\mu}) = \sum_i z_i r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(r_i) \quad (43)$$

Os potenciais de acoplamento U_{ij} são os elementos de matriz do operador $V_C^{\lambda\mu}(R)$ entre diferentes estados excitados. Considerando o modelo coletivo, os estados são caracterizados através de seus momentos angulares J e suas projeções M .

Usando o teorema de Wignet-Eckart,

$$\langle J_f M_f | V_C^{\lambda \mu} | J_i M_i \rangle = (2J_f + 1)^{1/2} \langle J_i M_i \lambda \mu | J_f M_f \rangle \langle J_f || V_C^\lambda || J_i \rangle, \quad (44)$$

sendo $\langle J_i M_i \lambda \mu | J_f M_f \rangle$ os coeficientes de Clebsch-Gordan, $\langle J_f || V_C^\lambda || J_i \rangle$ é o elemento de matriz reduzido para o operador V_C^λ , expresso por:

$$\langle J_f || V_C^\lambda || J_i \rangle = \langle J_i || M(E_\lambda) || J_i \rangle \frac{\sqrt{4\pi} e^2 Z}{2\lambda + 1} \begin{cases} r^\lambda / R^{2\lambda+1} & \text{para } r \leq R_C, \\ 1/r^\lambda & \text{para } r > R_C \end{cases} \quad (45)$$

O elemento da matriz $\langle J_i || M(E_\lambda) || J_i \rangle$ pode ser obtido tanto teoricamente, utilizando um modelo rotacional, quanto experimentalmente, relacionando-se com a probabilidade de transição reduzida experimental $B(E; J_i \rightarrow J_f)$ (equação 46),

$$\langle J_f | M_f | M(E_\lambda) | M_i | J_i \rangle = \pm \sqrt{(2J_i + 1) B(E; J_i \rightarrow J_f)} \quad (46)$$

e com o momento de quadrupolo, para $\lambda = 2$, expresso pela equação 47.

$$\langle J_f | M_f | M(E_\lambda) | M_i | J_i \rangle = Q_2 \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (2J_i + 1)^{1/2} \langle J_i J_i 20 | J_i J_i \rangle \quad (47)$$

4.3.2.2 Deformação nuclear

Como o raio nuclear influencia a forma do potencial, ao considerar uma deformação no núcleo, seu potencial será afetado:

$$V(\xi, R) = U(R - \delta(\hat{R}')) \quad (48)$$

Expandindo a deformação $\delta(\hat{R}')$ em multipolos,

$$\delta(\hat{R}')) = \sum_{\lambda} \delta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\hat{R}'), \quad (49)$$

e o potencial de acoplamento $V(\xi, R)$ em harmônicos esféricos, obtem-se o elemento de matriz reduzido $\langle J_f || V_N^\lambda || J_i \rangle$,

$$\langle J_f || V_N^\lambda || J_i \rangle = -\frac{\langle J_f || \delta_\lambda || J_i \rangle}{\sqrt{4\pi}} \frac{dU(R)}{dR} \quad (50)$$

o elemento de matriz $\langle J_f || \delta_\lambda || J_i \rangle$ depende do modelo utilizado. Adotando o modelo rotacional, para o caso em que a distribuição de carga coincide com a de massa, têm-se que:

$$\langle J_f || M_f | \delta_\lambda | M_i || J_i \rangle = \frac{4\pi}{3ZeR_0^{\lambda-1}} \langle J_f || M_f | M(E_\lambda) | M_i || J_i \rangle \quad (51)$$

5

REDUÇÃO DE DADOS

Nesse capítulo será descrito como foram obtidas as seções de choque referentes aos espalhamentos elástico de ^{10}B e ^{10}C em função do ângulo para diversas energias.

Os dados brutos que foram coletados pelo sistema de aquisição consistem em informações dos sinais dos detectores proporcionais às energias depositadas pelas partículas, sendo armazenados no formato evento por evento, necessitando de uma manipulação adequada para obter as informações de interesse, seja o número de contagens, posição e/ou energia. Essa manipulação é chamada de histogramação e pode ser feita *on-line*, durante o experimento, ou *off-line*, sempre recorrendo aos dados brutos que armazenam os eventos.

As informações de energia dos Telescópios ($\Delta E - E_{\text{res}}$) são histogramadas na forma de espectros biparamétricos, sendo o ΔE disposto no eixo das ordenadas e o E_{res} no eixo das abcissas, restando ao número de contagens o eixo z , representado por uma escala de intensidade baseada em tons de cores. Já as informações dos detectores simples (apenas E) são histogramadas monoparametricamente em função de suas contagens.

Esses histogramas são construídos com base na altura do pulso que foi armazenada nos dados brutos, que serão dispostos entre os canais dos histogramas. Desta forma, torna-se necessária a calibração desses espectros, relacionando os canais com sua correspondente energia.

5.1 CALIBRAÇÃO DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO $^{10}\text{B} + ^{58}\text{NI}$

Os espectros de energia adquiridos no Laboratório Tandar foram calibrados na região de 15 a 35MeV utilizando o pico do espalhamento elástico do ^{10}B em ^{197}Au em diversos ângulos cuja energia é definida.

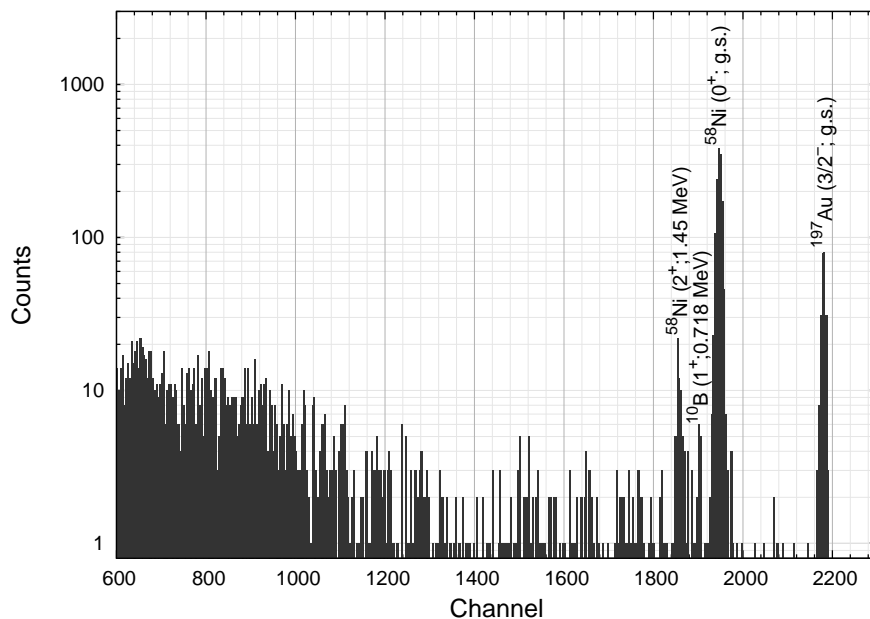
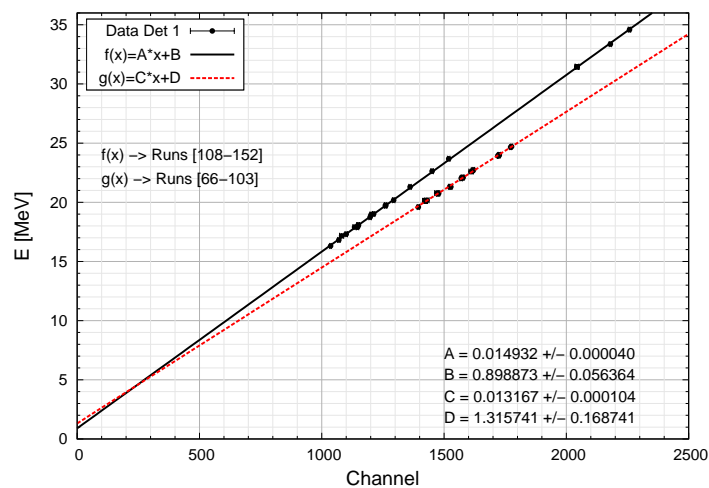


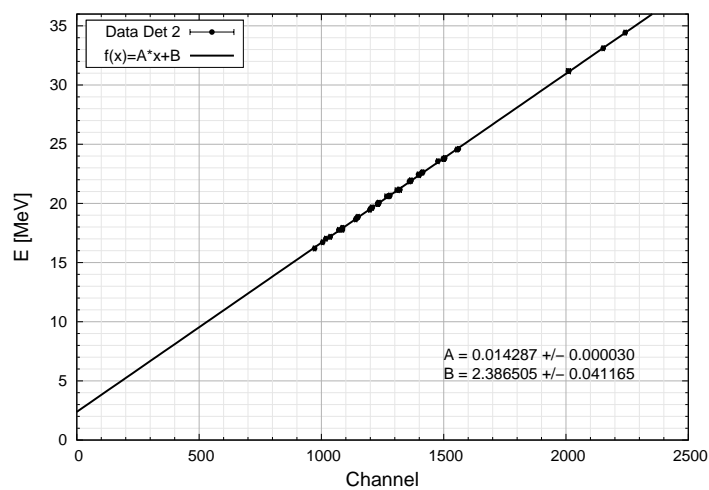
Figura 43: Espectro típico monoparamétrico do espalhamento elástico do feixe de ^{10}B em alvo de ^{58}Ni contendo uma fina camada de ^{197}Au , medido em 35MeV no referencial do laboratório no ângulo de 57.5 graus. Os estados excitados do ^{10}B e ^{58}Ni identificados e populados estão apresentados.

Det	Runs	Coef Ang [MeV]	Coef Linear [MeV]
1	[66-103]	0.01317(10)	1.32(17)
1	[108-152]	0.01493(4)	0.90(6)
2	[66-152]	0.01429(3)	2.39(4)
3	[66-152]	0.01302(3)	2.15(5)
4	[66-152]	0.013345(24)	2.15(4)
5	[66-152]	0.01281(3)	2.15(5)
6	[66-152]	0.01310(4)	2.07(6)
7	[66-152]	0.01257(5)	2.09(8)
8	[66-75]	0.0172(5)	-2.3(8)
8	[80-152]	0.01299(5)	2.11(8)
9	[66-152]	0.00658(4)	0.92(12)
10	[66-152]	0.00670(3)	0.94(9)

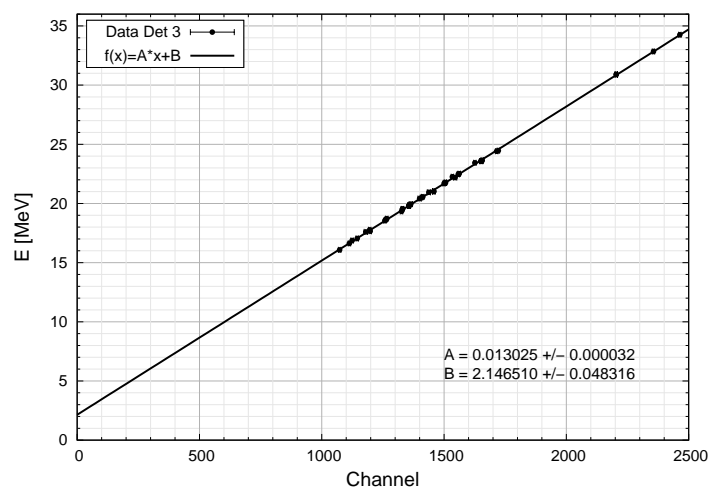
Tabela 4: Parâmetros ajustados nas calibrações dos detectores.



(a) Calibração do Detector 01



(b) Calibração do Detector 02



(c) Calibração do Detector 03

Figura 44: Calibração em energia dos detectores 01, 02 e 03, utilizados na medida de espalhamento elástico de ^{10}B em ^{58}Ni .

Ao utilizar um alvo de ^{58}Ni contendo uma fina camada de ^{197}Au tornou-se possível utilizar o pico no espectro correspondente ao espalhamento do feixe de ^{10}B no alvo de ^{197}Au para obter informações de calibração e normalização dos detectores em todos os Runs medidos. O espectro típico de energia do espalhamento do ^{10}B nesse alvo duplo é apresentado na figura 43.

Relacionando a posição do pico em canais com seu respectivo valor em energia obtida de cálculo de cinemática (utilizando o programa KINEQ, do upak [51]) foi possível construir retas de calibração, resultando na calibração típica representada na figura 44.

A calibração foi realizada para todos os telescópios utilizados no arranjo experimental, sendo seus parâmetros apresentados na tabela 4.

5.2 CALIBRAÇÃO DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO $^{10}\text{C}+^{58}\text{NI}$

Os dados adquiridos na Universidade de Notre Dame foram calibrados em baixas energias utilizando uma fonte α de ^{228}Th , capaz de emitir sete partículas α com energias listadas na tabela 5, sendo seu espectro típico apresentado na figura 45.

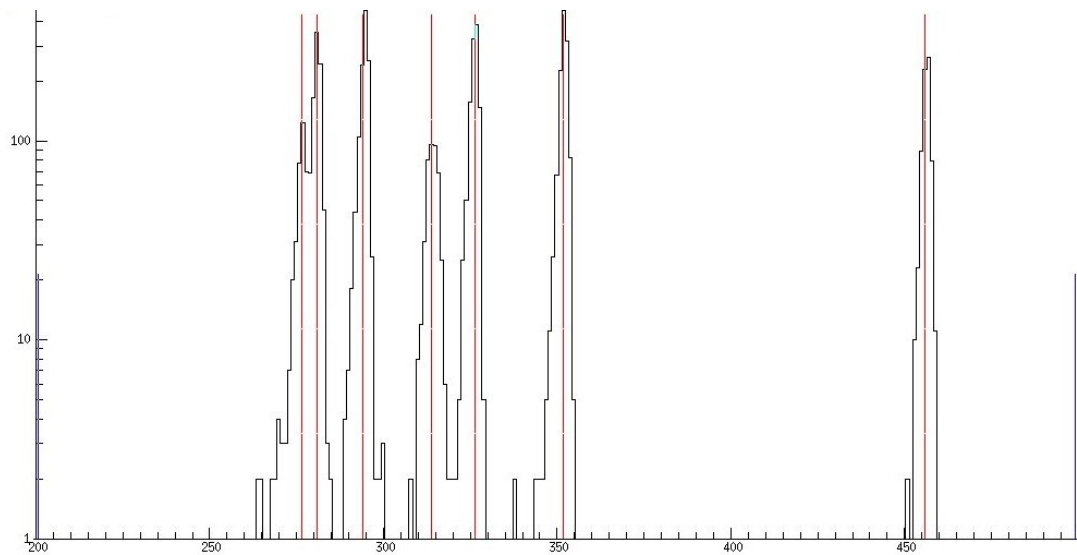
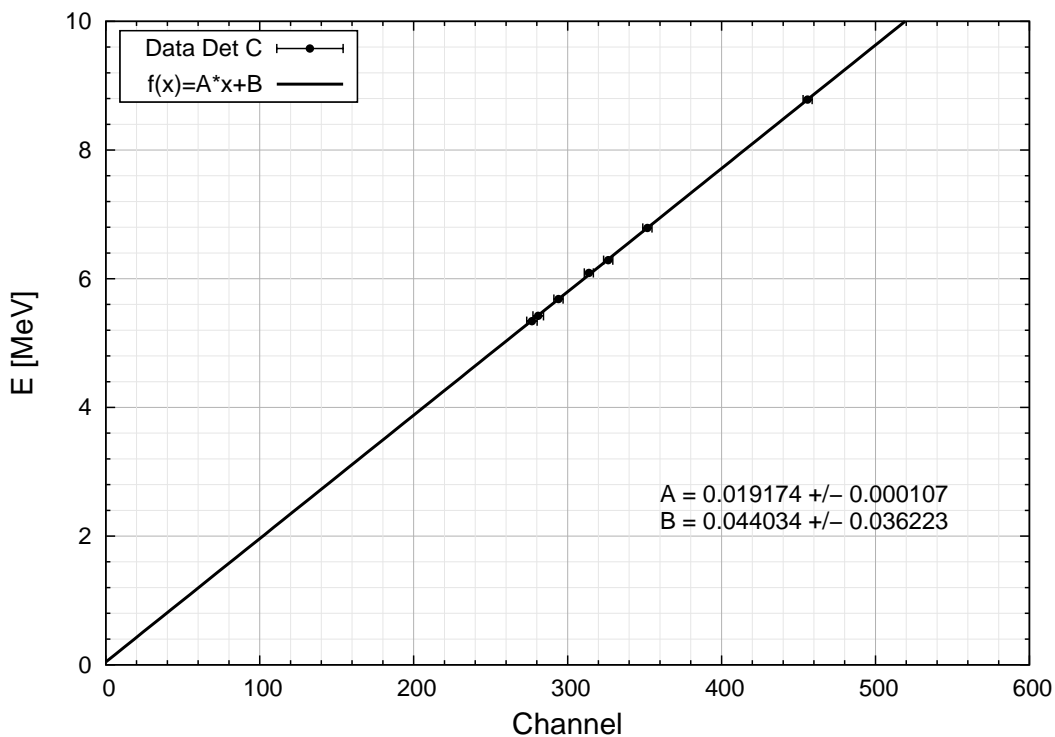


Figura 45: Espectro de energia de partículas α de uma fonte de ^{228}Th utilizada para calibrar um detector E_{residual} , sendo no eixo das ordenadas o número de contagens e no eixo das abcissas os canais do histograma.

A calibração dos detectores ocorreu em duas etapas. Inicialmente foram montados apenas os detectores mais grossos cha-

Emitida por	E [MeV]
^{228}Th	5.340
^{228}Th	5.423
^{224}Ra	5.685
^{212}Bi	6.091
^{220}Rn	6.288
^{216}Po	6.778
^{212}Po	8.784

Tabela 5: Energias das partículas α emitidas pela fonte de ^{228}Th .Figura 46: Calibração típica em energia do E_{residual} do detector C, utilizando uma fonte de ^{228}Th .

mados de E_{residual} , sendo adquiridos espectros com a fonte de ^{228}Th montada uma vez em frente de cada detector. Posteriormente, montou-se os ΔE 's nos Telescópios, sendo novamente adquiridos os dados.

Considerando que as partículas α provenientes da fonte de ^{228}Th atravessavam os ΔE 's, além de calibrá-los foi possível conferir suas espessuras nominais.

ID	Descrição	Coef Angular [keV]	Coef Linear [keV]
1	A dE	12.05(27)	-70(67)
2	A E _{res}	19.34(9)	-31(31)
4	B E _{res}	18.99(9)	16(29)
6	C E _{res}	19.17(11)	44(36)
8	D E _{res}	18.98(8)	29(28)
9	E dE	16.74(6)	-348(11)
10	E E _{res}	21.61(6)	-528(20)
11	F dE	18.7(5)	-260(83)
12	F E _{res}	21.06(10)	-524(34)
13	G dE	18.7(4)	-367(58)
14	G E _{res}	20.68(10)	-462(34)

Tabela 6: Parâmetros ajustados nas calibrações dos detectores utilizados.

Através das informações de energias das partículas α emitidas foram construídas retas de calibrações, assim como demonstrado na figura 46, sendo os parâmetros ajustados apresentados na tabela 6.

5.3 CÁLCULOS DA SEÇÃO DE CHOQUE

Para estudar as interações entre dois núcleos através de processos assintóticos numa reação nuclear, utiliza-se a seção de choque diferencial, que fornece informações a respeito da probabilidade que um processo ocorra espalhando a partícula de interesse em função do ângulo.

Considerando que a detecção da partícula de interesse ocorra quando utilizado um detector que esteja posicionado num ângulo θ_{CM} e que possua um determinado ângulo sólido $\Delta\Omega$, a seção de choque diferencial experimental é então representada pela equação 52

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{CM}) = \frac{Y J}{N_{alvo} N_{feixe} \Delta\Omega_{lab}} \times 10^{27} \quad [\text{mb/sr}] \quad (52)$$

sendo:

- Y o número de partículas provenientes do evento de interesse que alcança o detector, obtidos a partir dos espectros de energia;
- J o jacobiano, responsável pela transformação do referencial de laboratório para o referencial do centro de massa;
- $\Delta\Omega_{\text{lab}}$ é o ângulo sólido do detector [sr];
- N_{alvo} é o número de partículas no alvo por unidade de área [part/cm²];
- N_{feixe} é o número de partículas provenientes do feixe de interesse;

Utilizando a teoria de erros, a incerteza da seção de choque experimental é dada pela equação 53

$$\sigma\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \times \left[\left(\frac{\sigma_Y}{Y}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{\text{feixe}}}}{N_{\text{feixe}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{\text{alvo}}}}{N_{\text{alvo}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Delta\Omega}}{\Delta\Omega}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (53)$$

sendo:

- σ_Y a incerteza do número de contagens;
- $\sigma_{N_{\text{feixe}}}$ a incerteza do número de partículas do feixe;
- $\sigma_{N_{\text{alvo}}}$ a incerteza do número de partículas do alvo;
- $\sigma_{\Delta\Omega}$ a incerteza do ângulo sólido de cada detector;

5.3.1 Determinação do número de partículas do alvo

O cálculo do número de partículas do alvo levando em conta sua espessura em cm é dado pela equação 54, caso a unidade de sua espessura seja dada em g/cm² deve-se desconsiderar na fórmula a multiplicação pela densidade do alvo.

$$N_{\text{alvo}} = \frac{\rho_{\text{alvo}} t N_A}{MM_{\text{alvo}}} \quad [\text{part/cm}^2] \quad (54)$$

sendo:

- ρ_{alvo} sua densidade em g/cm³;

- t sua espessura em cm;
- MM_{alvo} a massa molar do elemento químico do alvo;
- $N_A = 6.022140857(74) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, o número de avogadro;

sua incerteza será dada pela equação 55:

$$\sigma_{N_{\text{alvo}}} = N_{\text{alvo}} \left[\left(\frac{\sigma_{\rho_{\text{alvo}}}}{\rho_{\text{alvo}}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_t}{t} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (55)$$

5.3.2 Determinação do número de partículas do feixe

Para determinar o número de partículas do feixe numa experiência em que se meça uma reação nuclear envolvendo núcleos estáveis, basta instalar um copo de faraday (CF) com supressão de elétrons, logo após o alvo de reação, obtendo a carga elétrica total acumulada (Q) durante a medida.

A corrente de feixe medida no CF é convertida em carga acumulada utilizando um módulo chamado de integrador, que emite um pulso a medida que a carga atinge um determinado valor selecionado no próprio módulo. Após essa etapa, utiliza-se um scaler para contar os pulsos do integrador, sendo então $Q = \text{Scaler} \times \text{Escala}$.

Uma vez conhecendo a carga total acumulada (Q), basta dividi-la pelo produto do estado de carga da partícula com a carga do elétron ($= 1.6021766208(98) \times 10^{-19} \text{ C}$).

$$N_{\text{feixe}} = \frac{Q}{Ze} = \frac{it}{Ze} \quad (56)$$

No entanto, quando se pretende determinar o número de partículas do feixe secundário numa experiência envolvendo núcleos instáveis, produzidos através do método *in-Flight*, o procedimento é um pouco diferente do descrito anteriormente, pois ao mesmo tempo em que se produz o feixe secundário de interesse em baixa intensidade comparado ao feixe primário, também são produzidos os contaminantes.

É possível obter diretamente a razão do número de partículas do feixe radioativo produzido e a carga integrada do feixe primário no C.F. utilizando detectores posicionados a zero graus.

Podemos também utilizar métodos indiretos, medindo o espalhamento em ângulos e/ou energia em que a seção de choque é puramente Rutherford, que é bem conhecida e dada pela equação 63, que igualando com a equação 52, fornece o número de partículas do feixe secundário de interesse.

O espalhamento Rutherford pode ser medido por dois métodos, o primeiro consiste em utilizar um sistema em que a barreira coulombiana esteja bem acima das energias em que se pretende medir, tornando um espalhamento puramente coulombiano, por exemplo, utilizar um alvo de ^{197}Au .

O segundo consiste em utilizar o que é chamado de monitor, um detector em ângulos bem dianteiros que podem ser considerados como espalhamento Rutherford.

$$N_{\text{feixe}}(\text{Ruth}) = \frac{Y J}{N_{\text{alvo}} \Delta\Omega_{\text{lab}} \sigma_{\text{Ruth}}} \quad (57)$$

Desta forma, é possível encontrar uma razão, chamada de eficiência de produção (ϵ), que quantifica a razão entre o número de partículas secundárias pelo número de partículas primárias numa mesma medida. Essa razão independe do alvo secundário utilizado, dependendo apenas da energia do feixe primário e do alvo primário.

$$\epsilon = \frac{N_{\text{Feixe}}^{\text{secundário}}(\text{Ruth})}{N_{\text{Feixe}}^{\text{primário}}(\text{Ruth})} \quad (58)$$

Assim, supondo que esta eficiência é constante e que não depende do alvo secundário utilizado, pode-se determinar o número de partículas do feixe secundário estendendo o caso Rutherford para o caso de interesse, através da equação 59.

$$N_{\text{feixe}}^{\text{secundário}} = \epsilon \times N_{\text{feixe}}^{\text{primário}} \quad (59)$$

5.3.3 Determinação dos ângulos sólidos

O ângulo sólido é uma grandeza adimensional, dependente exclusivamente de duas grandezas geométricas, a distância en-

tre o alvo e o detector (L) e sua área efetiva A, resultando na equação 60.

$$\Delta\Omega_{\text{lab}} = \frac{A}{L^2} \quad (60)$$

sendo sua incerteza é dada pela equação 61:

$$\sigma_{\Delta\Omega_{\text{lab}}} = (\Delta\Omega_{\text{lab}}) \left[\left(\frac{\sigma_A}{A} \right)^2 + \left(2 \frac{\sigma_L}{L} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (61)$$

5.3.4 Determinação do jacobiano

Para obter a seção de choque experimental no referencial de centro de massa é necessário levar em conta o jacobiano, que é a grandeza responsável pela transformação do referencial do laboratório para o do centro de massa, sendo definido pela equação 62.

$$J = \frac{\Delta\Omega_{\text{lab}}}{\Delta\Omega_{\text{cm}}} = \frac{|1 + \lambda \cos(\theta_{\text{cm}})|}{(1 + 2\lambda \cos(\theta_{\text{cm}}) + \lambda^2)^{3/2}} \quad (62)$$

sendo $\lambda = A_{\text{proj}}/A_{\text{alvo}}$, a razão entre as massas do projétil e alvo, respectivamente.

5.3.5 Seção de choque Rutherford

A seção de choque Rutherford é dada pela equação 63:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{CM}}) = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{Z_{\text{alvo}}Z_{\text{feixe}}e^2}{4E_{\text{CM}}} \right)^2 \frac{1}{\text{sen}^4(\theta_{\text{CM}}/2)} \quad (63)$$

sendo:

- Z_{alvo} e Z_{feixe} , o número atômico do elemento do alvo e do feixe, respectivamente;
- E_{CM} a energia da reação no referencial de centro de massa;
- θ_{CM} o ângulo de espalhamento no referencial de centro de massa;

- e a carga elétrica elementar = $1.6021766208(98) \times 10^{-19} \text{C}$;
- π a constante matemática;
- ϵ_0 a permissividade do vácuo = $8.8541878 \times 10^{-12} \text{C}^2/\text{Nm}^2$;
- Obs: utilizando a constante $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1.439965 \text{ MeV fm}$, e a E_{CM} em [MeV], a unidade da seção de choque será [fm^2], lembrando que $1\text{fm}^2 = 10\text{mb}$.

5.3.6 Conversão entre sistemas de referenciais

Para transformar o ângulo da reação de interesse do sistema de referencia do laboratório para o sistema de centro de massa basta utilizar a equação 64, e para o caso inverso a equação 65

$$\theta_{\text{CM}} = \arcsen[\lambda \text{sen}(\theta_{\text{lab}})] + \theta_{\text{lab}} \quad (64)$$

sendo $\lambda = A_{\text{proj}}/A_{\text{alvo}}$, a razão entre as massas do projétil e alvo, respectivamente.

$$\tan(\theta_{\text{lab}}) = \frac{\text{sen}(\theta_{\text{CM}})}{\cos(\theta_{\text{CM}}) + \lambda} \quad (65)$$

A energia pode ser convertida de um referencial para outro através da equação 66.

$$E_{\text{CM}} = \frac{A_{\text{alvo}}}{A_{\text{proj}} + A_{\text{alvo}}} E_{\text{lab}} \quad (66)$$

sendo A_{proj} e A_{alvo} , as massas do projétil e alvo, respectivamente.

5.4 DISTRIBUIÇÕES ANGULARES

5.4.1 Distribuições angulares para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$

No experimento realizado no laboratório Tandem foram medidas as seções de choque do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ nas energias 19, 20, 21, 23, 24, 25 e 35MeV no referencial do laboratório. As medidas cobriram uma região angular (θ_{lab}) de 30 a 170 graus (com exceção da energia de 35MeV),

medidos a cada 5 graus, porém alguns runs foram repetidos com intervalos de 2.5 graus. Alguns pontos foram medidos de forma repetida de propósito, utilizando diferentes detectores da canhoneira a fim de medir o mesmo ângulo com diferentes detectores para possíveis conferências de normalizações, bem como confirmar a focalização e estabilidade do feixe.

Além da seção de choque do espalhamento elástico para esse sistema, também foi possível obter as seções de choque do espalhamento inelástico tanto para o primeiro estado excitado do ^{58}Ni ($2+, 1.45\text{MeV}$), em todas as energias medidas, quanto para o primeiro estado excitado do ^{10}B ($1+, 0.718\text{MeV}$), apenas para as energias mais altas.

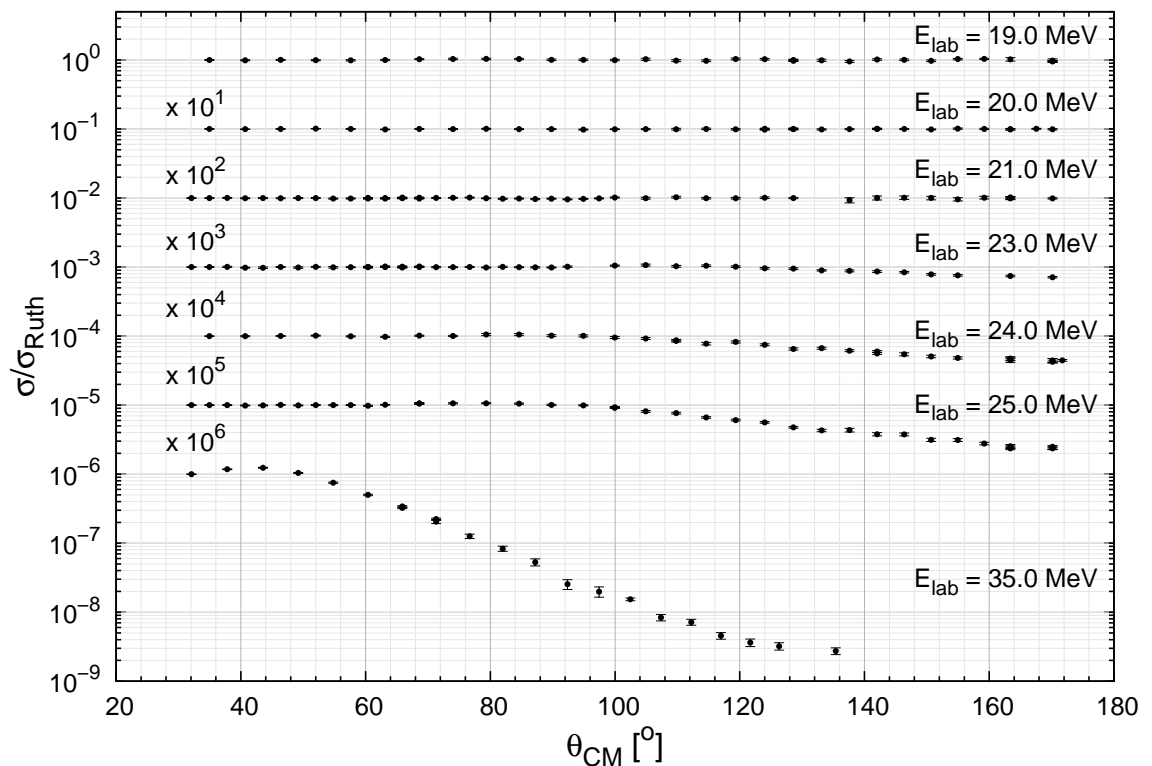


Figura 47: Seção de choque de espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$.

5.4.2 Distribuições angulares para o sistema $^{10}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$

No experimento realizado no laboratório ISNAP, da Universidade de Notre Dame, foi medida a seção de choque elástica para o sistema $^{10}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ na energia de laboratório 35.3MeV . A medida cobriu um região angular não uniformemente espaça-

das, com detectores fixos em ângulos específicos (θ_{lab} de 30 a 135 graus), para caracterizar toda a curva da seção de choque (figura 48).

Devido a limitada intensidade do feixe secundário de ^{10}C medimos apenas uma distribuição angular em uma energia.

No capítulo de produção de novos feixes radioativos será discutida toda a produção do feixe secundário de ^{10}C e posteriormente no capítulo de análise dos dados será apresentada a seção de choque elástica com os cálculos teóricos de canais acoplados para esse sistema.

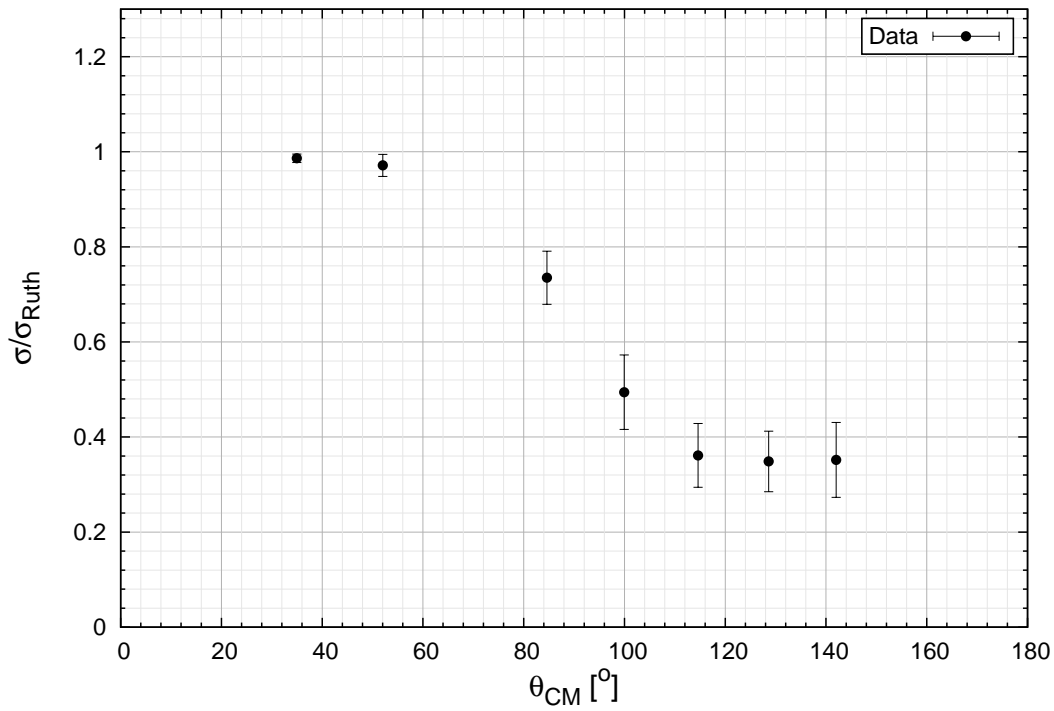


Figura 48: Seção de choque de espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$.

6

ANÁLISE DOS DADOS

O processo de espalhamento elástico pode ser analisado utilizando diferentes formalismos:

- Modelo Ótico utilizando o potencial de Woods-Saxon;
- Modelo Ótico utilizando um potencial de dupla convolução;
- Canais Acoplados, utilizando o acoplamento dos canais inelásticos;
- Canais Acoplados com Discretização do Contínuo, para acoplar canais de breakup.

6.1 O MODELO ÓPTICO

Diante da dificuldade de descrever o espalhamento elástico através da interação de muitos corpos, surgiram modelos fenomenológicos que descrevem a interação efetiva entre os núcleons, obtendo uma descrição média e reproduzindo os dados experimentais. Um desses modelos assume que o núcleon, ao penetrar um núcleo, tem a probabilidade de ser absorvido menor do que 1, em outras palavras, o núcleo possui uma certa transparência para o feixe.

$$V_{\text{opt}} = V_{\text{R}}(r) + iW(r) \quad (67)$$

As bases desse modelo foram estabelecidas em 1953 por Herman Feshbach e colaboradores, utilizando a ideia da transparência fazendo uma analogia à passagem de uma onda de luz numa esfera de vidro [66], sendo conhecido como modelo óptico (V_{opt}) [67]. O modelo óptico é composto por um termo real $V_{\text{R}}(r)$, responsável pela refração, desviando o projétil ao atravessar o alvo, e de uma parte imaginária W , descrevendo a diminuição do fluxo do canal elástico como uma absorção da onda no interior de uma esfera de vidro (ou, no caso, um núcleo), ambos em função da distância entre os centros de massa

do sistema (r). A diminuição ocorre em detrimento de canais como o espalhamento inelástico, a fusão, a fissão, a transferência e outros.

Existem dois principais potenciais amplamente utilizados para descrever o modelo ótico, o potencial de Woods-Saxon e o potencial de dupla convolução.

6.1.1 O potencial de Woods-Saxon

Desde a década de 50, quando foi descoberto, o modelo óptico foi amplamente utilizado para descrever o espalhamento elástico. Um dos modelos de potencial de campo médio que foi muito utilizado para descrever a dependência radial tanto da parte real quanto da imaginária é o potencial de Woods-Saxon [68], que descreve a distribuição de carga no núcleo a partir do fator de forma $f(r)$ da distribuição de Fermi, utilizando a difusividade a e o raio r como parâmetros.

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)} \quad (68)$$

Aplicar o potencial de Woods-Saxon ao modelo óptico (Equação 67) resulta no potencial da interação nuclear $V_N(r)$ (Eq. 17) com seis parâmetros livres a serem ajustados, o que pode proporcionar uma certa ambiguidade, ocasionando diferentes combinações de parâmetros que descrevam bem os dados experimentais [69, 70].

$$V_N(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_r}{a_r}\right)} + \frac{-iW_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_i}{a_i}\right)} \quad (69)$$

sendo

- V_0 e W_0 as profundidades das partes real e imaginária do potencial;
- R_r e R_i os raios real e imaginário, dados por $R_{r,i} = r_{0(r,i)}(A_A^{1/3} + A_a^{1/3})$
- a_r e a_i as difusividades das partes real e imaginária.

A distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$, na energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$, foi analisada utilizando esse formalismo. Para isso, foi utilizado o pacote SFresco [71], que emprega rotinas de busca de parâmetros baseadas no pacote MINUIT responsável pela minimização de funções, que foi desenvolvido pelo CERN, na década de 70, que busca parâmetros que minimizam o χ^2 na comparação dos dados experimentais com o ajuste realizado.

Desta forma, foi possível encontrar os parâmetros que melhor ajustam os dados experimentais para a distribuição angular do espalhamento elástico $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$, com $\chi_{\text{red}}^2=3.624$:

$$\mathbf{V}_r = 91.46 \text{ MeV}, \mathbf{R}_r = 1.05 \text{ fm}, \mathbf{a}_r = 0.68 \text{ fm}, \quad (70)$$

$$\mathbf{W}_i = 425.32 \text{ MeV}, \mathbf{R}_i = 0.99 \text{ fm}, \mathbf{a}_i = 0.48 \text{ fm}, \quad (71)$$

sendo a excelente concordância entre o resultado do cálculo e os dados experimentais apresentada na figura 50.

Além das possíveis ambiguidades, outra questão levantada ao se ajustar os dados experimentais utilizando o potencial de Woods-Saxon é que toda a física envolvida na interação fica escondida atrás desses seis parâmetros ajustados, dificultando a obtenção de informações a respeito da estrutura dos núcleos interagentes e de dinâmica do processo, por exemplo.

Uma opção alternativa ao modelo fenomenológico do potencial de Woods-Saxon é utilizar modelos de convolução, com parâmetros de difusividade obtidos através de estudos sistemáticos, sendo um método sem parâmetros livres.

6.1.2 O potencial de São Paulo

Um dos modelos de potencial que surgiram visando eliminar as ambiguidades de potenciais fenomenológicos, como o de Woods-Saxon, foi o modelo de potencial de convolução [72, 73]. Baseado numa generalização desse princípio, surge o modelo realístico de dupla convolução, conhecido como Potencial de São Paulo [74], que utiliza a interação entre os pares de núcleons para representar a interação entre dois núcleos, apresentando uma dependência com a velocidade relativa (Eq. 72).

$$V_p(r) = \int \rho_p(r_p)\rho_q(r_q)v_0\delta(r-r_p+r_q)dr_p dr_q e^{-4v^2/c^2} dr_1 dr_2 \quad (72)$$

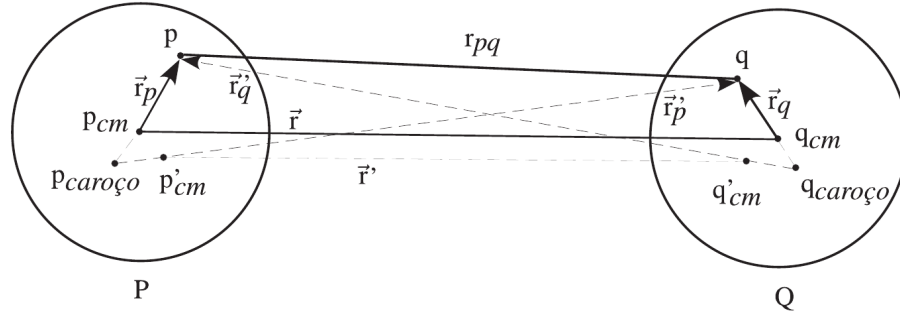


Figura 49: Sistema de coordenadas para ilustrar o efeito de troca de nucleon entre os núcleos interagentes [75].

sendo ρ_p e ρ_q as distribuições de massa dos núcleos, v_0 uma constante igual a 456 MeV fm^3 , r a distância entre os centros dos núcleos, c a velocidade da luz, v a velocidade relativa entre dois núcleons dada por $v^2 = (2/\mu)[E - V_c - V_{SP}]$, em que V_c é o potencial Coulombiano e μ é a massa reduzida do sistema.

A função Delta de Dirac ($\delta(r - r_p + r_q)$) é introduzida para transformar a integral sêxtupla em tripla, assumindo que a emissão e a absorção do nucleon trocado entre os núcleos ocorre no mesmo ponto, sendo conhecida como aproximação de alcance zero (*zero range approximation*).

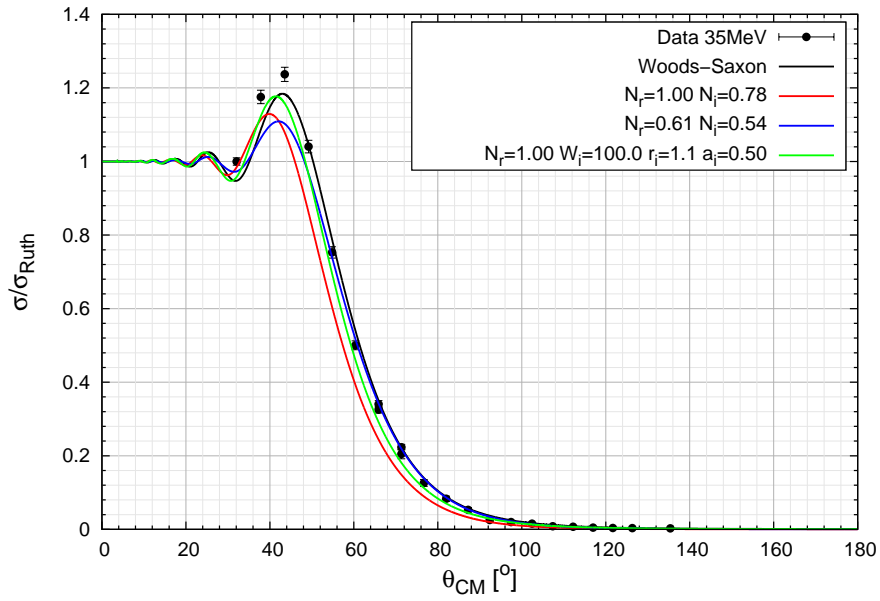
O termo exponencial representa os efeitos de não-localidade de Pauli, isto é, leva em consideração o efeito da anti-simetrização de Pauli na troca de nucleons entre os núcleos, alterando os centros de massa e também a distância entre eles.

Visando tornar o Potencial de São Paulo um modelo global, capaz de descrever a interação nuclear sem recorrer a ajustes de parâmetros, realizou-se uma sistemática (principalmente para núcleos estáveis) da densidade nuclear, encontrando um valor medio para a difusividade da densidade de carga $a = 0,53 \text{ fm}$ e de matéria $a = 0,56 \text{ fm}$, com

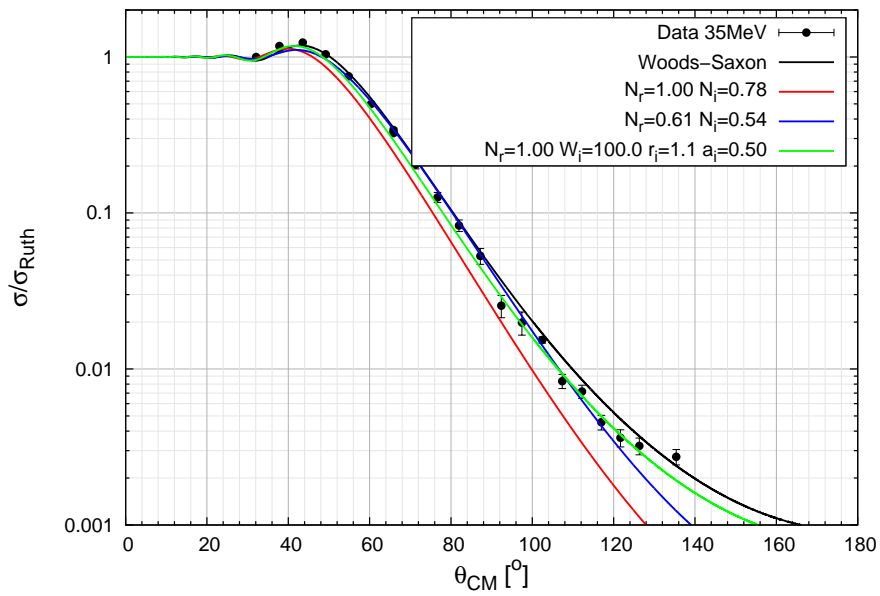
$$r_m = 1.31A^{1/3} - 0.84 \text{ fm} \quad (73)$$

$$r_c = 1.76Z^{1/3} - 0.96 \text{ fm} \quad (74)$$

sendo, respectivamente, o raio de matéria e de carga [74].



(a) em escala linear.



(b) em escala logarítmica.

Figura 50: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$, com os ajustes utilizando diferentes potenciais aplicados ao modelo óptico.

Ao introduzir o potencial de São Paulo no modelo óptico é possível utilizar o mesmo fator de forma para a parte imaginária como sendo a parte real com uma normalização N_i (Equação 75):

$$V_{\text{opt}} = V_{\text{SP}}(r) + iW(r) = N_r V_{\text{SP}}(r) + iN_i V_{\text{SP}}(r) \quad (75)$$

Através de um estudo sistemático envolvendo a análise de distribuições angulares de espalhamento elástico de vários núcleos, foram encontrados os valores médios para a norma real $N_r = 1.0$ e imaginária $N_i \approx 0.78$ que descrevem as distribuições angulares independente do sistema e energia [76].

Novamente recorrendo às rotinas do SFresco, mas fixando $N_r = 1.0$ e buscando o parâmetro da normalização da parte imaginária N_i do potencial que minimize o χ_{red}^2 , é obtido como resultado o próprio valor da sistemática $N_i = 0.78$.

$$N_r = 1.00, N_i = 0.78, \chi_{\text{red}}^2 = 44.36 \quad (76)$$

Entretanto, o cálculo com esses parâmetros não ajusta os dados, como é observado na figura 50, não reproduzindo a amplitude da oscilação do pico de fresnel.

Contudo, para núcleos exóticos, ou seja, fracamente ligados, ou com uma forte configuração de *clusters* (núcleos halo, nêutron-Skin e Borromeanos), que não seguem o mesmo comportamento de um núcleo esférico médio, utilizar $N_r = 1.0$ e $N_i \approx 0.78$ não descreverá necessariamente os dados, assim como foi observado na figura 50, tornando necessário considerar outros efeitos que podem estar relacionados com a parte real do potencial. Uma das possibilidades é ajustar a parte real da normalização do potencial utilizando o SFresco, mas isso irá omitir novamente toda a informação física de possíveis canais de reações importantes.

Para o caso em que N_r também é ajustado como um parâmetro livre, juntamente com o N_i , são obtidos os parâmetros:

$$N_r = 0.607, N_i = 0.536, \chi_{\text{red}}^2 = 7.50 \quad (77)$$

resultando na reprodução parcial dos dados experimentais, reproduzindo bem os ângulos traseiros, mas tampouco ajustando a oscilação do pico de fresnel.

Podemos ainda manter fixo o valor da normalização da parte real ($N_r = 1.0$) e ajustar um potencial de Woods-Saxon para a parte imaginária. Nesse caso, foram obtidos os seguintes parâmetros:

$$N_r = 1.00, W_i = 100.00 \text{ MeV} \quad (78)$$

$$R_i = 1.10 \text{ fm}, a_i = 0.50 \text{ fm}, \chi_{\text{red}}^2 = 8.20 \quad (79)$$

demonstrando uma ótima concordância com os dados experimentais, tanto em ângulos dianteiros, como visto na oscilação de fresnel, quanto em ângulos traseiros através da figura 50b.

6.2 ANÁLISE DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ COM CANAIS ACOPLADOS

As distribuições angulares para o sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ foram medidas no laboratório Tandar em sete energias diferentes, distribuídas em torno da barreira Coulombiana dada pelo potencial de SP como $V_B \simeq 23.7 \text{ MeV}$ no referencial do laboratório, sendo as energias medidas 19, 20, 21, 23, 24, 25 e 35 MeV também no referencial do laboratório.

Como visto na seção anterior, ao utilizar um modelo dependente de parâmetros a serem ajustados, toda a física envolvida na interação entre os núcleos fica escondida nos parâmetros ajustados. Desta forma, o cálculo de canais acoplados surge como um modelo livre de parâmetros a serem ajustados, permitindo a não utilização de um potencial imaginário na região da superfície do núcleo, sendo toda a influência de processos diretos (tais como excitação inelástica, transferências e breakup) adicionadas separadamente nos cálculos.

Nos cálculos de canais acoplados do presente trabalho foi considerado um potencial real descrito pelo potencial de São Paulo com parâmetros da sistemática $N_R = 1.0$. A parte imaginária do potencial foi representada por um potencial de Woods-Saxon de curto alcance, levando em conta apenas efeitos de absorção por processos de fusão, sendo seus parâmetros $W_i = 80 \text{ MeV}$, $r_i = 0.9 \text{ fm}$ e $a_i = 0.5 \text{ fm}$.

Inicialmente foram considerados apenas os potenciais descritos no parágrafo acima, sem nenhum acoplamento de processos diretos, apresentados nas figuras 51 a 57.

Nota-se que os cálculos para as energias abaixo da barreira Coulombiana, $E_{\text{lab}} = 19$ a 23 MeV , a utilização do potencial de

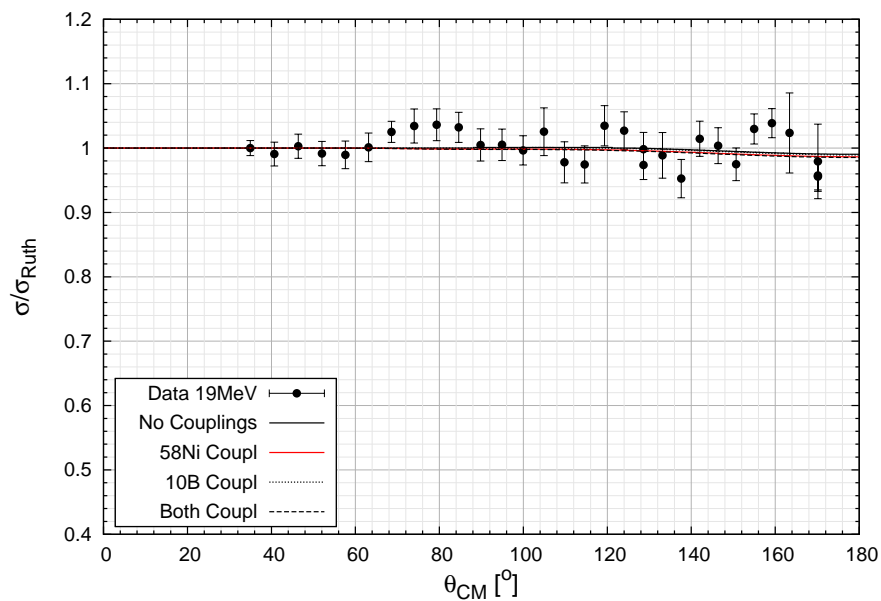


Figura 51: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 19\text{MeV}$, com e sem o acoplamento dos estados inelásticos.

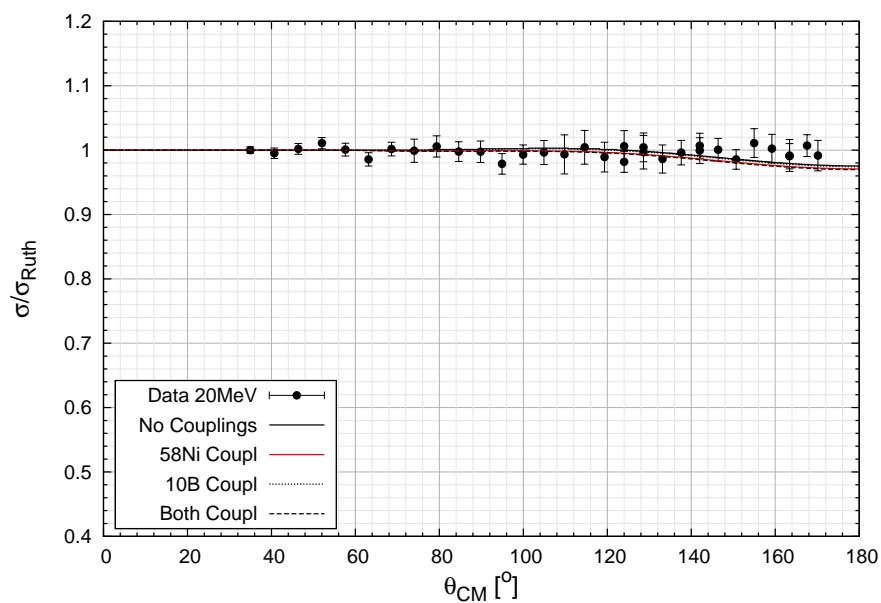


Figura 52: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 20\text{MeV}$, com e sem o acoplamento dos estados inelásticos.

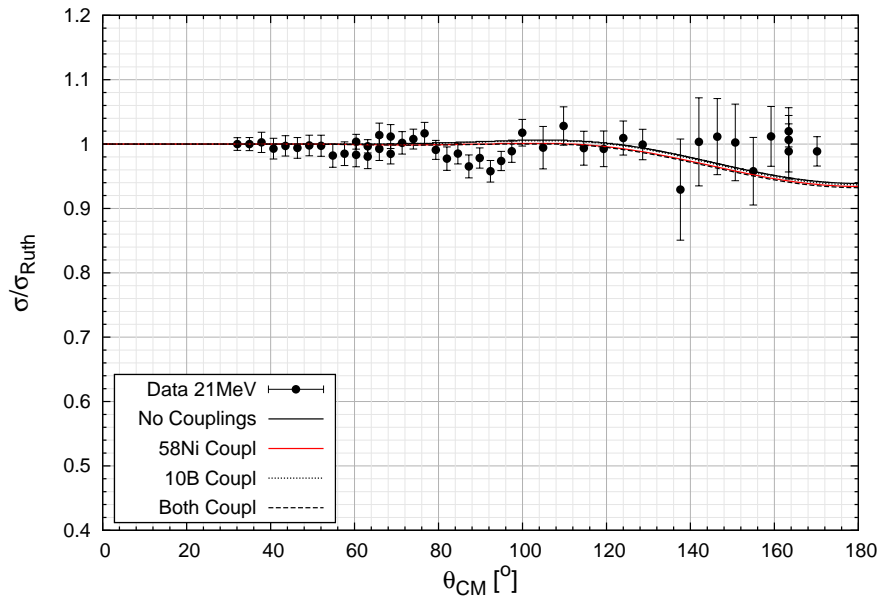


Figura 53: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 21\text{MeV}$, com e sem o acoplamento dos estados inelásticos.

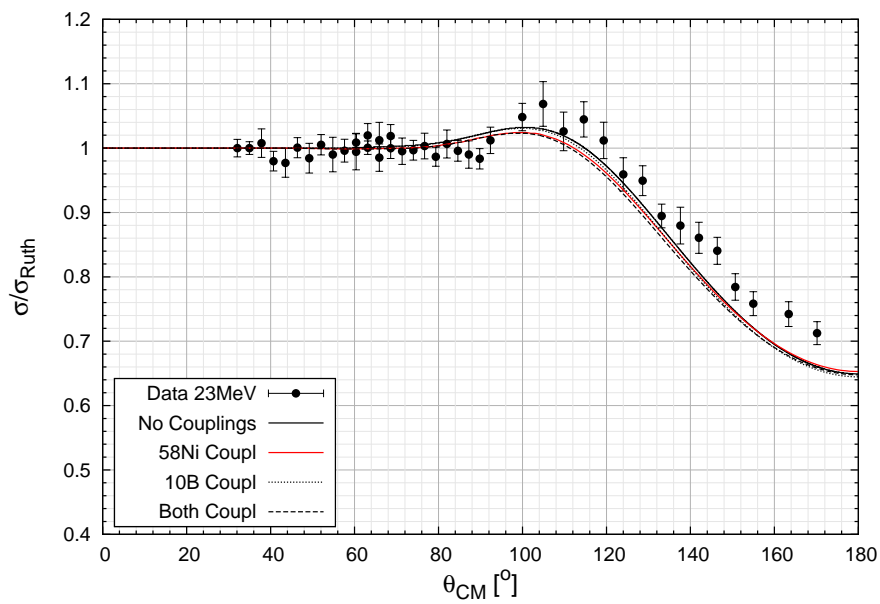


Figura 54: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 23\text{MeV}$, com e sem o acoplamento dos estados inelásticos.

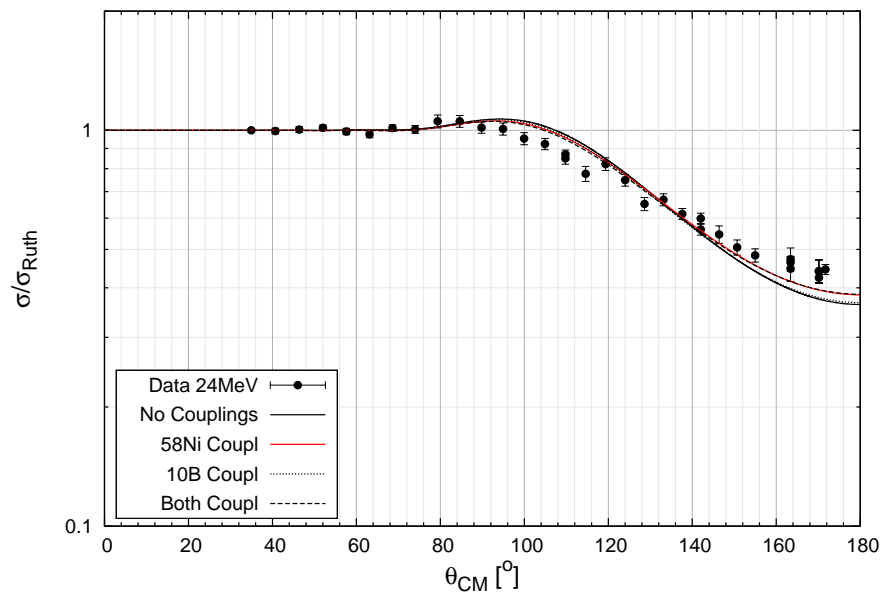


Figura 55: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 24\text{MeV}$, com e sem o acoplamento dos estados inelásticos.

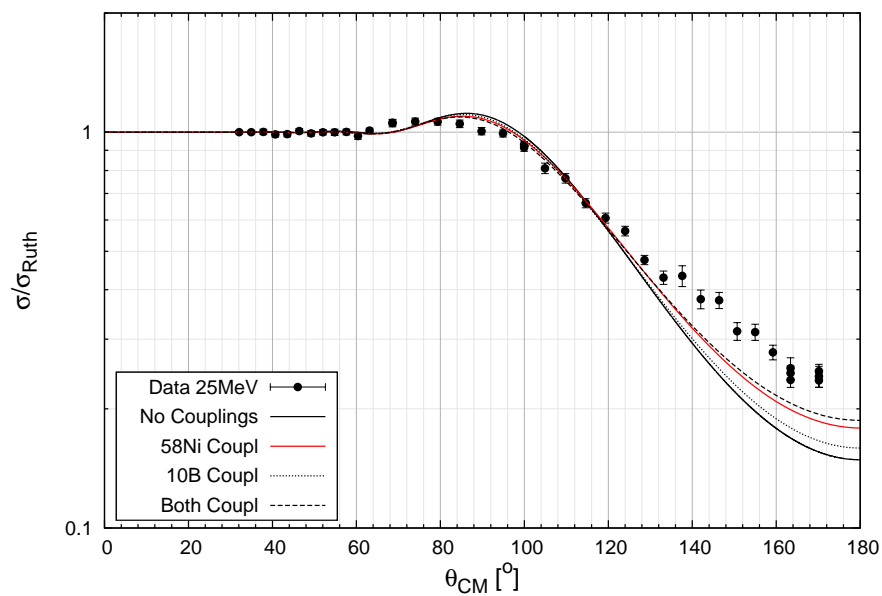


Figura 56: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 25\text{MeV}$, com e sem o acoplamento dos estados inelásticos.

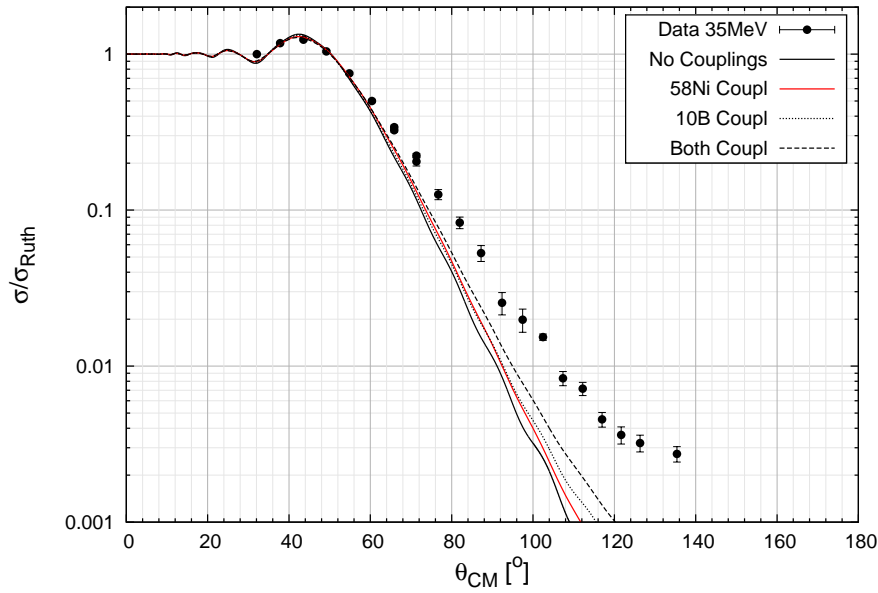


Figura 57: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$, com e sem o acoplamento dos estados inelásticos.

São Paulo para a parte real com norma $N_R = 1.0$, juntamente com o potencial interno do tipo Woods-Saxon de curto alcance para a parte imaginária, demonstram uma ótima concordância com os dados experimentais. No entanto, para as energias acima da barreira Coulombiana, $E_{\text{lab}} =$ de 24 a 35 MeV, é necessário adicionar processos diretos para descrever as distribuições angulares.

Desta forma, o primeiro processo a ser acoplado é a excitação inelástica. Para acoplar as transições dos estados inelásticos, utilizando o modelo coletivo (seção 4.3.2), optou-se por utilizar valores experimentais das probabilidades de transição reduzida $B(E_\lambda)$ para obter o elemento de matriz utilizado no cálculo de canais acoplados.

Os estados excitados do alvo de ^{58}Ni e do projétil de ^{10}B foram acoplados de forma independentes, sendo adicionados individualmente para avaliar a importância de cada estado, sendo mantido apenas os significativos. Não obstante, para as energias abaixo da barreira Coulombiana, $E_{\text{lab}} =$ 19 a 23 MeV, o efeito do acoplamento dos canais inelásticos do projétil ^{10}B e do alvo ^{58}Ni não são significativos, assim como apresentado nas figuras 51, 52, 53 e 54. Porém, como foram utilizados valores experimentais da probabilidade de transição reduzida $B(E2)$ para

^{58}Ni		^{10}B	
J^π	E [MeV]	J^π	E [MeV]
0^+	g.s.	3^+	g.s.
2^+	1.4542	1^+	0.718
4^+	2.4592	0^+	1.74
2^+	2.7754	1^+	2.154
0^+	2.9425	3^+	4.774
2^+	3.0378	2^+	5.164
2^+	3.2636	2^+	8.895

Tabela 7: Estados do ^{10}B e do ^{58}Ni considerados nos cálculos de canais acoplados, apresentando seus spins, paridade e energia, obtidos na base de dados do NNDC.

^{58}Ni					
E [keV]	E_γ [keV]	$J_f \rightleftharpoons J_i$	B(E2) [W.u.]	$\langle J_f E2 J_i \rangle$ [$e^2\text{fm}^4$]	δ_2 [fm]
1454.28	1454.28	$0^+ \rightleftharpoons 2^+$	10	25.8224	0.9415
2459.21	1004.8	$2^+ \rightleftharpoons 4^+$	11.2	36.6642	1.3368
2775.42	2775.42	$0^+ \rightleftharpoons 2^+$	0.029	1.3906	0.0507
2942.56	167.2	$2^+ \rightleftharpoons 0^+$	21	16.7348	0.6102
2942.56	1488.3	$2^+ \rightleftharpoons 0^+$	0.0004	0.0730	0.0027
3037.86	3037.7	$0^+ \rightleftharpoons 2^+$	1.15	8.7568	0.3193
3263.66	3263.4	$0^+ \rightleftharpoons 2^+$	1.9	11.2557	0.4104
^{10}B					
E [keV]	E_γ [keV]	$J_f \rightleftharpoons J_i$	B(E2) [W.u.]	$\langle J_f E2 J_i \rangle$ [$e^2\text{fm}^4$]	δ_2 [fm]
718.38	718.353	$3^+ \rightleftharpoons 1^+$	3.24	3.5269	1.2938
2154.27	2154.1	$3^+ \rightleftharpoons 1^+$	1.33	2.2597	0.8289
4774	4054.8	$1^+ \rightleftharpoons 3^+$	15.4	11.7454	4.3087
5163.9	3423.1	$0^+ \rightleftharpoons 2^+$	15	9.7969	3.5939

Tabela 8: Elementos de matriz da probabilidade de transição reduzida B(E2), utilizados no cálculo de canais acoplados, do projétil ^{10}B e do alvo ^{58}Ni .

obter os elementos de matriz, a inclusão desses canais apenas implica um tempo maior de processamento do computador.

Para energias acima da barreira coulombiana, $E_{\text{lab}} =$ de 24 a 35 MeV, todos os estados de transições puras $B(E2)$ afetaram o cálculo de canais acoplados, sendo apresentados na tabela 7 os estados relevantes que foram considerados nos cálculos.

Utilizando a base de dados *Evaluated Nuclear Structure Data File* (ENSDF) do *National Nuclear Data Center* (NNDC) foi possível obter os valores experimentais das probabilidades de transição reduzida $B(E_\lambda)$ e consequentemente calcular os elementos de matriz da parte coulombiana (equação 46) e nuclear (equação 51), para o alvo ^{58}Ni e para o projétil ^{10}B . Esses valores são apresentados na tabela 8.

6.2.1 O efeito da reorientação do momento de quadrupolo

Analisando os cálculos de canais acoplados obtidos, levando-se em conta apenas o acoplamento com os canais inelásticos, foi possível observar que os cálculos para as energias acima da barreira coulombiana ($E_{\text{lab}} > 24$ MeV) não reproduziram as distribuições angulares experimentais. Isso pode ser uma indicação de que outros canais são relevantes para esse sistema.

O fato do núcleo do ^{10}B possuir um alto momento quadrupolar positivo, $Q(^{10}\text{B}) = +8.47 \text{ fm}^2$, indica uma distribuição de carga com a forma de um elipsoide prolato que pode acarretar em possíveis mudanças na projeção do momento angular de um estado para outro, ocasionando a reorientação de um determinado nível de energia, de um sub-estado magnético para outro. O efeito da deformidade do núcleo ^{10}B já foi observado por Fulmer(1982)[15] ao estudar medidas de espalhamento elástico do ^{10}B em $^{24,25}\text{Mg}$ em 87.5 MeV.

Com o auxílio da equação 47 e dos valores encontrados para os momentos de quadrupolos na base de dados ENSDF do NNDC foi possível calcular os elementos de matriz da parte coulombiana e nuclear para o efeito de reorientação, tanto do projétil quanto do alvo, apresentados na tabela 9.

O efeito da reorientação foi analisado para o $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$, sendo apresentado nas figuras 51 a 57. Primeiro foram considerados todos os acoplamentos inelásticos mencionados anteriormente juntamente com a reorientação apenas do alvo de ^{58}Ni , que demonstrou ter apenas um pequeno efeito na distribuição angular do espalhamento elástico em ângulos traseiros.

Núcleo	E_{level} [MeV]	J^π	Q_2 [fm ²]	$\langle J_f M(E_2) J_i \rangle$ [e ² fm ⁴]	δ_2 [fm]	β_2
¹⁰ B	g.s.	3 ⁺	+8.47 (6)	4.5633	1.674	0.54
⁵⁸ Ni	1.4542	2 ⁺	-10 (6)	13.1938	0.481	0.098

Tabela 9: Parâmetros de reorientação utilizado no cálculo de canais acoplados.

Contudo, ao adicionarmos o efeito de reorientação apenas do projétil ¹⁰B aos cálculos de canais acoplados considerando todos os acoplamentos inelásticos citados anteriormente, nota-se um aumento significativo da seção de choque para os ângulos traseiros, principalmente para $E_{\text{lab}} = 35 \text{ MeV}$, demonstrando a importância do efeito da reorientação para o cálculo da seção de choque do espalhamento elástico desse sistema.

Inicialmente foram considerados apenas os potenciais descritos no parágrafo acima, sem nenhum acoplamento de processos diretos, apresentados nas figuras 58 a 64.

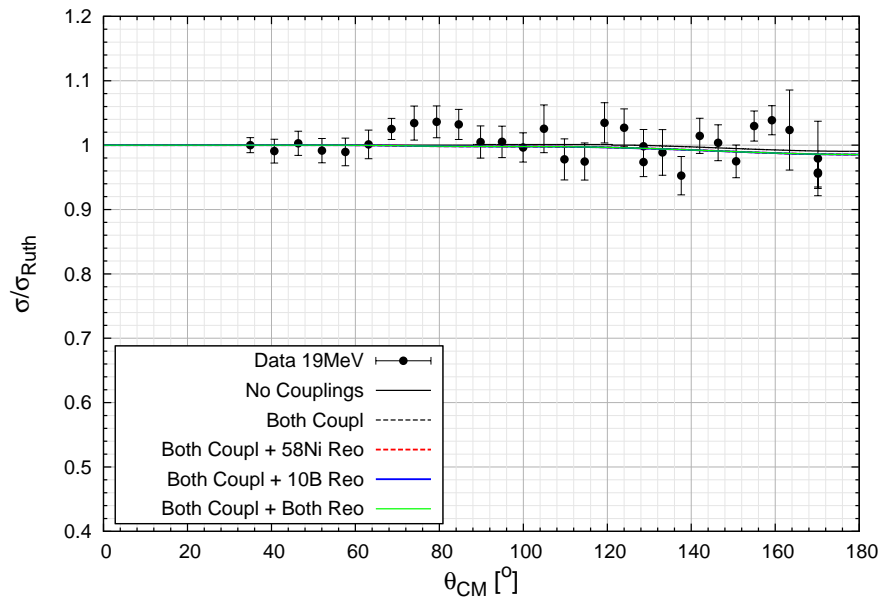


Figura 58: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema ¹⁰B + ⁵⁸Ni, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 19 \text{ MeV}$, apresentando os cálculos acoplado o efeito de reorientação.

O fato do cálculo de canais acoplados, considerando os canais inelásticos e o efeito de reorientação, ainda não reproduzir

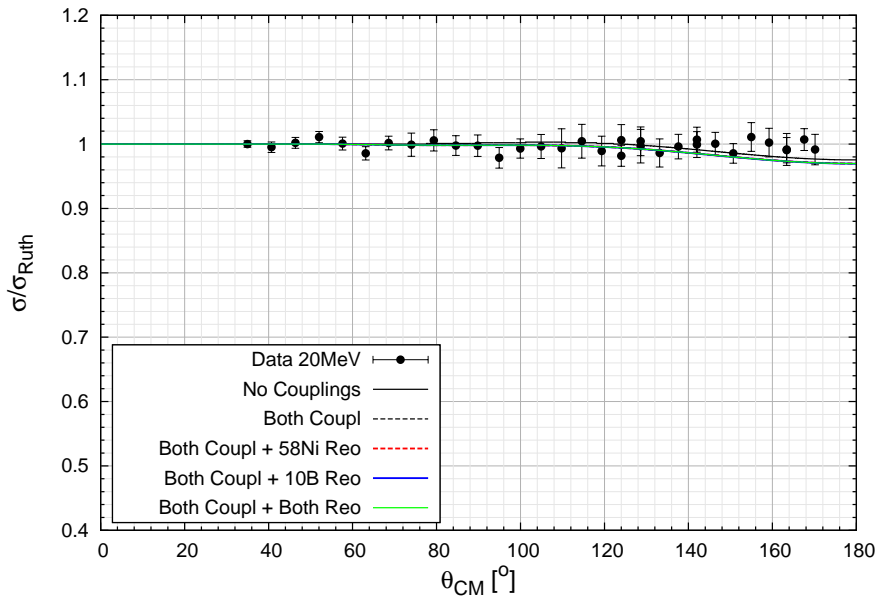


Figura 59: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 20\text{MeV}$, apresentando os cálculos acoplado o efeito de reorientação.

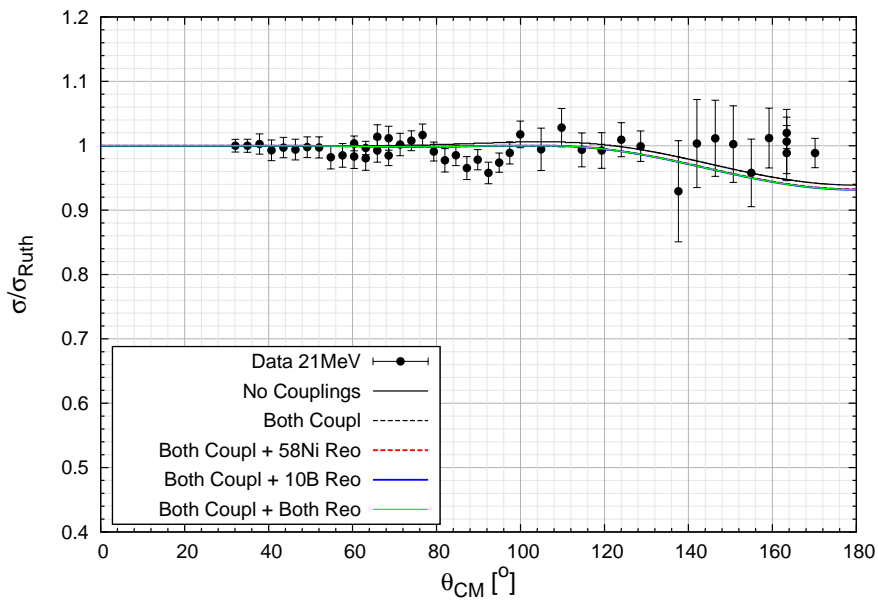


Figura 60: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 21\text{MeV}$, apresentando os cálculos acoplado o efeito de reorientação.

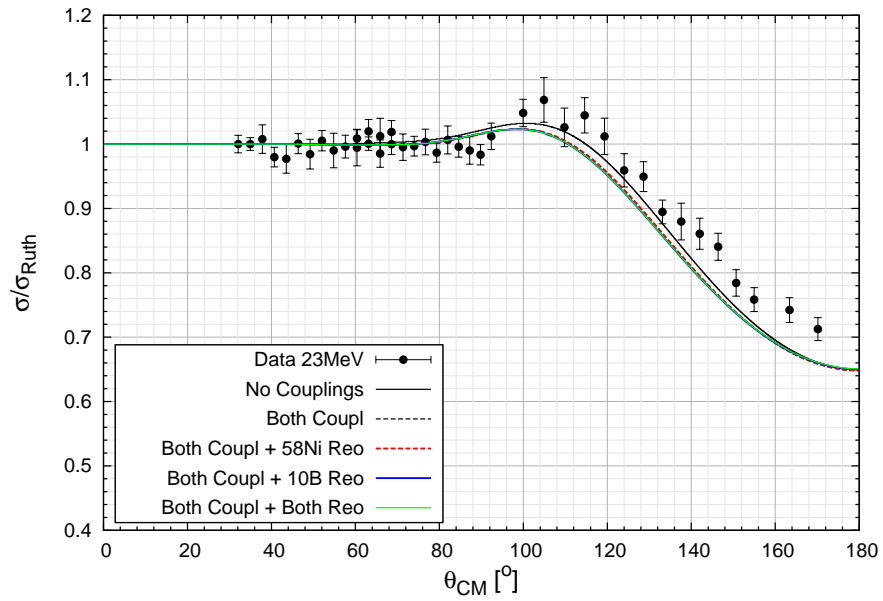


Figura 61: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 23\text{MeV}$, apresentando os cálculos acoplado o efeito de reorientação.

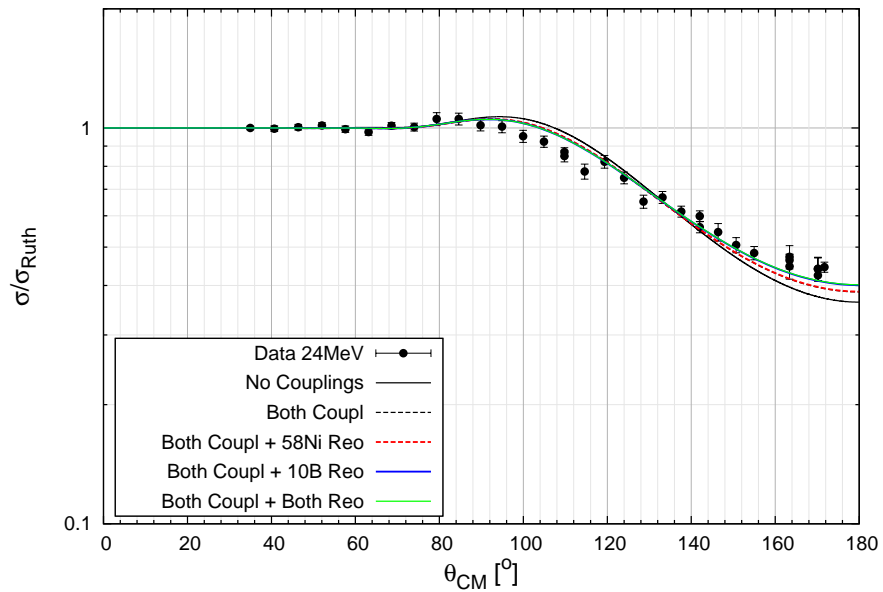


Figura 62: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 24\text{MeV}$, apresentando os cálculos acoplado o efeito de reorientação.

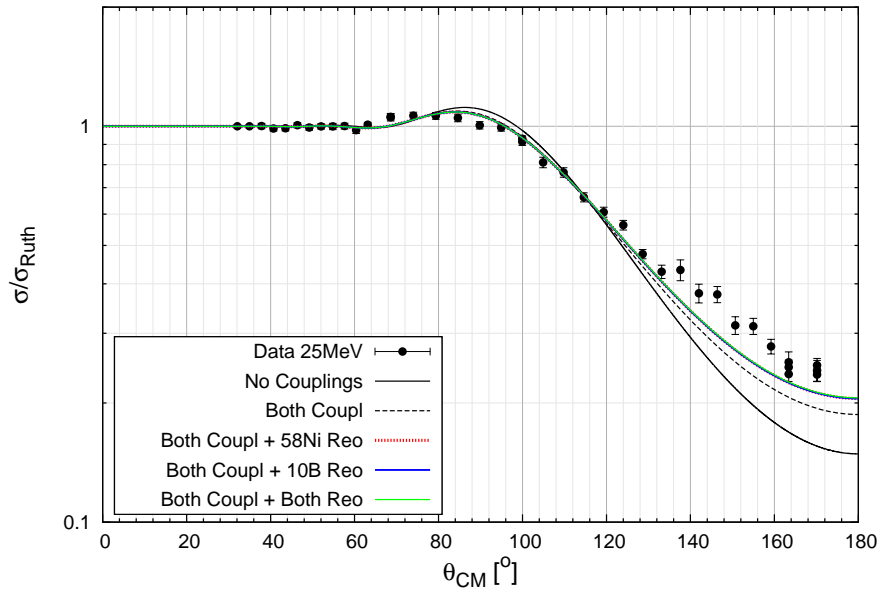


Figura 63: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 25\text{MeV}$, apresentando os cálculos acoplado o efeito de reorientação.

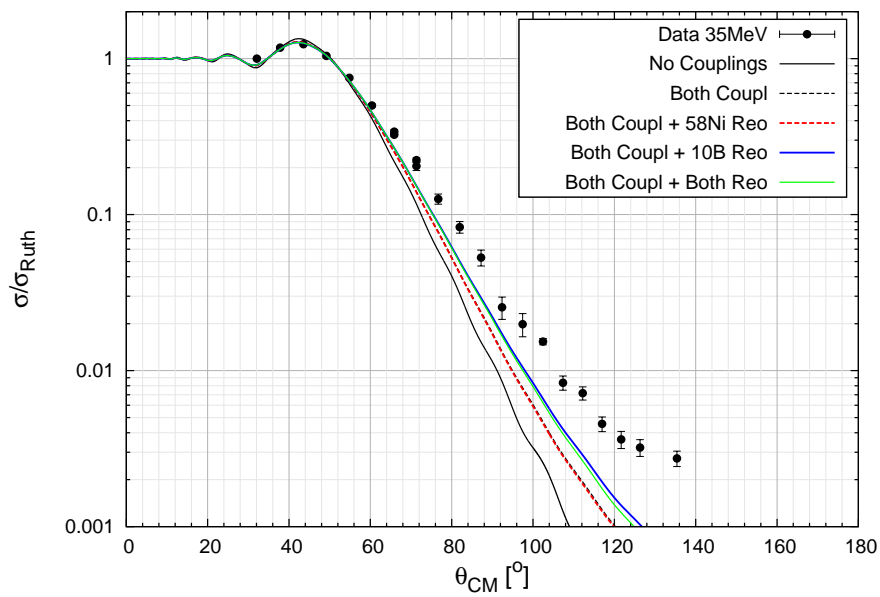


Figura 64: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$, apresentando os cálculos acoplado o efeito de reorientação.

totalmente os dados indica a necessidade de acoplar possíveis efeitos de transferências e de breakup, que não foram levados em conta nesse trabalho, mas que pretendemos estudar no futuro.

Desta forma, um bom teste para o cálculo de canais acoplados é comparar o comportamento das distribuições angulares dos espalhamentos inelásticos experimentais com os cálculos de canais acoplados, considerando os acoplamentos inelásticos, uma vez que, mesmo com a necessidade de acoplar outros canais para reproduzir a distribuição angular para o espalhamento elástico experimental, os cálculos dos acoplamentos inelásticos serão pouco influenciados, uma vez que seria um efeito de segunda ordem.

Os cálculos para as distribuições angulares para os canais inelásticos são comparados aos dados experimentais nas figuras 65 a 74. Observa-se a boa concordância dos dados experimentais com o cálculo teórico sem a necessidade de qualquer ajuste de parâmetros, demonstrando também, para energias mais altas, a importância do efeito de reorientação do projétil para o espalhamento inelástico tanto do alvo ^{58}Ni quanto do projétil ^{10}B .

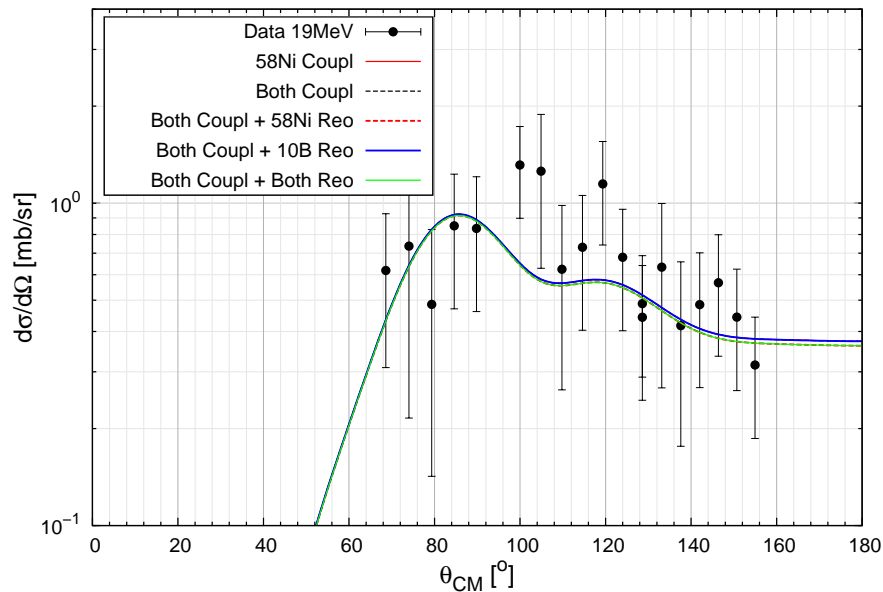


Figura 65: Distribuição angular do espalhamento inelástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni} * (2+, 1.454\text{MeV})$ para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 19\text{MeV}$.

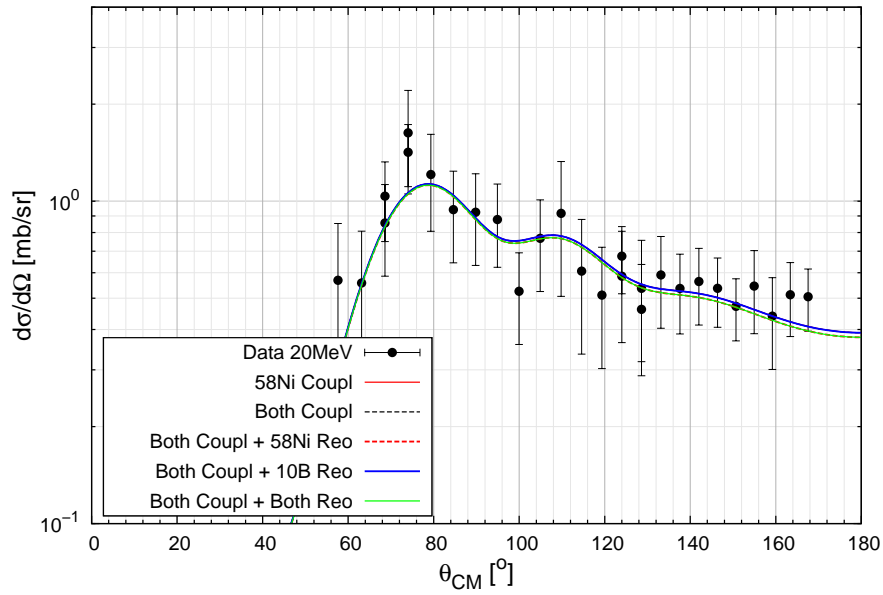


Figura 66: Distribuição angular do espalhamento inelástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni} * (2+, 1.454\text{MeV})$ para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 20\text{MeV}$.

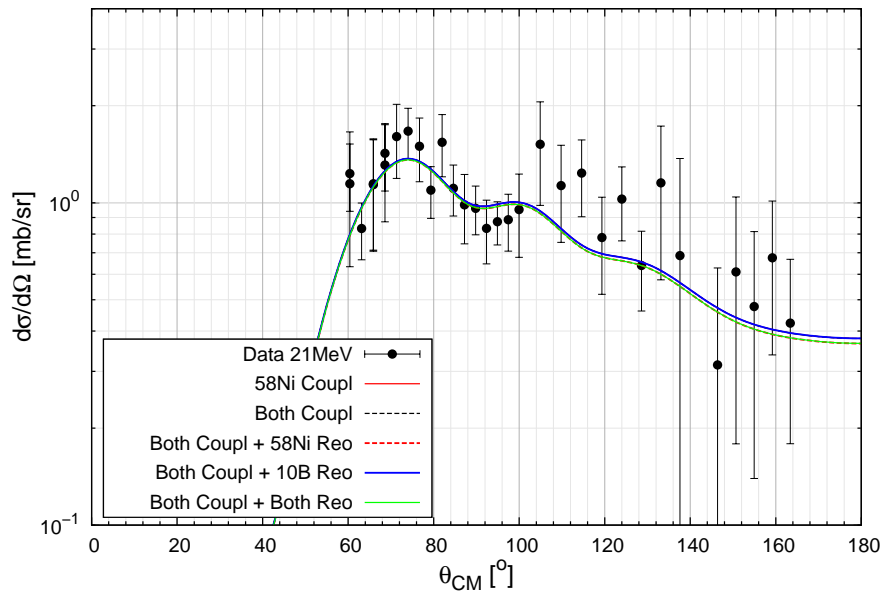


Figura 67: Distribuição angular do espalhamento inelástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni} * (2+, 1.454\text{MeV})$ para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 21\text{MeV}$.

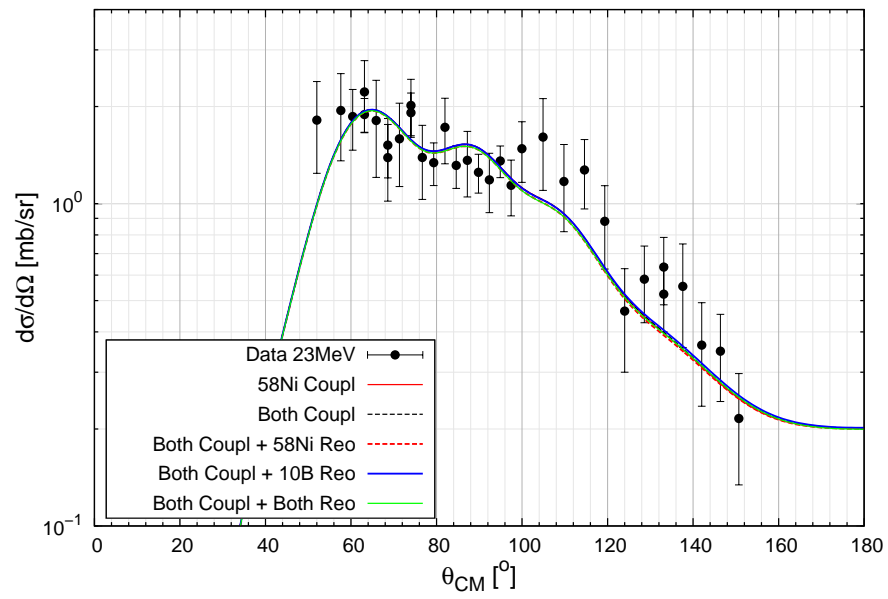


Figura 68: Distribuição angular do espalhamento inelástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^*(2+, 1.454\text{MeV})$ para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 23\text{MeV}$.

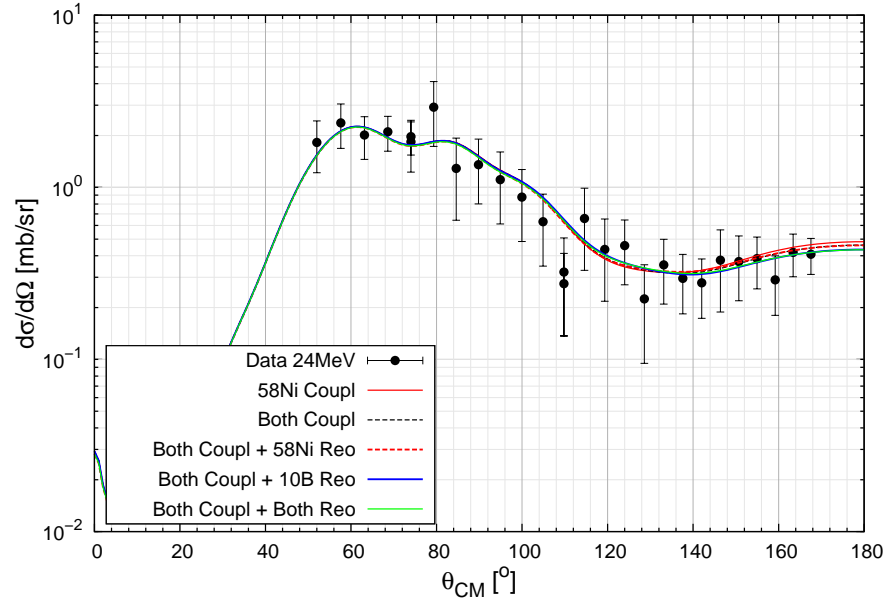


Figura 69: Distribuição angular do espalhamento inelástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^*(2+, 1.454\text{MeV})$ para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 24\text{MeV}$.

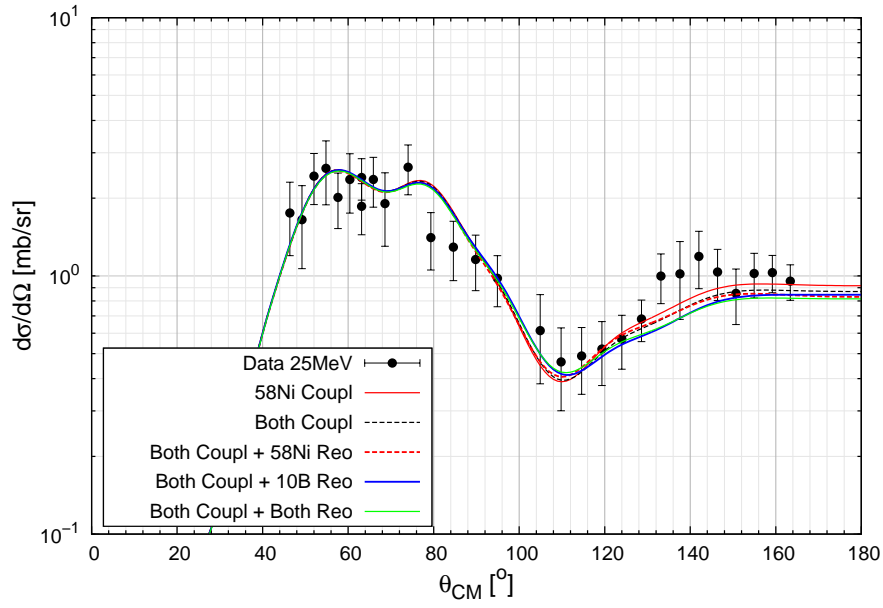


Figura 70: Distribuição angular do espalhamento inelástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^* (2+, 1.454\text{MeV})$ para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 25\text{MeV}$.

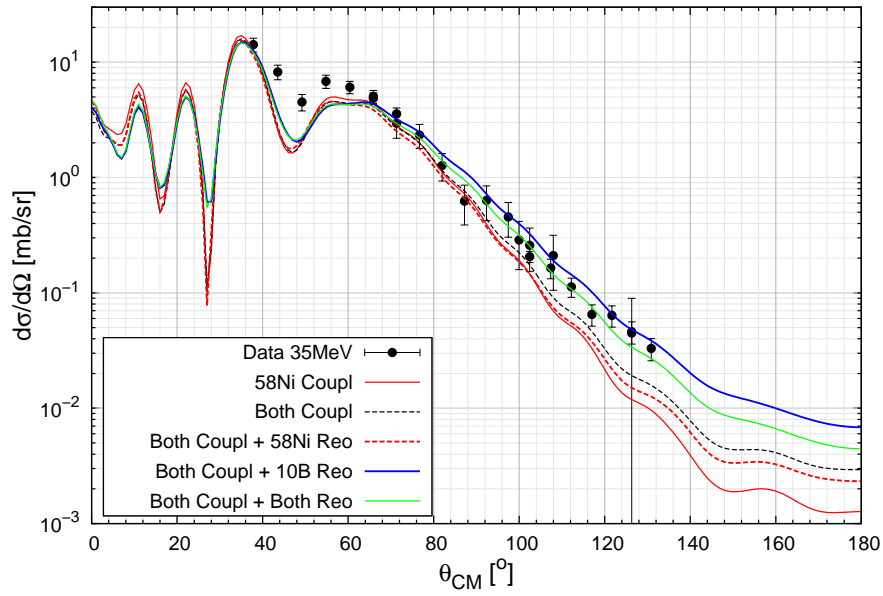


Figura 71: Distribuição angular do espalhamento inelástico do sistema $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}^* (2+, 1.454\text{MeV})$ para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$.

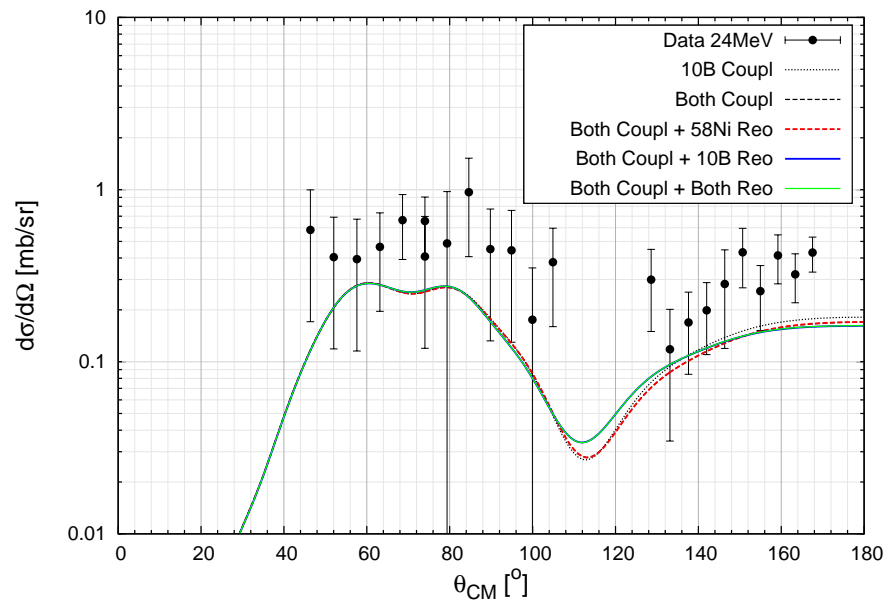


Figura 72: Distribuição angular do espalhamento inelástico do sistema $^{10}\text{B}^* (1+, 0.718\text{MeV}) + ^{58}\text{Ni}$ para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 24\text{MeV}$.

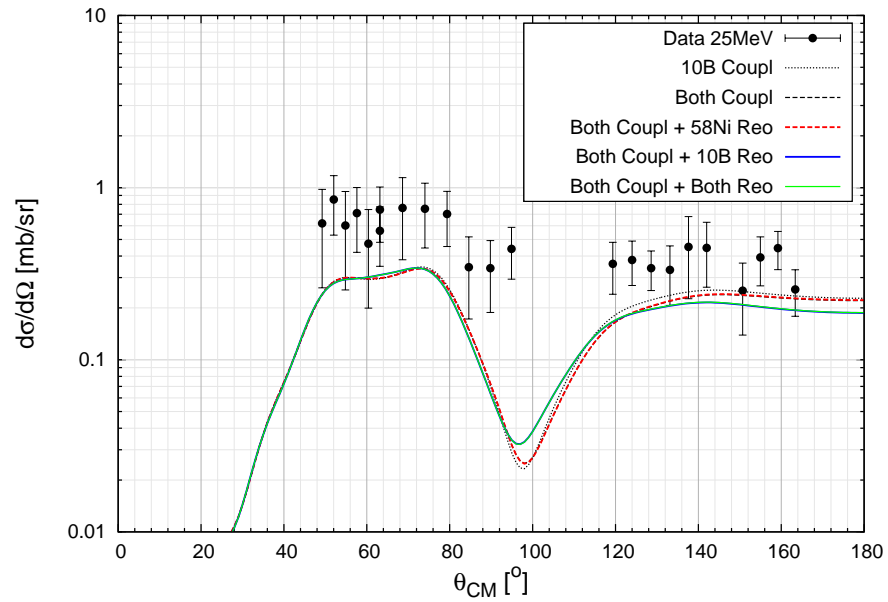


Figura 73: Distribuição angular do espalhamento inelástico do sistema $^{10}\text{B}^* (1+, 0.718\text{MeV}) + ^{58}\text{Ni}$ para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 25\text{MeV}$.

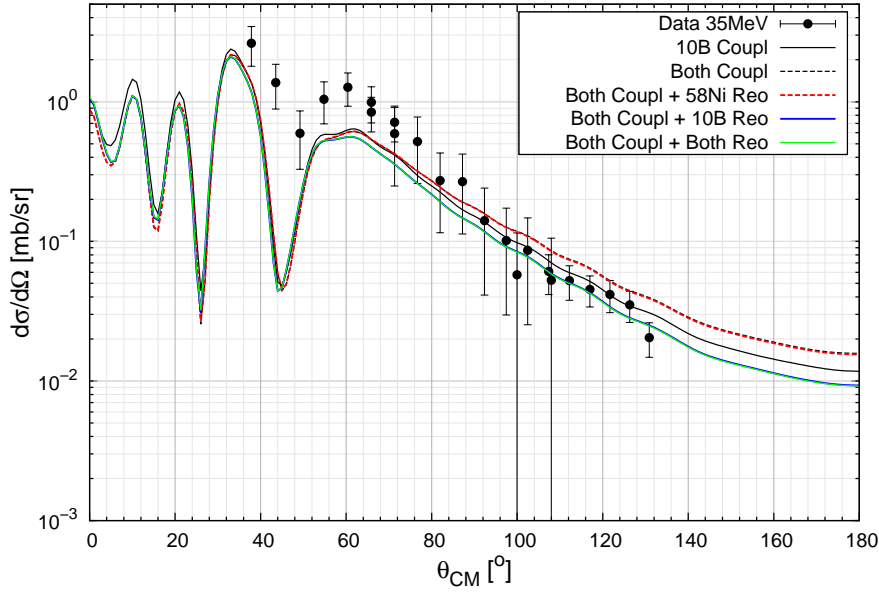


Figura 74: Distribuição angular do espalhamento inelástico do sistema $^{10}\text{B}^*(1+, 0.718\text{MeV}) + ^{58}\text{Ni}$ para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$.

6.3 ANÁLISE DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$

A medida da distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$ com $E_{\text{lab}} = 35.3\text{MeV}$, foi realizada utilizando o sistema Twinsol, instalado no Laboratório ISNAP do Departamento de Física da Universidade de Notre Dame, nos EUA.

A análise da distribuição angular da seção de choque elástica do feixe secundário radioativo ^{10}C em alvo de ^{58}Ni foi feita utilizando cálculos de canais acoplados, sem ajustes de parâmetros.

Da mesma forma que nos cálculos para o sistema anterior, foi utilizado o potencial de São Paulo para descrever a parte real do potencial, e um potencial Woods-Saxon interno na parte imaginária para levar em conta apenas efeitos de absorção por processos de fusão, sendo os parâmetros $W_i = 80\text{MeV}$, $r_i = 0.9\text{fm}$ e $a_i = 0.5\text{fm}$.

O cálculo de canais acoplados para o espalhamento elástico $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$ também foi realizado sistematicamente, considerando inicialmente apenas os potenciais descritos no parágrafo acima, isto é, sem levar em conta os acoplamentos inelásticos. Posteriormente, foram levados em conta os acoplamentos inelásticos

do ^{58}Ni , descritos na tabela 8, e após essa etapa foi incluído o acoplamento inelástico do único estado do ^{10}C que possui informação acerca de sua probabilidade de transição $B(E_2)$.

A tabela 10 apresenta os valores utilizados no acoplamento do estado inelástico do ^{10}C , obtidos a partir dos parâmetros encontrados na base de dados ENSDF do NNDC.

^{10}C					
E [keV]	E_γ [keV]	$J_f \rightleftharpoons J_i$	$B(E_2)$ [W.u.]	$\langle J_f E_2 J_i \rangle$ [$e^2\text{fm}^4$]	δ_2 [fm]
3353.7	3353.6	$0^+ \rightleftharpoons 2^+$	9.5	7.7966	2.3834

Tabela 10: Transição pura $B(E_2)$ do ^{10}C utilizada no cálculo de canais acoplados.

Por último, o efeito da reorientação do alvo de ^{58}Ni foi incluído no cálculo, considerando os parâmetros presentes na tabela 9, contudo não apresentou nenhuma influência quando comparado ao cálculo acoplado todos os estados inelásticos do ^{10}C e ^{58}Ni com transições puras $B(E_2)$.

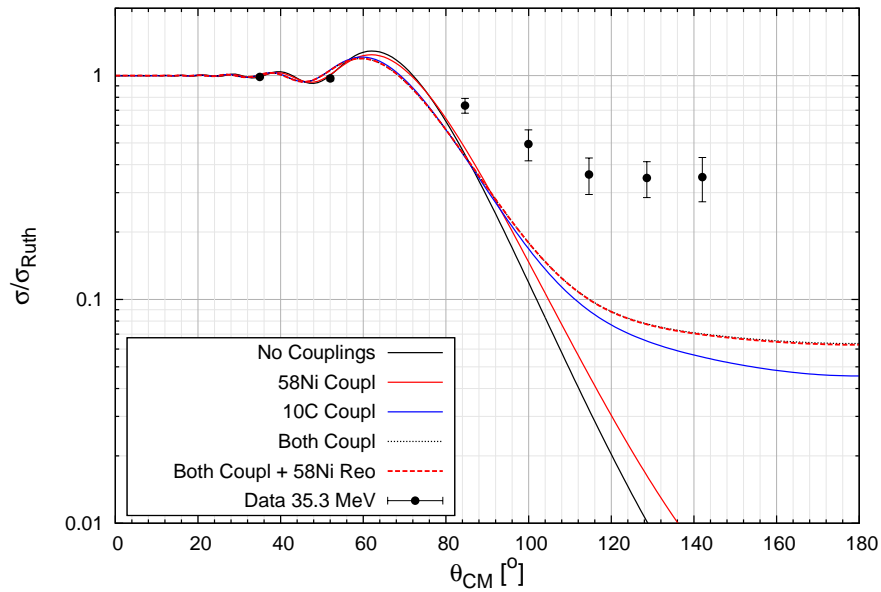


Figura 75: Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$, para energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 35.3\text{MeV}$.

Mesmo considerando os acoplamentos com os estados inelásticos do ^{10}C e do ^{58}Ni , além do efeito de reorientação do alvo

que demonstrou não alterar o resultado do cálculo, tem-se que a distribuição angular do espalhamento elástico experimental não foi reproduzida (Figura 75). Isso indica a necessidade de acoplar efeitos de outros canais, tais como transferências e breakup, que não foram levados em conta nesse trabalho.

A seção de choque experimental obtida para os ângulos tra-seiros tem incertezas muito grandes. Isso se deve não apenas a uma taxa de contagem mais baixa, mas também devido a dificuldade de identificação das partículas de ^{10}C em relação aos contaminantes utilizando apenas um detector planar.

Assim, antes de se investir em cálculos mais complexos, incluindo transferências e breakup, seria mais interessante que medidas com melhor identificação e em outras energias fossem realizadas.

Para tanto já foi aprovado no PAC-2016 (Comitê de Avaliação de Programa) a proposta de medir novamente esse sistema utilizando um detector tipo telescópio com um ΔE gasoso.

6.4 ESTUDO SISTEMÁTICO DA SEÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO

Determinar experimentalmente a seção de choque total de reação a partir da soma das medidas individuais de cada canal de reação não é uma tarefa fácil. Entretanto, com a seção de choque do espalhamento elástico é possível determinar a seção de choque total de reação através da equação 80, como sendo a integral da diferença entre a seção de choque de espalhamento Rutherford e a seção de choque elástica para todos o ângulos, exceto para pequenos ângulos ($\theta < \theta_0$), onde a seção de choque Rutherford diverge [77].

$$\sigma_{\text{reac}} = 2\pi \int_{\theta_0}^{180} \left(\sigma_{\text{Ruth}}(\theta) - \sigma(\theta) \right) \text{sen}(\theta) d\theta \quad (80)$$

Através da comparação da seção de choque total de reação entre diferentes sistemas, tem-se investigado intensivamente ao longo das ultimas décadas a influência de mecanismos de reações, tais como breakup, transferências e fusão, evidenciando quais sistemas são fracamente ligados ou apresentam características de núcleos exóticos.

A ideia é observar possíveis efeitos devido às diferenças na estrutura do núcleo, ou seja, efeitos estáticos, tais como os nú-

cleos halo, que por possuírem uma maior extensão da sua distribuição de densidade para além do tamanho esperado de um núcleo, passam a ser relevantes independente da energia em que ocorre a reação. Além disso, efeitos dinâmicos como efeitos devido a canais de transferências e breakup também podem afetar a seção de choque total de reação em regiões próximas e abaixo da barreira coulombiana, principalmente para reações induzidas por núcleos fracamente ligados.

Para analisar os efeitos dinâmicos e/ou efeitos estáticos de estrutura através da comparação de medidas da seção de choque total de reação de sistemas com massas, cargas e energias diferentes é necessário remover os efeitos geométricos, restando somente os efeitos dinâmicos.

6.4.1 Seção de choque reduzida

Uma das formas de se eliminar possíveis efeitos geométricos foi proposta por Gomes [17, 78] em 2004, consistindo em transformações inspiradas nas relações aproximadas entre os números atômicos e de massas do sistema, com raio da barreira coulombiana $R_B \sim [A_{\text{proj}}^{1/3} + A_{\text{alvo}}^{1/3}]$ e com a altura da barreira $V_B \sim Z_{\text{proj}}Z_{\text{alvo}}/[A_{\text{proj}}^{1/3} + A_{\text{alvo}}^{1/3}]$, apresentadas abaixo:

$$\sigma_{\text{Red}} = \frac{\sigma_{\text{Reac}}}{\left(A_{\text{proj}}^{1/3} + A_{\text{alvo}}^{1/3}\right)^2} \quad (81)$$

$$E_{\text{Red}} = E_{\text{CM}} \frac{\left(A_{\text{proj}}^{1/3} + A_{\text{alvo}}^{1/3}\right)}{Z_{\text{proj}}Z_{\text{alvo}}} \quad (82)$$

sendo σ_R a seção de choque total de reação, Z_{proj} (Z_{alvo}) e A_{proj} (A_{alvo}) a carga e a massa do projétil (alvo), respectivamente.

Utilizando essas transformações foi possível construir a figura (76), que apresenta os resultados das seções de choque total de reação reduzida como uma função da energia reduzida para vários projéteis espalhados em alvo de ^{58}Ni .

A função utilizada para descrever a sistemática foi a seção de choque de reação de Wong [79]:

$$\sigma = R_B^2 \frac{\hbar\omega_0}{2E_{\text{CM}}} \ln \left[1 + \exp \left(2\pi \frac{E_{\text{CM}} - V_B}{\hbar\omega_0} \right) \right] \quad (83)$$

que também pode ser reduzida com base nas transformações 81 e 82, obtendo uma equação dependente de novos parâmetros (ϵ_0, R_B e V_B):

$$\sigma_{\text{red}}^W = \frac{\epsilon_0 r_0^2}{2E_{\text{Red}}} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\epsilon_0} (E_{\text{red}} - V_B) \right) \right] \quad (84)$$

sendo:

- $\epsilon_0 = \hbar\omega_0 \frac{(A_{\text{proj}}^{1/3} + A_{\text{alvo}}^{1/3})}{Z_{\text{proj}}Z_{\text{alvo}}}$
- $R_B = r_0 (A_{\text{proj}}^{1/3} + A_{\text{alvo}}^{1/3})$
- $V_{\text{red}} = V_0 \frac{(A_{\text{proj}}^{1/3} + A_{\text{alvo}}^{1/3})}{Z_{\text{proj}}Z_{\text{alvo}}}$

Para reduzir os valores da seção de choque total de reação para o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$, medido neste trabalho, foram utilizados os valores fornecidos pelo programa Fresco, através do ajuste das distribuições angulares experimentais com o potencial de São Paulo para descrever a parte real e um potencial interno Woods-Saxon para descrever a parte imaginária, sendo estes parâmetros fornecidos anteriormente (equação 79).

E_{CM} [MeV]	σ_{Reac} [mb]	E_{red} [MeV]	σ_{Red} [mb]	χ	$F(\chi)$
16.21	0.3783	3.861	0.3783	-1.0422475128	0.0037520063
17.06	1.428	3.861	1.428	-0.8213355272	0.014908427
17.91	4.931	3.861	4.931	-0.6004235416	0.05405401
19.62	42.07	3.861	42.07	-0.1585995704	0.5050960454
20.47	93.85	3.861	93.85	0.0623124153	1.1757612391
21.32	168.2	3.861	168.2	0.2832244009	2.195025755
29.85	860.9	3.861	860.9	2.4923442571	15.7287558947

Tabela 11: Parâmetros utilizados na redução da seção de choque total de reação para o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$.

Aguilera, em 2012 [80], publicou um estudo comparando a seção de choque total de reação reduzida para vários projéteis,

evidenciando o fato dos sistemas envolvendo núcleos exóticos (halo) como projéteis, tal como o ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$, ${}^6\text{He}+{}^{58}\text{Ni}$, possuírem uma seção de choque reduzida um pouco maior que os núcleos normais fracamente ligados (isótopos de Li e Be) e muito acima de projéteis fortemente ligados. Isso é uma forte indicação da importância do processo de breakup uma vez que esses núcleos são fracamente ligados com uma alta probabilidade de quebra durante a interação com o alvo.

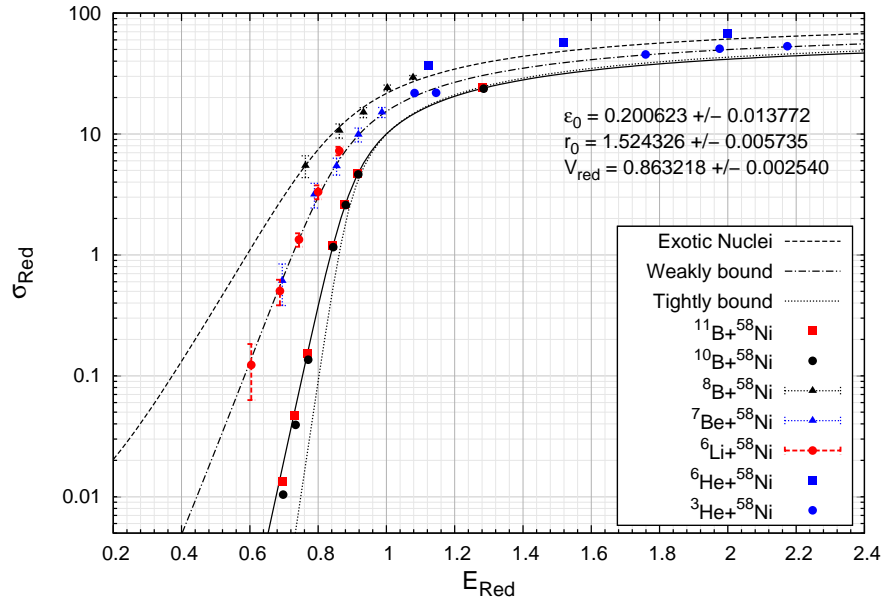


Figura 76: Seção de choque total de reação reduzida para vários sistemas com projéteis fortemente e fracamente ligados em alvos ${}^{58}\text{Ni}$. As curvas apresentadas são ajustes utilizando a equação de wong reduzida. As referências para os dados são encontradas no artigo [81].

Curva	V_{Red}	r_0	ϵ_0
Exotic Nuclei	0.79	1.79	0.49
Weakly bound	0.82	1.64	0.34
Tightly bound	0.87	1.56	0.14
Only ${}^{10,11}\text{B}$	0.86	1.52	0.20

Tabela 12: Parâmetros ajustados da função de Wong reduzida para a seção de choque de reação, utilizando diferentes projéteis em alvos com massas intermediárias.

Através da análise da figura 76, nota-se a boa concordância entre os parâmetros da função de Wong reduzida ajustados por Aguilera (tabela 12), utilizando o sistema $^{16}\text{O}+^{64}\text{Zn}$ em várias energias, com os parâmetros ajustados utilizando os dados desse trabalho. A pequena diferença para valores de energia reduzida $E_{\text{Red}} < 1$ ocorre em função do intervalo dos dados ajustados por Aguilera, sendo de $0.9 < E_{\text{Red}} < 1.5$.

6.4.2 Função universal

Um outro método de redução foi apresentado por Canto [82, 83], em 2009. Nesse método a curvatura da barreira coulombiana é levada em conta na descrição geométrica, eliminando efeitos estáticos da sistemática de redução, que ficou conhecido como *Função Universal*, a qual não depende do sistema estudado, sendo definido pelas transformações:

$$x \rightarrow \frac{E_{\text{CM}} - V_{\text{B}}}{\hbar\omega_0} \quad (85)$$

$$F(x) = \frac{2E_{\text{CM}}}{\hbar\omega_0 R_{\text{B}}^2} \sigma_{\text{R}} \quad (86)$$

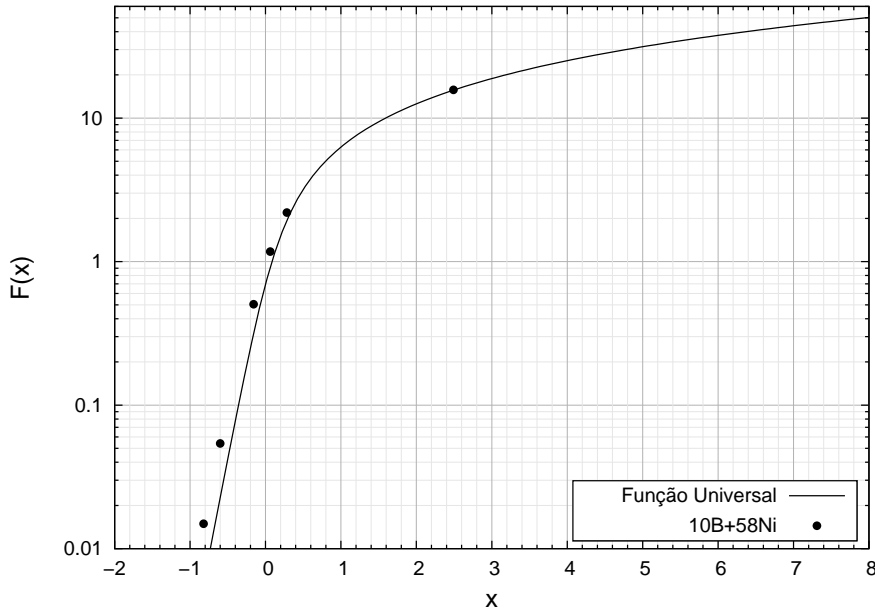


Figura 77: Função Universal para o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$.

O novo método foi inspirado na aproximação da expressão analítica de Wong (equação 83). Nessa aproximação, a barreira do potencial é ajustada por uma parábola com altura V_B , raio R_B e um parâmetro de curvatura $\hbar\omega$, negligenciando a variação do raio da barreira com o momento angular.

Ao aplicar a aproximação de Wong (equação 83) nas transformações propostas por Canto (equação 86), fica evidente que a seção de choque reduzida se transforma em uma *Função Universal*.

$$F(x) = \ln[1 + \exp(2\pi x)] \quad (87)$$

Como pode-se observar na figura 77, após a eliminação dos efeitos estáticos, o sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$, estudado nesse trabalho, segue a tendência descrita pela *Função Universal*. Essa tendência também foi observada tanto para núcleos fracamente ligados como para os fortemente ligados espalhados em alvo de ^{12}C .

7 | CONCLUSÕES

Neste trabalho estudamos efeitos de deformação e de *clusters* de núcleos de massa $A=10$ em alvo de ^{58}Ni através de medidas do espalhamento elástico e inelástico. Também apresentamos resultados do desenvolvimento de novos feixes radioativos secundários para o sistema RIBRAS.

Dados de distribuições angulares foram analisados de forma convencional com modelos teóricos de potencial óptico e com cálculos de canais acoplados. Os cálculos de canais acoplados se mostraram mais interessantes para descrever os dados experimentais.

Para o espalhamento do sistema $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ notou-se a grande influência da deformação do núcleo ^{10}B na seção de choque elástica e inelástica, para energias acima da barreira coulombiana, demonstrando a importância de se levar em conta o efeito da reorientação do núcleo para os cálculos de canais acoplados.

A boa concordância entre as seções de choque experimentais inelásticas com os cálculos de canais acoplados sugere que as transições mais relevantes dos canais inelásticos foram adotadas e incluídas ao cálculo, demonstrando que as transições puras $B(E2)$ são as mais importantes.

O fato do cálculo de canais acoplados não reproduzirem a seção de choque experimental elástica em ângulos traseiros, para as energias mais altas, sugere a necessidade do acoplamento de outros canais ao cálculo, tais como, transferências e breakup, que serão estudados em continuação ao doutoramento.

Ao se estudar a seção de choque experimental do espalhamento elástico para o sistema $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$, comparando-a com cálculo de canais acoplados, ficou claro que apenas acoplar os canais inelásticos no cálculo não reproduziu bem a seção de choque experimental. Isso demonstra a importância de se levar em conta os possíveis efeitos causados pela estrutura Bruniana do núcleo exótico ^{10}C nos cálculos de canais acoplados, sendo necessário incluir possíveis canais como transferências e breakup. Contudo, em função da complexidade dos cálculos que serão realizados em continuação a este trabalho, notou-se a importância de melhorar a medida da seção de choque experimental, reduzindo assim as barras de erros para os ângulos traseiros,

além de incluir um maior número de ângulos na medida da seção de choque experimental caracterizando-a suficientemente bem para possíveis comparações com modelos de cálculos de CDCC de 3 ou mais corpos. A proposta da nova medida da seção de choque do espalhamento elástico $^{10}\text{C}+^{58}\text{Ni}$ já foi submetida e aprovada no PAC do laboratório Pelleton, e será medida no início de 2017.

Essas medidas fizeram parte de um estudo sistemático de espalhamento elástico em alvo de ^{58}Ni que estamos realizando. As medidas relacionadas ao sistema $^{11}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ foram recentemente publicadas [14] e temos planos de medir o espalhamento de ^{12}B e ^{14}C em em alvo de ^{58}Ni . Para tanto, descrevemos nesse trabalho o processo de produção dos novos feixes secundários radioativos de ^{12}B , ^{10}C e ^{14}C , ricos em nêutrons ou prótons, utilizando o sistema RIBRAS e Twinsol. O feixe de ^{10}C já foi utilizado neste trabalho na medida da distribuição angular do espalhamento elástico em alvo de ^{58}Ni , e os feixes ^{12}B e ^{14}C serão utilizados em medidas futuras como continuação deste trabalho.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Ernest Rutherford . The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *Philosophical Magazine Series 6*, 21:669–668, 1911.
- [2] J. J. Kolata, V. Guimarães, and E. F. Aguilera. Elastic scattering, fusion, and breakup of light exotic nuclei. *The European Physical Journal A*, 52(5):1–38, 2016. ISSN 1434-601X. doi: 10.1140/epja/i2016-16123-1. URL <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2016-16123-1>.
- [3] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, and N. Takahashi. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region. *Phys. Rev. Lett.*, 55:2676–2679, Dec 1985. doi: 10.1103/PhysRevLett.55.2676. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.2676>.
- [4] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, S. Nagamiya, Y. Shida, N. Yoshikawa, O. Yamakawa, K. Sugimoto, T. Kobayashi, D.E. Greiner, N. Takahashi, and Y. Nojiri. Measurements of interaction cross sections and radii of he isotopes. *Physics Letters B*, 160(6):380 – 384, 1985. ISSN 0370-2693. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)90005-X](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(85)90005-X). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938590005X>.
- [5] Y Blumenfeld, T Nilsson, and P Van Duppen. Facilities and methods for radioactive ion beam production. *Physica Scripta*, 2013(T152):014023, 2013.
- [6] Nuclear sizes. URL <http://faculty.tamuc.edu/cbertulani/cab/Lectures/NuclearSizes.pdf>.
- [7] P. G. Hansen and B. Jonson. The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei. *EPL (Europhysics Letters)*, 4(4): 409, 1987. URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/4/i=4/a=005>.

- [8] Jim Al-Khalili. An introduction to halo nuclei. In Jim Al-Khalili and Ernst Roeckl, editors, *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I*, volume 651 of *Lecture Notes in Physics*, pages 77–112. Springer Berlin Heidelberg, 2004. ISBN 978-3-540-22399-3. doi: 10.1007/978-3-540-44490-9_3. URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-44490-9_3.
- [9] I. Tanihata, D. Hirata, T. Kobayashi, S. Shimoura, K. Sugimoto, and H. Toki. Revelation of thick neutron skins in nuclei. *Physics Letters B*, 289(3):261 – 266, 1992. ISSN 0370-2693. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(92\)91216-V](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(92)91216-V). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939291216V>.
- [10] Isao Tanihata, Herve Savajols, and Rituparna Kanungo. Recent experimental progress in nuclear halo structure studies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 68:215 – 313, 2013. ISSN 0146-6410. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnpnp.2012.07.001>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641012001081>.
- [11] N Curtis, N Achouri, N Ashwood, and et. al. Structure of the brunnian nucleus ^{10}C . *Journal of Physics: Conference Series*, 111(1):012022, 2008. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/111/i=1/a=012022>.
- [12] L.A. Parks, K.W. Kemper, A.H. Lumpkin, R.I. Cutler, L.H. Harwood, D. Stanley, P. Nagel, and F. Petrovich. Quadrupole effects in the elastic scattering of ^{10}B , ^{11}B , and ^{12}C by ^{27}Al . *Physics Letters B*, 70(1):27 – 30, 1977. ISSN 0370-2693. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90336-7](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(77)90336-7). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269377903367>.
- [13] L. A. Parks, D. P. Stanley, L. H. Courtney, and K. W. Kemper. Quadrupole contributions to $^{10,11}\text{B} + ^{16}\text{O}$ elastic scattering. *Phys. Rev. C*, 21:217–221, Jan 1980. doi: 10.1103/PhysRevC.21.217. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.21.217>.
- [14] N. N. Deshmukh, V. Guimarães, E. Crema, D. Abriola, A. Arazi, E. de Barbará, O. A. Capurro, M. A. Cardona, J. Gallardo, D. Hojman, G. V. Martí, A. J. Pacheco, D. Rodríguez, Y. Y. Yang, A. N. Deshmukh, D. R. Mendes, V. Morcelle, V. Scarduelli, and D. S. Monteiro. Elastic

- and inelastic scattering for the $^{11}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ system: Target and projectile reorientation effects. *Phys. Rev. C*, 92: 054615, Nov 2015. doi: 10.1103/PhysRevC.92.054615. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.054615>.
- [15] C.B. Fulmer, S. Mukhopadhyay, G.R. Satchler, R.L. Auble, J.B. Ball, F.E. Bertrand, E.E. Gross, and D.C. Hensley. Elastic and inelastic scattering of 79.5 mev 11b and 87.5 mev 10b ions. *Nuclear Physics A*, 385(1):83 – 108, 1982. ISSN 0375-9474. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(82\)90491-2](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(82)90491-2). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947482904912>.
- [16] Y. Y. Yang, J. S. Wang, Q. Wang, D. Y. Pang, J. B. Ma, M. R. Huang, P. Ma, S. L. Jin, J. L. Han, Z. Bai, L. Jin, J. B. Chen, Q. Hu, R. Wada, S. Mukherjee, Z. Y. Sun, R. F. Chen, X. Y. Zhang, Z. G. Hu, X. H. Yuan, S. W. Xu, S. Z. Chen, X. G. Lei, L. X. Liu, W. H. Ma, S. T. Wang, D. Yan, X. H. Zhang, M. H. Zhao, Y. Zhou, Y. J. Zhou, Z. Y. Guo, Y. H. Zhang, H. S. Xu, and G. Q. Xiao. Quasi-elastic scattering of $^{10,11}\text{C}$ and ^{10}B from a ^{208}Pb target. *Phys. Rev. C*, 90:014606, Jul 2014. doi: 10.1103/PhysRevC.90.014606. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.90.014606>.
- [17] P. R. S. Gomes, J. Lubian, I. Padron, and R. M. Anjos. Uncertainties in the comparison of fusion and reaction cross sections of different systems involving weakly bound nuclei. *Phys. Rev. C*, 71:017601, Jan 2005. doi: 10.1103/PhysRevC.71.017601. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.017601>.
- [18] Inauguração do acelerador betatron. *Jornal Folha da Manhã*, 1:3, 1949.
- [19] Dirceu Pereira. Oscar Sala e o desenvolvimento dos aceleradores de partículas no Brasil. *Ciência e Cultura*, 62:28 – 29, 00 2010. ISSN 0009-6725. URL http://cienciaecultura.bvs.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0009-672520100006000008&nrm=iso.
- [20] Shozo Motoyama and Ana Maria Pinho Leite Gordon. Oscar Sala, pioneiro da física nuclear no Brasil. *Ciência e Cultura*, 62:16 – 19, 00 2010. ISSN 0009-6725. URL http://cienciaecultura.bvs.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0009-672520100006000006&nrm=iso.

- [21] John David Rogers. A história dos aceleradores no brasil. *CBPF, Anais do Encontro Técnicas e Aplicações da Radiação Síncrotron*, 1:62–68, 1983.
- [22] Pelletron charging system, . URL <http://www.pelletron.com/charging.htm>.
- [23] The first accelerator at notre dame, . URL <https://isnap.nd.edu/assets/186666/firstaccelerator.pdf>.
- [24] 70 years of nuclear physics at nd, . URL <https://isnap.nd.edu/assets/186662/history.pdf>.
- [25] F.D. Becchetti, M.Y. Lee, T.W. O'Donnell, D.A. Roberts, J.J. Kolata, L.O. Lamm, G. Rogachev, V. Guimarães, P.A. DeYoung, and S. Vincent. The twinsol low-energy radioactive nuclear beam apparatus: status and recent results. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 505(1?2):377 – 380, 2003. ISSN 0168-9002. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01101-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01101-X). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020301101X>. Proceedings of the tenth Symposium on Radiation Measurements and Applications.
- [26] História do laboratório tandar, . URL <http://www.tandar.cnea.gov.ar/historia/index.html>.
- [27] Visão geral do laboratório tandar, . URL http://www.tandar.cnea.gov.ar/imagenes/tandar_large.jpg.
- [28] R. Middleton. A review of ion sources for accelerator mass spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 5(2):193 – 199, 1984. ISSN 0168-583X. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X\(84\)90508-1](http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X(84)90508-1). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X84905081>.
- [29] F. Touchard, J. Biderman, M. de Saint Simon, C. Thibault, G. Huber, M. Epherre, and R. Klapisch. Production of ionic and atomic beams of alkaline elements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 186(1-2):329 – 334, 1981. ISSN 0167-5087. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(81\)90922-8](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(81)90922-8). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X81909228>.

- [30] Multicathode source of negative ions by cesium sputtering (mc-snics). URL <http://documentslide.com/documents/snics-ion-source.html>.
- [31] Negative ion beam sources. URL <http://www.pelletron.com/negion.htm>.
- [32] Peletron charging system, . URL <https://media1.britannica.com/eb-media/67/3367-004-D83BF089.jpg>.
- [33] J.B. Marion and F.C. Young. *Nuclear Reaction Analysis: Graphs and Tables*. North-Holland, 1968. URL <https://books.google.com.br/books?id=jSBRAAAAMAAJ>.
- [34] V. Rotberg, D. Pereira, M. N. Rao, N. Ueta, and O. Sala. Calibration of the tandem pelletron accelerator. *Revista Brasileira de Física*, 6(3):413, 1976.
- [35] H Geissel, G Munzenberg, and K Riisager. Secondary exotic nuclear beams. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 45(1):163–203, 1995. doi: 10.1146/annurev.ns.45.120195.001115. URL <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.ns.45.120195.001115>.
- [36] Site do myrrha: Multi-purpose hybrid research reactor for high-tech applications, do belgian nuclear research centre. URL <http://isolmyrrha.sckcen.be/en/Introduction>.
- [37] F.D. Becchetti, J.A. Brown, K. Ashktorab, J.W. Jänecke, W.Z. Liu, D.A. Roberts, R.J. Smith, J.J. Kolata, K. Larrikin, A. Morsad, and R.E. Warner. Production and use of 6he, 7be, 8li, 12b and metastable nuclear beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 56:554 – 558, 1991. ISSN 0168-583X. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X\(91\)96094-2](http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X(91)96094-2). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X91960942>.
- [38] Jean-Paul Schapira, Faiçal Azaiez, Simone Fortier, Sydney Gales, Eid Hourani, Jaana Kumpulainen, and Jean-Marie Maison. Soleno, a superconducting solenoidal coil used as a spectrometer for nuclear charged particle studies around zero degrees. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 224(3):337 – 346, 1984. ISSN 0167-5087. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0167-5087\(84\)90026-7](http://dx.doi.org/10.1016/0167-5087(84)90026-7). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508784900267>.

- [39] J.J. Kolata, A. Morsad, X.J. Kong, R.E. Warner, F.D. Becchetti, W.Z. Liu, D.A. Roberts, and J.W. Jänecke. A radioactive beam facility using a large superconducting solenoid. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 40:503 – 506, 1989. ISSN 0168-583X. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X\(89\)91032-X](http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X(89)91032-X). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X8991032X>.
- [40] W. Z. Liu and F. D. Becchetti. Large aperture, axially symmetric ion optical lens systems using new types of electrostatic and magnetic elements. *Review of Scientific Instruments*, 60(7):1228–1232, 1989. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/60/7/10.1063/1.1140295>, doi={<http://dx.doi.org/10.1063/1.1140295>}.
- [41] M. Y. Lee, F. D. Becchetti, J. M. Holmes, T. W. O'Donnell, M. A. Ratajczak, D. A. Roberts, J. A. Zimmerman, J. J. Kolata, L. O. Lamm, J. von Schwarzenberg, and M. Wiescher. Twinsol: A dual superconducting solenoid system for low-energy radioactive nuclear beam research. *AIP Conference Proceedings*, 392(1):397–400, 1997. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.52712>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.52712>.
- [42] F. D. Becchetti and J. J. Kolata. Low-energy radioactive beam experiments using the um-und solenoid rnb apparatus at the und tandem: Past, present and future. *AIP Conference Proceedings*, 392(1):369–376, 1997. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.52710>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.52710>.
- [43] Site do projeto atlas do laboratório anl (argonne national laboratory). URL <http://www.phy.anl.gov/atlas/>.
- [44] Site do departament of nuclear physics do the australiano national university. URL <https://physics.anu.edu.au/nuclear/research/?id=5>.
- [45] P. N. de Faria. *Estudo de Espalhamento Elástico e Reações de Feixes Secundários de Núcleos Exóticos*. PhD thesis, Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 2008.
- [46] M.Y Lee, F.D Becchetti, T.W O'Donnell, D.A Roberts, J.A Zimmerman, V Guimarães, J.J Kolata, D Peterson, P Santi,

- P.A DeYoung, G.F Peaslee, and J.D Hinnefeld. Study of nuclear reactions with intense, high-purity, low-energy radioactive ion beams using a versatile multi-configuration dual superconducting-solenoid system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 422(1-3):536 – 540, 1999. ISSN 0168-9002. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)01081-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01081-X). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029801081X>.
- [47] A. Lépine-Szily, R. Lichtenthäler, and V. Guimarães. The radioactive ion beams in brazil (ribra) facility. *Nuclear Physics News*, 23(3):5–11, 2013. doi: 10.1080/10619127.2013.821911. URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/10619127.2013.821911>.
- [48] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1987.
- [49] Msi-8, 8 channels preamplifier + shaper + timing filter amplifier. dataset v2.0. URL <http://www.mesytec.com/products/nuclear-physics/MSI-8.html>.
- [50] A.A.P. Suaide. Pelroot software package. *Universidade de São Paulo*, 2004-2013. URL <http://sampa.if.usp.br/~suaide/pelletron/>.
- [51] W.T.Milner. *Programas do upak, oak ridge national laboratory*. 1987.
- [52] J. R. Comfort, H. T. Fortune, J. V. Maher, and B. Zeidman. Proton stripping strengths for levels of ^{11}C . *Phys. Rev. C*, 3: 1086–1094, Mar 1971. doi: 10.1103/PhysRevC.3.1086. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.3.1086>.
- [53] R.A.I. Bell, I.G. Graham, J.V. Thompson, and E.W. Titterton. $^{10}\text{B}(^3\text{He}, \text{particle})$ cross sections and the 26, 28 and 32 mev states of ^{13}N . *Nuclear Physics A*, 193(2):385 – 400, 1972. ISSN 0375-9474. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(72\)90327-2](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(72)90327-2). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947472903272>.
- [54] N. Mangelson, F. Ajzenberg-Selove, M. Reed, and C.C. Lu. Excited states in ^6Be and ^{10}C . *Nuclear Physics*, 88(1):137 – 144, 1966. ISSN 0029-5582. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0029-5582\(66\)90456-1](http://dx.doi.org/10.1016/0029-5582(66)90456-1). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558266904561>.

- [55] F. Hammache, A. Coc, N. de Séréville, I. Stefan, P. Roussel, and S. et. al. Ancelin. Search for new resonant states in ^{10}C and ^{11}C and their impact on the cosmological lithium problem. *Phys. Rev. C*, 88:062802, Dec 2013. doi: 10.1103/PhysRevC.88.062802. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.062802>.
- [56] Kelly Cristina Cezaretto Pires. *Estudo de sistemas de núcleos exóticos leves 6He , $^7\text{Be}+^9\text{Be}$* . PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2011.
- [57] Juan Zamora. *Estudo do Espalhamento Elástico dos Isótopos ^7Be , ^9Be e ^{10}Be em Alvo de ^{12}C* . PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2011.
- [58] Djalma Rosa Mendes Jr. *Estudo da reação $^8\text{Li}(p,)^5\text{He}$ com feixe radioativo de ^8Li* . PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2010.
- [59] Adriana Barioni. *Estudo da Interação de Núcleos de massa $A=8$ com Alvo de Carbono*. PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2009.
- [60] Ian J. Thompson and Filomena M. Nunes. *Nuclear Reactions for Astrophysics*. Cambridge University Press, 2009. ISBN 9781139152150. URL <http://dx.doi.org/10.1017/CB09781139152150>. Cambridge Books Online.
- [61] P. Fröbrich and R. Lipperheide. *Theory of Nuclear Reactions*. Oxford science publications. Clarendon Press, 1996. ISBN 9780198537830.
- [62] S Yoshida. The inelastic scattering of nucleons by the surface interaction. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 69(9):668, 1956. URL <http://stacks.iop.org/0370-1298/69/i=9/a=303>.
- [63] B. Margolis and E. S. Troubetzkoy. Low-energy neutron scattering by a spheroidal complex potential. *Phys. Rev.*, 106:105–109, Apr 1957. doi: 10.1103/PhysRev.106.105. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.106.105>.
- [64] D. M. Chase, L. Wilets, and A. R. Edmonds. Rotational-optical model for scattering of neutrons. *Phys. Rev.*, 110:1080–1092, Jun 1958. doi: 10.1103/PhysRev.110.1080. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.110.1080>.

- [65] G.R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. International series of monographs on physics. Clarendon Press, 1983. ISBN 9780198512691.
- [66] Herman Feshbach, Charles E. Porter, and Victor F. Weisskopf. The formation of a compound nucleus in neutron reactions. *Phys. Rev.*, 90:166–167, Apr 1953. doi: 10.1103/PhysRev.90.166. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.90.166>.
- [67] H Feshbach. The optical model and its justification. *Annual Review of Nuclear Science*, 8(1):49–104, 1958. doi: 10.1146/annurev.ns.08.120158.000405. URL <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.ns.08.120158.000405>.
- [68] Roger D. Woods and David S. Saxon. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Phys. Rev.*, 95:577–578, Jul 1954. doi: 10.1103/PhysRev.95.577. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.95.577>.
- [69] P.E. Hodgson. *The Deuteron-nucleus Optical Potential*. Advances in physics. [Offprint]. Taylor & Francis, 1966.
- [70] A.C.C. Villari, A. Lepine-Szily, R.Lichtenthaler Filho, O.Portezan Filho, M.M. Obuti, J.M. Oliveira Jr., and N. Aded. Total reaction cross section and forward glory for $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$. *Nuclear Physics A*, 501:605 – 620, 1989. ISSN 0375-9474. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(89\)90151-6](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(89)90151-6). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947489901516>.
- [71] Fresco. URL <http://www.fresco.org.uk/>.
- [72] G. W. Greenlees, G. J. Pyle, and Y. C. Tang. Nuclear-matter radii from a reformulated optical model. *Phys. Rev.*, 171:1115–1136, Jul 1968. doi: 10.1103/PhysRev.171.1115. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.171.1115>.
- [73] G.R. Satchler and W.G. Love. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering. *Physics Reports*, 55(3):183 – 254, 1979. ISSN 0370-1573. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(79\)90081-4](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(79)90081-4). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157379900814>.

- [74] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Candido Ribeiro, E. S. Rossi, and C. P. Silva. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction. *Phys. Rev. C*, 66:014610, Jul 2002. doi: 10.1103/PhysRevC.66.014610. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.014610>.
- [75] Maria Carmen Morais. *O efeito de estados de estrutura alfa no espalhamento $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ e na reação de captura astrofísica $^{12}\text{C}(\alpha)^{16}\text{O}$* . PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2010.
- [76] M.A.G. Alvarez, L.C. Chamon, M.S. Hussein, D. Pereira, L.R. Gasques, E.S. Rossi Jr., and C.P. Silva. A parameter-free optical potential for the heavy-ion elastic scattering process. *Nuclear Physics A*, 723(1-2):93 – 103, 2003. ISSN 0375-9474. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(03\)01158-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(03)01158-8). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947403011588>.
- [77] A. Lépine-Szily, R. Lichtenthäler, and V. Guimarães. The radioactive ion beams in brazil (ribras) facility. *The European Physical Journal A*, 50(8):1–34, 2014. ISSN 1434-601X. doi: 10.1140/epja/i2014-14128-4. URL <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2014-14128-4>.
- [78] P.R.S. Gomes, I. Padron, M.D. Rodríguez, G.V. Martí, R.M. Anjos, J. Lubian, R. Veiga, R. Liguori Neto, E. Crema, N. Added, L.C. Chamon, J.O. Fernández Niello, O.A. Capurro, A.J. Pacheco, J.E. Testoni, D. Abriola, A. Arazi, M. Ramírez, and M.S. Hussein. Fusion, reaction and break-up cross sections of weakly bound projectiles on ^{64}Zn . *Physics Letters B*, 601(1?2):20 – 26, 2004. ISSN 0370-2693. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2004.09.029>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269304013498>.
- [79] C. Y. Wong. Interaction barrier in charged-particle nuclear reactions. *Phys. Rev. Lett.*, 31:766–769, Sep 1973. doi: 10.1103/PhysRevLett.31.766. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.31.766>.
- [80] E F Aguilera. Outstanding features of reactions with halo nuclei. *Journal of Physics: Conference Series*, 387(1):012001, 2012. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/387/i=1/a=012001>.

- [81] V Guimaraes, A Lepine-Szily, R Lichtenthaler, P N de Faria, A Barioni, K C C Pires, V Morcelle, D R Mendes, J C Zamora, M C Morais, R P Condori, E A Benjamim, D S Monteiro, E Crema, A M Moro, and J Lubian. Low energy nuclear reactions with ribras, radioactive ion beam in brasil, system. *Journal of Physics: Conference Series*, 312(8):082024, 2011. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/312/i=8/a=082024>.
- [82] L.F. Canto, P.R.S. Gomes, J. Lubian, L.C. Chamon, and E. Crema. Dynamic effects of breakup on fusion reactions of weakly bound nuclei. *Nuclear Physics A*, 821(1):51 – 71, 2009. ISSN 0375-9474. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2009.02.001>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947409001092>.
- [83] L F Canto, P R S Gomes, J Lubian, L C Chamon, and E Crema. Disentangling static and dynamic effects of low breakup threshold in fusion reactions. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 36(1):015109, 2009. URL <http://stacks.iop.org/0954-3899/36/i=1/a=015109>.