

Universidade Federal de Juiz de Fora
Instituto de Ciências Exatas
Departamento de Física

**Perda e Captura Eletrônica de Li^{2+}
colidindo com Ar , na faixa de
energia entre $0,5$ e $3,0$ MeV .**

Alberto Luiz Costa Losqui

Orientador: Prof. Dr. Wilson de Souza Melo

Juiz de Fora
Julho de 2008

Universidade Federal de Juiz de Fora
Instituto de Ciências Exatas
Departamento de Física

**Perda e Captura Eletrônica de Li^{2+}
colidindo com Ar , na faixa de energia
entre $0,5$ e $3,0$ MeV .**

Dissertação de Mestrado apresentada ao
Departamento de Física da Universidade
Federal de Juiz de Fora como parte dos
requisitos necessários para obtenção do
Título de Mestre em Física.

Alberto Luiz Costa Losqui

Orientador: Prof. Dr. Wilson de Souza Melo

Juiz de Fora, MG – Brasil
25 de Julho de 2008

Perda e Captura Eletrônica de Li^{2+} colidindo com Ar, na faixa de energia entre 0,5 e 3,0 MeV.

Alberto Luiz Costa Losqui

Prof. Dr. Wilson de Souza Melo

Dissertação de mestrado submetida ao programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física da Universidade Federal de Juiz de Fora – UFJF, como parte dos requisitos necessários a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada por:

Prof. Dr. Wilson de Souza Melo

Prof. Dra. Maria Cristina A. Lopes

Prof. Dr. Marcelo Martins Sant'Anna

Para minha Família

*"Eu não falhei,
encontrei 10 mil soluções
que não davam certo."*

Thomas A. Edison

Agradecimentos

A Deus.

Ao meu orientador, Prof. Wilson de Souza Melo da Universidade Federal de Juiz de Fora, que mesmo me chamando de para-aluno, sempre se demonstrou paciente e disposto a me ensinar. Obrigado pela oportunidade de aprender tanto.

Aos Profs. e a comissão de Pós Graduação da UFJF, Sidiney, Pablo, Virgílio, Wilson Oliveira, Maria José e Maria Cristina.

Aos Profs. da UFRJ e toda equipe do LaCAM, o Marcelo, Wania, Felipe, Fábio, Montenegro, e especialmente ao Tony pelos papos e carona até Copacabana. Obrigado pela boa vontade e oportunidade de aprender tanto.

Aos Profs. da Graduação, pela minha formação e conhecimentos adquiridos.

Ao Domingos da secretaria da Pós Graduação, pela boa vontade e interesse em ajudar.

A Universidade Federal de Juiz de Fora e a Universidade Federal do Rio de Janeiro, pelo apoio material.

A CAPES pelo apoio financeiro.

Aos meus pais, Alberto e Terezinha, pelo apoio e o amor incondicional. Por serem meu ponto de referência e o exemplo que eu sigo.

Ao meu irmão Angelito, pelas nossas conversas e nossas partidinhas de futebol.

A toda minha família, em especial as pessoas ligadas diretamente ao meu sucesso, minha Vó Leny, aos meus tios Julim, Carlim, e tias Elza, Ellem, minha priminha Ailana e minha afilhadinha Helena.

A Liliane, por ser minha amiga em todos os momentos, me mostrar a luz nas horas escuras e por tudo que ela representa pra mim.

A todos os meus amigos feitos até aqui, ao meu amigo Rochedo que sempre me ajuda nas minhas dúvidas e traduções; meu amigo Sérgio por seus conselhos valiosos; meu amigo Sirlei que tanto me ajudou em JF; meus amigos da graduação; do mestrado, o Assafrão, o Daniel, o Denilson, a Rita, o Marcelo, o Geraldo, enfim, a todos que contribuíram direta ou indiretamente para este trabalho.

Resumo

Seções de choque total de perda e captura eletrônica de Li^{2+} em Ar foram medidas na faixa de energia de 0,5 a 3,0 MeV. Os dados experimentais para a perda são comparados com cálculos teóricos baseados na Aproximação de Born de Ondas Planas (PWBA) e no Modelo de Colisões Livres (MCL). A perda eletrônica pode acontecer basicamente de dois modos diferentes, denominados como blindagem e antiblindagem. No modo de blindagem a perda é devido à interação do núcleo blindado do alvo com o elétron ativo do projétil e no modo de antiblindagem a perda é devido à interação do elétron ativo do alvo com o elétron ativo do projétil.

As medidas das seções de choque total de perda obtidas neste trabalho apresentam valores bem abaixo dos cálculos teóricos, isso pode ser devido a um acoplamento dos canais de perda e captura eletrônica numa mesma colisão, que não são levados em conta tanto na PWBA quanto no MCL; e no caso da PWBA a diferença experimento-teoria é maior, pois essa aproximação é perturbativa.

Para o tratamento com alvos pesados, as teorias não perturbativas apresentam uma descrição mais satisfatória, porém deve ser levado em conta o acoplamento de canais competitivos de perda e captura eletrônica numa mesma colisão, para uma descrição correta do problema.

Essas medidas são inéditas na literatura, e vêm com o intuito de contribuir para o tratamento de colisões que envolvem íons multicarregados e alvos pesados.

Abstract

Total cross sections of loss and electron capture of Li^{2+} in Ar were measured in the range of energy from 0,5 to 3,0 MeV. The experimental data for loss are compared with theoretical calculations based in the Plane Wave Born Approximation (PWBA) and on the Model of Free Collisions. The electronic loss may happen basically from two different modes, the so-called screening and antiscreening. In the screening mode the loss is due to the interaction of the screened target nucleus with the electron active of projectile and in the antiscreening mode the loss is due the interaction of the electron active of target with the electron active of projectile.

The measures of the total cross sections of loss in this work present values well bellow of the theoretical calculations, this can due to a coupling of the loss and electronic capture channels on a same collision that are not taken into account in such a way in the PWBA how much in the MCL; and in the case of the PWBA the difference experiment-theory is bigger, therefore this approach is perturbative.

For the treatment with heavy targets, the nonperturbative theories show a description more satisfactory, but it must be considered the coupling of competitive channels of loss and electronic capture on the same collision for a correct description of the problem.

These measures are unpublished on the literature, and come in order to contribute for the treatment of collisions that involves multicharged ions and heavy targets.

Índice

Resumo	VII
Abstract	VIII
Lista de Figuras	XI
Lista de Tabelas	XIV
Lista de Símbolos	XV
1. Introdução	1
1.1. Importância da Física de Colisões Atômicas.....	1
1.2. Participação do Projétil e Alvo.....	2
1.3. Motivação para este Trabalho.....	4
1.4. Visão geral dos Capítulos.....	5
2. Perda Eletrônica do Projétil	6
2.1. Introdução.....	6
2.2. Blindagem e Antiblindagem.....	6
2.3. Descrição Teórica dos Modos de Blindagem e Antiblindagem.....	10
2.4. Evidências Experimentais dos Modos de Blindagem e Antiblindagem.....	15
2.5. Separação dos Modos de Blindagem e Antiblindagem.....	16
2.5.1. Processos Associados.....	16
2.6. Perda e Captura Simultâneas. Dependência com a carga do projétil.....	19
2.7. Dependência dos Modos de Blindagem e Antiblindagem com o Número Atômico do Alvo (Z_2).....	23
3. Métodos Experimentais	26
3.1. Descrição Geral da Linha Experimental.....	26

3.2. A Fonte de Íons.....	28
3.3. Filtro de Wien.....	30
3.4. Produção de Catodos.....	32
3.5. O Acelerador Pelletron-tandem 5SDH.....	32
3.6. O Magneto.....	36
3.7. Os Feixes Espúrios.....	38
3.8. A Câmara de Colisão.....	40
3.9. A Câmara de Detecção.....	41
3.9.1. Características da “Microchannel plate” – MCP.....	44
3.10. Medidas “single”.....	45
4. Resultados	50
4.1. Introdução.....	50
4.2. Seções de Choque Totais de Perda.....	51
4.2.1. Perda Eletrônica de Li^{2+} em Gás Nobre.....	51
4.3. Captura Eletrônica de Li^{2+} em Gás Nobre.....	53
4.4. Captura e Perda Eletrônica em Gás Nobre.....	54
4.5. Tratamentos não Perturbativos.....	55
4.5.1. Aproximação de Impulso ou Modelo de Colisões Livres.....	57
5. Conclusões	66
5.1. Estudo de Alvos Leves.....	66
5.2. Comparação com Métodos não Perturbativos.....	66
Apêndice:	
A. Tabelas	69
Referências Bibliográficas	72

Lista de Figuras

2.1	Representação da perda eletrônica devido à interação do: a) elétron do projétil com o núcleo blindado do alvo e b) elétron do projétil com o elétron do alvo	9
2.2	Representação dos processos de interação projétil-alvo, considerando os seguintes modos de interações: a) Blindagem, b) Antiblindagem, c) Ionização simultânea e independente projétil-alvo e d) Ionização direta do alvo.....	17
2.3	Representação da perda e a captura eletrônica ocorrendo simultaneamente devidos aos modos de: a) Blindagem e b) Antiblindagem	22
3.1	Representação esquemática da vista lateral da fonte de íons, acelerador 5SDH, magneto e linhas de feixes	26
3.2	Representação esquemática com vista superior da canalização do feixe	27
3.3	Esquema de funcionamento da fonte de íons	28
3.4	Foto ilustrativa da fonte SNICS.....	29
3.5	Esquema para exemplificar o processo de obtenção de íons ao atravessar a parede de céσιο	30
3.6	Representação da distribuição dos campos elétricos e magnéticos no filtro de Wien ..	31
3.7	Foto ilustrativa do filtro de Wien	32
3.8	Representação esquemática do interior do tubo do acelerador	34
3.9	Foto ilustrativa do interior do tubo do acelerador	34
3.10	Esquema de funcionamento do gerador de tensão no acelerador	35
3.11	Foto ilustrativa da corrente de cilindros, os chamados "pellets"	36
3.12	Esquema com vista superior para o magneto e a linha de feixes	36
3.13	Representação da trajetória de uma partícula submetida ao campo magnético	37

3.14	Representação esquemática com vista superior, da deflexão horizontal do feixe espúrio + principal ao passar pela placa de deflexão horizontal D_1	39
3.15	Representação esquemática com vista superior, da deflexão vertical dos feixes após passarem pela câmara de colisão, pelas placas de deflexão vertical D_2 . Os três feixes incidentes estão no mesmo plano. Cada feixe da origem a outros estados de carga após passar pela câmara de colisão.	39
3.16	Imagem típica obtida no detector X-Y, mostrando a separação das famílias.....	40
3.17	Esquema da distribuição das placas de deflexão, câmara gasosa e detector.....	41
3.18	Foto ilustrativa do funcionamento do programa VDG	43
3.19	Esquema da distribuição dos equipamentos eletrônicos ligados ao detector para fazer a leitura dos feixes	44
3.20	Fração dos estados de carga em função da pressão na célula gasosa	48
4.1	Seção de choque de perda eletrônica de Li^{2+} colidindo com He , em função da energia do projétil, comparando com PWBA	52
4.2	Seção de choque total de perda de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil.....	53
4.3	Seção de choque total de captura de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil.....	54
4.4	Seção de choque total de perda e captura de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil	55
4.5	Representação das velocidades e ângulos no modelo de colisões livres	59
4.6	Seção de choque total de perda de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil, comparada com resultados teóricos da aproximação de Born (PWBA) considerando a contribuição da blindagem, antiblindagem e a soma das contribuições.....	61
4.7	Seção de choque total de perda de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil, comparada com resultados teóricos do modelo de colisões livres considerando a contribuição da blindagem, e a soma da blindagem no MCL e antiblindagem na PWBA	62

4.8 Seção de choque total de perda de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil, comparada com resultados teóricos do MCL e PWBA, sendo a soma da blindagem (PWBA) + antiblindagem (PWBA) e a soma da blindagem (MCL) + antiblindagem (PWBA) 63

Lista de Tabelas

3.1	Distribuição da energia dos íons de acordo com a carga, dentro do tubo do acelerador	33
A.1	Seção de choque total de perda de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil	69
A.2	Seção de choque total de captura de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil	69
A.3	Seção de choque total de perda de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil, calculadas com base no modelo de colisões livres considerando a contribuição de blindagem	70
A.4	Seção de choque total de perda de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil, calculadas com base na aproximação de Born (PWBA) considerando a contribuição da blindagem e antiblindagem	71

Lista de Símbolos

P	Projétil
A	Alvo
q	Carga inicial do projétil
k	Carga final do projétil
i	Carga final do alvo
Z	Número atômico
Z_2	Número atômico do alvo
σ	Seção de choque
σ_{qk}	Seção de choque para medida “single”
σ_{qk}^i	Seção de choque para medida em coincidência
m	Massa do elétron
M	Massa do projétil
I	Energia de ionização do elétron ativo
v	Velocidade do projétil
v_0	Velocidade de Born
$\hbar\vec{Q}$	Momento transferido na colisão
n	Estados do alvo
s	Estado inicial do projétil
f	Estado final do projétil
\vec{K}_{in}	Vetor de onda inicial do projétil
\vec{K}_{out}	Vetor de onda final do projétil
$F(Q)$	Fator de forma
Ψ	Função de onda do estado do projétil
Φ	Função de onda do estado do alvo
P_{blin}	Probabilidade de ionização de um elétron do projétil pelo núcleo do alvo blindado
P_{anti}	Probabilidade de ionização de um elétron do projétil pelo elétron do alvo
P_c	Probabilidade de captura de um elétron do alvo
b	Parâmetro de impacto

u_{rms} Média quadrática da distribuição de velocidades iniciais do elétron do íon incidente

θ Ângulo de espalhamento do elétron livre

β Ângulo entre as velocidades do centro de massa do projétil no referencial do laboratório e do elétron ativo no referencial do projétil

v_N Velocidade do centro de massa no referencial do laboratório

ϕ Ângulo entre o plano formado por \vec{v}_N e a velocidade inicial do elétron, e o plano formado por \vec{v}_N e a velocidade final do elétron, todas as velocidades no referencial do laboratório

Capítulo 1

Introdução

1.1. Importância da Física de Colisões Atômicas

O estudo de colisões atômicas vem ao longo dos tempos se intensificando e se aprimorando com o desenvolvimento de técnicas analíticas e computacionais, aumentando assim, as teorias e soluções para os fenômenos observados na natureza.

Vamos considerar alguns exemplos práticos, que ao longo dos tempos foram estimulando os estudos de colisões atômicas.

A Emissão de Raios-X Induzida por Partículas (“Particle-Induced X - Ray Emission”-PIXE) [1], que exigiu a determinação precisa das seções de choque de ionização de camadas internas, e tem aplicações em biologia, medicina, geologia e arqueologia.

Outro exemplo importante para tais estudos nos últimos tempos é a necessidade de novas fontes de energia, com baixo impacto ambiental e uma considerável abundância de matéria prima, que é conhecida como Fusão Termonuclear Controlada [2]. Altíssimas temperaturas estão envolvidas neste processo e diferentes íons estão presentes em um estado de plasma (íons e elétrons formam um fluido macroscopicamente neutro), dependendo do tempo, posição ou condição do plasma. Entender o estado de plasma exige a compreensão precisa dos processos eletrônicos envolvidos entre íons e elétrons.

Sem entrar em muitos detalhes de tais processos, podemos notar que vários processos de colisão estão relacionados à produção e também no diagnóstico do plasma, e estas colisões envolvem elétrons, íons, átomos, moléculas, prótons, hidrogênio atômico e molecular, e produtos de reações de fusão. Isso torna o entendimento das condições existentes no plasma algo bem complicado; necessitando grandes quantidades de dados sistemáticos de diversos processos colisionais para vários estados de carga, faixas de energia, espécies de partículas, estado quântico inicial, etc. Alguns institutos ou organizações internacionais [3] coordenam a tarefa de compilação, avaliação e,

finalmente recomendação e disseminação dos melhores dados disponíveis para uso da comunidade em geral.

Para ilustrar, tem-se a reação de fusão nuclear envolvendo os núcleos de formas pesadas (isótopos) do hidrogênio, o deutério (D) e o trítio (T) [4],



Onde D é abundante na água do mar; T não existe na natureza, é radioativo e tem que ser produzido; n é um nêutron.

Mais um exemplo é a física das atmosferas planetárias, onde partículas constituintes do vento solar, raios cósmicos e partículas secundárias criadas quando estas interagem com a matéria causam uma série de fenômenos importantes devido à interação com os constituintes das atmosferas ou com a superfície de planetas e cometas [5].

Listamos aqui, alguns dos muitos exemplos de áreas que necessitam do conhecimento de processos básicos de colisões atômicas. Assim, o interesse pela física de colisões atômicas torna-se mais claro, não só pelo fato de um maior entendimento nos mecanismos de colisão, mas também por suas aplicações atuais e futuras em diversos campos da Ciência.

1.2. Participação do Projétil e Alvo

A escolha do projétil há ser usado influencia o resultado e o tipo de interação no processo de colisão. Se usarmos projéteis nus (completamente despidos de elétrons) haverá uma interação coulombiana entre o núcleo do projétil e os elétrons do alvo. Se por outro lado, usamos projéteis com estrutura, abrimos várias possibilidades para a interação coulombiana entre os elétrons do projétil e os elétrons do alvo; tornando o problema bem mais complicado. Porém seu estudo é necessário para contribuir para o entendimento dos processos de captura e/ou de perda eletrônica, já que um projétil sem estrutura ao penetrar na matéria, dificilmente permanece completamente despido.

A captura e a perda eletrônica podem ser descritas sucintamente da seguinte maneira: Captura eletrônica é o processo no qual um íon interage com um alvo atômico ou molecular e pelo menos um elétron do alvo é arrancado (capturado) pelo projétil.

Perda eletrônica do projétil é um processo no qual um íon interage com um alvo atômico ou molecular e pelo menos um elétron é ejetado do projétil como resultado desta interação.

Os elétrons do alvo podem participar do processo de perda de duas formas: *passiva*, quando os elétrons do alvo permanecem no estado fundamental, e seu papel é restrito a blindar o potencial nuclear do alvo; e *ativa*, quando os elétrons do alvo tornam-se agentes responsáveis pela ionização do projétil [6,7]. São dois papéis competitivos e importantes que os elétrons do alvo têm na ionização do projétil, e vem sendo denominados por alguns autores como blindagem (“*screening*”) e antiblindagem (“*antiscreening*”), respectivamente. E que podem ser interpretados como uma interação de um elétron (screening), e uma correlação de espalhamento de dois centros (antiscreening) [8].

Durante a passagem de um feixe rápido através da matéria, processos como ionização [9] ou excitação [10] e mudança de carga podem ocorrer. Se um projétil P de carga inicial q , colide com um alvo neutro A , podemos em geral representar esses processos de mudança de carga como,



Onde q e k podem assumir valores de -1 a Z_P (número atômico do projétil) e o índice i pode variar de 0 a Z_A (número atômico do alvo), e $(k + i - q)$ é o número de elétrons liberados no processo. Em laboratório é possível criar situações para medir os processos desejados, como por exemplo, a perda (ionização) de um elétron do projétil de forma que o alvo possa ser ou não excitado ou ionizado. Para este processo temos uma seção de choque correspondente que é σ_{qk}^i , que tem uma dependência da observação dos estados de carga inicial e final do projétil e estado de carga final do alvo. Mas se identificarmos somente o estado final do projétil, a seção de choque medida será dada por,

$$\sum_i \sigma_{qk}^i = \sigma_{qk} \quad (1.3)$$

Com a seção de choque dada pela equação (1.3), podemos introduzir medidas do tipo “single”, que são medidas onde apenas o estado final do projétil é identificado e nada se sabe sobre o estado final do alvo.

1.3. Motivação para este Trabalho

A base deste trabalho é produzir colisões íons-átomos e observar os produtos destas interações depois da colisão, podendo assim compreender a contribuição dos processos que levam a ionização do projétil (perda eletrônica) e a captura de elétrons do alvo pelo projétil (captura eletrônica).

Estudos sobre a ionização do projétil pelos elétrons do alvo foram apresentados por Bohr em 1948 [11], e partir daí, outros autores como Bates e Griffing [12-14], empregaram um tratamento quântico para a determinação das seções de choque inelásticas envolvendo dois átomos. O avanço na área de colisões atômicas torna clara a necessidade de mais trabalhos que possam contribuir para o entendimento dos mecanismos envolvidos na interação projétil-alvo.

Voltando no exemplo da Fusão Termonuclear Controlada, podemos ter reações que envolvem isótopos de lítio se chocando com deutério (D) e nêutron (n) [4].



Nestas reações está presente um estado de plasma, onde íons e elétrons formam um fluído macroscopicamente neutro e estão interagindo de várias formas possíveis. O estudo de como ocorre os processos de interação, de troca eletrônica, pode vir a contribuir para o entendimento das reações no estado de plasma, além de contribuir para colisões que envolvam o lítio. O entendimento e o cálculo das seções de choque do lítio com alvos pesados, podem também ajudar a entender melhor os mecanismos e os processos na colisão para baixa energia.

A motivação principal deste trabalho é considerar apenas medidas do tipo “single”, onde o projétil é o íon de Lítio (${}^7\text{Li}^{2+}$), o gás alvo será o Argônio (Ar), e identificar a seção de choque total de perda e de captura eletrônica, na faixa de energia de 0.5 a

3.0 MeV, a fim de comparar com as descrições teóricas para a seção de choque total de perda e observar o comportamento experimento-teoria. Estas medidas são inéditas na literatura e não será possível uma comparação experimental com resultados de outros autores, porém, nessa interação com alvo pesado, se espera uma grande seção de choque de perda eletrônica do projétil, comparada com a seção de choque de perda para alvos leves [15]. Além disso, espera-se observar um acoplamento dos canais de perda e de captura eletrônica numa mesma colisão [16], principalmente para baixas energias (onde outros mecanismos, além dos modos de blindagem e antiblindagem podem estar associados ao processo de colisão).

1.4. Visão geral dos Capítulos

No capítulo 2 será apresentado um breve histórico do estudo da perda eletrônica do projétil em colisões com alvos leves.

No capítulo 3 serão descritos detalhes da experiência realizada no Laboratório de Colisões Atômicas e Moleculares (LaCAM) da Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ).

No capítulo 4 serão apresentados os resultados e serão feitas comparações com previsões teóricas.

No capítulo 5 serão apresentadas as conclusões.

E por ultimo, no Apêndice A será apresentada uma tabela com as seções de choque medidas.

Capítulo 2

Perda Eletrônica do projétil

Neste capítulo será feito um resumo teórico para a perda eletrônica do projétil em relação a um alvo leve (baseada na aproximação de Born), que servirá como base para o estudo com alvo pesado.

2.1. Introdução

No estudo de colisões atômicas, projétil e alvo podem interagir de diversas formas. Projéteis completamente despídos de elétrons (“nus”) podem: excitar, ionizar ou capturar elétrons do alvo; e a interação preponderante é a coulombiana entre o núcleo do projétil e os elétrons do alvo [17,18]. Porém, na natureza existem projéteis com estrutura (projéteis vestidos), que tornam o problema mais complicado; pois passamos a ter interação dos elétrons do projétil com os elétrons do alvo, fornecendo novas possibilidades.

Neste trabalho é usado um projétil com estrutura (com um elétron), que colide com um alvo gasoso. Este projétil pode capturar ou perder elétrons na interação projétil-alvo, e esta interação pode ser elétron-elétron, elétron-núcleo por exemplo.

2.2. Blindagem e Antiblindagem

Considerando uma colisão que envolve íons vestidos e átomos neutros, o elétron ligado a um dos núcleos pode influenciar nos acontecimentos ou processos sofridos pelo elétron ligado ao outro núcleo. Podemos ter uma repulsão coulombiana entre os dois elétrons, de forma que, um dos ou os dois elétrons mudem de estado. Existe também a possibilidade de que o campo elétrico negativo dos elétrons blinde o campo elétrico positivo do núcleo ao qual estão ligados os elétrons, de forma que a transição ocorra no

outro sistema. Mas com a blindagem feita pelos elétrons, espera-se uma diminuição na probabilidade de transição dos elétrons se comparada com a probabilidade de transição causada por um núcleo nu.

A perda eletrônica do projétil é um processo no qual um íon interage com um alvo atômico ou molecular e pelo menos um elétron é ejetado do projétil como resultado desta interação. Podemos ter dois modos para que ocorra o processo de perda. O primeiro é considerar uma interação coulombiana entre o núcleo do alvo (com número atômico Z_2) e um elétron do projétil, sendo que o campo nuclear do alvo é atenuado pela blindagem causada por seus elétrons; assim os elétrons do alvo permanecem em seu estado inicial. Em um critério de comparação, a seção de choque com a consideração deste modo é reduzida em relação à seção de choque de um núcleo nu, pois como o alvo é neutro, a blindagem tem um papel importante na redução da seção de choque de perda eletrônica [12]. Um fato a considerar sobre a blindagem é que sua eficiência não é a mesma para todos os parâmetros de impacto para o qual a perda eletrônica pode ocorrer [19], de forma que se deve considerar este fato nas aproximações teóricas mais realistas, para que a descrição de perda eletrônica seja significativamente diferente da ionização por uma partícula sem estrutura.

O segundo modo considera que um elétron do alvo também atua como agente ionizante. E este modo contém uma diferença importante entre a ionização causada por uma partícula sem estrutura e por um átomo neutro. Neste modo, a perda eletrônica do projétil é devida somente à interação elétron-elétron, com os núcleos do projétil e do alvo agindo apenas como observadores e não participam diretamente da interação. Mas isso tem uma consequência, pois agora a energia necessária para ionizar os dois elétrons tem que vir da energia de translação relativa dos elétrons do alvo e do projétil, de forma que

$$\frac{mv^2}{2} \geq I_P + I_A \quad (2.1)$$

onde m é a massa do elétron, v a velocidade relativa de translação, e I_P e I_A são as energias de ionização dos elétrons ativos do projétil e do alvo respectivamente. Esta desigualdade mostra que a contribuição elétron-elétron para a perda eletrônica tem um limiar com respeito à energia do projétil dado por [7]:

$$E \cong \left(\frac{M}{m}\right) (I_P + I_A) \quad (2.2)$$

onde M é a massa do projétil. Este limiar é importante para o processo, pois a seção de choque total de perda passa a ter uma contribuição adicional para energias acima do limiar, devido à adição desta seção de choque a aquela da interação núcleo-elétron.

Esses dois modos ou processos são denominados respectivamente de blindagem e antiblindagem (“screening” e “antiscreening”) [6-8,20]. Na Figura 2.1 temos uma representação destes modos na interação de um íon com um alvo de dois elétrons. Diversas formas possíveis de interação elétron-elétron foram discutidas por Stolterfoht [21,22] em uma colisão, classificando a antiblindagem como uma correlação de espalhamento de dois centros, enquanto que a blindagem foi classificada como uma interação de um elétron. E tal terminologia vem sendo cada vez mais adotada nos textos científicos.

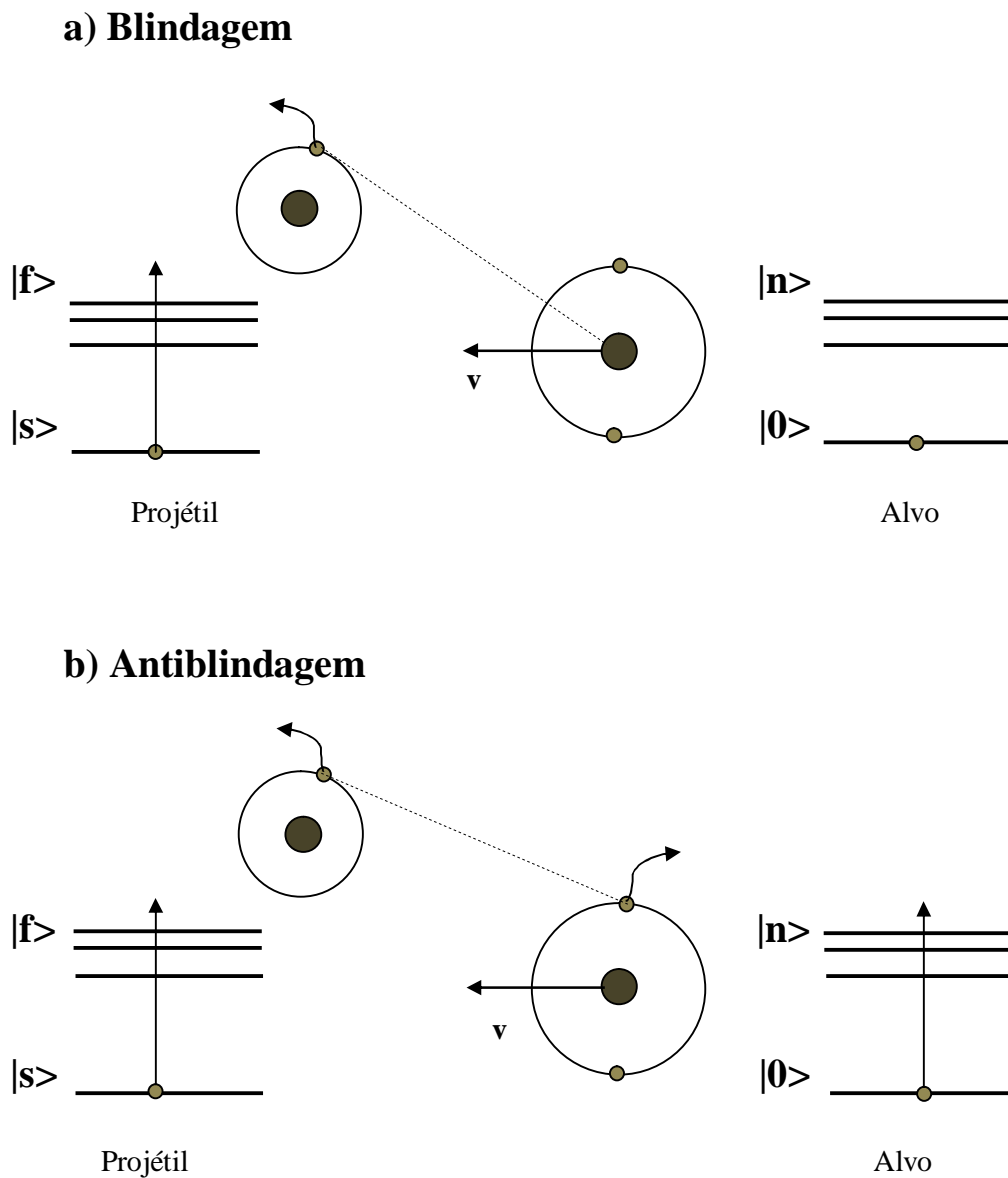


Figura 2.1: a) Representação da perda eletrônica do projétil em primeira ordem, no referencial do projétil, como o resultado de uma interação do núcleo blindado do alvo com o elétron do projétil. O elétron ativo do projétil faz uma transição de um estado inicial s para o contínuo, enquanto os elétrons do alvo permanecem no estado fundamental; processo chamado de *blindagem*. b) A mesma consideração de referencial, agora para uma interação elétron-elétron. O elétron ativo do projétil vai de um estado s para o contínuo e o elétron ativo do alvo, simultaneamente, vai de um estado 0 para o estado n ; processo chamado de *antiblindagem*.

2.3. Descrição Teórica dos Modos de Blindagem e Antiblindagem

O objetivo principal deste trabalho não é se aprofundar nos cálculos dos tratamentos teóricos, mas sim entender o processo “Físico” envolvido nas aproximações, para poder compreender a comparação experimento-teoria. Sendo assim, a descrição teórica que vem a seguir será feita de uma maneira mais direta e sucinta, abordando o foco de interesse.

Bates e Griffing [12-14], introduziram o tratamento quântico das interações elétron-elétron, estudando colisões H + H. A teoria desenvolvida por eles é baseada na aproximação de Born de ondas planas (“Plane Wave Born Approximation”- PWBA) onde a seção de choque pode ser expressa como dois fatores de forma, onde um relaciona o estado inicial e final do projétil e o outro relaciona o estado inicial e final do alvo. Com a inclusão da interação elétron-elétron, a ionização (ou excitação) do projétil e do alvo tem um papel importante na teoria, tornando necessária a consideração de todos os possíveis estados excitados do alvo para determinar a seção de choque total de perda (ionização do projétil).

Para simplificar, vamos supor um projétil com apenas um elétron, sua seção de choque, σ_{sf} , para ionização ou excitação deste elétron na PWBA não relativística é dada por [12],

$$\sigma_{sf} = \frac{8\pi}{\left(\frac{v}{v_0}\right)^2} \sum_n \int_{Q_{\min}}^{Q_{\max}} dQ \frac{1}{Q^3} |F_{sf}(Q)|^2 |F_{0n}(Q)|^2 \quad (2.3)$$

onde v é a velocidade do projétil, $v_0 = \frac{e^2}{\hbar}$ é a velocidade de Born, n representa os estados (fundamental e excitados, incluindo o contínuo) do alvo, s e f representam os estados iniciais e finais do projétil; e $\hbar\vec{Q}$ é o momento transferido na colisão, definido como sendo proporcional à diferença entre os vetores de onda inicial e final do projétil, \vec{K}_{in} e \vec{K}_{out} , isto é,

$$Q = |\vec{K}_{in} - \vec{K}_{out}| \quad (2.4)$$

Se tivermos um projétil pesado, tal que a energia perdida na colisão seja pequena se comparada com a energia cinética do projétil ao atingir (colidir) o alvo, podemos usar aproximações para o momento transferido mínimo e máximo [7]

$$Q_{min} \cong \frac{E_f - E_s + E_n - E_0}{\hbar v} \quad (2.5)$$

$$Q_{max} = \infty$$

onde E_f, E_s, E_n, E_0 são as energias correspondentes aos estados finais e iniciais do projétil e do alvo, respectivamente. Os fatores de forma $F_{sf}(Q)$ e $F_{0n}(Q)$ são:

$$F_{sf}(Q) = \langle \Psi_f | e^{i\vec{Q}\cdot\vec{r}} | \Psi_s \rangle \quad (2.6)$$

$$F_{0n}(Q) = \left\langle \Phi_n \left| Z_2 - \sum_i^N e^{i\vec{Q}\cdot\vec{r}_i} \right| \Phi_0 \right\rangle$$

onde $\Psi_f(r)$ e $\Psi_s(r)$; Φ_n e Φ_0 representam as funções de onda dos estados finais e iniciais do projétil e do alvo, respectivamente.

Mas se não for possível observar o estado final do alvo, temos que levar em conta todos os seus estados finais possíveis, conforme mostra a soma sobre n na equação (2.3). Com isso, o fator de forma $F_{0n}(Q)$ vai envolver funções de onda dos estados fundamental, excitados ou do contínuo para os elétrons do alvo. Sendo assim, para que a seção de choque na equação (2.3) seja calculada, todas estas funções de onda devem ser conhecidas. Bates e Griffing em seu tratamento de H+H, conheciam analiticamente todos os possíveis estados excitados e o resultado pôde ser obtido. Entretanto para alvos mais complexos, como átomos multi-eletrônicos ou moléculas, a resolução se torna mais complexa.

Para resolver o problema quando o alvo tem dois ou mais elétrons; consideramos uma energia de excitação média para o cálculo de Q_{min} que aparece na integral da equação (2.3), assim com esta aproximação pode-se inverter a ordem entre o somatório

e a integral. Com o uso da relação de fechamento (“closure”) [6], podemos escrever o somatório do fator de forma como,

$$\sum_n \left| \left\langle \Phi_n \left| Z_2 - \sum_i^N e^{i\vec{Q}\cdot\vec{r}_i} \right| \Phi_0 \right\rangle \right|^2 = [Z_2 - F_{00}(Q)]^2 + [N - |F_{00}(Q)|^2] \quad (2.7)$$

com

$$F_{00} = \left\langle \Phi_0 \left| \sum_i^N e^{i\vec{Q}\cdot\vec{r}_i} \right| \Phi_0 \right\rangle \quad (2.8)$$

onde N é o número total de elétrons do alvo.

Podemos interpretar fisicamente os dois termos da direita da equação (2.7) respectivamente, como a ionização pelo núcleo do alvo blindado (blindagem) e a ionização de um dos N elétrons do alvo (antibindagem). Uma análise mais apurada desses termos levando em conta um alvo pesado, por exemplo, indica que, com o aumento do número atômico, o primeiro termo da direita cresce com $(Z_2)^2$ e isso aumenta muito a intensidade do campo, e como consequência a intensidade da perturbação aumenta e os métodos perturbativos deixam de ser válidos para descrever esse termo que representa a blindagem. Mas por outro lado, o segundo termo, cresce com o número de elétrons, mas não com o quadrado, de forma que os métodos perturbativos podem ser usados neste termo que representa a antibindagem.

A aproximação feita para alvos com dois ou mais elétrons simplifica o cálculo da seção de choque de perda, pois agora precisamos saber apenas o fator de forma do alvo que envolve as funções de onda do estado fundamental, e não precisamos das funções de onda que envolve os estados excitados ou do contínuo do alvo. Porém esta aproximação é fidedigna apenas onde a energia do projétil é suficientemente alta [7]. Isto ocorre porque a aproximação despreza as diferenças de energia entre várias transições possíveis no alvo, quando se têm interação elétron-elétron e é definido um valor médio para a energia transferida. Com isso podemos concluir que o uso desta aproximação simplifica os cálculos, e dá uma super-estimativa da contribuição elétron-elétron para a perda em velocidades intermediárias e baixas; e em altas velocidades a aproximação tende a um resultado bem fiel.

Considerando o referencial do projétil, a ionização poderia ser vista como a ionização por um feixe de elétrons viajando junto com o núcleo do átomo-alvo, e para um pequeno valor da razão entre a massa do elétron e a massa do núcleo (m / M) implicaria para baixas velocidades, que os elétrons do alvo não teriam energia cinética suficiente para ionizar ou excitar o projétil. Assim, em baixas velocidades a contribuição da interação elétron-elétron deve ser reduzida, para que seja levado em conta o limiar da antibrindagem. É necessária uma energia cinética mínima dos elétrons do alvo (supondo elétrons livres), que seja suficiente para ionizar ou excitar os elétrons do projétil. Sendo o limiar dado por,

$$\frac{1}{2}mv^2 > I_p \quad (2.9)$$

onde v é a velocidade do projétil, I_p é a energia necessária para ionizar ou excitar o elétron ativo do projétil.

Anholt propôs multiplicar o termo de antibrindagem da seção de choque por $\sigma_e(v) / \sigma_p(v)$, onde $\sigma_e(v)$ e $\sigma_p(v)$ são as seções de choque de ionização ou excitação do projétil por elétrons e por prótons, respectivamente, isso para considerar o limiar da antibrindagem. Isto foi fiel aos cálculos de Bates e Griffing fora da região do limiar, mas mostra um limiar abrupto, pois não leva em conta a distribuição inicial dos momentos dos elétrons do alvo.

O procedimento na determinação da média do momento mínimo transferido ao alvo é considerado com mais detalhes por Montenegro e Meyerhof [20], e depende da energia de excitação dos elétrons do alvo, de modo que se obtenha uma aproximação mais consistente para a seção de choque de ionização do projétil. Denomina-se este procedimento de “método de regra de soma estendida”, e tem a mesma filosofia do método de fechamento, que pretende evitar que se levem em conta todos os estados excitados possíveis do alvo individualmente.

Temos ainda outra aproximação teórica para descrever a perda eletrônica, que é conhecida como o modelo de colisões livres (“free-collision model”) ou aproximação clássica de impulso (“classical impulse approximation”) [11,23-30], onde o elétron do projétil é considerado como um elétron livre, colidindo com o átomo alvo, com uma velocidade relativa igual à do projétil. A aproximação de impulso descreve este elétron com uma distribuição de velocidades, para mostrar sua natureza ligada. Assim, o

projétil será ionizado somente se o impulso dado pelo elétron do átomo alvo durante a colisão transferir uma energia maior do que a energia de ionização do projétil.

Lee e colaboradores [31] utilizaram a aproximação do impulso quântico (“quantum mechanical impulse-like approximation”) para calcular a perda na interação elétron-elétron. Mostraram que, no referencial do projétil, o elétron do alvo pode ser visto como uma partícula livre interagindo com o elétron do projétil, se o intervalo de tempo da colisão for pequeno comparado com o tempo da órbita do elétron ativo do projétil, e pôde estabelecer a relação entre esse processo e à ionização de íons por impacto de elétrons livres.

Se as colisões envolvem íons vestidos altamente carregados, teremos os processos multi-eletrônicos ocorrendo com probabilidade suficientemente alta, podendo mudar a interpretação dos resultados experimentais obtidos a partir de uma análise de um único canal. E outro modelo que pode ser usado, é o modelo de partículas independentes (“independent particle model” – IPM) [8,32]; associado com a análise de parâmetro de impacto. Temos os seguintes aspectos para o IPM:

- i) o projétil é considerado como uma carga pontual.
- ii) o movimento relativo dos núcleos é separado do movimento eletrônico.
- iii) o espalhamento entre os núcleos é tratado classicamente.
- iv) a correlação entre os elétrons do mesmo centro é desprezada.

Usando uma análise simples de teorias em primeira ordem, pode-se obter o comportamento geral de vários sistemas colisionais e a dependência da seção de choque ou da probabilidade com vários parâmetros de colisão.

Vários autores [33-36] usaram a aproximação semi-clássica, baseada em teoria de perturbação dependente do tempo, e onde os modos de blindagem e antiblindagem são considerados para diferentes distâncias internucleares. Estes autores conseguiram mostrar que este modelo apresenta os mesmos resultados obtidos pela PWBA para a seção de choque total, e que a interação elétron-elétron é mais provável para parâmetros de impacto maiores. Para entender melhor a interação elétron-elétron para parâmetros de impacto grandes, vamos relacionar este processo à observação de elétrons de baixa energia ejetados em colisões onde o projétil e o alvo, são ambos ionizados, devido ao pequeno momento transferido em colisões distantes. Jakubassa-Amundsen [37] analisou espectros de elétrons ejetados pelo projétil em colisões com alvos leves através da aproximação de Born de segunda ordem e concluiu que é importante incluir a excitação

simultânea do alvo, reforçando a interpretação baseada na análise do parâmetro de impacto.

2.4. Evidências Experimentais dos Modos de Blindagem e Antiblindagem

A primeira separação destes processos ocorreu num experimento feito por Zouros e colaboradores [38,39], onde separaram as contribuições das interações elétron-elétron e elétron-núcleo. Através de espectroscopia Auger, foi observada a produção de estado excitado de projéteis com três elétrons ($1s^22s^1$ para O^{5+} e para F^{6+}), inicialmente no estado fundamental, colidindo com alvos de H_2 e He .

Medidas da seção de choque total de perda também mostraram evidências da presença da antiblindagem. Hülskötter e colaboradores [40,41] mediram as seções de choque de perda eletrônica para projéteis de U^{86+} e U^{90+} colidindo com alvos de H_2 e He para energias de 0,75 a 405 MeV/u. Foram feitas comparações entre essas medidas e cálculos teóricos utilizando a PWBA para a contribuição da blindagem, e foi observado que a teoria se situa abaixo da experiência, isto para energias acima do limiar da antiblindagem. Essa diferença na comparação teórico-experimental foi atribuída a antiblindagem. Já os cálculos teóricos feitos usando PWBA, considerando as interações elétron-elétron e elétron-núcleo, foram bem mais fidedignos a experiência. Efeitos similares foram observados por Shah e Gilbody [15] em colisões de Li^+ e Li^{2+} em alvos de H , H_2 e He .

Sant'Anna e colaboradores [42] realizaram estudos da perda eletrônica de He^+ e C^{3+} em H e H_2 na faixa de energia de 0,5 a 3,5 MeV. Os resultados foram analisados com base na aproximação dos elétrons independentes. A antiblindagem e a ionização de íons multi-carregados por impacto de elétrons foi estudada com base na aproximação de impulso, e mostrando que para uma melhora no acordo entre teoria e experiência é necessário considerar a contribuição elétron-elétron para a perda total a partir das seções de choque de ionização do projétil por impacto de elétrons.

2.5. Separação dos Modos de Blindagem e Antiblindagem

As contribuições relativas aos modos de blindagem e antiblindagem não podem ser separadas em medidas “single”, pois não temos uma medida simultânea do projétil e do alvo após a colisão. Para poder identificar as contribuições experimentalmente de forma clara, é necessário realizar medidas, onde sejam detectados simultaneamente os produtos da colisão (íon de recuo e projétil), medidas estas chamadas de medidas em coincidência [43]. O trabalho de Montenegro e colaboradores [43] foi o primeiro a separar sem ambigüidade os modos de blindagem e antiblindagem, e também apontou para a existência de processos associados [44].

2.5.1. Processos Associados

Além dos mecanismos de blindagem e antiblindagem, é possível que se tenha mecanismos que levem a perda eletrônica do projétil e a ionização do alvo (podendo ser uma ionização mútua projétil-alvo, ou não) [43,44]. Na Figura 2.2 tem-se uma representação da interação entre um projétil com apenas um elétron (He^+) e um alvo com dois elétrons (He). A velocidade do projétil é representada simbolicamente pela letra V .

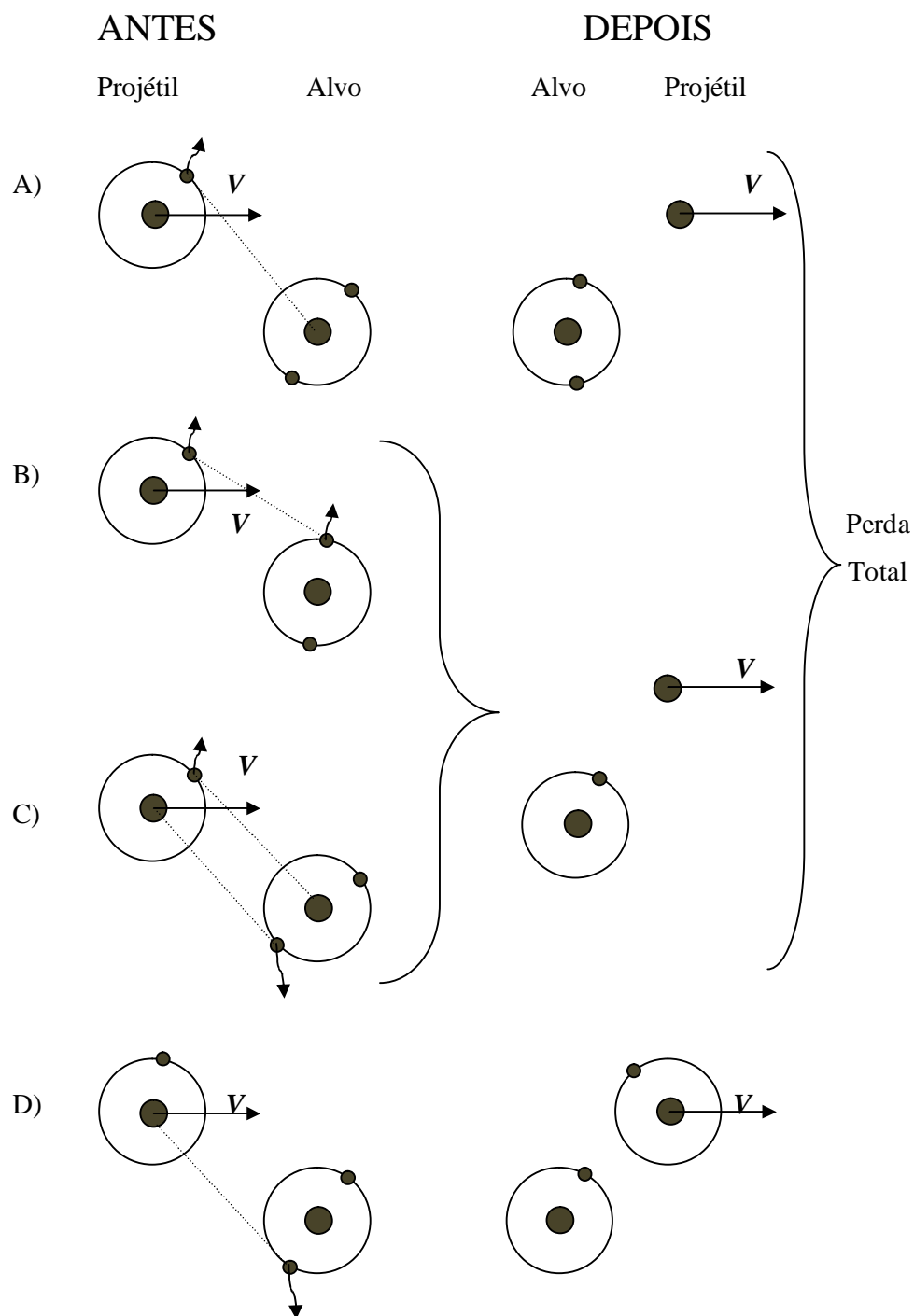


Figura 2.2: Representação dos mecanismos envolvidos num processo de interação íon-átomo. (A) representa o mecanismo de blindagem; (B) representa o mecanismo de antiblindagem; (C) representa a ionização simultânea e independente do projétil e do alvo; (D) representa a ionização direta do alvo pelo núcleo do projétil, e o projétil não perde elétrons neste caso.

Com base na Figura 2.2 acima, pode-se observar que:

(A) representa o mecanismo de blindagem no processo de interação, onde ocorre à ionização do projétil pelo núcleo blindado do alvo.

(B) representa o mecanismo de antiblindagem no processo de interação, onde ocorre à ionização do elétron do projétil e do elétron do alvo via interação elétron-elétron.

(C) representa um processo que ocorre em duas etapas ou um processo de segunda ordem, onde cada um dos núcleos ioniza simultaneamente e independentemente o elétron do vizinho ou parceiro na colisão. De modo que o processo (B) e (C) são indistinguíveis, pois ambos geram estados de carga finais idênticos.

(D) representa a ionização simples direta do alvo pelo núcleo do projétil.

Os processos (A), (B) e (C) representam a perda total do projétil, e o processo (D) representa a ionização do alvo.

Da observação desses processos associados à perda eletrônica, tem-se que a ionização projétil-alvo numa mesma colisão, pode ser pelo mecanismo de antiblindagem (interação elétron-elétron) ou pela interação de segunda ordem núcleo-elétron como no processo (C) na Figura 2.2, levando a uma perda do projétil com a ionização simultânea do alvo (L. I. – “Loss Ionization”), ou uma ionização dupla (DI) [44]. Embora esses processos não possam ser separados na experiência com medidas “single”, eles contribuem para a seção de choque total de perda eletrônica, e tem que ser levados em conta nos cálculos teóricos, a fim de gerar um melhor acordo entre experimento e teoria.

O processo (C) na Figura 2.2, que leva a uma perda e ionização simultânea (L. I.) pode ser visto como uma colisão de blindagem de segunda ordem. Neste processo L. I. a perda do projétil e a ionização do alvo se devem a ação simultânea dos potenciais nucleares blindados do alvo e do projétil.

Assim, quando o projétil e o alvo são simultaneamente ionizados, o processo de ionização dupla de segunda ordem devido à ação simultânea do núcleo do projétil e do alvo sobre os elétrons do alvo e do projétil, respectivamente, é o mecanismo dominante para projéteis com baixa energia, conforme mostrado nas referências [43,44]. A interação elétron-elétron compete com o modo de blindagem para a perda eletrônica do projétil, tornando-se o mecanismo dominante para a ionização simultânea projétil-alvo para altas energias [43,44].

2.6. Perda e Captura Simultâneas. Dependência com a carga do projétil

Para exemplificar o processo de captura, vamos considerar um regime de baixas velocidades e que o projétil esteja bem próximo do alvo. Neste caso, a captura eletrônica [45] acontece de forma que o elétron do alvo seja mais atraído pelo projétil do que pelo núcleo do alvo, assim é induzida uma transição deste elétron de um núcleo a outro.

O tempo de interação também influenciará no processo de captura. Um tempo de interação razoavelmente longo (o suficiente para ocorrer à reação), implica que a captura irá acontecer se a energia cinética do elétron do alvo, em relação ao projétil, for menor do que sua energia potencial no campo do projétil. É necessária uma energia maior para o projétil poder arrancar ou capturar o elétron. Assim, se a energia do projétil decresce (seu tempo de interação aumenta), ou se seu número atômico (do projétil) cresce, a probabilidade de captura de um elétron pelo projétil também crescerá.

Para um regime de velocidades intermediárias, o projétil apresenta um máximo na probabilidade de perda, mas é nessa faixa de velocidade que a probabilidade de captura começa a cair. Sendo assim é prudente considerar a possibilidade de que a perda e a captura ocorram em uma mesma colisão neste regime de velocidades intermediárias. Tal processo é denominado de perda com transferência (“Transfer-Loss”-T. L.) e não muda a carga do projétil, e a perda é determinada experimentalmente pela detecção da mudança deste estado de carga, porém dependendo da probabilidade de captura pode haver uma variação nesta medida, de forma que a fração detectada dos projéteis que perderam elétrons seja menor do que efetivamente ocorre. Logo no regime de velocidades intermediárias, a perda e a captura eletrônica têm que ser consideradas simultaneamente para avaliar o processo de T. L. [46].

Na experiência podemos ter os seguintes processos [47]:

Ionização simples do alvo.



Ionização dupla do alvo ou

Perda simples mais captura simples mais ionização do alvo ou

“Transfer Loss” – T. L.



Captura simples (captura de um elétron do alvo).



Captura mais ionização ou

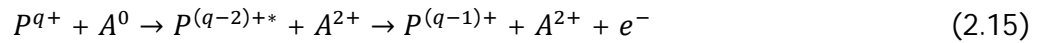
Perda simples mais captura dupla.



Captura dupla.



Captura dupla com contribuição de auto-ionização.



Perda simples.

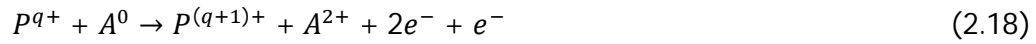


Perda mais ionização simples.

“Loss Ionization” – L. I.



Perda mais ionização dupla.



onde P representa o projétil, A é o alvo e q o estado de carga inicial do projétil.

Para algumas combinações particulares de projéteis, alvos e velocidade de colisão, a captura eletrônica tem maior probabilidade de ocorrer do que a perda. Em contrapartida, a perda eletrônica é freqüentemente acompanhada pela captura no mesmo evento, resultando num estado de carga final para o projétil igual ao inicial. Porém este tipo de processo se confunde com o processo de ionização simples, e não pode ser identificado numa medida “single”, uma vez que não sabemos o que acontece com o alvo depois da colisão.

Considerando um alvo com pelo menos dois elétrons, e que haja a possibilidade de ocorrer os modos de blindagem e antiblindagem [48], pode se observar que, se a perda ocorrer no modo de blindagem, existirá dois elétrons do alvo disponíveis para captura, ao passo que, no modo de antiblindagem, só um elétron do alvo pode ser capturado pelo projétil. E a distribuição de probabilidades do modo de blindagem em função do parâmetro de impacto favorece as colisões de baixo parâmetro de impacto (colisões próximas), e nesta região a captura também é mais provável no regime de velocidades intermediárias. A Figura 2.3, ilustra o processo de captura ocorrendo simultaneamente ao processo de perda do projétil, para alvos com dois elétrons como *He*.

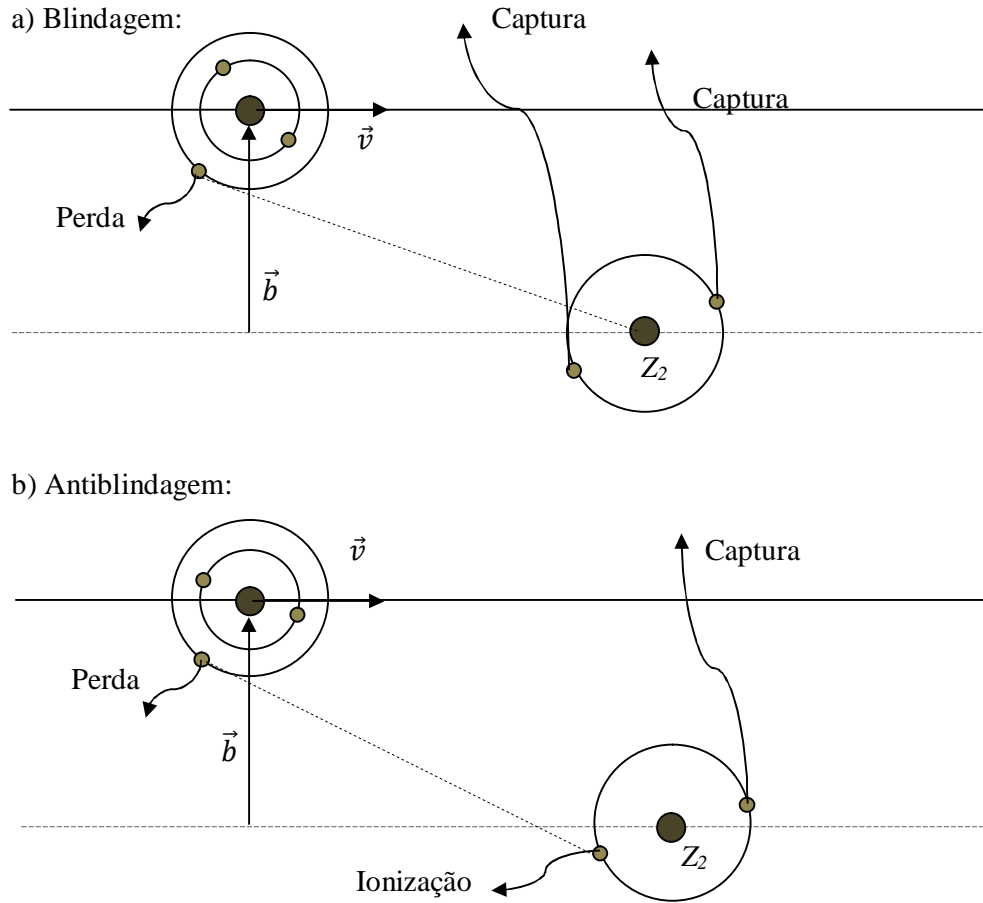


Figura 2.3: Ilustração dos processos eletrônicos possíveis ocorrendo simultaneamente com a perda eletrônica do projétil devido aos processos de *blindagem* e *antiblindagem*.

Podemos escrever a seção de choque de perda observada nestes casos como sendo

$$\sigma_{perda} = 2\pi \int_0^{\infty} P_{blin}(b)[1 - P_c(b)]^2 b db + 2\pi \int_0^{\infty} P_{anti}(b)[1 - P_c(b)] b db \quad (2.19)$$

onde $P_{blin}(b)$ e $P_{anti}(b)$, são respectivamente, as probabilidades para perda por blindagem e antiblindagem, em função do parâmetro de impacto \vec{b} . $P_c(b)$ é a probabilidade de captura de um elétron e $[1 - P_c(b)]$ a probabilidade de que um elétron do alvo não seja capturado. Podemos considerar que $P_c(b) \cong P_c(0)$, onde $P_c(0)$ é definido como a probabilidade de captura com parâmetro de impacto zero (0), e isto nos permite aproximar a equação (2.19) para:

$$\sigma_{perda} \cong [1 - P_c(0)]^2 \sigma_{blin} + [1 - P_c(0)] \sigma_{anti} \quad (2.20)$$

Lembrando que σ_{blin} e σ_{anti} , são respectivamente, as contribuições para as seções de choque de perda devidas a blindagem e antiblindagem. Para altas energias a probabilidade de captura diminui, e assim temos $P_c(b) \ll 1$, e temos uma nova aproximação para a equação (2.19), que se torna,

$$\sigma_{perda} = \sigma_{blin} + \sigma_{anti} \quad (2.21)$$

mas para velocidades intermediárias, não podemos desprezar $P_c(b)$, e assim

$$\sigma_{perda} < \sigma_{blin} + \sigma_{anti} \quad (2.22)$$

Experimentos sobre os processos descritos acima, foram realizados por Montenegro e colaboradores [48] e os resultados mostraram que para, baixas energias, as seções de choque medidas são bem menores do que as seções de choque de PWBA previstas pelo método da soma estendida [20], onde não é levada em conta a captura. Para o aumento da energia, as seções de choque tendem a previsão do método da soma estendida.

2.7. Dependência dos Modos de Blindagem e Antiblindagem com o Número Atômico do Alvo (Z_2).

A determinação do equilíbrio entre os modos de blindagem e antiblindagem no processo de interação, tem sido controversia desde o início da tentativa de descrever a perda de íons rápidos e leves por alvos pesados. Para alvos leves, o modo de antiblindagem desempenha um papel importante no processo da perda de elétrons, contribuindo em pé de igualdade com o modo de blindagem [49].

Em aproximações de primeira ordem, quando a perda é devido à interação do elétron ativo do projétil com o núcleo do átomo-alvo, se espera que a dependência dessa contribuição à perda eletrônica com o número atômico do alvo seja proporcional a $(Z_2)^2$, mas isso não levando em conta a blindagem causada pelos elétrons do alvo sobre

o núcleo-alvo. Mas, se o projétil “percebe” um alvo parcialmente blindado, a dependência com o número atômico deve ser menor que $(Z_2)^2$. Além disso, o elétron ativo do projétil pode interagir diretamente com um dos elétrons do alvo, de maneira que ocorra (resulte) uma ionização simultânea de ambos, caracterizando um modo de antiblindagem. No modo de antiblindagem, o núcleo não participa diretamente da interação, assim a dependência da contribuição desse modo para a perda eletrônica com o número atômico do alvo deve ser em (Z_2) , devida principalmente a soma das probabilidades de transição elétron-elétron sobre todos os elétrons do alvo. Considerando então a contribuição de ambos os modos (blindagem e antiblindagem), temos que a dependência da perda eletrônica com o número atômico do alvo deve ser dominada pela blindagem, de acordo com o aumento do número atômico do alvo. Porém as medidas da seção de choque total de perda apresentam um efeito de saturação com o crescimento de (Z_2) , sugerindo uma contribuição bem menor do modo de blindagem do que a prevista pela teoria de primeira ordem [50]. Na verdade, o equilíbrio entre os modos de blindagem e antiblindagem para alvos pesados (à medida que Z_2 aumenta) assenta numa complexa mistura de mecanismos, alguns deles trabalham fora do regime perturbativo [49]. As previsões teóricas fora do regime perturbativo não são confiáveis e também não podemos extrapolar previsões a partir de sistemas que são bem descritos no regime perturbativo. Assim, vemos a importância de medidas experimentais, no sentido de orientar as aproximações teóricas que por vezes, são tão difíceis de calcular.

Analisando a contribuição de blindagem e antiblindagem com relação ao aumento da carga do projétil, temos as medidas de Montenegro e colaboradores [49] para a perda eletrônica de He^+ que mostraram um desacordo com os resultados baseados em teorias perturbativas; para ambos os alvos leves e pesados, a interação elétron-elétron (modo de antiblindagem) desempenha um papel importante no processo de perda. Agora se aumentamos a carga do projétil, como são o caso das medidas de Melo e colaboradores [16], as seções de choque totais de perda de C^{3+} e O^{5+} em gases nobres apresentam uma saturação para a contribuição do modo de blindagem com o aumento do número atômico (quando o Modelo de Colisões Livres é usado). A contribuição do modo de antiblindagem para cálculos de primeira ordem também apresenta o mesmo comportamento, uma saturação com o aumento do número atômico do alvo [16].

Para alvos pesados, existe uma grande diferença entre as seções de choque calculadas dentro do modelo de colisões livres e o experimento para a perda eletrônica

de C^{3+} e O^{5+} no regime de baixas velocidades principalmente [16]. Isso é devido à existência de dois processos competitivos como canal alternativo para a colisão; que são a ionização direta simples ou múltipla do alvo atômico e a captura simples ou múltipla dos elétrons do alvo pelo projétil [16]. Para um regime de pouca energia a consideração do acoplamento dos canais acima, melhora o acordo experimento-teoria [51].

O estudo da perda de Li^{2+} em *Ar* deste trabalho, se situa bem no meio dos estudos feitos por Montenegro e colaboradores [49] para a perda de He^+ em gases nobres e de Melo e colaboradores [16], para a perda de C^{3+} e O^{5+} em gases nobres. E como o Li^{2+} tem carga maior que o He^+ , ainda temos o favorecimento de a captura ocorrer numa mesma colisão. Podendo associar às medidas, o acoplamento dos canais de perda e captura eletrônica numa mesma colisão e a existência de outros processos que podem contribuir para a perda e/ou captura eletrônica. Este estudo com alvos pesados se encaixa em um regime não perturbativo, na faixa de energia de 0,5 a 3,0 MeV.

Capítulo 3

Métodos Experimentais

Descreveremos aqui o uso dos equipamentos, bem como os métodos experimentais usados nas medidas das seções de choque. Discutiremos também, o funcionamento do acelerador e da fonte de íons.

3.1. Descrição Geral da Linha Experimental

A parte experimental deste trabalho foi desenvolvida no Laboratório de Colisões Atômicas e Moleculares (LaCAM) do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ). Este laboratório dispõe de uma fonte de íons NEC SNICSII, um acelerador tipo Pelletron-tandem, modelo 5SDH, com “stripper” gasoso (N_2) para troca de carga do feixe e com três saídas, além de equipamento de vácuo em geral. Abaixo temos um esquema da disposição dos equipamentos, como mostra a Figura 3.1; e na Figura 3.2 temos a vista superior da trajetória de um feixe qualquer.



Figura 3.1: Vista lateral dos equipamentos. Fonte de íons, Acelerador, Magneto e Linhas de feixes.

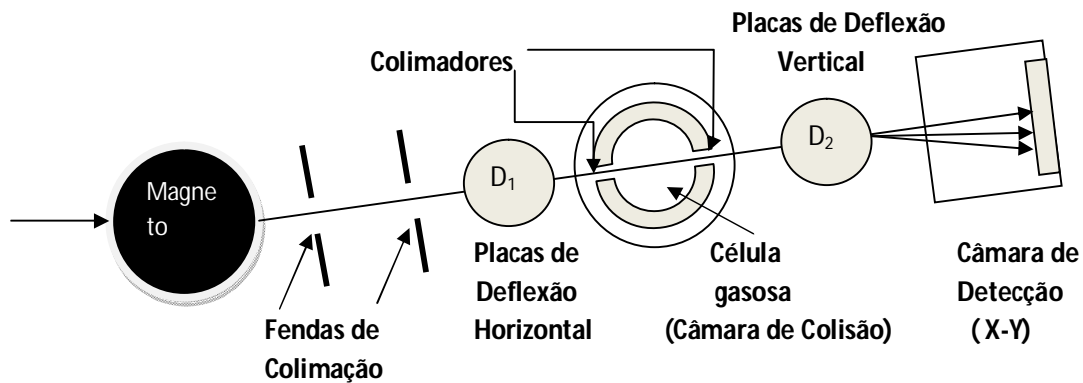


Figura 3.2: Vista superior do magneto e da linha de feixes. Representação da canalização do feixe.

Os feixes são produzidos na Fonte de íons, atravessam o acelerador trocando de carga no “stripper” gasoso. O feixe de interesse é então separado por um Magneto (Ímã) e colocado na linha para estudo. Na linha o feixe passa por fendas de colimação com uma abertura da ordem de 1 mm^2 e separadas por uma distancia de aproximadamente 2 m. Em seguida as placas paralelas de deflexão D_1 separam as componentes espúrias do feixe principal, resultantes de colisões com o gás residual na linha ou colisões na borda dos colimadores. Na célula gasosa, o feixe passa por dois colimadores, um de 2 mm de diâmetro na entrada e um de 3 mm de diâmetro na saída, podendo colidir ou não com o gás alvo. Ao deixar a câmara de colisão, os feixes emergentes com diferentes estados de carga são separados pelas placas paralelas de deflexão D_2 e finalmente detectados em uma câmara móvel, sensível a posição (x-y). A representação esquemática das placas paralelas de deflexão será feito com mais detalhes nas Figuras 3.14 e 3.15 à frente.

Para um melhor entendimento dos equipamentos, do processo de obtenção e detecção dos feixes, faremos uma descrição de alguns componentes fundamentais para nossa experiência.

3.2. A Fonte de Íons

A fonte de íons negativos “*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering-(SNICS)*” como o nome já diz, produz um feixe de íons negativos. A Figura 3.3 é uma representação do funcionamento da fonte [52].

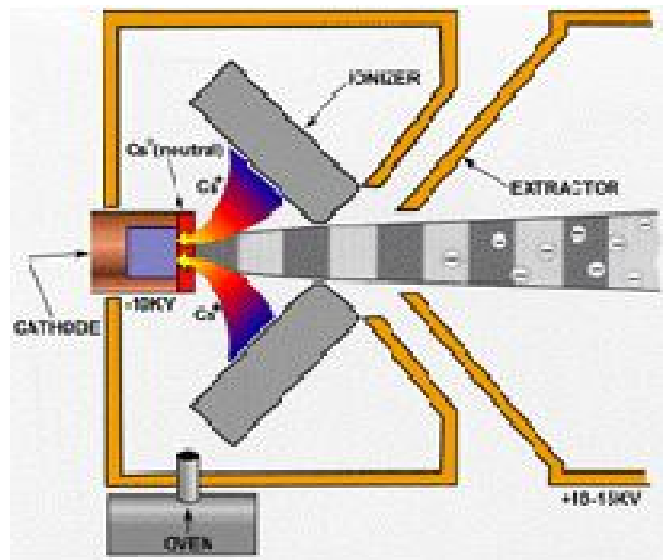


Figura 3.3: Esquema de funcionamento da Fonte de Íons.

Basicamente temos um catodo cilíndrico de cobre, que parece um copo, onde fica o material do qual se obterão os anions; um tronco de cone, chamado ionizador, mantido aquecido por um filamento de tungstênio; um recipiente com césio, também mantido aquecido, chamado de forno.

No processo de aquecimento do césio, temos uma resistência de cerâmica especial para isolamento elétrico, mas com isolamento térmico menos eficiente, permitindo o aquecimento da superfície metálica.

Entre o catodo e o ionizador há uma diferença de potencial de até -10kV, fazendo com que os íons de césio gerados pelo ionizador sejam acelerados em direção ao catodo, e arrancam partículas deste por “sputtering”¹. No processo de sputtering, alguns

¹ O sputtering é o fenômeno no qual átomos de uma superfície são ejetados pelo impacto de íons rápidos (chamados de íons primários), e tem aplicações importantes como na fonte de íons, que será descrita no capítulo 3. Sem entrar em muitos detalhes, o processo de sputtering envolve muitos corpos, sendo assim, torna-se mais prático basear seus estudos em simulações computacionais, como a dinâmica molecular e a simulação de Monte Carlo.

materiais são arrancados neutros ou positivos, que por sua vez capturam elétrons quando atravessam a camada de césio, produzindo íons negativos. A corrente de íons extraídos é dada por [52].

$$I^- = I^+ S \eta^- \quad (3.1)$$

Onde I^+ é a corrente de íons positivos de césio que incide sobre o catodo, S é a razão de íons que são emitidos por sputtering dada em função do íon positivo utilizado e η^- a probabilidade de produção de íons negativos que esta ligada a função trabalho W do material do catodo. Esta probabilidade atinge o valor máximo quando a função trabalho é mínima, o que ocorre quando a superfície é coberta por uma camada de césio da ordem de uma camada atômica.

A Figura 3.4 é a fonte de íons (SNICS) propriamente dita. Na Figura 3.5, temos um exemplo do processo de produção de íons negativos ao atravessarem a camada de césio [52].



Figura 3.4: Uma foto da Fonte SNICS.

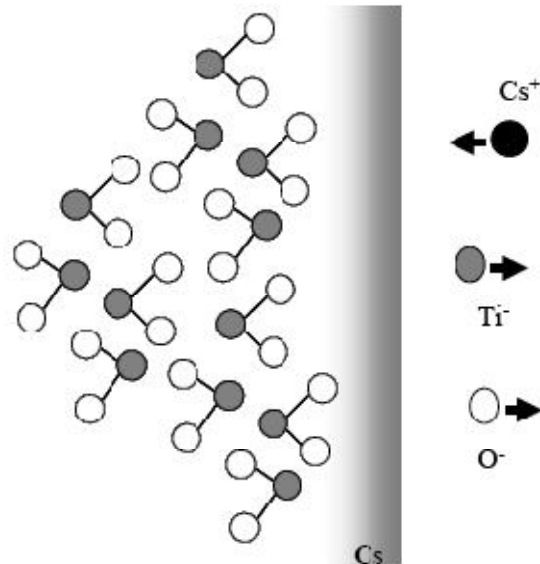


Figura 3.5: Exemplo de produção de íons ao atravessar a parede de césio. Neste caso, a amostra para o catodo é (TiO_2).

Importante lembrar que a fonte fica em um potencial negativo em relação à terra, sendo V_{fonte} de até 30 kV, e de maneira que após a câmara de ionização os ânions sofrem nova aceleração e saem da fonte com energia de até 40 keV. O vácuo no caminho percorrido pelos íons, é cerca de 10^{-7} torr.

3.3. Filtro de Wien

O Filtro de Wien é um seletor de velocidades instalado logo depois da fonte, e consiste de um campo elétrico (E) e um campo magnético (B) perpendiculares entre si e à trajetória da partícula carregada. É como se tivéssemos um conjunto de placas paralelas gerando os campos na vertical e na horizontal; e ambos perpendiculares a velocidade inicial da partícula incidente, de forma que possamos ter um campo ajustável por um controle, no console do acelerador. Para entender melhor a situação, vamos considerar duas placas paralelas, separadas por uma distância d , um campo magnético B constante, E_0 a energia da partícula, q a carga da partícula e m sua massa. Com base na Figura 3.6 abaixo, e considerando que a partícula não seja defletida, vamos achar uma relação para a massa selecionada e o potencial aplicado nas placas.

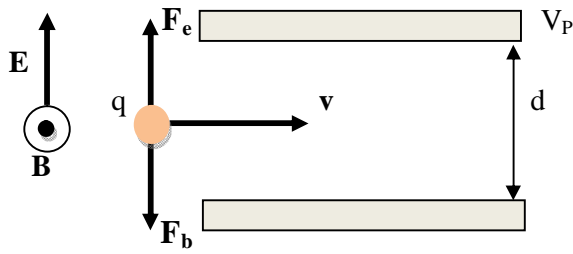


Figura 3.6: Representação do campo elétrico (E) e magnético (B) no filtro de Wien.

Para a partícula não defletir, temos:

$$\mathbf{F}_e + \mathbf{F}_b = \mathbf{0} \quad (3.2)$$

$$v = \frac{E}{B} \quad (3.3)$$

Lembrando que energia cinética e campo elétrico são respectivamente:

$$E_0 = \frac{1}{2}mv^2 \quad (3.4)$$

$$E = \frac{V_p}{d} \quad (3.5)$$

Combinando as equações acima, chegamos à seguinte relação entre a massa m e o potencial aplicado nas placas

$$\sqrt{m} = Bd\sqrt{2E_0} \frac{1}{V_p} \quad (3.6)$$

Assim podemos concluir que aqui o filtro de Wien funciona como um espectrômetro de massa, cuja função é separar íons de acordo com sua massa (ou o mais comum, a razão carga-massa). Sendo tensão nas placas (V_p) igual à tensão no seletor de velocidade (V_{sel}), a calibração do seletor de velocidades é dada pela equação (3.7). Com V_{sel} em kV e m em unidades atômicas (a.u.). No dia da realização da experiência o filtro de Wien estava devidamente calibrado [53].

$$\frac{1}{V_{set}} = -0.07 + 0.34 \times (m)^{\frac{1}{2}} \quad (3.7)$$

Com esse ajuste, garantimos que o feixe que queremos vai estar na linha de colisão. Abaixo temos uma foto do filtro de Wien.



Figura 3.7: Foto do Filtro de Wien do acelerador tandem.

3.4. Produção de Catodos

Os catodos usados foram produzidos seguindo as orientações (instruções) do fabricante da fonte [54].

O material usado é um tipo de pó, que é colocado dentro do catodo cilíndrico. Esse pó às vezes é chamado de pastilha. De forma geral, temos um copinho de cobre, onde socamos certa quantidade de pó, que vai liberar os ânions.

Nesse experimento, a pastilha usada é de hidreto de lítio (LiH).

3.5. O Acelerador Pelletron-tandem 5SDH

Este tipo de acelerador trabalha em dois estágios, um estágio de baixa energia (LE) e um estágio de alta energia (HE) [52].

O feixe de íons negativos produzidos pela fonte é acelerado com uma energia E_0 entre 10-40 keV antes de serem injetados no acelerador. No acelerador, o feixe entra no primeiro estágio de aceleração, uma região de baixa energia (LE), cuja entrada está aterrada. Os íons negativos (X^-) são em seguida pós-acelerados para o centro do acelerador (terminal) que está à alta tensão V_T de até 1.7 MV, ganhando energia $E_0 + eV_T$. No terminal, temos um trocador de cargas chamado de “stripper”, que consiste de um alvo gasoso (neste caso o gás é N_2), que ao entrar em contato com as partículas do feixe, faz com que estas partículas possam perder um ou mais elétrons. E assim; perdendo um elétron o projétil torna-se neutro (X), e perdendo mais de um elétron torna-se positivamente multicarregado (X^{q+}). O feixe entra no segundo estágio, uma região de alta energia (HE), onde a extremidade também está aterrada, de forma que os íons positivos serão novamente acelerados saindo do acelerador com energia final $E_0 + (1 + q)eV_T$. Os íons neutros percorrem o segundo estágio com velocidade constante, deixando o acelerador com energia final $E_0 + eV_T$. Os íons negativos que não trocaram de carga no “stripper”, são desacelerados e saem do acelerador com a energia que entraram E_0 . O vácuo residual no acelerador medido nas extremidades é mantido abaixo de 10^{-8} torr, pelo bombeamento de duas bombas turbo molecular, situadas nas extremidades [52]. A Figura 3.8 é uma representação dos processos que acontecem no tanque o acelerador. A Tabela 3.1 representa a distribuição de energia dos íons, nos dois estágios do acelerador.

Estado de carga	Energia Final
-1	E_0
0	$E_0 + e V_T$
+q	$E_0 + (1+q) e V_T$

Tabela 3.1: Distribuição de energia no tubo do acelerador.

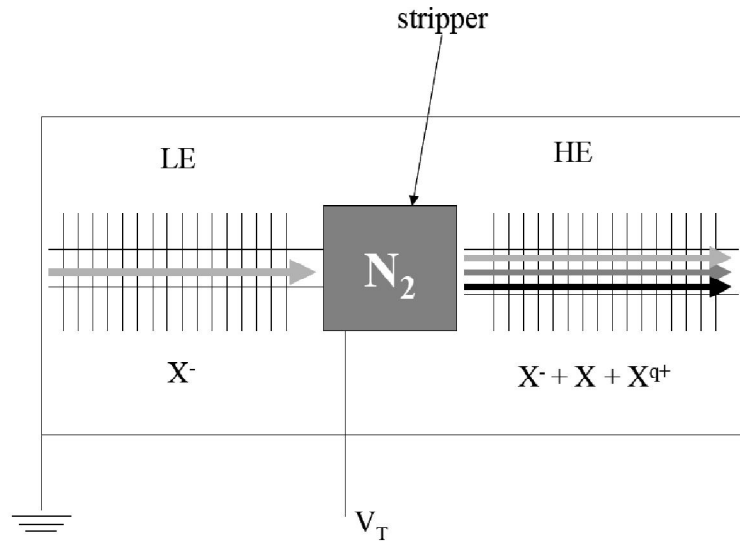


Figura 3.8: Esquema do interior do tanque do acelerador.

Para garantir que não ocorram descargas da alta tensão do terminal, em forma de faíscas no ambiente próximo do tubo acelerador, é necessário envolver todo o tubo com um material dielétrico com alto poder de isolamento. O material indicado neste caso é o gás hexafluoreto de enxofre (SF_6), pressurizado em 80 psi. A Figura 3.9 mostra o interior do acelerador, o terminal de alta tensão e o tanque que envolve o tubo acelerador.



Figura 3.9: Vista do interior do acelerador. No centro, temos o terminal.

O processo de obtenção de alta tensão no terminal baseia-se no princípio de indução eletrostática. Onde basicamente temos uma correia (corrente) de cilindros metálicos, denominados de “pellets”, ligados entre si através de elos isolantes (nylon),

que são carregados por um processo de indução eletrostática. A Figura 3.10 ilustra bem o processo de indução.

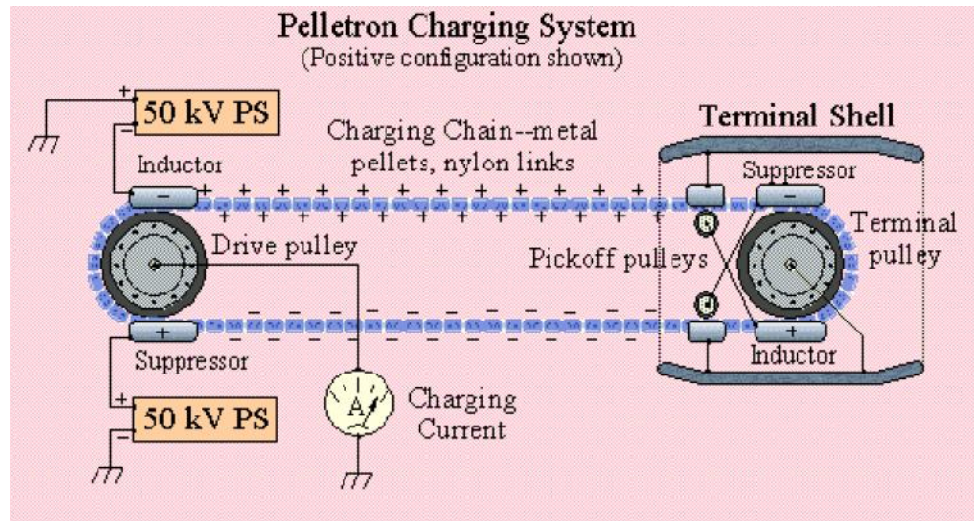


Figura 3.10: Esquema do gerador de tensão no Pelletron 5SDH.

Tem-se um eletrodo indutor negativo de até -50 kV que carrega positivamente os cilindros metálicos. E note pela Figura 3.10, que após passarem pelo indutor, os “pellets” perdem o contato com a roldana guia que está aterrada e adquirem carga positiva. Estas cargas positivas são transportadas pela correia até o terminal de alta voltagem, onde o processo reverso ocorre. Em seguida os “pellets” retornam ao potencial terra para serem novamente carregados.

A utilização deste sistema pelo acelerador Pelletron da NEC para obtenção de alta voltagem através da indução de esferas metálicas isoladas produz uma alta estabilidade do terminal de alta voltagem. Para ilustrar melhor a idéia física de “pellets”, vamos observar a Figura 3.11.

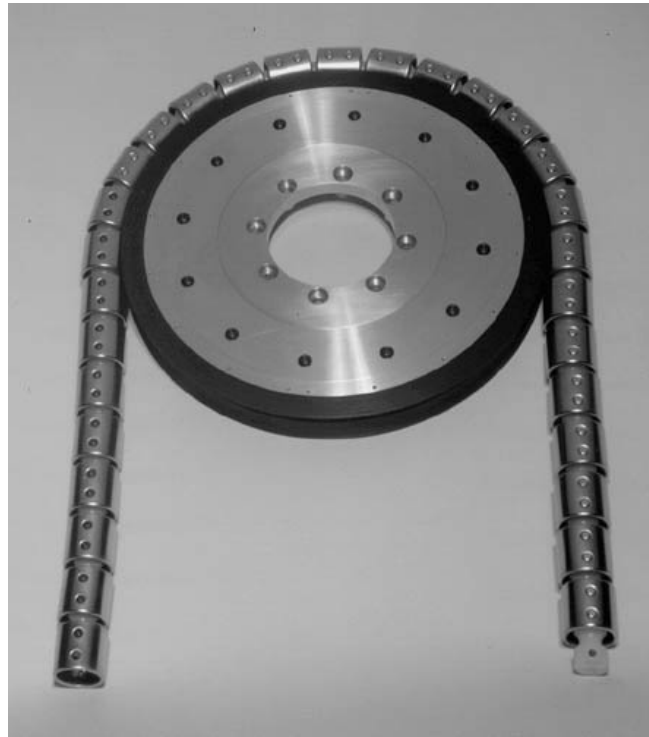


Figura 3.11: Foto da corrente de cilindros, os "pellets".

3.6. O Magneto

Depois de atravessar o acelerador, o feixe de projétil passa pelo ímã seletor de momento (Switching magnetic) que vai defletir o feixe no plano horizontal. O direcionamento do feixe pode ser feito para três linhas; uma linear com o acelerador, formando um ângulo de zero grau (0°) com o eixo do acelerador e as outras duas formando um ângulo de menos e mais 15 graus (-15° e $+15^\circ$); linha 2, 1 e 3 respectivamente [53].

A Figura 3.12 representa a visão superior do magneto e o acesso às linhas 1, 2 e 3.

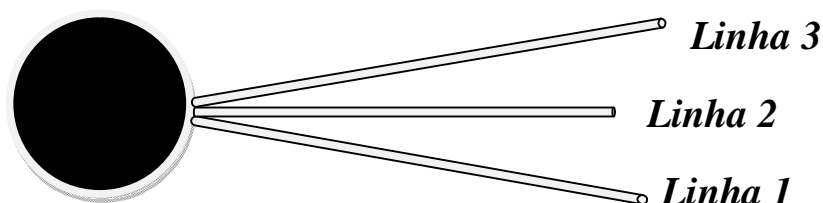


Figura 3.12: Vista superior do Magneto e das linhas de feixes.

Este experimento foi realizado usando a linha 3, que formava um ângulo de $+15^\circ$ em relação ao eixo do acelerador e possuía um dispositivo denominado copo de Faraday (CF3), um copo retrátil capaz de medir a corrente dos íons selecionados.

O projétil de massa m e carga q , entra no magneto com uma energia cinética T , e submetido a um campo magnético estático de magnitude B . Como o campo magnético estático não realiza trabalho, a energia do feixe será a mesma. Assim, podemos relacionar a magnitude do campo magnético, massa, carga e energia do projétil pela força que o feixe sentirá ao passar pelo ímã.

$$F = qvB = \frac{mv^2}{R} \quad (3.8)$$

onde R é o raio da trajetória circular devido ao campo magnético. Na Figura 3.13, está ilustrado o desvio na trajetória devido ao campo magnético. Para o campo magnético, temos a seguinte expressão:

$$B = \frac{2mT}{R} \frac{1}{qvm} \quad (3.9)$$

Por manipulação algébrica, eliminamos a dependência da velocidade e chegamos à seguinte expressão:

$$B^2 = \frac{2mT}{q^2} \frac{1}{R^2} \quad (3.10)$$

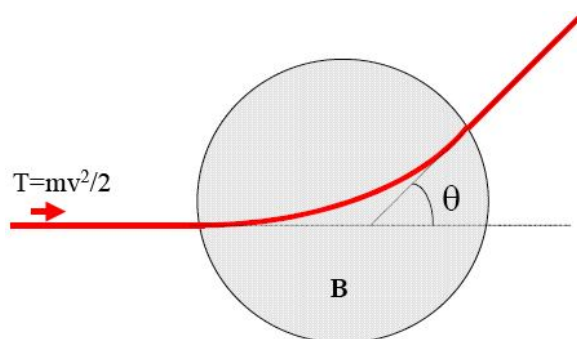


Figura 3.13: Representação da trajetória circular devido ao campo magnético.

A calibração do campo magnético em função de mT/q^2 é dada pela equação 3.11, onde m e q são dados em unidades atômicas, T em MeV e B em kilo Gauss. No dia da experiência o magneto estava devidamente calibrado e funcionando perfeitamente [53]. Podendo assim selecionar o feixe com o estado de carga desejado.

$$B = 0.02 + 1.84 \times \left(\frac{mT}{q^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.11)$$

A resolução para o produto massa energia do magneto é suficientemente boa para permitir a separação de isótopos leves como ^{11}B e o ^{10}B , mesmo com energias baixas, da ordem de 14 keV. Mas é importante notar que o maior produto mT/q^2 que o conjunto magneto/fonte de corrente pode selecionar é de 15 MeV x (a.m.u.) / $q^2(e)$ [53].

3.7. Os Feixes Espúrios

Para realizar a experiência temos que escolher o feixe com o estado de carga de nosso interesse (denominado de feixe principal), e selecionamos este feixe por intermédio do “switching magnetic” (magneto). Porém, após o “switching magnetic” uma parcela do feixe principal pode trocar de carga com o gás residual na linha e com as bordas das fendas de colimação, dando origem a feixes secundários (denominados de feixes espúrios).

Para garantir que os feixes espúrios não atrapalhem na experiência, separamos os feixes espúrios do feixe principal usando as placas de deflexão D_1 , que ficam localizadas anteriormente a câmara de colisão, responsáveis por uma deflexão horizontal. Depois da câmara de colisão, temos as placas de deflexão D_2 , responsáveis por uma deflexão vertical, e que separa os estados de carga. Assim o conjunto; placas de deflexão D_1 , D_2 e o detector sensível a posição (x-y), permitem a identificação dos feixes. Na Figura 3.17 à frente, temos a representação das placas de deflexão.

Depois da separação dos feixes espúrios do feixe principal pelas placas de deflexão D_1 , estes feixes (principal + espúrios) entram na câmara de colisão (que contém o gás alvo) podendo colidir ou não. Cada feixe, ao cruzar a câmara gasosa e trocar (ou não) de carga com o gás alvo dá origem a uma “família” que é separada pelas placas de deflexão

D₂. Depois de se identificar as “famílias” podem-se fazer alguns ajustes, modificando a posição dos colimadores, da câmara e dos campos magnéticos, de tal forma que os feixes fiquem separados por uma distancia segura para fazer medidas corretas. Nas Figuras 3.14 e 3.15, tem-se a representação da separação dos feixes espúrios e das famílias respectivamente pelas placas de deflexão **D₁** e **D₂**.

Na Figura 3.16 temos uma imagem típica que representa a identificação das famílias, e onde o feixe principal é o Li^{2+} .

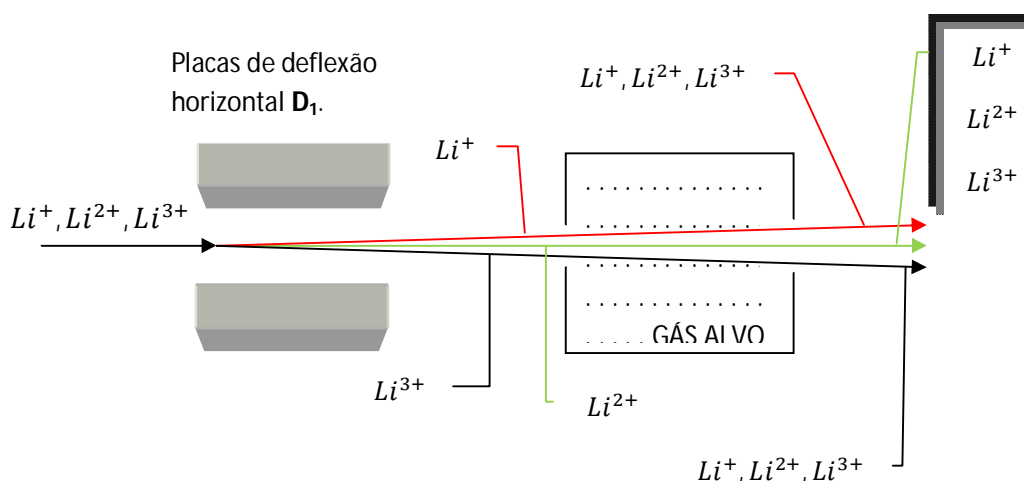


Figura 3.14: Representação esquemática com vista superior, da deflexão horizontal do feixe espúrio + principal ao passar pela placa de deflexão horizontal **D₁**. Separando o feixe principal dos feixes espúrios.

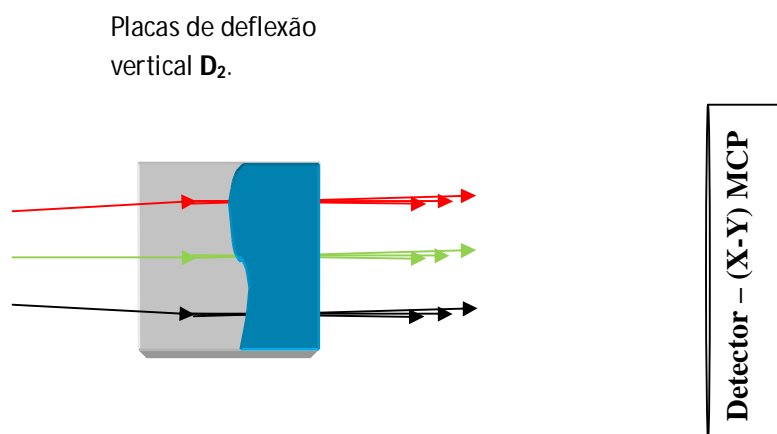


Figura 3.15: Representação esquemática com vista superior, da deflexão vertical dos feixes após passarem pela câmara de colisão, pelas placas de deflexão vertical **D₂**. Os três feixes incidentes estão no mesmo plano. Cada feixe da origem a outros estados de carga após passar pela câmara de colisão. A placa de deflexão vertical **D₂** separa as famílias.

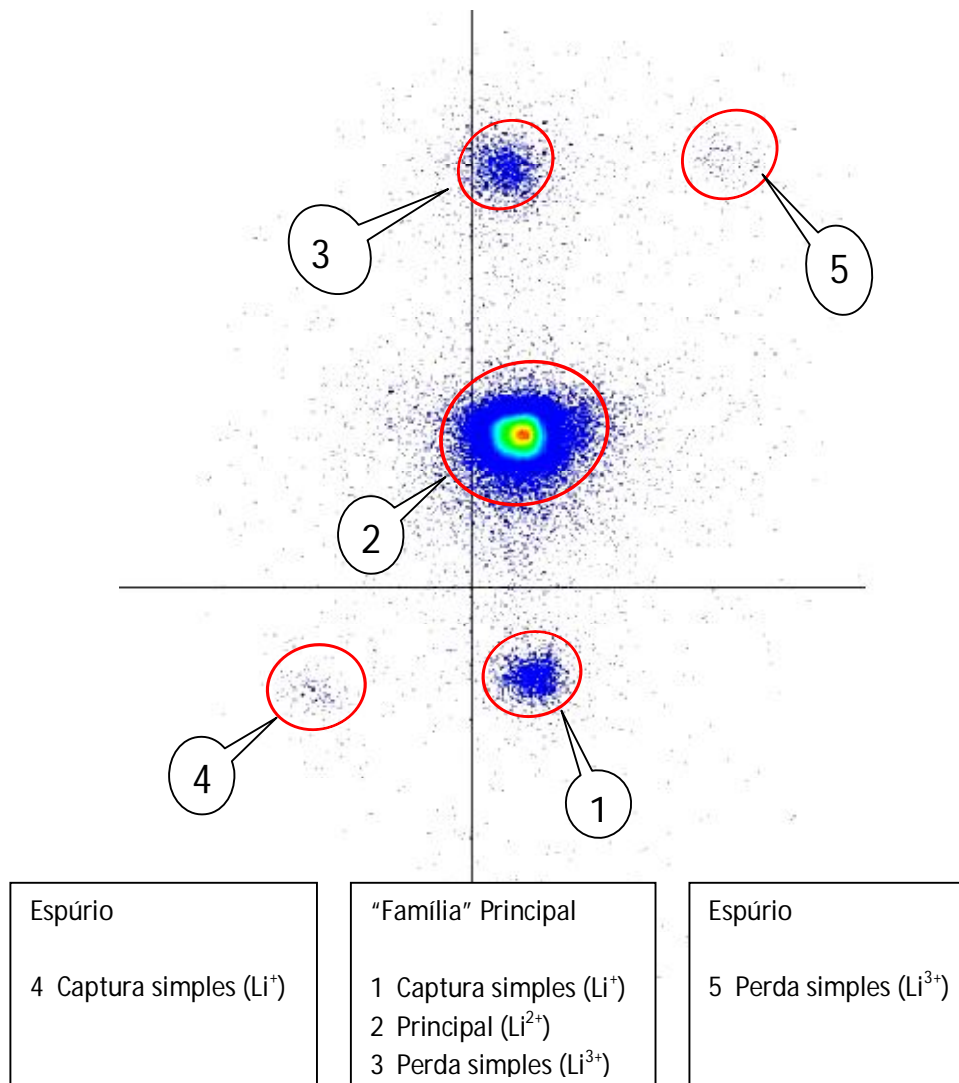


Figura 3.16: Imagem típica obtida no detector X-Y, que mostra a separação dos feixes pelas placas de deflexão horizontal (D_1) e deflexão vertical (D_2). Na figura, em destaque temos a "família" originada pelo feixe principal Li^{2+} , onde: (1) Captura simples (Li^+), (2) Principal (Li^{2+}), (3) Perda simples (Li^{3+}). A esquerda da família principal tem a família do espúrio Li^+ , e a direita da família principal temos a família do espúrio Li^{3+} .

3.8. A Câmara de Colisão

A câmara possui um comprimento de 125,5 mm, dois orifícios por onde entram e saem os feixes (Impedâncias). O orifício de entrada tem 2 mm de diâmetro e o de saída 3 mm de diâmetro, cuja função é diminuir a passagem de gás do alvo para a linha de vácuo, mantendo nessas regiões a pressão constante (abaixo de 10^{-6} torr), independente

da pressão do alvo. Também tem a entrada para a válvula “agulha” manual, por onde será injetado o gás alvo.

O vácuo na região da câmara é mantido por duas bombas turbo molecular, localizadas um pouco antes e um pouco depois da câmara. A pressão no interior da câmara é medida por meio de um manômetro capacitivo absoluto (MKS-Baratron). A pressão fora da câmara é monitorada por um medidor tipo penning.

A entrada da câmara pode ser isolada do acelerador por meio de uma válvula tipo “gaveta” manual. Depois da câmara existe outra válvula do mesmo tipo.

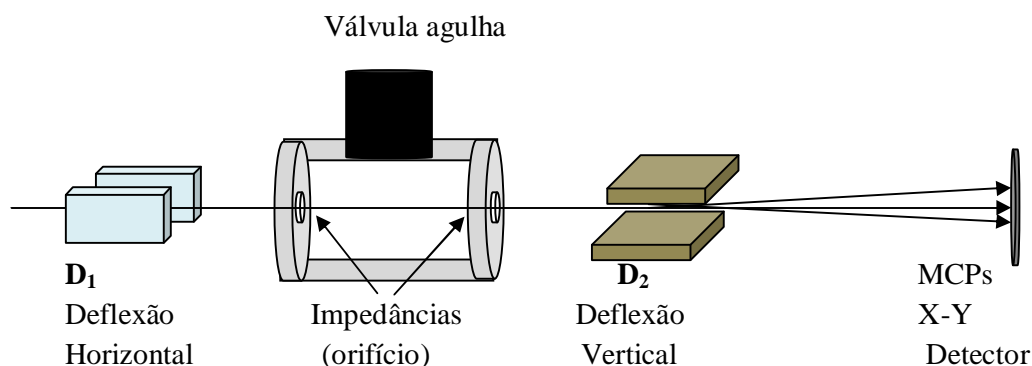


Figura 3.17: Esquema da disposição das placas de deflexão, câmara gasosa e detector.

Nesta experiência, o feixe principal é o isótopo de Lítio, ${}^7\text{Li}^{2+}$, sendo este nosso projétil; o gás alvo que preenche a câmara de colisão é o Argônio, *Ar*.

3.9. A Câmara de detecção

A câmara de detecção é o último setor da linha de canalização, onde os feixes vão ser detectados. A câmara fica acoplada a um dispositivo que permite movimentos tanto na vertical quanto na horizontal. Movimentos estes necessários para detecção dos feixes defletidos pelas placas **D₁** e **D₂**. A câmara é mantida numa pressão da ordem de 10^{-7} torr.

No centro da tampa da câmara é fixo um detector sensível a posição X-Y, composto por duas placas de micro-canais - MCPs (microchannel plates) e assim conseguimos

detectar o feixe principal, o processo de perda, de captura e ainda alguns feixes espúrios. Na seção 3.9.1 daremos mais detalhes da MCPs.

Um aparato eletrônico teve que ser montado para controlar e medir a posição e contagem dos íons que chegam ao detector. Para isso foi necessário um computador que continha um programa chamado VDG, que mostra a contagem e posição dos íons na tela do computador; um divisor de tensão (BIAS VOLTAGE DIVIDER); um pré-amplificador (DETECTOR PRE AMP) e um computador de bordo (POSITION COMPUTER).

Os equipamentos estavam ligados da seguinte forma: No fim da linha, 4 saídas se ligavam ao BIAS VOLTAGE DIVIDER (o divisor de tensão da MCP), e este por sua vez estava ligado a uma fonte de alimentação. Outras 4 saídas saíam do fim da linha, de onde são tirados os sinais da MCP que devem ser então amplificados pelo DETECTOR PRE AMP, os cabos deixavam o detector e se ligavam na parte PRE AMP IN do POSITION COMPUTER, que fazia a contagem dos feixes. Do POSITION COMPUTER duas saídas X e Y se conectavam ao computador por meio de um cabo (LONG CABLE). No computador são feitas as leituras de posição e contagem dos feixes, com o uso do programa VDG, que já foi testado e funciona perfeitamente. A conexão com o fim da linha estava devidamente aterrada para evitar descargas elétricas acidentais. Na Figura 3.18, temos uma foto ilustrativa do funcionamento do programa VDG na tela do computador, e na Figura 3.19 temos a representação da distribuição dos aparatos eletrônicos.

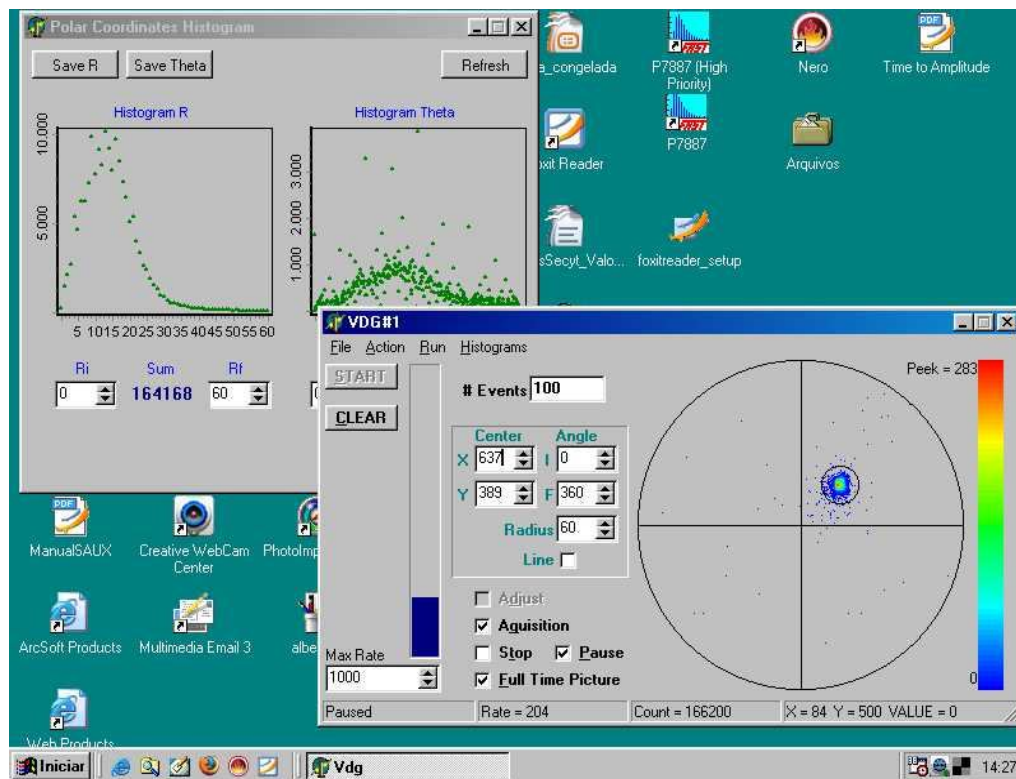


Figura 3.18: Foto ilustrativa do funcionamento do programa VDG na tela do computador.

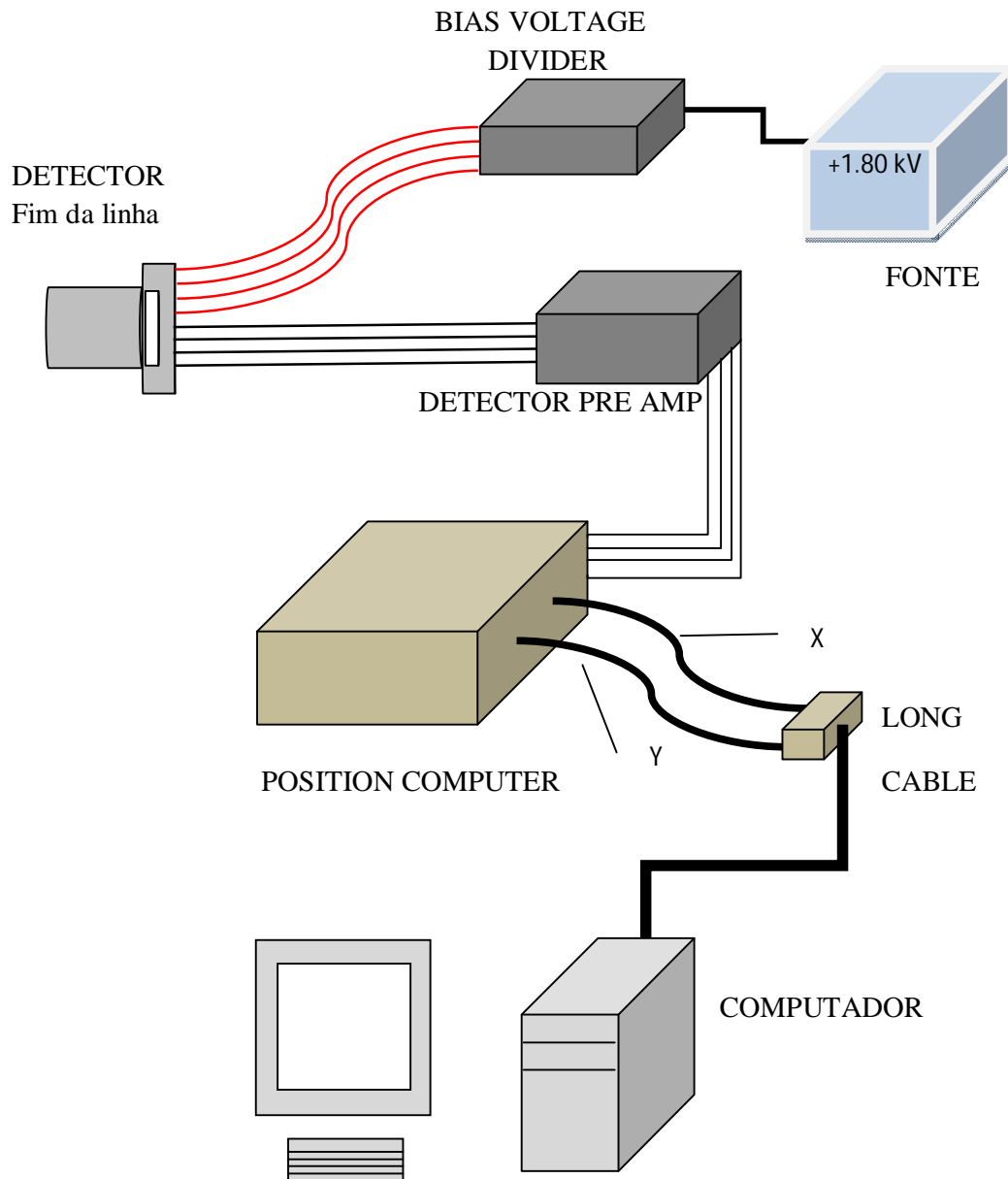


Figura 3.19: Esquema dos equipamentos eletrônicos para leitura dos feixes.

3.9.1. Características da “Microchannel plate”- MCP

MCP é um arranjo de canais multiplicadores de elétrons paralelos uns aos outros e são cerca de 10^4 - 10^7 canais por placa. Cada canal tem o diâmetro da ordem de 10-100 μm , a razão comprimento/diâmetro (α) está entre 40 e 100, e o espaço entre os canais é

da ordem de seu diâmetro. O eixo dos canais em relação à superfície da MCP pode ser normal ou inclinado de um ângulo de aproximadamente de 8° . A matriz é usualmente fabricada de vidro e tratada de maneira que se aperfeiçoe a característica de emissão de elétrons secundários de cada canal e que as paredes sejam semicondutoras. Uma cobertura metálica nas duas superfícies conecta eletricamente em paralelo os canais, e serve como eletrodos de entrada e de saída. A resistência entre os eletrodos é da ordem de $10^9 \Omega$. Uma diferença de potencial de 1000 V aplicada através de uma MCP com uma razão $\alpha = 40$ produzirá um ganho em torno de 10^4 . Moléculas de gás residual perto da saída da placa são ionizadas pelo impacto dos elétrons, os íons resultantes podem ser acelerados em direção aos canais, iniciando uma cascata adicional ao colidirem com as paredes destes perto da outra extremidade da placa; este fato impede que ganhos maiores sejam alcançados. Mas se usar duas placas com canais inclinados entre si, elas operam em cascata, aumentando o ganho para aproximadamente 10^7 . De modo que este detector apresente alto ganho de elétrons, baixo ruído de fundo, pequeno tamanho físico, simplicidade no uso, alta resolução em tempo e uma resolução espacial limitada pela dimensão e espaçamento dos canais.

A eficiência da MCP é praticamente a mesma para partículas neutras pesadas e seus respectivos íons positivos com a mesma energia, mas pode variar com a energia do íon [55].

Alguns cuidados devem ser tomados para evitar descargas através da placa e danificá-la. A pressão de operação deve ser abaixo de 10^{-5} torr, e jamais em pressão acima de 10^{-3} torr [56]. A voltagem de polarização é aplicada lentamente e nesta experiência teve o valor de +1.8 kV.

3.10. Medidas “single”

Neste trabalho vamos abordar somente as medidas “single”. Neste tipo de medida, são detectados somente o feixe incidente e seus subprodutos atômicos e iônicos. Depois de passar pela câmara de colisão, os estados de carga do feixe emergente são separados pelas placas de deflexão D_2 e são detectados individualmente na câmara de detecção. E assim, medimos o número de partículas em cada um dos estados de carga possíveis. Como o feixe de partículas pode sofrer ou não uma transição de carga; vamos

considerar N_{qi} como o número de partículas que sofrem transição de um estado de carga inicial q para um estado da carga final i , em um dado intervalo de tempo. Neste mesmo intervalo de tempo, o número total de partículas no feixe definido como N_t tem que ser conservado, e será igual à soma do número de partículas que trocaram de carga (N_{qi}) e os que não trocaram de carga (N_{qq}), ou seja, uma soma sobre todos os estados de carga:

$$N_t = \sum_i N_{qi} \quad (3.12)$$

Para cada estado de carga, podemos associar uma fração que é dada por:

$$Y_i = \frac{N_{qi}}{N_t} \quad (3.13)$$

A variação da composição da carga do feixe durante a passagem através da matéria (gás alvo) é descrita pela equação diferencial abaixo,

$$\frac{dY_i}{dX} = \sum_{q \neq i} (\sigma_{qi} Y_q - \sigma_{iq} Y_i) \quad (3.14)$$

Onde X é uma grandeza proporcional à densidade atômica do alvo, também chamada de “espessura do alvo”; Y é a fração de íons num dado estado de carga (i ou q); σ_{qi} é a seção de choque do processo dentro do qual o íon com carga q é transformado em um com carga i ; σ_{iq} é a seção de choque do processo dentro do qual o íon com carga i é transformado em um com carga q . Na equação (3.14), o primeiro termo da direita representa o aumento na fração de íons no estado de carga i através da transformação do estado de carga i proveniente de todos os possíveis estados de carga q , enquanto o segundo termo representa o decréscimo na fração de íons com estado de carga i através da transformação de todos os possíveis estados de carga q , vindos do estado de carga i . Para achar a solução da equação diferencial acima, vamos considerar que X seja pequeno, e também vamos desprezar os termos devidos a colisões múltiplas, assim a solução é dada por [57]

$$Y_i = Y_{i0} + \sigma_{qi}X \quad (3.15)$$

Note que na equação (3.15), o termo Y_{i0} representa a fração no estado de carga i proveniente da interação do projétil com o gás residual na linha ou do espalhamento nas bordas dos colimadores (“background”).

Mas para que a solução [equação (3.15)] seja válida, temos que considerar a aproximação feita anteriormente, tal que X deve ser pequeno e proporcional a densidade atômica do alvo. A temperatura do gás é a temperatura ambiente e a pressão na câmara gasosa deve ser pequena. Assim, temos uma situação onde o gás rarefeito se comporta aproximadamente como um gás ideal. De forma que esta aproximação nos leva a equação:

$$X = nl = \frac{Pl}{kT} \quad (3.16)$$

Onde n é a densidade atômica do alvo, l é o comprimento efetivo do alvo, P é a pressão na câmara gasosa, T é temperatura na câmara e k é a constante de Boltzmann ($k = 1.034 \times 10^{-16} \text{ mTorr cm}^3 \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$).

Substituindo a equação (3.16) na equação (3.15), e fazendo algumas manipulações algébricas, chegamos à expressão para a seção de choque em Mb ($=10^{-18} \text{ cm}^2$)

$$\sigma_{qi}(\text{Mb}) = \frac{\left[2.823 \times 10^4 \left(1 + \frac{T(^{\circ}\text{C})}{273}\right)\right]}{l(\text{cm})} \left[\frac{Y_i - Y_{i0}}{P(\text{mTorr})}\right] \quad (3.17)$$

Para calcular a seção de choque é usado um método conhecido como método do crescimento (“growth-rate method”), [57]. Neste método é feito um ajuste linear de mínimos quadrados da fração de estado de carga medida em função da pressão na câmara gasosa. Assim para cada energia estudada, além de Y_{i0} , também são feitas medidas de Y_i em várias pressões. A Figura 3.20 mostra a fração do estado de carga Li^{3+} em função da pressão na câmara gasosa, para a reação $Li^{2+} + Ar \rightarrow Li^{3+}$ a 2.0 MeV.

Assim, para cada fração de estado de carga é feito um gráfico em função da pressão na célula gasosa, em seguida é feito um ajuste linear e o resultado deste ajuste (o coeficiente angular) é usado para determinar a seção de choque na equação (3.17).

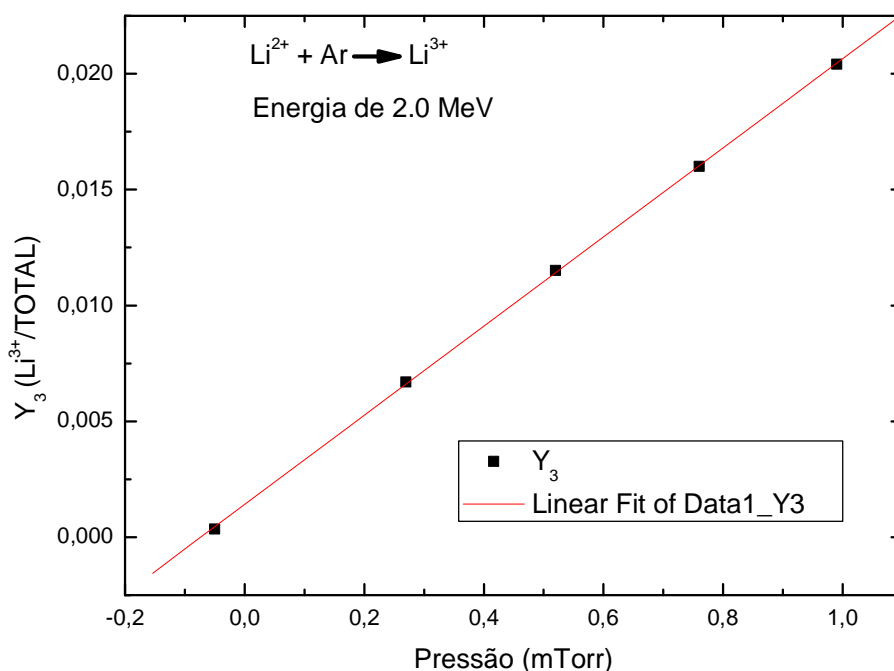


Figura 3.20: Fração de estados de carga (número de Li^{3+} detectados/número total de íons incidentes) para Li^{2+} em Ar a 2.0 MeV em função da pressão na célula gasosa.

Para determinar a seção de choque na equação (3.17), ainda falta determinar com precisão o comprimento efetivo (l) do alvo. Porém a realização desta medida apresenta dificuldades devido ao fato do gás alvo se difundir para regiões de alto vácuo ao longo do caminho do feixe, através dos colimadores de entrada e saída da câmara. Então uma estimativa para difusão do gás é feita [57], considerando que a pressão cai isotropicamente a partir dos colimadores de entrada e saída (condição de propagação isotrópica), e que a pressão a uma distância igual ao raio da abertura do colimador é a mesma do que dentro da câmara gasosa (condição de escoamento molecular). Com base nestas considerações, temos que a pressão efetiva e comprimento efetivo não afetam a seção de choque independentemente, mas o produto é um parâmetro importante, sendo

assim vamos levar em conta o produto Pl no denominador da equação (3.17) como sendo [57]

$$Pl = P_0[l_0 + 2(r_1 + r_2)] \quad (3.18)$$

Onde P é a pressão efetiva, l é o comprimento efetivo, P_0 é a pressão medida na câmara gasosa, l_0 é o comprimento geométrico da câmara gasosa ($l_0 = 125,5 \text{ mm}$), r_1 é o raio do colimador de entrada ($r_1 = 1 \text{ mm}$) e r_2 é o raio do colimador de saída ($r_2 = 1,5 \text{ mm}$).

As principais fontes de erro nas medidas das seções de choque estão associadas aos erros na medida da pressão ($\approx 5\%$) e do comprimento efetivo da câmara ($\approx 4\%$).

Capítulo 4

Resultados

Apresentaremos aqui, os resultados experimentais obtidos utilizando os métodos e aparatos descritos no capítulo anterior e serão feitas também comparações entre o resultado experimental e o teórico.

4.1. Introdução

Podemos associar a perda eletrônica de íons em alta velocidade nas colisões com alvos leves a dois mecanismos. Um deles é o modo de blindagem, onde a perda ocorre pela interação núcleo-elétron, e os elétrons do alvo agem de forma passiva, de modo a diminuir o campo coulombiano do núcleo do alvo nas proximidades do elétron ativo do projétil. O outro é o modo de antiblindagem, onde a perda ocorre devido à interação elétron-elétron, os elétrons do alvo são responsáveis pela perda do elétron ativo do projétil.

A relação de dependência entre a perda eletrônica e o número atômico do alvo Z_2 , para uma velocidade fixa do projétil, é predita pelas teorias de primeira ordem que o modo de blindagem domine à medida que Z_2 aumenta.

O estudo de captura eletrônica de projéteis de C^{3+} e O^{5+} em gases nobres feito por Melo e colaboradores [16], revela uma tendência à saturação para as seções de choque à medida que o número atômico do alvo aumenta (Z_2). Este comportamento é o mesmo para a perda eletrônica [16].

Para colisões com alvos leves em velocidades intermediárias e altas, o uso do PWBA possibilita resultados satisfatórios das contribuições de blindagem e antiblindagem [8,58]. Porém, para alvos pesados o mesmo não acontece. Serão apresentadas aqui seções de choque total de perda de Li^{2+} colidindo com Ar na faixa de energia de 0,5 a 3,0 MeV, fazendo uma comparação com aproximação de Born de 1ª ordem e o modelo de colisões livres. Esta comparação teoria-experimento colocará em

evidência a discrepância dos tratamentos teóricos para descrição das seções de choque de alvos pesados.

Também serão apresentadas as seções de choque total de captura Li^{2+} colidindo com Ar na faixa de energia de 0,5 a 3,0 MeV, porém neste caso não será feita uma comparação teórica.

4.2. Seções de Choque Totais de Perda

Esta seção é destinada a apresentar os resultados das medidas “single”, para perda e captura eletrônica. Sendo que os resultados da seção de choque total de perda serão comparados com resultados teóricos.

4.2.1. Perda Eletrônica de Li^{2+} em Gás Nobre

Foram feitas medidas das seções choque totais de perda para o projétil de Li^{2+} colidindo com o alvo de Ar na faixa de energia de 0,5 a 3,0 MeV. Não existe na literatura nenhum dado experimental referente a estas medidas, de forma que só será possível uma comparação com cálculos teóricos.

Antes de expor as seções de choque de Li^{2+} colidindo com alvo pesado (Ar), vamos considerar os resultados obtidos por M B Shah [15], na colisão de Li^{2+} colidindo com um alvo leve (He), pois nos dois casos temos o mesmo projétil colidindo com alvos distintos. Estes resultados servirão como base para mostrar que as teorias perturbativas são eficientes para alvos leves, mesmo em um regime de energias baixas a intermediárias. Além disso, esta colisão com alvo leve servirá como base ou como um ponto de referência para as colisões estudadas com alvos pesados, pois esperamos um comportamento similar para a perda com alvo leve, porém com uma magnitude maior.

Da observação da Figura 4.1, podemos ver que à medida que a energia do projétil é aumentada, a seção de choque de perda eletrônica também aumenta, e o uso da aproximação de Born (PWBA) com a contribuição dos modos de blindagem e antiblindagem estão em bom acordo com os dados experimentais para energias

intermediárias até altas. Porém, para baixas energias existe uma pequena discrepância experimento-teoria.

Ainda com base na Figura 4.1, podemos observar que, mesmo o alvo tendo número atômico pequeno ($Z_2 = 2$), este alvo consegue arrancar o único elétron dos íons de Li^{2+} , embora apresente uma perda eletrônica baixa nas faixas de energia de baixa à intermediária, e um pico máximo na perda em torno de 2 MeV.

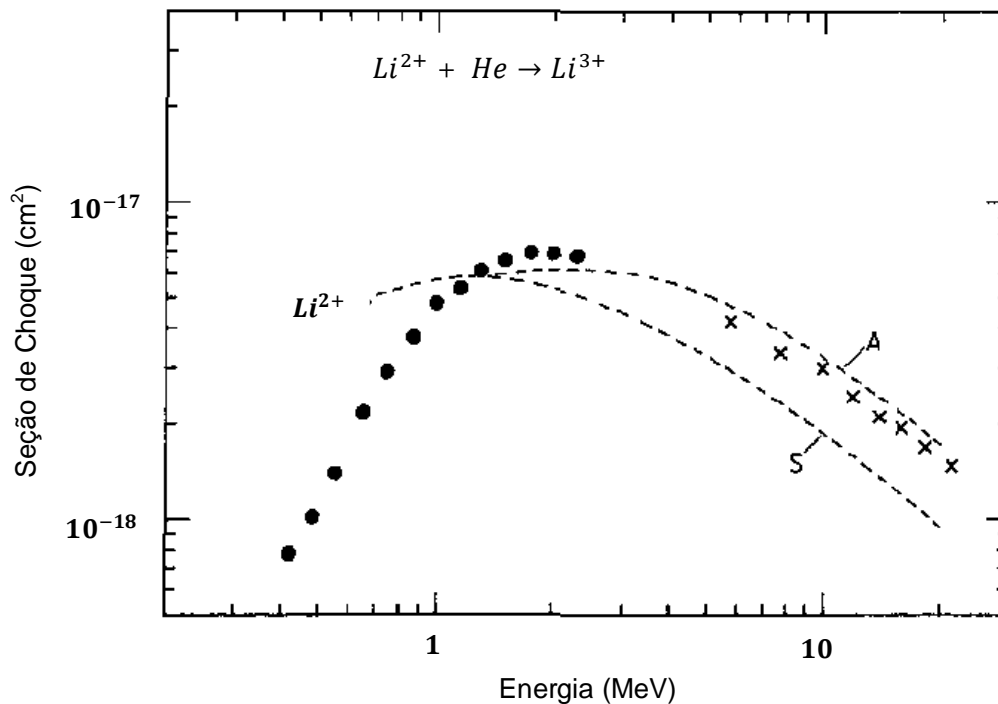


Figura 4.1: Seção de choque de perda eletrônica (σ_{23}) de Li^{2+} colidindo com Hélio (He) em função da energia do projétil, que varia dentro da faixa de 0,3-2,7 MeV. Sendo: ●, os resultados experimentais; X, dados de Meyerhof (1990); ---, Aproximação de Born, onde a curva S é a contribuição da blindagem e a curva A é contribuição da blindagem + antiblindagem.

As figuras a seguir apresentarão os resultados das medidas das seções de choque deste trabalho, que considera um alvo pesado, com número atômico relativamente alto ($Z_2 = 18$).

A Figura 4.2 mostra o resultado deste trabalho da seção de choque total de perda.

Com base na Figura 4.2 observamos um crescimento da perda eletrônica à medida que a energia do projétil aumenta, porém estamos lidando com um alvo pesado

(Argônio) agora, e se compararmos com a Figura 4.1, em que era usado um alvo leve, espera-se um comportamento similar, porém uma perda eletrônica diferente em magnitude.

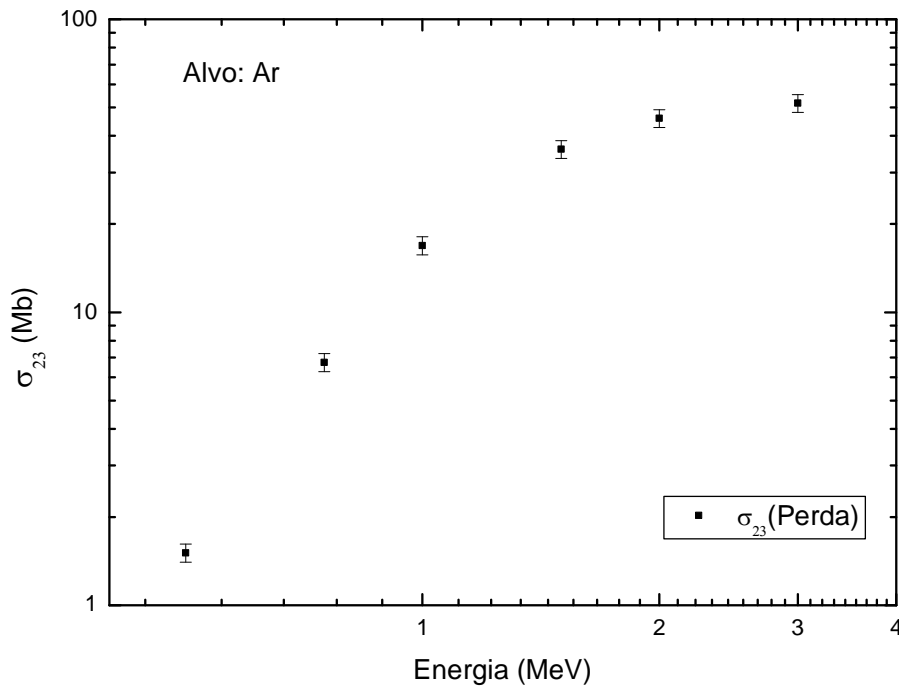


Figura 4.2: Seções de Choque Totais de Perda (σ_{23}) de Li^{2+} colidindo com *Ar*, em função da energia do projétil, que varia de 0,5 a 3,0 MeV.

4.3. Captura eletrônica de Li^{2+} em Gás Nobre.

Nesta seção serão apresentadas as seções de choque totais de captura eletrônica de Li^{2+} colidindo com *Ar* na faixa de energia de 0,5 a 3,0 MeV.

A Figura 4.3 abaixo apresenta os resultados para a captura eletrônica.

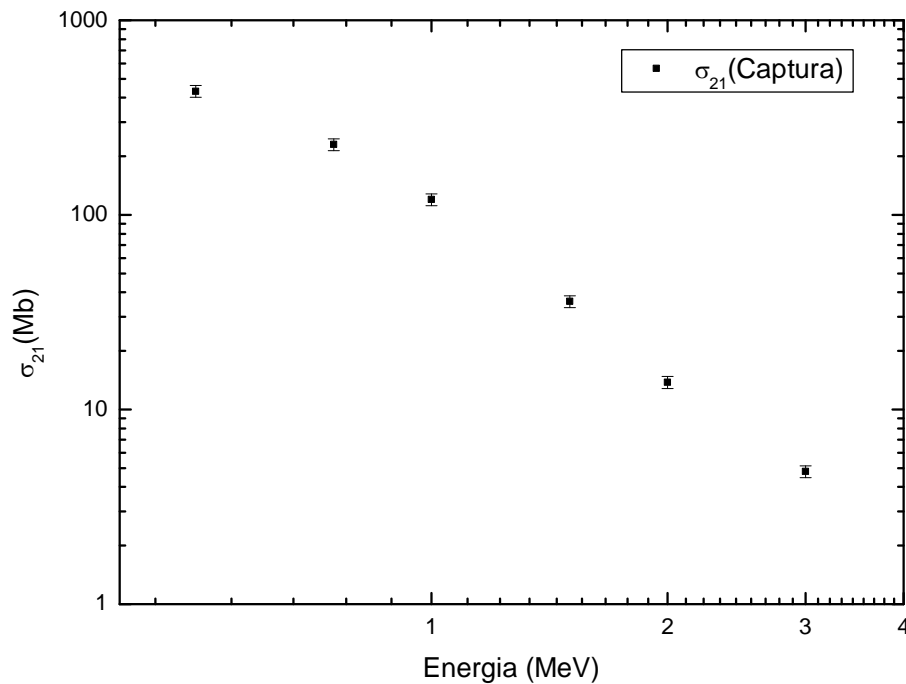


Figura 4.3: Seções de Choque Totais de Captura (σ_{21}) de Li^{2+} colidindo com Ar , em função da energia do projétil, que varia de 0,5 a 3,0 MeV.

Analisando a Figura 4.3, observamos que aumentando a energia, a captura eletrônica decresce rapidamente. Este comportamento já era esperado, uma vez que o aumento da energia implica uma velocidade maior e um tempo de interação projétil-alvo menor, diminuindo assim a possibilidade de captura eletrônica pelo projétil. E como o alvo é um átomo pesado, ele tem mais elétrons disponíveis, o que justifica o fato de em baixas energias a captura eletrônica ser alta, porém à medida que aumentamos a energia, a velocidade aumenta e o tempo de interação diminui; como consequência a captura eletrônica decresce.

4.4. Captura e Perda Eletrônica em Gás Nobre.

Será apresentada aqui, uma comparação experimental das seções de choque totais de perda e captura eletrônica de Li^{2+} em Ar .

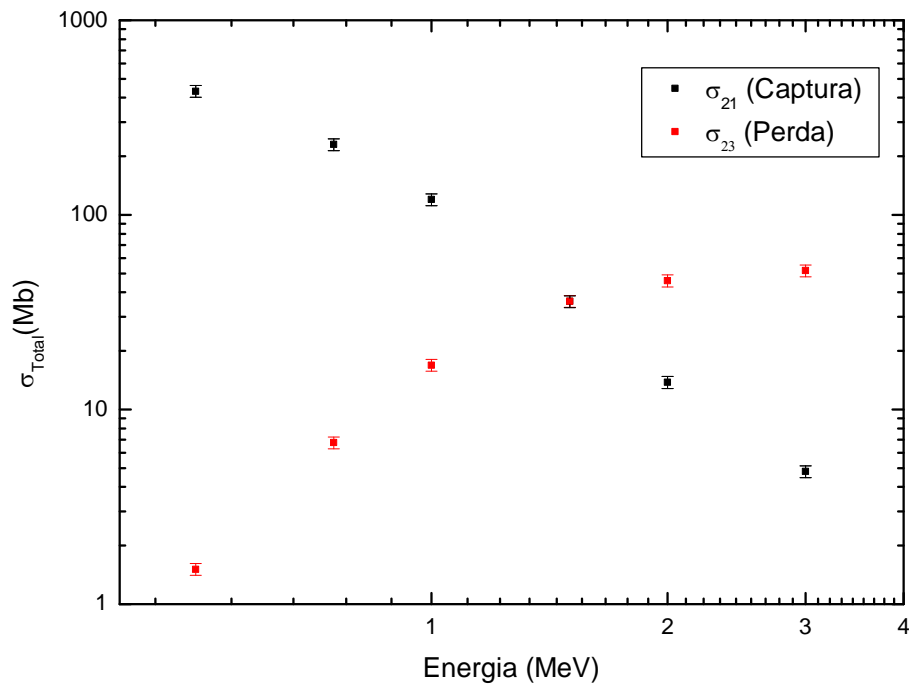


Figura 4.4: Seção de Choque Total (em Mb) em função da energia do projétil, que varia de 0,5 a 3,0 MeV; onde σ_{21} é a seção de choque total de captura eletrônica, e σ_{23} é a seção de choque total de perda eletrônica.

Esta comparação é importante para compreender a diferença nos canais competitivos de perda e captura eletrônica, como observado na Figura 4.4.

Observando a Figura 4.4, vemos que à medida que aumentamos a energia, a perda eletrônica aumenta e a captura começa a cair. Mostrando que os canais de perda e captura não tem o mesmo comportamento.

4.5. Tratamentos não Perturbativos.

Como vimos às aproximações teóricas de 1ª ordem, se mostram satisfatórias para alvos leves, principalmente em altas energias, porém para alvos pesados as aproximações se tornam insatisfatórias até mesmo em energias altas.

Walters [59] observou que a aproximação de Born de primeira ordem era insatisfatória até mesmo para energias muito altas quando os alvos eram metais alcalinos pesados. Quanto mais pesado for o átomo alcalino, mais elétrons ele terá e maior será sua carga nuclear, de forma que o campo estático deste átomo será maior. Sendo a aproximação de Born de primeira ordem perturbativa, e considerando um aumento no campo estático do átomo, mas mantendo fixa a energia de impacto, tem-se que a intensidade da perturbação cresce; e dessa forma menor será a possibilidade da aproximação de Born de primeira ordem dar um bom resultado para a seção de choque de espalhamento elástico, à medida que o número atômico do alvo cresce.

Posteriormente Walters [26] sugere que as teorias de perda eletrônica por partículas pesadas para alvos atômicos e moleculares podem ser frequentemente reduzidas ao cálculo das seções de choque para o espalhamento do elétron do projétil pelo alvo através de aproximação de Born de primeira ordem. Walters sugeriu que a diferença nos cálculos teóricos dos experimentais está na avaliação da seção de choque de espalhamento elástico na aproximação de Born de primeira ordem. O autor propõe que a seção de choque total de perda seja calculada separando o termo elástico do inelástico, e que seja usado um método não perturbativo apenas para o termo elástico.

De forma geral, colisões fora do regime perturbativo são limitadas a transições de um único elétron e a regimes de colisão onde significativamente temos a contribuição de apenas um canal. No tratamento de colisões mais complexas, onde muitos canais de colisão são importantes e muitas transições eletrônicas podem ocorrer, existem alguns métodos que combinam aproximações perturbativas com o modelo de elétrons independentes (IEM) [32,60–62]. O problema é que boa parte dos cálculos não perturbativos envolvendo vários canais, que servem como alternativa padrão às aproximações perturbativas, ficam limitados a sistema de poucos elétrons [63].

Para um regime de velocidades intermediárias e altas, a perda eletrônica do projétil em colisões com alvos atômicos pesados, é um exemplo de um sistema de colisão que pode ser muito complexo, mesmo para um projétil simples com um único elétron (por exemplo, Li^{2+}). Em colisões com alvos atômicos leves a perda do elétron do projétil (com um único elétron) é bem descrita pelas teorias perturbativas, conforme discutido no Capítulo 2. Para casos como este, a perda eletrônica pode ocorrer via interação do elétron do projétil com um potencial fraco (devido à blindagem do núcleo-alvo) ou à interação elétron-elétron (antiblindagem) com um dos elétrons do alvo. Vale lembrar

que na perda eletrônica o núcleo do projétil também pode ionizar simultaneamente o alvo.

Para o caso em que o número atômico do alvo cresce, a intensidade do campo do alvo sobre o elétron do projétil em colisões próximas cresce substancialmente e os métodos perturbativos não são mais válidos. No módulo de blindagem a probabilidade de ionização do projétil pode atingir valores próximos à unidade para parâmetros de impacto pequenos, porém a probabilidade de perda por antiblindagem também cresce com o número de elétrons do alvo, ocorrendo assim o acoplamento entre os módulos de blindagem e antiblindagem. Como o número de elétrons disponíveis no alvo é grande, é muito provável que aconteça a ionização do alvo junto com o processo de perda. Assim chamamos de modo elástico o caso em que a perda acontece sem que o alvo seja ionizado. Mas se o projétil for um íon multicarregado, a captura eletrônica no regime de velocidades intermediárias e baixas, se torna importante; e também deve ser considerada na análise do processo de perda eletrônica.

Nesta seção, vamos comparar os resultados experimentais da seção de choque total de perda com os resultados teóricos, utilizando métodos não perturbativos para o tratamento da blindagem.

4.5.1. Aproximação de Impulso ou Modelo de Colisões Livres.

Trataremos aqui, de um modelo semi-clássico para usar de comparação com os dados experimentais. Esta aproximação executa os cálculos teóricos com base na extensão que foi desenvolvida e aplicada por Melo e colaboradores [16], da aproximação de impulso clássico de colisões livres (free-collision classical-impulse approximation) desenvolvida por Riesselmann e colaboradores [29], que também é uma extensão do modelo semi-clássico de colisões livres [23,27,64], onde a idéia básica é tratar o elétron ativo do projétil como um elétron livre com uma velocidade que é a soma das velocidades do centro de massa do projétil e aquela do elétron ligado ao projétil. Com esse tratamento, basicamente, temos que o elétron do projétil é espalhado elasticamente por um átomo-alvo com mesma seção de choque de espalhamento de um elétron livre. Durante a colisão, temos um momento transferido ao elétron ativo do projétil, tal que, o elétron adquira energia suficiente para ser ionizado. Com esse fato,

temos uma restrição na configuração cinemática, exigindo assim, um ângulo de espalhamento do elétron livre maior do que um ângulo crítico θ_c , que depende de outras variáveis cinemáticas. Quanto à velocidade do elétron ativo do projétil, ela é considerada como sendo a média quadrática da distribuição de velocidades iniciais do elétron do íon incidente (projétil), u_{rms} .

Este modelo foi aplicado por Riesselmann e colaboradores [29] para avaliar a contribuição de blindagem para a perda eletrônica, obtendo seções de choque de perda de $H(1s)$, perda simples e dupla de projéteis H^- colidindo com alvos gasosos. Outros pesquisadores como, Melo e colaboradores [16] aplicaram este modelo pra projéteis mais pesados como He^+ , C^{3+} e O^{5+} , o que vem a dar maior confiabilidade na aplicação deste modelo para o projétil (Li^{2+}) em estudo neste trabalho.

Uma restrição foi imposta ao modelo por Riesselmann e colaboradores [29], de que os cálculos devem ser limitados a valores de velocidade do projétil que sejam maiores do que u_{rms} . Esta aproximação também foi usada por Melo e colaboradores [16], restringindo a aplicação do modelo no cálculo da blindagem, impondo um limiar na velocidade do projétil em que ocorre o limiar da antiblindagem.

Assim como na referência [29], vou usar a mesma notação. Respeitando a aproximação de altas velocidades (limiar), temos a expressão para a seção de choque de perda como uma função da velocidade do centro de massa no referencial do laboratório, v_N , no modelo de colisões livres, expressa como $Q(v_N)$

$$Q(v_n) = \frac{1}{2} \sum_j \int_0^\pi d\beta \sin\beta \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sigma_j(v_N, \theta) \sin\theta \quad (4.5)$$

Sendo θ o ângulo de espalhamento do elétron livre, θ_c o ângulo crítico que surge da condição cinemática mencionada anteriormente, β o ângulo entre as velocidades o centro de massa do projétil no referencial do laboratório e do elétron ativo no referencial do projétil, e temos ϕ que é o ângulo entre o plano formado por \vec{v}_N e a velocidade inicial do elétron e o plano formado por \vec{v}_N e a velocidade final do elétron, com todas as velocidades no referencial do laboratório. Na Figura 4.5, temos uma representação destas velocidades [30]. E por último temos $\sigma_j(v_N, \theta)$, que é a seção de choque diferencial de espalhamento do elétron para o processo j em um ângulo θ para um elétron com velocidade incidente v_N em um alvo qualquer. Lembrando que no modo de

blindagem, os elétrons do alvo permanecem no estado fundamental, temos uma restrição neste modelo, de modo a considerar apenas o espalhamento elástico para elétrons livres.

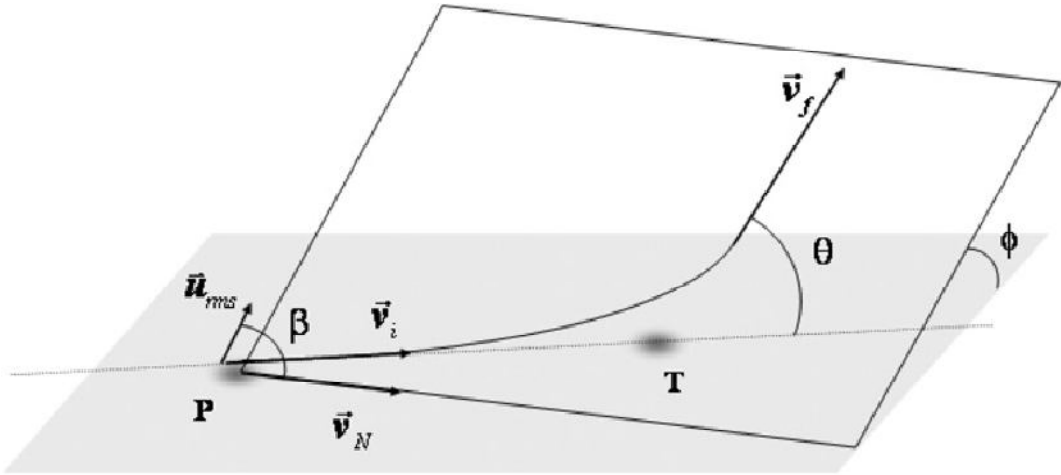


Figura 4.5: Representação das velocidades e ângulos do modelo de colisões livres, onde: \vec{v}_N representa a velocidade do centro de massa do projétil no referencial do laboratório; \vec{u}_{rms} é a velocidade do elétron ativo do ion incidente no referencial do projétil; \vec{v}_i é a velocidade inicial do elétron ativo no referencial do laboratório; \vec{v}_f é a velocidade final do elétron espalhado no referencial do laboratório; β é o ângulo entre \vec{v}_N e \vec{u}_{rms} ; θ é o ângulo entre \vec{v}_i e \vec{v}_f ; e ϕ é o ângulo entre os planos formados pelas velocidades \vec{v}_N e \vec{v}_i , e \vec{v}_N e \vec{v}_f .

Com base na referência [29], podemos usar a expansão mencionada para $u_{rms} \ll v_N$, e expressar o ângulo crítico como

$$\theta_c = \frac{u_{rms}}{v_N} \left[(1 + x^2)^{\frac{1}{2}} - x \right] \quad (4.6)$$

Sendo $x = \text{sen}\beta\text{cos}\phi$. Substituindo a equação (4.6) na equação (4.5), e considerando a aproximação de alta velocidade, vamos obter a contribuição de blindagem para a perda eletrônica (σ_{blin}),

$$\sigma_{blin}(v_N) = \pi \int_{-1}^1 dx \int_{\theta_c(x)}^{\pi} d\theta \sigma_{el}(v_N, \theta) \text{sen}\theta \quad (4.7)$$

Sendo $\sigma_{el}(v_N, \theta)$ a seção de choque diferencial para espalhamento elástico de um elétron livre com velocidade v_N . A $\sigma_{el}(v_N, \theta)$ da equação acima, são interpolações das seções de choque diferenciais elásticas para espalhamento eletrônico calculadas por McCarthy e colaboradores [65].

A descrição teórica para o uso da aproximação de Born de ondas planas (PWBA) e o modelo das colisões livres (MCL), feitas no Capítulo 2 e no Capítulo 4 respectivamente, serão usados para os cálculos das seções de choque. O cálculo da seção de choque de perda eletrônica usando PWBA foi feito por Montenegro [66] com base na referência [20], e o cálculo da seção de choque de perda usando MCL foi feito por Sigaud [67] com base na referência [16]. E é com base nestes cálculos, que será feito as comparações teoria-experimento.

Na Figura 4.6, apresentaremos uma comparação das seções de choque experimentais totais de perda de Li^{2+} em Ar em função da energia do projétil (entre 0,5-3,0 MeV), com as seções de choque de perda total calculada usando PWBA [20]. A parte teórica usando PWBA contém curvas que representam a contribuição da blindagem, a contribuição da antiblindagem e a curva que representa a soma das duas contribuições.

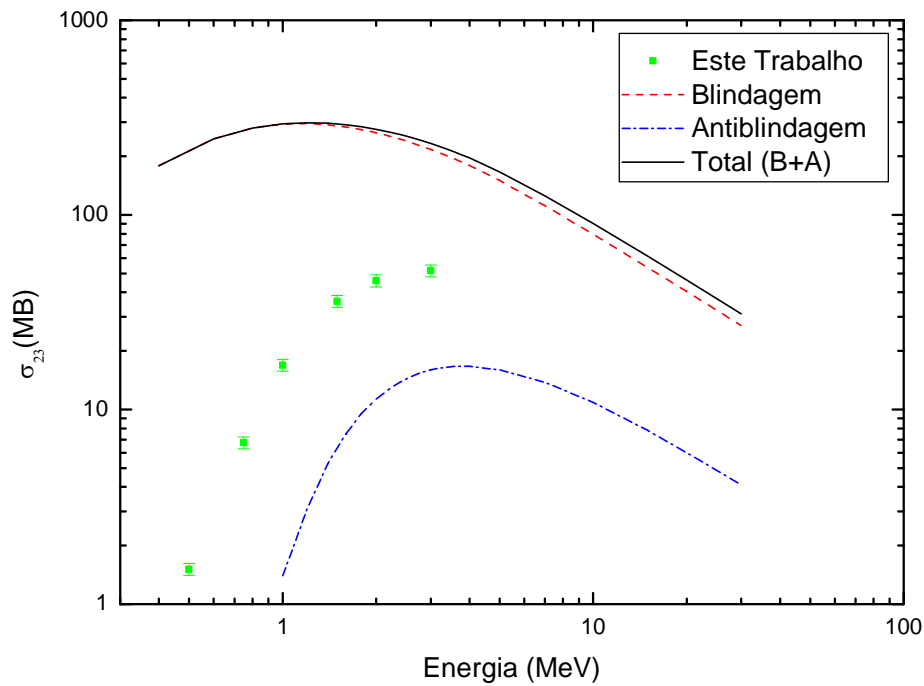


Figura 4.6: Seções de Choque Totais de Perda σ_{23} (em Mb) de Li^{2+} em Ar , em função da energia do projétil. As curvas teóricas representam a antibindagem (A), a blindagem (B) e a soma das contribuições de blindagem e antibindagem ($T = B + A$), usando a PWBA.

Apresentaremos na Figura 4.7, uma comparação das seções de choque experimentais totais de perda para Li^{2+} em Ar em função da energia do projétil (energia de 0,5 a 3,0 MeV), com cálculos teóricos do modelo de colisões livres das seções de choque de perda com a contribuição de blindagem. Também será apresentada uma curva teórica que representa a soma da contribuição de blindagem usando modelo de colisões livres e a contribuição de antibindagem usando PWBA.

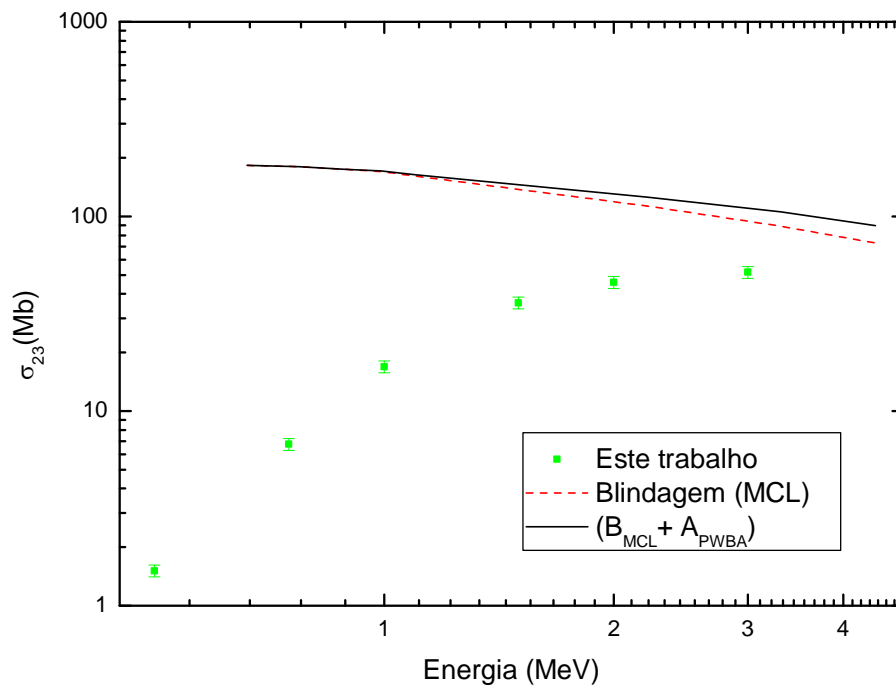


Figura 4.7: Seções de Choque Totais de Perda σ_{23} (em Mb) de L^{2+} em Ar, em função da energia do projétil. A curva teórica representa: linha sólida, a contribuição da blindagem (B) calculada usando o modelo de colisões livres (MCL); linha pontilhada, a soma da contribuição de blindagem (B) usando MCL + contribuição de antiblindagem (A) usando PWBA.

Como pode ser visto nas Figuras anteriores, existe uma discrepância entre os cálculos teóricos e os resultados experimentais, principalmente em baixas energias. Esta diferença está associada a fatores como o acoplamento de canais de perda e captura numa mesma colisão com a contribuição dos mecanismos de blindagem e antiblindagem, ou seja, além da ionização do projétil, ocorre na mesma colisão outro canal competitivo, que é captura eletrônica pelo projétil. Assim esse processo é confundido com o processo de ionização simples do alvo e não é levado em conta.

A comparação entre a física envolvida nos corpos das teorias e os dados experimentais deste e de outros trabalhos [15,16,20,30,43,44,51], nos leva a concluir que a combinação destes fatores (citados no parágrafo anterior) é detectada na

experiência, porém suas contribuições ainda não são consideradas nos cálculos teóricos, o que torna a comparação teoria-experimento algo tão distante em baixas energias.

Na Figura 4.8, apresentaremos as seções de choque experimentais totais de perda de Li^{2+} em Ar em função da energia do projétil, em comparação com as seções de choque totais de perda calculada com a contribuição de blindagem calculada segundo o modelo de colisões livres e a de antiblindagem calculada usando PWBA [20], e comparando com as seções de choque totais de perda, levando em conta as contribuições de blindagem e antiblindagem na PWBA.

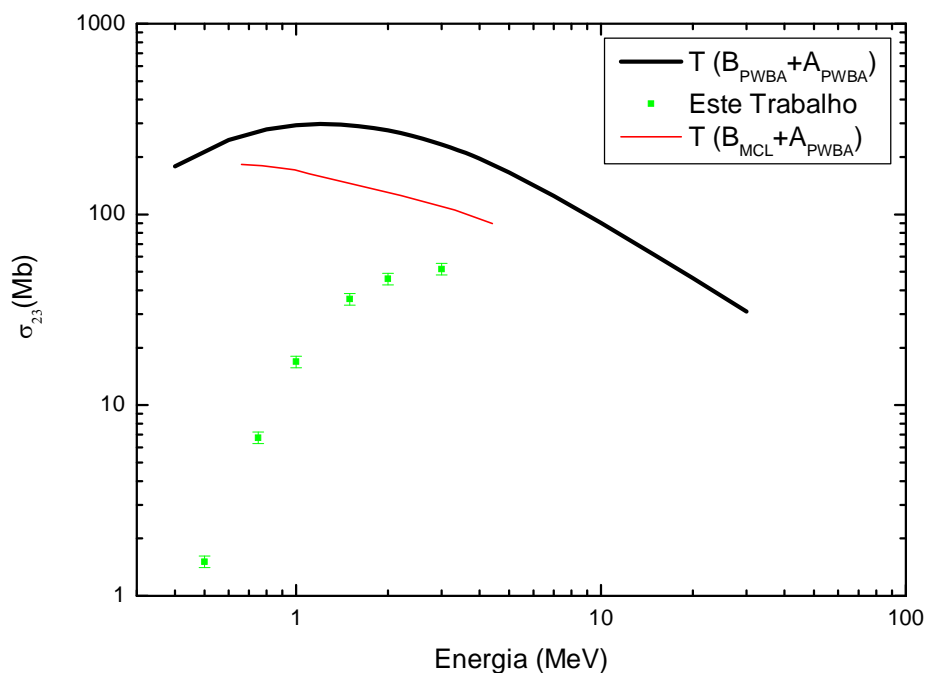


Figura 4.8: Seções de Choque Totais de Perda σ_{23} (em Mb) de Li^{2+} em Ar , em função da energia do projétil. As curvas teóricas representam as seções de choque totais de perda: a soma das contribuições de blindagem e antiblindagem na PWBA (linha preta forte); e a soma da contribuição de blindagem usando modelo de colisões livres e antiblindagem usando PWBA (linha vermelha). Os dados experimentais são os quadrados verdes.

Analisando a Figura 4.8, podemos observar a diferença existente entre as curvas teóricas usando MCL, PWBA e os dados experimentais. O uso do modelo de colisões livres, melhora a descrição teórica para a perda eletrônica com alvos pesados, porém, o modelo ainda não é fiel aos dados experimentais, principalmente em baixas energias. Para alvos pesados, o uso do MCL apresenta resultados mais satisfatórios do que o uso da PWBA.

As diferenças existentes entre PWBA e MCL, podem ser facilmente entendidas quando primeiro, analisamos que tipo de regime se encontra o sistema, se um regime perturbativo ou um regime não perturbativo. A PWBA é uma aproximação para sistemas perturbativos, sistemas onde o alvo é leve (tem número atômico pequeno) e tem poucos elétrons disponíveis; por isso a aplicação desta teoria em um sistema com um alvo pesado com muitos elétrons (um sistema em regime não perturbativo), apresenta uma discrepância tão grande comparada com a experiência. O MCL é um modelo para sistemas não perturbativos, e mesmo apresentando discrepâncias quando comparamos com a experiência, o MCL ainda apresenta uma descrição melhor do que o PWBA.

Outra diferença física entre PWBA e MCL está na idéia básica de cada teoria ou modelo. A PWBA considera funções de onda que envolve os estados iniciais e finais do projétil e do alvo. O MCL considera o elétron do projétil com sendo um elétron livre, onde a seção de choque de espalhamento do elétron livre é igual à seção de choque de espalhamento elástico do elétron.

Os resultados deste trabalho, ainda ficam bem abaixo da descrição do MCL, mesmo este modelo sendo para um tratamento não perturbativo. Alguns mecanismos além dos modos de blindagem e antiblindagem devem estar contribuindo para esta diferença, principalmente em baixas energias. O projétil (Li^{2+}) pode perder (um elétron) e capturar elétrons numa mesma colisão, e se o projétil perde e captura um elétron na mesma colisão, esse processo é denominado de perda com transferência (“Transfer-Loss”-TL) e não muda a carga do projétil (conforme discutido no Capítulo 2), ocorrendo um acoplamento desses canais, de forma que essa contribuição não seja considerada na teoria. Outros processos que competem com a perda podem estar associados, principalmente em baixas energias; como a perda do projétil com a ionização simultânea do alvo (L. I. – “Loss Ionization”), ou uma ionização dupla (D. I.) [44], que tem sua importância aumentada para baixas energias do projétil, podendo aumentar a seção de choque de perda nesta faixa de energia, pois é essencialmente o

mecanismo responsável pela ionização mútua projétil-alvo abaixo do limiar da antibrindagem. Também temos a ionização direta simples ou múltipla do alvo e a captura simples ou múltipla dos elétrons do alvo pelo projétil.

Para este trabalho, onde o projétil é o Li^{2+} colidindo com Ar , o acoplamento de canais de saída alternativos e competitivos para a colisão, tem que ser levados em conta para uma descrição correta do problema. O projétil de Li^{2+} tem número atômico $Z_1 = 3$, carga $q = 2$, sendo um projétil não muito pesado e que se encontra em uma situação intermediária para os casos estudados de He^+ [49], C^{3+} e O^{5+} [16,51], para o acoplamento dos canais de saídas alternativos.

Capítulo 5

Conclusões

5.1. Estudo de Alvos Leves

O estudo com alvos leves por ser um sistema em regime perturbativo pode ser bem descrito com o uso da PWBA, levando em consideração os modos de blindagem e antiblindagem.

A discussão teórica feita no Capítulo 2 para alvos leves e a utilização da aproximação de Born (PWBA) para descrever a perda eletrônica serviu como base para o tratamento de perda com alvos pesados, que é um sistema que se encontra em um regime não perturbativo.

5.2. Comparação com Métodos Não Perturbativos.

A análise das colisões do projétil de Li^{2+} em Ar , se mostraram de difícil descrição teórica, tanto para a perda eletrônica como para a captura eletrônica. Essa dificuldade se deve ao fato de esse sistema de colisão se encontrar em um regime não perturbativo, porém o uso de teorias perturbativas (para alvo leve) serve como uma orientação ou uma predição dos resultados que se deve esperar quando se usa um alvo pesado, uma vez que essas medidas são inéditas na literatura e nenhum tipo de comparação experimental será possível. Porém, cálculos teóricos perturbativos e não perturbativos, além de trabalhos de outros autores [16,43,44,49-51] com outros projéteis colidindo com gás nobre e Li^{2+} colidindo com alvo leve [15], servirão para guiar este trabalho.

Os resultados experimentais deste trabalho foram comparados com resultados de cálculos teóricos não perturbativos [67], usando a aproximação de impulso ou modelo de colisões livres [16,30]; e também com cálculos teóricos perturbativos [66] usando a aproximação de Born (PWBA) [20].

Os cálculos do modelo de colisões livres (MCL) foram feitos para a contribuição da blindagem no processo de perda eletrônica de Li^{2+} em Ar . E os cálculos teóricos feitos com base na PWBA foram feitos com a contribuição dos modos de blindagem e antiblindagem para a perda eletrônica. Embora medidas experimentais da captura eletrônica tenham sido feitas, neste trabalho não foi apresentado uma comparação com os cálculos teóricos para a captura.

Assim, as seções de choque totais de perda foram obtidas de duas maneiras. A primeira é considerando a perda total com base na PWBA [20] com a contribuição da blindagem e da antiblindagem, sendo que a antiblindagem calculada com uso da PWBA apresenta um bom acordo, pois esse modo representa um termo perturbativo. E a segunda maneira é considerar a perda total como a soma da parte não perturbativa mais a parte perturbativa, calculando a contribuição da blindagem com base no MCL [16,30] e a contribuição da antiblindagem pode ser calculada com base na PWBA [20].

Com base nos resultados obtidos, observamos que o processo de perda pode ter uma descrição razoável, mesmo para alvos pesados, se os efeitos não perturbativos são computados no processo, e para projéteis com altas energias, a perda eletrônica se deve basicamente a dois modos, que são os modos de blindagem e antiblindagem.

Neste trabalho não foi feito uma descrição teórica para a captura eletrônica, porém uma análise física das medidas condiz com os comportamentos teóricos discutidos ao longo deste trabalho. Para baixas energias, como o alvo é pesado e têm muitos elétrons, a seção de choque de captura eletrônica é alta para baixas energias e decresce à medida que a energia aumenta.

Os cálculos teóricos para a perda total, com o uso do MCL (contribuição de blindagem) e da PWBA (contribuição de antiblindagem) apresentam uma aproximação (ou um acordo) relativamente melhor com os resultados deste trabalho do que os cálculos usando a aproximação de Born (PWBA), à medida que a energia do projétil aumenta. Porém ainda existe uma grande discrepância para baixas energias do projétil e esta discrepância pode estar ligada ao acoplamento dos canais de perda e captura numa mesma colisão (“Transfer Loss” – T. L.). E como não podemos identificar o estado final do alvo, este processo acaba se confundindo com o processo de ionização simples do alvo e o estado final do projétil é igual ao estado inicial; outro fator que contribui é a perda do projétil com ionização do alvo (“Loss Ionization” – L. I.) que é um processo importante para a perda eletrônica em baixas energias. Também temos os processos de ionização simples ou múltipla do alvo e a captura simples ou múltipla dos elétrons do

alvo pelo projétil que competem com a perda eletrônica em baixas energias, e pode ser desprezado em altas energias. Isto justifica o fato de as seções de choque totais de perda eletrônica de Li^{2+} em Ar (mesmo em baixas energias), apresentarem valores tão pequenos comparados com as previsões dos modelos teóricos, além disso, é importante lembrar que o processo de L. I. aumenta a seção de choque de perda eletrônica nessa faixa de baixa energia. Assim é necessário que as aproximações teóricas, levem em conta os processos que competem com a perda eletrônica, principalmente em baixas energias.

Para uma perspectiva futura, é interessante e necessário acrescentar medidas em coincidência para identificar os estados finais do alvo, e separar os processos de perda e captura simultâneas do processo de ionização simples. Com isso, esse trabalho poderá contribuir melhor para o entendimento desse acoplamento dos canais de perda e captura numa mesma colisão.

E por fim, reforço o fato de que os procedimentos experimentais servem como guia de base e orientação para que os cálculos e aproximações teóricas se tornem mais fiéis e realísticos.

Apêndice A

Tabelas

Aqui serão listadas todas as seções de choque usadas neste trabalho, para medidas “single”. Estas seções de choque estão expressas em Mb.

A.1. Seções de Choque Totais de Perda de Li^{2+}

E (MeV)	<i>Ar</i>
0,5	1,51 ± 0,11
0,75	6,75 ± 0,47
1,0	16,9 ± 1,2
1,5	36,0 ± 2,5
2,0	45,9 ± 3,2
3,0	51,7 ± 3,6

A.2. Seções de Choque Totais de Captura de Li^{2+}

E (MeV)	<i>Ar</i>
0,5	432,0 ± 30,2
0,75	230,0 ± 16,1
1,0	120,3 ± 8,4
1,5	35,9 ± 2,5
2,0	13,8 ± 1,0
3,0	4,8 ± 0,3

A.3. Seções de Choque Totais de Perda de Li^{2+} em Ar, calculadas no Modelo de Colisões Livres, com a contribuição de Blindagem.

E (MeV)	Blindagem	Total (B + A_{PWBA})
0,6615	183	183
0,77293	180	180
0,88574	175	175
0,99073	170	171,4
1,10162	161	163,3
2,21184	113	125,7
3,3135	89	105,4
4,40646	73	89,7

A.4. Seções de Choque Totais de Perda de Li^{2+} em Ar, calculadas na aproximação de Born (PWBA), com a contribuição de Blindagem e antiblindagem.

E (MeV)	Blindagem	Antiblindagem	Total (B+A)
0,4	178,7	0,0	178,7
0,6	245,8	0,0	245,8
0,8	279,1	0,0	279,1
1	292,4	1,4	293,7
1,2	294,4	3,1	297,6
1,4	290,4	5,3	295,7
1,6	283,0	7,5	290,6
1,8	274,0	9,6	283,5
2	264,2	11,3	275,5
2,2	254,3	12,7	267,0
2,4	244,4	13,9	258,3
2,6	234,9	14,8	249,7
2,8	225,7	15,5	241,2
3	217,0	16,0	232,9
3,2	208,6	16,3	224,9
3,4	200,7	16,5	217,3
3,6	193,2	16,7	209,9
3,8	186,1	16,7	202,8
4	179,3	16,7	196,0
5	150,3	16,0	166,3
7	111,5	13,8	125,3
10	79,5	10,9	90,4
15	53,5	7,8	61,3
20	40,3	6,0	46,3
30	27,0	4,1	31,0

Referências Bibliográficas

- [1] M. Uda, T. Yamamoto, Nucl. Instr. Meth. **B150**, (1999) 1.
- [2] S V Putvinskiĭ, Physics-Uspekhi **41 (11)**, (1998) 1127.
- [3] NIFS-Data Report Series (National Institute for Fusion Science, Nagoia, Japão).
Suppl. Nucl. Fusion (International Atomic Energy Agency, Viena, Austria).
- [4] V. T. Voronchev and V. I. Kukulin, Phys. At. Nucl. **63**, (2000) 2051.
- [5] T. Andersen, Physics Reports **394**, (2004) 157.
- [6] J. H. McGuire, N. Stolterfoht e P. R. Simony, Phys. Rev. **A24**, (1981) 97.
- [7] R. Anholt, Phys. Lett. **A114**, (1986) 126.
- [8] E. C. Montenegro, W. E. Meyerhof, and J. H. McGuire, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **34**, (1994) 249.
- [9] Rudge, M. R. H., Rev. Mod. Phys. **40**, (1968) 564.
- [10] Moiseiwitch, B. L., Rev. Mod. Phys. **40**, (1968) 238.
- [11] N. Bohr, Mat. Fis. Medd. Dan. Vidensk. Selsk. **18**, (1948) 8.
- [12] D. R. Bates e G. W. Griffing, Proc. Phys. Soc. (London) **A66**, (1953) 961.
- [13] D. R. Bates e G. W. Griffing, Proc. Phys. Soc. (London) **A67**, (1954) 663.
- [14] D. R. Bates e G. W. Griffing, Proc. Phys. Soc. (London) **A68**, (1955) 90.
- [15] M B Shah and H B Gilbody, J. Phys. **B24**, (1991) 977.
- [16] W. S. Melo, M. M. Sant'Anna, A. C. F. Santos, G. M. Sigaud e E. C. Montenegro, Phys. Rev. **A60**, (1999) 1124.
- [17] N. F. Mott e H. S. W. Massey, "*The Theory of Atomic Collisions*" (Clarendon Press, Oxford, 1933).
- [18] H. A. Bethe, Ann. Physik **5**, (1930) 325.
- [19] L.H. Toburen, N. Stolterfoht, P. Ziem e D. Schneider, Phys. Rev. **A24**, (1981) 1741.
- [20] E. C. Montenegro e W. E. Meyerhof, Phys. Rev. **A43**, (1991) 2289.
- [21] N. Stolterfoht, em *Spectroscopy and Collisions of Few-Electron ions*, eds. M. Ivascu, V. Florescu e V. Zoran, World Scientific, Singapore (1989) 342.
- [22] N. Stolterfoht, Nucl. Inst. Meth. **B53**, (1991) 477.
- [23] I. S. Dmitriev e V. S. Nicolaev, Sob. Phys. – JEPT **17**, (1963) 447.
- [24] D. R. Bates e G. Walker, Planet. Space Sci. **13**, (1966) 1367.
- [25] D. R. Bates e G. Walker, Proc. Phys. Soc. (London) **A90**, (1967) 333.

- [26] H. R. J. Walters, *J. Phys.* **B4**, (1975) L54.
- [27] D. P. Dewangan e H. R. J. Walters, *J. Phys.* **B11**, (1978) 3983.
- [28] M. Meron e B. Jonson, *Phys. Rev.* **A41**, (1991) 1365.
- [29] K. Riesselmann, L. W. Anderson, L. Durand e C. J. Anderson, *Phys. Rev.* **A43**, (1991) 5934.
- [30] G. M. Sigaud, *J. Phys.* **B41**, (2008) 1.
- [31] D. H. Lee, T.M.J. Zouros, J.M. Sanders, P. Richard, J.M. Anthony, Y.D. Wang e J.H. McGuire, *Phys. Rev.* **A46**, (1992) 1374.
- [32] J. H. McGuire, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.***29**, (1992) 217.
- [33] E. C. Montenegro e W. E. Meyerhof, *Phys. Rev.* **A44**, (1991) 7229.
- [34] E. C. Montenegro e W. E. Meyerhof, *Phys. Rev.* **A46**, (1992) 5506.
- [35] S. Ricz, B. Sulik, N. Stolterfoht e J. Kadar, *Phys. Rev.* **A43**, (1993) 1930.
- [36] J. H. McGuire e E. C. Montenegro, em *18th Int. Conf. Phy. Electron. At. Collisions*, Book of Abstracts, eds. T. Anderson, B. Fastrup, F. Folkman e H. Knudsen, University of Aarhus, (1993) 656.
- [37] D. H. Jakubassa-Amundsen, *Z. Phys.* **D22**, (1992) 701.
- [38] T. M. J. Zouros, D. H. Lee, e P. Richard, *Phys. Rev. Lett.* **62**, (1989) 2261.
- [39] T. M. J. Zouros, em *Application of Particle and Laser Beams in Materials Technology*, ed. P. Misaelides, Kluwer Academic Publishers, Holanda, (1995) 37.
- [40] H. P. Hülskötter, W. E. Meyerhof, E. D. Dillard e N. Guardala, *Phys. Rev. Lett.***63**, (1989) 1938.
- [41] H. P. Hülskötter, B. Feinberg, W. E. Meyerhof, A. Belkacem, J. R. Alonso, L. Blumenfeld, E.D. Dillard, H. Gold, N. Guardala, G. F. Krebs, M. A. MacMahan, M. E. Rhoads-Brown, B. S. Rude, J. Schweppe, D. W. Spooner, K. Street, P. Thieberger e H. E. Wegner, *Phys. Rev.* **A44**, (1991) 1712.
- [42] M. M. Sant`Anna, W. S. Melo, A. C. F. Santos, G.M. Sigaud, E. C. Montenegro, M. B. Shah e W. E. Meyerhof, *Phys. Rev.* **A58**, (1998) 1204.
- [43] E. C. Montenegro, W. S. Melo, W. E. Meyerhof e A. G. Pinho, *Phys. Rev. Lett.* **69**, (1992) 3033.
- [44] E. C. Montenegro, W. S. Melo, W. E. Meyerhof e A. G. Pinho, *Phys. Rev.* **A48**, (1993) 4259.
- [45] K. Taulbjerg, em *Fundamental Processes in Energetic Atomic Collisions*, eds. H. O. Lutz, J. S. Briggs e H. Kleinpoppen, Plenum Publishing Corporation, New York, (1982) 349.

- [46] E. C. Montenegro, X-Y. Xu, W. E. Meyerhof e R. Anholt, *Phys. Rev. A* **38**, (1988) 3357.
- [47] M B Shah and H B Gilbody, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18**, (1985) 899-913.
- [48] E. C. Montenegro, G. M. Sigaud e W. E. Meyerhof, *Phys. Rev. A* **45**, (1992) 1975.
- [49] E. C. Montenegro, A. C. F. Santos, W. S. Melo, M. M. Sant'Anna, and G. M. Sigaud, *Phys. Rev. Lett.* **88**, (2002) 013201-1.
- [50] M. M. Sant'Anna, W. S. Melo, A. C. F. Santos, G.M. Sigaud, E. C. Montenegro, *Nucl. Inst. Meth. B* **99**, (1995) 46.
- [51] T. Kirchner, A. C. F. Santos, H. Luna, M. M. Sant'Anna, W. S. Melo, G. M. Sigaud, and E. C. Montenegro, *Phys. Rev. A* **72**, (2005) 1.
- [52] Física de Aceleradores, Cap. 8 segunda versão, LaCAM, Universidade Federal do Rio de Janeiro, (2006) 109.
- [53] Fabio Zappa, Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, (2003).
- [54] R. Middleton, A survey of negative Ions from a cesium sputter source, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **144** (1977) 373-399.
- [55] Technische Informatie Post – AMOLF Microchannel Plate Report, Special Issue, FOM – Amsterdam, (1986).
- [56] Wilson de Souza Melo, Tese de Doutorado, Universidade Federal Fluminense, (1999).
- [57] H. Tawara e A. Russek, *Rev. Mod. Phys.* **45**, (1973) 178.
- [58] E. C. Montenegro, W. E. Meyerhof e J. H. McGuire e C. L. Cocke, em *The Physics of Electronic and Atomic Collisions – XIX International Conference*, edits. L. J. Dub, J. B. A. Mitchel, J. W. McConkey e C. E. Brion, AIP Conf. Proc. Nº 360, AIP Press, New York, (1995).
- [59] H. R. J. Walters, *J. Phys.* **B6**, (1973) 1003.
- [60] J. H. McGuire, *Electron Correlation Dynamics in Atomic Collisions*, Cambridge University Press, New York, (1997) Sec.1-10.
- [61] N. Stolterfoht, R. D. Dubois e R. D. Rivarola, *Electron emission in Heavy Ion-Atom Collisions*, Springer-Verlag, Berlin, (1997), Cap. 1-8.
- [62] M. M. Sant'Anna, E. C. Montenegro e J. H. McGuire, *Phys. Rev. A* **58**, (1998) 2148.
- [63] C. D. Lin, em *Two-Center Effects in Ion-Atom Collisions*, ed. T. J. Gay e A. F. Starace, AIP Conference Proceedings, AIP Press, New York, (1996) 135.
- [64] D. R. Bates, V. Dose e N. A. Young, *J. Phys.* **B2**, (1969) 930.

[65] I. E. McCarthy, C. J. Noble, B. A. Phillips e A. D. Turnbull, *Phys. Rev. A* **15**, (1977) 2173.

[66] E. C. Montenegro, comunicação privada.

[67] G. M. Sigaud, comunicação privada.