

UNIVERSIDADE DE SAO PAULO

INSTITUTO DE FISICA

SBI-IFUSP



305M810T0834

MEBIDADES DE PODER DE FREAMENTO DE Si, Ti, V, Cu, Zn, Zr e
Pd UTILIZANDO IONS N E O

MARCIO MAIA VILELA



Dissertação de mestrado
apresentada ao institu-
to de Fisica da Univer-
sidade de São Paulo.

SAO PAULO

1986

Data de defesa 22/12/86

Assinado
Roberto de Sá
que Alan

\$39.70

V690m

M

ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Vilela, Marcio Maia

Medidas de poder de freamento de Si, Ti, V, Cu,
Zn, Zr e Pd utilizando íons ^{14}N e ^{16}O . São Paulo,
1986.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Roberto Vicençotto Ribas

Unitermos: 1. Perda de energia; 2. Poder de freamen-
to; 3. ^{14}N , ^{16}O .

USP/IF/SBI - 40/86

AGRADECIMENTOS

-Ao prof. Victor H. Rotberg, pela amizade e orientação na fase inicial deste trabalho.

-Ao prof. Wayne A. Seale, pela amizade e discussões esclarecedoras.

-Ao prof. Roberto V. Ribas, pela amizade, paciência e orientação na elaboração deste trabalho.

-Ao "Gordo" (Nemi), pela ajuda inestimável e pela grande amizade.

-Aos colegas que, querendo ou não, tiveram que me suportar durante este período.

-Ao prof. Oscar Sala, por ter colocado à minha disposição o acelerador Pelletron e todo o equipamento necessário para realização deste trabalho.

-Ao pessoal das oficinas mecânica, eletrônica, desenho e ao pessoal do computador.

-Ao pessoal da secretaria, pelo carinho e presteza a mim dispensados.

-Ao CNPq, pela bolsa concedida na fase inicial do trabalho.

-A FAPESP, pela bolsa concedida.

S U M A R I O

Foram medidas as perdas de energia de ions ^{14}N e ^{16}O em sólidos (Si, Ti, V, Cu, Zn, Zr e Pd) na faixa de energias de 1 MeV/uma a 4 MeV/uma. A técnica utilizada constitui-se na medida da energia de projéteis espalhados a 25° por um alvo delgado de Au, antes e depois de atravessar a folha do elemento freador. Os resultados experimentais são comparados com as previsões semi-empíricas de Northcliffe & Schilling (N&S), Ziegler e uma nova versão de N&S feita por Hubert e colaboradores, sendo observada uma razoável concordância entre os valores medidos e as curvas semi-empíricas.

ABSTRACT

Energy loss has been measured for ^{14}N and ^{16}O at energies of 1 MeV/amu to 4 MeV/amu in Si, Ti, V, Cu, Zn, Zr and Pd foils. The technique consists in the measurement of the energies of ions scattered through ^{25}O by a goldfoil before and after passing through the stopping foil.

Our data are compared to the semiempirical tabulations of Northcliffe and Schilling (N&S), Ziegler and a new version of N&S by Hubert et al.. The predictions of these semiempirical compilations are in reasonable agreement with our experimental data.

INDICE

I- Introdução	pag.01
II- Fundamentos teóricos	04
II-1-Teorias de poder de freamento	04
II-2-Freamento nuclear	06
II-3-Freamento eletrônico	07
II-3.1-Freamento eletrônico de projéteis rápidos	07
II-3.1.1-Energia média de excitação e ionização "I"	10
II-3.1.2-Correção de camadas	10
II-3.1.3-Dependência da perda de energia com Z	11
II-3.2-Freamento eletrônico a velocidades baixas ($v < \sqrt{\frac{2}{3} \frac{Z}{p}}$)	13
II-3.3-Freamento eletrônico na região de velocidades intermediárias	14
II-3.3.1-Flutuações na carga do ion	15
II-4-Efeitos de ordem superior em perda média de energia de ions pesados	19
II-4.1-Efeitos de ordem superior em Z	19
II-5-Previsões semi-empíricas	24
II-6-Straggling de energia	27
III- A experiência	28
III-1-Arranjo experimental	35
III-1.1- O acelerador Pelletron e o sistema de transporte de feixe	35

III-1.2-Câmara de espalhamento e detetores	40
III-1.3-Eletrônica de aquisição	41
III-1.4-Confecção de alvos	46
III-1.4.1-Construção de alvos por laminação	46
III-1.4.2-Construção de alvos por evaporação	46
III-1.4.3-Espessura das folhas de alvo	47
III-1.4.4-Uniformidade das folhas de alvo	48
III-1.4.5-Espessura da folha espalhadora de ouro	49
III-2-Medidas realizadas	54
III-3-Redução de dados	59
III-3.1-Programas de redução	59
III-3.1.1-Programa "CENTROIDE"	59
III-3.1.2-Programa "DEDX"	62
III-4- Avaliação de incertezas	62
III-5- Resultados obtidos	65
IV- Discussão e conclusões	86
IV-1-Comparação entre as curvas de N&S, Ziegler, Hubert e os pontos experimentais	86
IV-2- Conclusões	90
Referências	92

I- INTRODUÇÃO

Quando ions a alta velocidade penetram num meio material, eles interagem com os átomos deste meio ao longo de sua trajetória, perdendo energia por dois mecanismos principais. Um destes mecanismos transfere energia dos ions em movimento para os eletrons do alvo, através de excitação e ionização dos átomos do alvo. O outro transfere energia dos ions para os núcleos do alvo através de transferência de momentum.

Conhecimentos detalhados dos processos de freamento de ions pesados na matéria são necessários não somente à física atômica, que investiga os mecanismos do processo de freamento, mas também para físicos que trabalham com ions pesados como ferramenta para investigação de reações nucleares. Mais recentemente, o conhecimento dos processos de perda de energia tem sido empregado no estudo de materiais através de feixe de ions, como por exemplo: alcance e distribuição de alcance de penetração de ions em implantação iônica, danos de radiação, "sputtering" de ions, etc.

Mesmo em alvos extremamente finos, a interação de ions pesados de alta energia com os átomos do alvo é tão forte que mudanças nas quantidades físicas como energia, direção do movimento, carga e excitação, entre

outras, devem ser notáveis. Como pequenas alterações no movimento dos íons podem influenciar significativamente o resultado dos experimentos nos quais estes íons são usados, é importante determinar estas quantidades com a maior precisão possível.

A despeito de quase um século de pesquisas, encontra-se dificuldades em se prever teoricamente, com margem de erro de poucos por cento, a perda de energia até do mais simples dos íons, o próton. Uma descrição teórica do poder de freamento de íons pesados é mais difícil que para íons leves, devido à carga dos íons que podem mudar continuamente durante sua passagem através do alvo. Também a perturbação das órbitas eletrônicas do alvo podem tornar-se tão fortes (no caso de interações com íons de baixa velocidade), que uma descrição segura dos estados eletrônicos dos elétrons do alvo só serem possíveis com funções de onda de uma quase molécula (ou seja, potencial de dois centros).

Em seu trabalho pioneiro, Bohr (Boh-13) calculou, em essência, a dependência funcional do freamento de partículas carregadas na matéria. Em trabalhos posteriores, confirmou-se a fórmula de Bohr a velocidades não relativísticas (por exemplo, Bethe (Bet-30)). Entretanto, dada a complexidade dos processos, estimativas puramente teóricas de poder de freamento não tem dado previsões seguras. Desta forma, parametrizações derivadas semiempiricamente tem sido de

grande importância para as estimativas de valores médios de poder de freamento.

Neste trabalho são apresentadas medidas de perda de energia e poder de freamento de ions pesados (^{16}O e ^{14}N) em sólidos (Si, Ti, V, Cu, Zn, Zr e Pd) numa região de energia onde ainda não foram estudadas experimentalmente.

No capítulo II é feita uma discussão a respeito dos mecanismos envolvidos nos processos de freamento, dando ênfase na parte teórica que se aplica este trabalho. E discutido também como são feitas algumas parametrizações semiempíricas.

No capítulo III são descritos o aparato experimental, redução e análise de dados, comparação com previsões semiempíricas e explicados os métodos utilizados.

Finalmente, no capítulo IV, fazemos uma discussão dos resultados obtidos.

C A P I T U L O II

II-1 TEORIAS DE PODER DE FREAMENTO

Se um átomo (ou íon), deslocando-se com velocidade maior que a de seus elétrons penetra num meio material, estes elétrons serão rapidamente arrancados e o núcleo assim despido viajará através do meio, perdendo rapidamente sua energia devido às interações que sofre com os elétrons do meio. O principal parâmetro no processo de freamento de projéteis é sua velocidade, pois esta determina que tipo de interação dará a contribuição decisiva para o freamento.

-Se a velocidade do projétil " v " é grande comparada à velocidade " v_p " dos elétrons externos do alvo, o projétil dissipa sua energia quase exclusivamente por excitação ou ionização das camadas atômicas do alvo. Este processo inelástico é chamado "Freamento Eletrônico".

-Se a velocidade " v " é menor que " v_p ", o freamento eletrônico decresce e o espalhamento elástico do projétil devido ao potencial coulombiano blindado do alvo aumenta e passa a ser dominante. Este processo é chamado "Freamento Nuclear".

Podemos então representar esquematicamente na figura II-1 as regiões de freamento nuclear e freamento eletrônico, sendo que a curva de poder de freamento eletrônico é dividida em duas partes:

-Uma para velocidades baixas, chamada de região de Lindhard-Scharff-Schiott (LSS).

-Outra para velocidades altas (excluindo as velocidades relativísticas), chamada de região de Bethe-Bloch (BB).

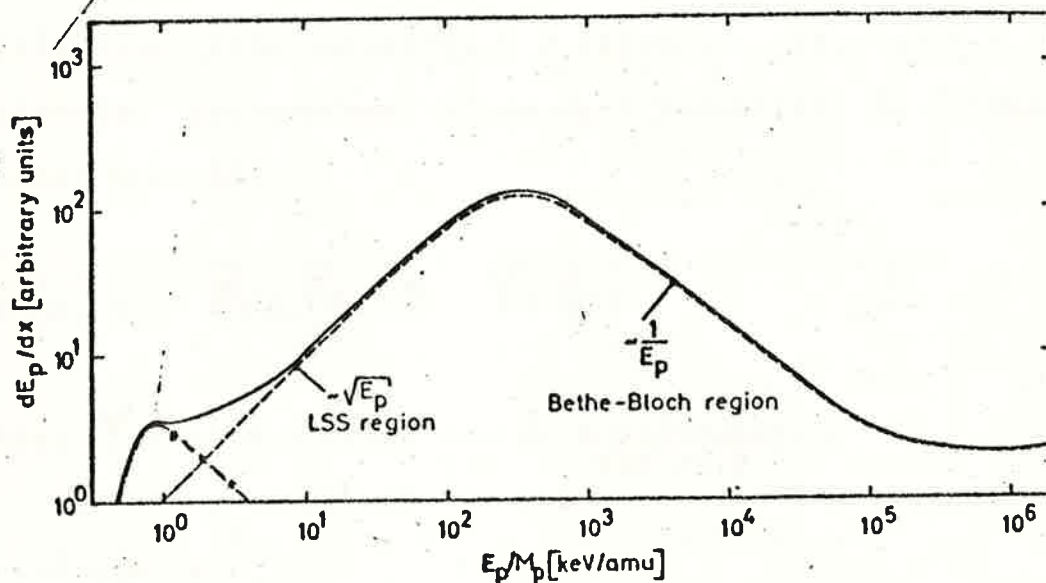


Figura II-1: Representação esquemática do poder de freamento (dE/dx) de um meio material sendo atravessado por um ion P como função de sua energia cinética por unidade de massa atômica (E/M).

M é a massa do projétil P

———— poder de freamento total

- - - - - poder de freamento eletrônico

- poder de freamento nuclear

Discutiremos a seguir os mecanismos de

freamento em cada uma destas regiões.

II-2 - FREAMENTO NUCLEAR

As forças de interação entre as cargas nucleares do projétil e alvo são repulsivas e, a pequenas distâncias internucleares, o potencial resultante é um potencial coulombiano blindado (potencial de Thomas-Fermi) (Lin-63) :

$$V(r) = \frac{Z_p \cdot Z_a \cdot e^2}{r} \varphi\left(\frac{r}{a}\right) \quad \text{II - 1}$$

onde: $\varphi(r/a)$ é o termo devido à blindagem,

$a = a_0 \cdot 0,885 \cdot (Z_p^{2/3} + Z_a^{2/3})^{-1/2}$ é o alcance da blindagem e

$a_0 = 5,29 \cdot 10^{-9}$ cm é o raio de Bohr

O poder de freamento médio "S" por núcleo de alvo é obtido por integração sobre todos os ângulos do produto da secção de choque de espalhamento pela perda de energia $\gamma(\theta)$ que é transferida do projétil para o núcleo do alvo. Este cálculo revela que na interação núcleo-núcleo o poder de freamento médio é menor que o poder de freamento médio do projétil num alvo de eletrons quase-livres por um fator da ordem de m_e/M (onde m_e é a massa do eletron). Logo, para $v \gg v_e$ (quando os eletrons do alvo podem ser considerados como quase-livres), a contribuição do freamento nuclear para o freamento médio total é desprezível se comparado ao devido à interação da

carga nuclear do projétil com os elétrons do alvo. Entretanto, para pequenas velocidades ($v \ll v_p$), o freamento eletrônico decresce linearmente com o decrescimento da velocidade (segundo a teoria de Lindhard, Scharff e Schiott, nesta região o freamento eletrônico varia com $\sqrt{E_p}$), enquanto a contribuição nuclear aumenta, sendo dominante para $v \lesssim v_0 = c/137$.

II-3- FREAMENTO ELETRÔNICO

Este mecanismo transfere energia dos íons em movimento para os elétrons do alvo através de excitação e ionização dos átomos do alvo. É o principal mecanismo de perda de energia em altas velocidades (Este tipo de freamento é chamado de eletrônico ou inelástico). O freamento eletrônico é dividido em 3 regiões, segundo a faixa de velocidades considerada, (uma vez que a velocidade (ou energia) do íon determina seu estado de carga e suas interações com o meio), que serão discutidas a seguir.

II-3.1- FREAMENTO ELETRÔNICO DE PROJÉTEIS RÁPIDOS

($v \gg v_p$)

Bohr (Boh-13), adotando o modelo atômico de Rutherford, calculou a perda média de energia de íons leves, supondo que o elétron ligado do alvo comporte-se como um oscilador que pode ser excitado (por absorção de

energia) através do campo coulombiano do projétil, obtendo o resultado:

$$S_{\text{por}}^{\text{eletron}} = \frac{4\pi Z_p e^4}{m_e \cdot v_p^2} \ln \frac{2m_e \cdot v_p^2 \hbar}{C \cdot Z_p \cdot e^2 \cdot E_b} \quad \text{II-2}$$

onde: $C = 1,781$

E_b = Energia de ligação do eletron

$w_b = 2\pi E_b/\hbar$ = frequência natural de oscilação do eletron na posição de equilíbrio do atomo.

Se existem Z^a eletrons por atomo do alvo,

$S^{\text{eletrônico}} = Z^a \cdot S^{\text{a por eletron}}$

A primeira solução puramente de mecânica quântica foi obtida por Bethe (Bet-30), usando a aproximação de onda plana de Born (PWBA), que é um cálculo perturbativo da mecânica quântica. Tal tratamento fornece a fórmula não relativística:

$$S_{\text{eletrônico}} = 4\pi \frac{Z_p^2 Z_a e^4}{m_e \cdot v_p^2} \ln \frac{2m_e \cdot v_p^2}{I} \quad \text{II-3}$$

onde: I = Potencial de ionização medio, que pode ser associado a uma frequência vibracional efetiva de Bohr ($I = \hbar w$) e a energia de excitação é definida como:

$$\ln I = \sum_n f_n \ln (E_n - E_0) \quad \text{II-4}$$

E_0 = estado fundamental do atomo-alvo

E_n = estado excitado do atomo-alvo

f_n = força do oscilador de dipolo atômico

Bloch (Blo-33), usando a equação de Dirac, calculou a perda média de energia "S" para velocidades de projétil muito grandes, comparáveis à da luz, obtendo a equação:

$$\frac{1}{N} \frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{Z_p^2 Z_a e^4}{m_e \cdot v_p^2} \left\{ \ln \frac{2m_e v_p^2}{I} - \left[\ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} - \frac{C}{Z_a} - \frac{\delta}{2} \right] \right\}$$

II-5

onde: c = velocidade da luz

N = densidade de átomos, que esta relacionada à densidade de massa ρ pelo número de Avogadro N_0 e ao número de massa do alvo M_a por:

$$N = N_0 \cdot \rho / M_a$$

II-6

Os dois termos que contem v^2/c^2 são termos de correção relativísticos. C/Z_a é o termo dependente da velocidade, significativo somente a baixas velocidades, que inclui correções na secção de choque de freamento pela não participação das camadas eletrônicas internas na excitação e ionização de projéteis a baixas velocidades. O termo $\delta/2$ é uma correção da secção de choque devido a efeitos de densidade, importante somente a altas velocidades (fracções da velocidade da luz). O cálculo de perda de energia a velocidades não relativísticas é realizado levando-se em conta o efeito do campo da partícula incidente em um elétron de um átomo por vez. Já

a altas velocidades, o efeito do campo da partícula incidente sobre os átomos distantes tornam-se importantes, provocando um campo perturbado no meio, que altera a reação deste meio ao campo da partícula. Tanto C/Z como $\delta/2$ são função do atomo-alvo e da velocidade^a do projétil. A equação II-5 é também chamada de equação de Bethe-Bloch (B.B.).

II-3.1.1 - ENERGIA MÉDIA DE EXCITAÇÃO E IONIZAÇÃO "I"

O termo I que é uma média ponderada de todos os processos possíveis de excitação e ionização de um dado átomo, dá as propriedades intrínsecas de freamento de um dado alvo Z. Bloch fez uma estimativa do valor de I para elementos^a pesados, baseado no modelo atômico de Thomas-Fermi:

$$I = K \cdot Z$$

II - 7

A determinação empírica do valor da energia média de ionização mostra um comportamento semelhante à equação II-7, com $k = 10$ eV em uma larga faixa de valores Z.^a

II-3.1.2 - CORREÇÕES DE CAMADA

A equação II-5 contém o termo C/Z para corrigir a não participação dos elétrons mais internos no poder, de freamento. Quando o projétil é muito rápido, todos os elétrons do alvo contribuem para o poder de freamento mas, à medida que se diminui a velocidade do

projétil, as camadas internas contribuem menos à perda de energia total, aumentando a importância do termo de correção de camadas. Quando $2mv^2 \approx I$, o valor da equação II-5 depende inteiramente da correção $-C/Z$ mas, como pode ser visto pela figura II-2, as correções de camadas próximas à região de máximo de perda de energia (chamada de região de velocidades intermediárias) tendem a valores infinitos, e a fórmula de Bethe já não mais se aplica. A correção de camadas pode ser expressa como:

$$C/Z = (C_k + C_l + \dots) / Z$$

II-8

Onde C_k, C_l, \dots são as correções para as camadas k, l, \dots . No caso de átomos sólidos, a energia de ligação das camadas eletrônicas externas é também dependente das ligações químicas e possivelmente também da densidade do alvo.

II - 3.1.3 - DEPENDENCIA DA PERDA DE ENERGIA COM Z^p

O principal resultado da teoria de Bethe é que a perda de energia é função unicamente do meio freante e da velocidade do projétil. A natureza deste projétil entra como um fator de escala Z^2 na equação II-5. Deste modo, o poder de freamento pode ser extrapolado de um projétil para outro pela relação:

$$\frac{1}{Z_A^2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{A,v} = \frac{1}{Z_B^2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{B,v}$$

II-9

LINDHARD STOPPING WITH LOCAL DENSITY APPROXIMATION

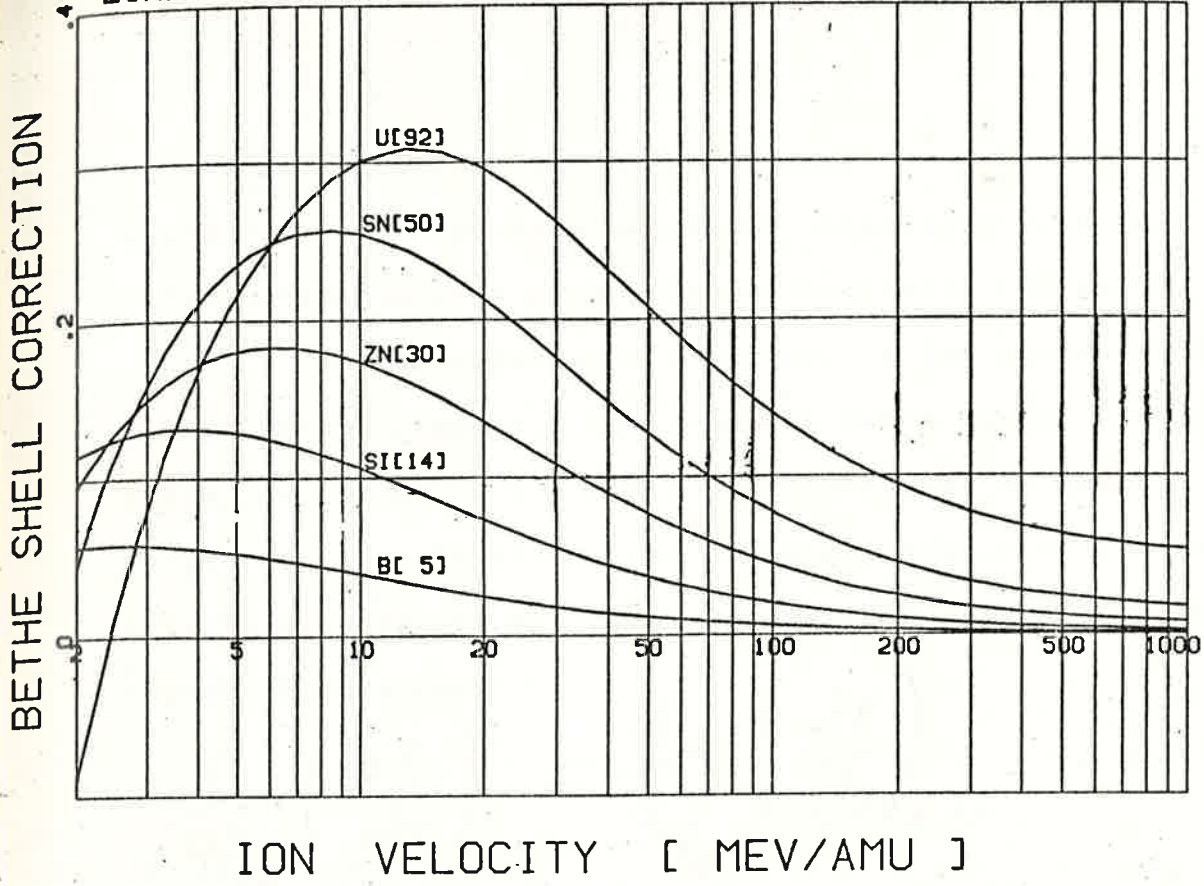


Figura II-2: Correção de camadas típico em vários alvos (conforme Zie-80).

onde A e B são os números atômicos de dois diferentes projéteis, movendo-se a uma mesma velocidade v, a qual é suficientemente alta para estarem totalmente ionizados.

A velocidades mais baixas, o ion pesado ainda tem eletrons ligados, de forma que a carga líquida média do ion não é Z, mas q_{ef} (flutuações de carga e carga média serão discutidas na secção seguinte). Uma relação mais geral, aplicavel inclusive à região de Bethe-Bloch é dada por:

$$\frac{1}{q_{efA}^2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{A,v} = \frac{1}{q_{efB}^2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{B,v} \quad \text{II-10}$$

onde: q_{efA} e q_{efB} são as cargas efetivas dos ions A e B viajando a uma velocidade v, a quais podem ser consideravelmente diferentes de Z.

II-3.2 - FREAMENTO ELETRONICO A VELOCIDADES BAIXAS ($v \ll v_0 \cdot Z^{2/3}$)

Com o decrescimo da velocidade do ion, a distância de maior aproximação aumenta, a excitação ou possíveis ionizações do átomo-alvo são limitadas a seus eletrons mais externos e a blindagem do campo nuclear coulombiano pelas camadas eletrônicas começa a ter importância. Nesta região, a fórmula de Bethe-Bloch já

não se aplica.

Lindhard, Scharff e Schiot (Lin-63), deram uma descrição teórica para o freamento de ions pesados em baixas velocidades baseada na interação de um gás de eletrons livres com o alvo num campo estático de uma carga puntual blindada. A perda de energia na matéria é obtida aplicando-se localmente o modelo de gás de eletrons livres num átomo de Thomas-Fermi (densidade de eletron localmente constante e sua variação obedecendo este modelo), obtendo :

$$S_{eleta.} \approx C \cdot v_p \quad \text{II-11}$$

onde: C = constante que depende do tipo de potencial utilizado

II-3.3 - FREAMENTO ELETRONICO NA REGIAO DE VELOCIDADES INTERMEDIARIAS

A fórmula de Bethe é aplicavel à região de alta velocidade, enquanto que a teoria de LSS aplica-se à região de baixa velocidade. Para a região de velocidades intermediárias, que é nas vizinhanças do máximo de perda de energia, não existe teoria adequada. A teoria de Bethe não se aplica porque a carga do projétil é parcialmente neutralizada e porque os eletrons das camadas internas participam menos no poder de freamento. O conhecimento

preciso das correções de camada dos átomos-alvo podem estender a aplicabilidade da fórmula de Bethe nesta região, mas quando $2mv \approx I$ vemos na secção II-3.1.1 que a fórmula de Bethe-Bloch já não se aplica. Nesta região de velocidades, as flutuações nos estados de carga do íon e as correções de camada são muito importantes e de difícil parametrização. Nesta região, em geral, só parametrizações semi-empíricas conseguem dar boa concordância com os dados experimentais. Exemplos destes métodos podem ser encontrados em Northcliffe & Schilling (Nor-70) e Ziegler (Zie-80, Zie-85).

II-3.3.1- FLUTUAÇÕES NA CARGA DO ÍON

Quando um íon move-se através da matéria com velocidade comparável à velocidade orbital de seus próprios elétrons, sua "carga líquida" irá flutuar tão rapidamente quanto os elétrons são capturados ou perdidos na sucessão de colisões com átomos do material. Deste modo, num dado instante um feixe mono-energético de um íon poderá ser caracterizado por uma distribuição de estados de carga.

Se ϕ_q é a fração do feixe de íons que tem carga q , onde q pode tomar qualquer valor inteiro $0 \leq q \leq Z$, então a distribuição de cargas é representada pelo conjunto de números $\phi_0, \phi_1, \dots, \phi_q$.

O valor médio de q é:

$$\langle q \rangle = \sum_0^{z_p} q \phi_q \quad \text{II-12}$$

Desde que a perda de energia das colisões individuais seja pequena, um grande número de colisões poderá ocorrer enquanto a velocidade dos ions permanecem virtualmente imutáveis, podendo estabelecer um equilibrio com respeito a captura e perda de eletrons.

O conjunto de probabilidades ϕ_q descreve então a distribuição de equilibrio dos estados de carga presentes num feixe homogêneo de ions e $\langle q \rangle$ será a carga média de equilibrio dos ions. Por outro lado, a distribuição de estados de carga em não equilibrio (tal como acontece no instante que o feixe entra no meio), poderá ser descrito pelo grupo de probabilidades ϕ_q^* e a carga média em não equilibrio $\langle q \rangle^*$ pode ser escrito análogamente à equação II-12. Os dois tipos de distribuição tem interesse, mas por razões diferentes. A distribuição em equilibrio determina a razão de perda de energia do ion (através de sua carga efetiva), enquanto que o comportamento transitório da distribuição no não equilibrio revela a magnitude da secção de choque de perda e captura.

A secção de choque de captura (ou perda) $\sigma_{j,k}$ é a quantidade mensurável da probabilidade que um ion com carga j tenha capturado (ou perdido) um ou mais eletrons e tornado um ion com carga k . Isto é definido como:

$$\sigma_{j,k} = \frac{d m_{j,k}}{M dx}$$

II-13

onde: $d m_{j,k}$ é a probabilidade que a carga do ion mude de j para k enquanto o ion move-se através de uma distância infinitesimal dx em um material contendo M átomos/volume. Se $j > k$, $\sigma_{j,k}$ é a secção de choque de captura. Se $j < k$, $\sigma_{j,k}$ é a secção de choque de perda.

Em ions pesados, os eletrons internos estão mais fortemente ligados ao núcleo que no caso de ions leves. Assim, somente a altas velocidades o projétil está completamente ionizado. Se, nos processos de troca de carga, a distribuição dos estados de carga pode ser descrita por uma distribuição em equilíbrio, então o ion passará por vários estados de carga durante sua travessia pelo alvo. Desde que o poder de freamento instantâneo varie aproximadamente com q^2 espera-se que o poder de freamento médio seja aproximadamente proporcional à carga quadrática média do ion, dada por:

$$\langle q^2 \rangle = \langle \gamma^2 \rangle Z_p^2 \quad \text{II-14}$$

onde: γ é a razão da carga instantânea do ion pela sua carga nuclear (tambem chamado de parâmetro de carga efetiva)

$$e: \quad \langle \gamma^2 \rangle = \gamma_{n.m.s.}^2 = \sum_{q=1}^{Z_p} \phi_q \left(\frac{q}{Z_p} \right)^2 \quad \text{II-15}$$

A raiz quadrada da carga quadrática média $\langle q \rangle$ é chamada "carga efetiva", ou simplesmente q_{ef} . Como os cálculos teóricos de q_{ef} são difíceis de se realizar, em geral são feitas parametrizações semi-empíricas para sua determinação. Northcliffe & Schilling (Nor-70), por exemplo, escrevem q_{ef} como:

$$q_{ef} = \delta_p Z_p = Z_p \left[1 - 1,85 \cdot e^{-2 \left(\frac{137\beta}{Z^{2/3}} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{II-16}$$

Como veremos na próxima secção, Hubert e colaboradores (Hub-80) supõe que a carga efetiva não depende somente do projétil, mas também do alvo. Deste modo, a carga efetiva da equação II-16 é reescrita com o parâmetro de carga efetiva (δ) agora dependendo do alvo e do projétil (vide equação II-22). Ziegler (Zie-85), escreve a carga efetiva do ion como:

$$q_{ef} = \delta Z_p = q + (1-q) \frac{(v_0/v_f)^2}{2} \ln \left[1 + (2\Lambda v_f / a_0 v_0)^2 \right] \quad \text{II-17}$$

onde "q" é o grau de ionização do ion ($q = 1 - N/Z$, e N é o número de eletrons que permanecem ligados ao ion). O primeiro termo, q, dá a carga efetiva para colisões distantes, isto é, para eletrons do alvo que não penetram o volume eletrônico do ion. Λ é o tamanho da blindagem, que descreve a dimensão das alterações da distribuição eletrônica em função das mudanças de grau de ionização. v_0 é a velocidade de Bohr e v_f é a velocidade de Fermi.

II - 4 - EFEITOS DE ORDEM SUPERIOR EM PERDA MEDIA DE ENERGIA DE IONS PESADOS

O estudo dos processos de perda de energia tem sido uma grande fonte de informações de física atômica e as aplicações de feixes de ions em diversas áreas de pesquisa tem solicitado uma melhor compreensão dos mecanismos envolvidos nestes processos. Medidas precisas de perda de energia tem despertado a necessidade de se estudar efeitos que provocam desvios das teorias existentes com os dados experimentais. A seguir, serão discutidos alguns destes efeitos. A correção de efeitos de camadas devido à participação parcial dos eletrons mais internos do projétil (isto é, projéteis com velocidades intermediárias ou baixas) já foi discutida na secção II-3.

II-4.1- EFEITOS DE ORDEM SUPERIOR EM Z

Barkas e colaboradores (Bar-63), utilizando projéteis tanto com carga positiva como negativa (no caso, usaram mésons), verificaram uma diferença no freamento destas partículas, dependendo do sinal de sua carga. Este efeito, chamado "efeito Barkas", pôde ser explicado adicionando um termo extra na equação de Bethe-Bloch (eq. II-4) da ordem de Z^3 .

A perda de energia $\frac{dE}{dx}$ pode ser reescrita como:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 e^4}{m_e \cdot v_p^2} Z_p^2 Z_a \cdot L$$

II-18

onde: m = massa do eletron

N_0 = densidade de átomos

Lindhard (Lin-76) propôs uma expansão do termo dependente de Z_p^2 nesta equação para explicar a diferença existente (em até 10%) entre os dados experimentais e as previsões teóricas, do tipo:

$$L = L_0(v_p, Z_a) + Z_p L_1(v_p, Z_a) + Z_p^2 L_2(v_p)$$

II-19

onde: L_0 dá a dependência do freamento com a velocidade do projétil e com o número atômico do material, resultando numa dependência do poder de freamento em Z_p^2 . O fator L_1 corresponde a termos de correção de Z_p^3 e L_2 a correção de Z_p^4 . Se realizarmos medidas do tipo de Barkas, comparando partículas positivas e negativas, a diferença observada será devido à contribuição de L_1 . Por outro lado, se a comparação é feita entre partículas positivas com cargas diferentes, por exemplo, $Z_{p1} = 1$ e $Z_{p2} = 2$, ambos (L_1 e L_2) podem contribuir.

Jackson e McCarthy (Jac-72) desenvolveram um formalismo para o tratamento do efeito de Z_p^3 a energias muito baixas e muito altas. O termo em Z_p^3 (L_1 em nossa expansão) é escrito como $J_c + J_d$, onde o primeiro termo dá

as contribuições de colisões próximas, enquanto o segundo é devido às colisões distantes. O termo J é proveniente de efeitos relativísticos, estimado pela primeira vez em um trabalho (não publicado) de Fermi. A altas energias, J dá uma contribuição em Z^3 para a perda de energia que causa uma diferença de alcance (ΔR) de partículas de mesma massa e energia, mas com cargas opostas. O efeito de colisões distantes (J) só é importante a baixas velocidades. Ashley e colaboradores (Ash-72), usando um modelo estatístico para o átomo, escreveram a contribuição a Z^3 a baixas velocidades como:

$$J_D/L_0 = \frac{F(v)}{Z_a^{1/2}}$$

II-20

onde $F(v)$ é uma função universal da velocidade reduzida: $v = 137\gamma\beta/Z^{1/2}$; $\beta = v/c$ e $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

Anthony e colaboradores (Ant-81), (Ant-81a) e Brice (Bri-80) verificaram experimentalmente a concordância entre suas medidas e as modificações propostas por Lindhard, conseguindo inclusive explicar os deslocamentos observados nos pontos de máximo das curvas de poder de freamento (vide fig.II-3 e fig.II-4). Porter e colaboradores (Por-82), ao discutirem a energia média de excitação e os parâmetros do termo de correção do efeito Barkas para prótons e partículas alfa, consegue fazer um bom ajuste da curva com os dados experimentais apresentados. Entretanto, em alvos mais complicados que

alvos monoatômicos no estado gasoso, efeitos de aditividade introduzem ambiguidades nos valores dos parâmetros ajustados, impossibilitando o cálculo.

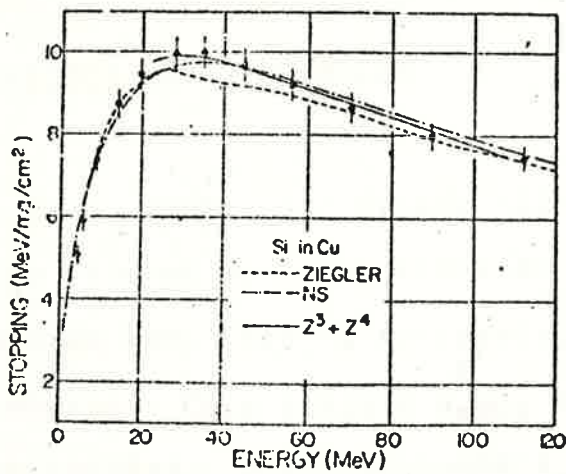


Figura II-3: Perda de energia de silício em cobre em função da energia. São apresentadas as previsões de Ziegler (-----) e N&S (-.-.-.-), bem como os cálculos com correções de Z^3 e Z^4 (Ant-81a).
 P P

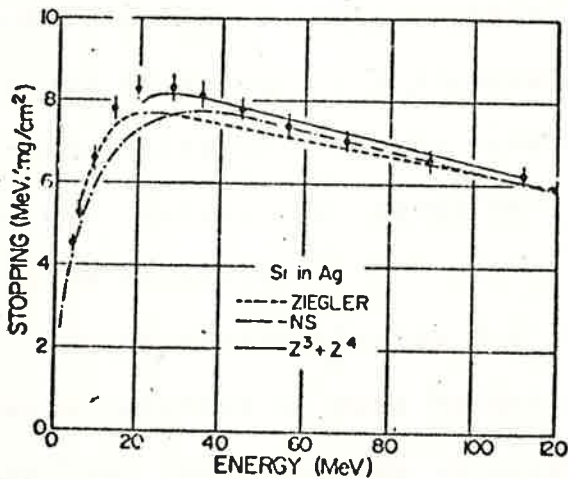


Figura II-4: Perda de energia de silício em prata em função da energia do ion. São apresentadas as previsões de Ziegler (-----) e N&S (-.-.-.-), bem como os cálculos com correções de Z^3 e Z^4 (Ant-81a).
 P P

II-5- PREVISÕES SEMI-EMPIRICAS

Como vimos na secção II-3.1.3 é possível, através de valores bem conhecidos de perda de energia de um determinado ion, fazer a extrapolação para outros ions na mesma energia. Para protons, ^A_{R.M.S} e a perda de energia são bem conhecidas, possibilitando a partir daí calcular o freamento eletrônico para outros ions, bastando para isto determinar o valor de q_{ef} . A determinação teórica de q_{ef} para ions pesados é difícil, devido aos diversos processos de troca de carga envolvidos. Por isto, valores experimentais de q_{ef} foram determinados a partir dos dados experimentais de perda de energia, como pode ser visto em Northcliffe & Schilling (Nor-70). Eles calcularam a perda média de energia e o alcance médio de penetração em uma grande faixa de v , para ions do proton ao urânio, partindo das curvas ^P de perda de energia de 8 ions diferentes em aluminio.

A base destes cálculos é a suposição que o poder de freamento relativo de dois materiais é independente da identidade do ion numa dada velocidade E/m . Em outras palavras, fazendo a razão de poder de freamento de um meio X em relação ao Al, com dois ions diferentes A e B,

temos:

$$\left[\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{A,X}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{A,Al}} \right]_{\text{na velocidade } E_A/m_A} = \left[\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{B,X}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{B,Al}} \right]_{\text{na velocidade } E_B/m_B}$$

As suposições adicionais são:

- a) O poder de freamento relativo varia suavemente com Z_a e E/m
- b) O poder de freamento de qualquer material varia suavemente com Z e E/m .

A interpolação^p da perda de energia de outros ions em Al é feita observando a suposição "b", enquanto que a extrapolação para outros freadores é feita levando-se em conta a suposição "a". Dados recentes de poder de freamento de ions pesados tem demonstrado uma discrepância com as curvas de N&S que, no caso de freadores leves podem atingir da ordem de 30%. Hubert e colaboradores (Hub-80) observam que a carga efetiva fracional do ion aumenta com o decréscimo do número atômico do freador, consequentemente aumentando o poder de freamento. Concluem disto que há necessidade de se levar em conta a variação da carga efetiva do projétil com Z_a no cálculo do poder de freamento de ions pesados.

De fato, os processos de troca de carga do ion com o meio são função das propriedades de perda e captura de eletrons de ambos. Desta forma, o parâmetro de carga efetiva pode ser escrito por:

$$J_{p,a} = F(Z_p, Z_a) \cdot J_p \quad \text{II-22}$$

onde : "p" denomina projétil e "a" denomina alvo

Hubert, usando as mesmas regras de interpolação de N&S, valores recentes de poder de freamento de vários meios para partículas alfa e as novas parametrizações para a carga efetiva, realizou cálculos semi-empíricos de poder de freamento para 18 meios sólidos com Ions variando de $2 < Z < 103$, na região de energia de $2,5 \text{ MeV/uma} < E/m < 100 \text{ MeV/uma}$, por meio da equação:

$$S_{p,a} = S_{\alpha,a} \frac{(\gamma_{p,a} \cdot Z_a)^2}{(\gamma_{\alpha} \cdot Z_{\alpha})^2} \quad \text{II-23}$$

onde: $\gamma_{p,a} \cdot Z_a$ = carga efetiva do projétil

$\gamma_{\alpha} \cdot Z_{\alpha}$ = carga efetiva da partícula alfa

$S_{\alpha,a}$ = poder de freamento do meio a para partículas alfa, obtido das tabelas de Ziegler

Outro conjunto de curvas de poder de freamento importantes são as de Ziegler (Zie-77), (Zie-77a) e (Zie-80). Estas tabelas são feitas a partir das curvas experimentais de perda de energia de Ions de hidrogênio em vários meios e das parametrizações semi-empíricas de carga efetiva. As interpolações são feitas do mesmo modo que nos dois casos anteriores. A diferença fundamental entre as curvas de Ziegler e as de N&S e Hubert é que as primeiras foram construídas tomando como ponto de partida o grande número de dados experimentais disponíveis, enquanto que N&S e Hubert partem principalmente de

argumentos físicos. Além do mais, a baixas velocidades, as curvas de Ziegler prevêem um comportamento oscilatório da perda de energia (devido à estrutura atômica dos átomos) verificado experimentalmente, enquanto que a de N&S prevê uma curva lisa e Hubert não inclui esta região.

II-6- STRAGGLING DE ENERGIA

A perda de energia diferencial de um único íon num alvo de espessura Δx é um processo estatístico, logo, desvia-se em geral da perda média de energia. Os processos estatísticos de colisão íon-eletron do alvo como função do parâmetro de impacto são chamados "stragglings colisionais". Em interações com íons pesados, a dispersão em energia é dominada pelo stragglings de mudança de carga, que é devido às flutuações nos processos de troca de carga do íon durante o freamento.

Schmidt-Bocking e Hornung (Sch-78a), ao fazerem medidas de dispersão de íons Cl em Ar-CH₄ mostraram que, para perdas médias de 1 a 70% da energia incidente, o stragglings de mudança de carga tem uma forma gaussiana, dentro dos limites de erros adotados, não sendo observados desvios sistemáticos desta forma gaussiana.

CAPITULO III - A EXPERIENCIA

A perda média diferencial de energia "S" é definida como sendo igual à perda média de energia $\overline{\Delta E}$ de um grande número de projéteis com parâmetros cinemáticos idênticos dividido pela espessura do alvo Δx . A determinação mais direta do poder de freamento é feita pela passagem de um íon com energia inicial conhecida através de uma folha fina de um material e medida sua perda de energia. Neste caso, a espessura Δx deve ser tão fina que permita igualar:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\Delta E}{\Delta x}$$

III-1

na energia : $E - 1/2 \Delta E$.

A limitação prática deste método é que a espessura geralmente deve ser tão pequena (a ponto de que seja válida a aproximação III-1), que a uniformidade do filme e a precisão com que se mede Δx limite a precisão na determinação da perda de energia.

As dificuldades experimentais associadas com filmes finos podem ser evitados com sacrifício da simplicidade usando uma abordagem na qual o poder de freamento seja determinado por métodos integrais como medidas de alcance de penetração de íons, métodos de atenuação por efeito Doppler ou retroespalhamento Rutherford.

O alcance de penetração de ions é a distância que o ion penetra no material antes de parar. Grosso modo, este alcance pode ser dado por:

$$R = \int_0^E \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} \quad \text{III-2}$$

e a profundidade de penetração correspondente a um decréscimo da energia E para E_0 é dado por:

$$\Delta R = R(E_0) - R(E) = \int_E^{E_0} \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} \quad \text{III-3}$$

onde: $-dE/dx$ é a soma dos freamentos eletrônico e nuclear.

Devido às flutuações estatísticas dos processos de perda de energia, o chamado "stragglings de alcance", a profundidade média de penetração e a mais provável podem ser distintas, dependendo se a distribuição devido a estas flutuações é simétrica (gaussiana) ou assimétrica (a forma da distribuição está associada às colisões nucleares elásticas). Conhecendo-se as curvas de alcance x energia de um dado sistema ion-meio freador, pode-se calcular a perda de energia deste ion para uma dada espessura de alvo. Entretanto, para a construção destas curvas, é necessário conhecer-se um grande número de pontos experimentais distribuídos ao longo da região de interesse.

O método de atenuação por efeito Doppler (DSA) consiste na produção de núcleos excitados em recuo,

através de excitação coulombiana utilizando-se feixe de íons pesados. O efeito Doppler na energia dos raios gama emitidos nas desexcitações destes núcleos é usado para determinação da velocidade dos mesmos. Uma análise detalhada deste método pode ser vista em Ribas (Rib-77), onde é montado um sistema que pode medir a energia dos raios gama emitidos antes e depois de atravessar o meio freador e assim determinar as velocidades (ou energias) dos íons.

A grande vantagem deste método é a não necessidade de obtenção direta do feixe acelerado dos íons que emitem raios gama, o que permite que se façam medidas de perda de energia de feixe de íons não disponíveis em laboratório, embora a análise não seja tão simples como no método diferencial.

O método de retroespalhamento Rutherford utiliza projéteis elasticamente espalhados pelo alvo, onde a energia final deste projétil está relacionada com a perda de energia na folha freadora. Na figura III-1 e III-2 podemos observar o arranjo experimental utilizado e o espectro obtido por Schmidt-Bocking e colab. (Sch-74). Como pode ser visto na figura III-3, o espectro resultante pode ser transformado em camadas Δx_n do alvo. Por método iterativo, pode-se determinar a energia do íon em cada intervalo de espessura e assim, calcular a perda diferencial de energia. Embora neste método não precisemos calcular a espessura do freador, é necessário

conhecer a secção de choque de espalhamento na energia E .

ⁿ Ward e colab. (War-72), discutem uma variação do método de retroespalhamento Rutherford utilizando alvos chamados "sanduíche". Da diferença de energia entre as duas linhas de Ouro (vide figuras III-4 e III-5), pode-se calcular a perda de energia no material examinado (neste trabalho, utilizaram germânio). Uma discussão sobre os vários métodos de medida de perda de energia pode ser encontrado em Chu (Chu-80) e Schmidt-Bocking (Sch-78).

Em nossas medidas, lançamos mão do método diferencial direto, dada sua simplicidade e confiabilidade, além de podermos dispor em laboratório de folhas freadoras suficientemente delgadas e com uniformidade dentro de limites que não comprometam a qualidade dos dados. A técnica consiste basicamente em se preparar uma folha de alvo uniforme e auto-suportável e medir (por exemplo, por meio de detetores de estado sólido) a energia dos projéteis antes e depois de atravessá-la.

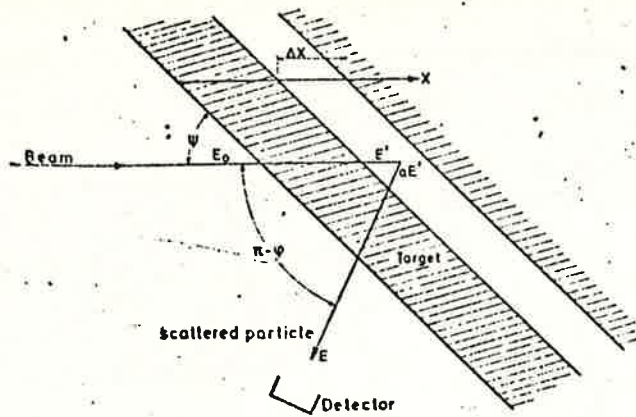


figura III-1: Esquema experimental para determinação da perda de energia de ions por retroespalhamento (Sch-74).

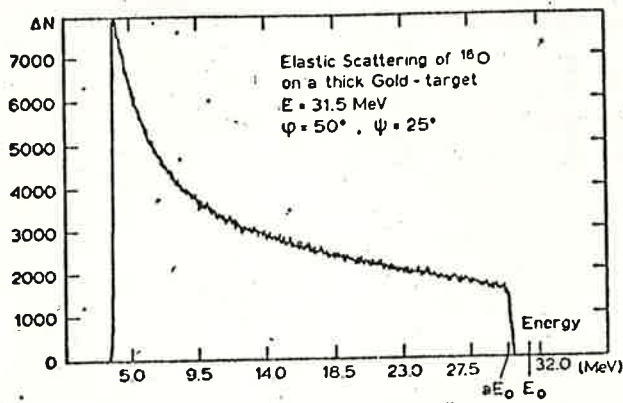


Figura III-2: Espectro típico de ions pesados espalhados elasticamente por alvos de espessura infinita.

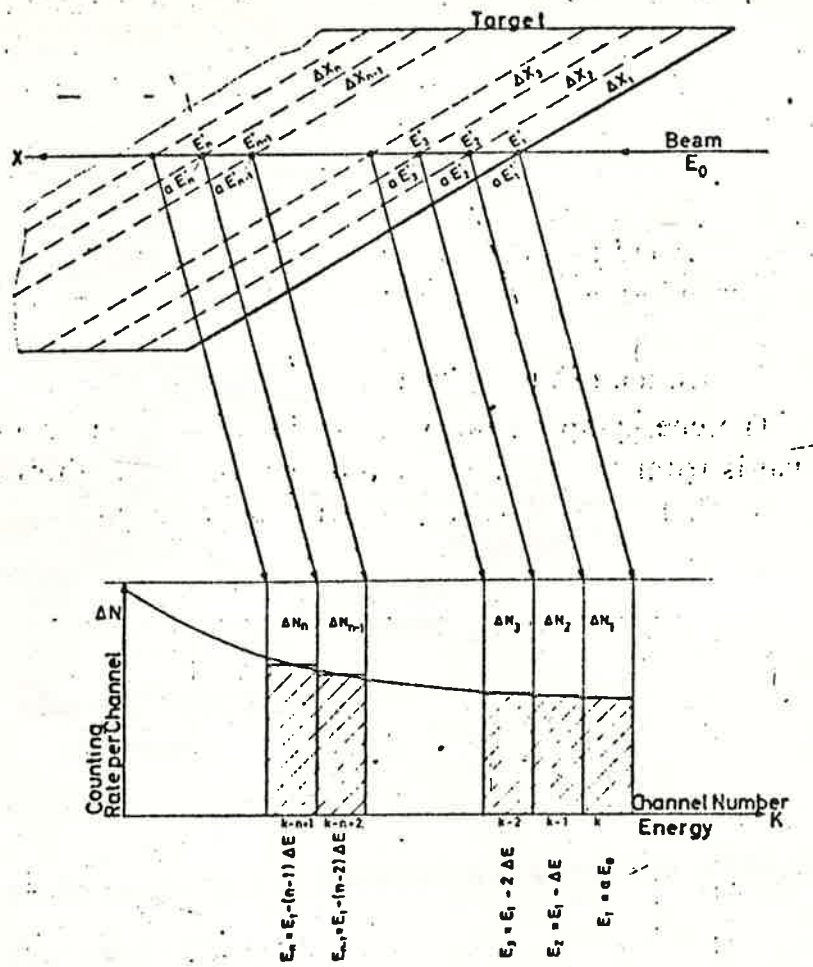


Figura III-3: Correlação, em um analisador multicanal, entre as camadas do alvo e intervalos de energia. E_0 = Energia inicial; E_n = Energia da partícula imediatamente antes do espalhamento; aE_n = Energia da partícula imediatamente depois de ser espalhada; E_{n-1} = Energia depois de sair do alvo; x_n = Caminho percorrido pelo íon no alvo antes de sofrer espalhamento; λx_n = Caminho percorrido pelo íon no alvo depois do espalhamento.

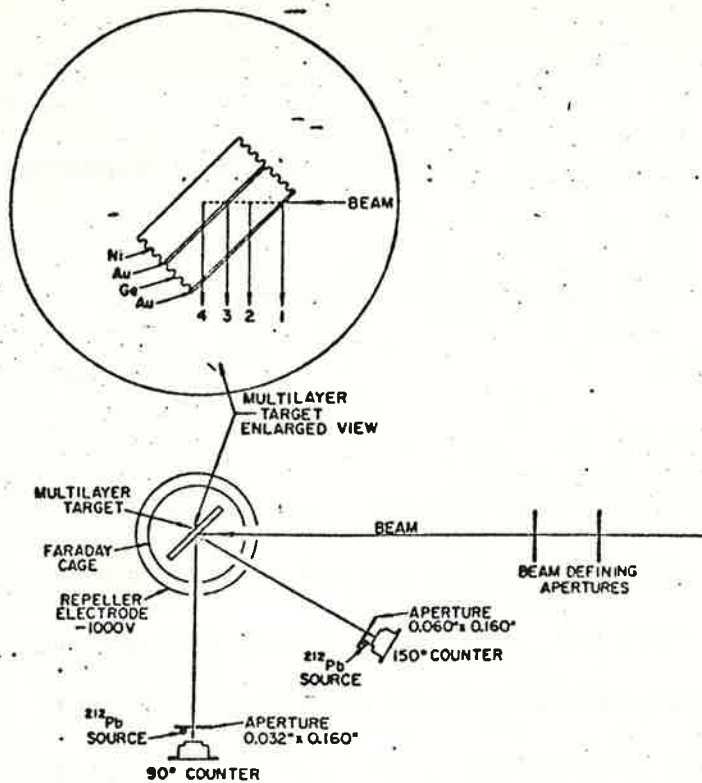


Figura III-4: Arranjo experimental para medida simultânea de ΔE e Δx (War-72).

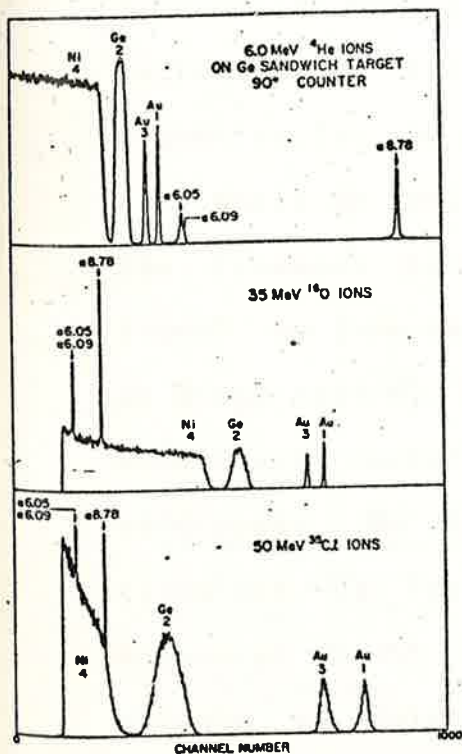


Figura III-5: Espectro típico de espalhamento de ions He , O e Cl pelo alvo tipo "sandulche" da fig. III-4. O número de cada pico indica de que camada ele é originário. A separação entre os picos 1 e 3 dá uma medida da perda de energia do feixe através do material 2.

III-1 - ARRANJO EXPERIMENTAL

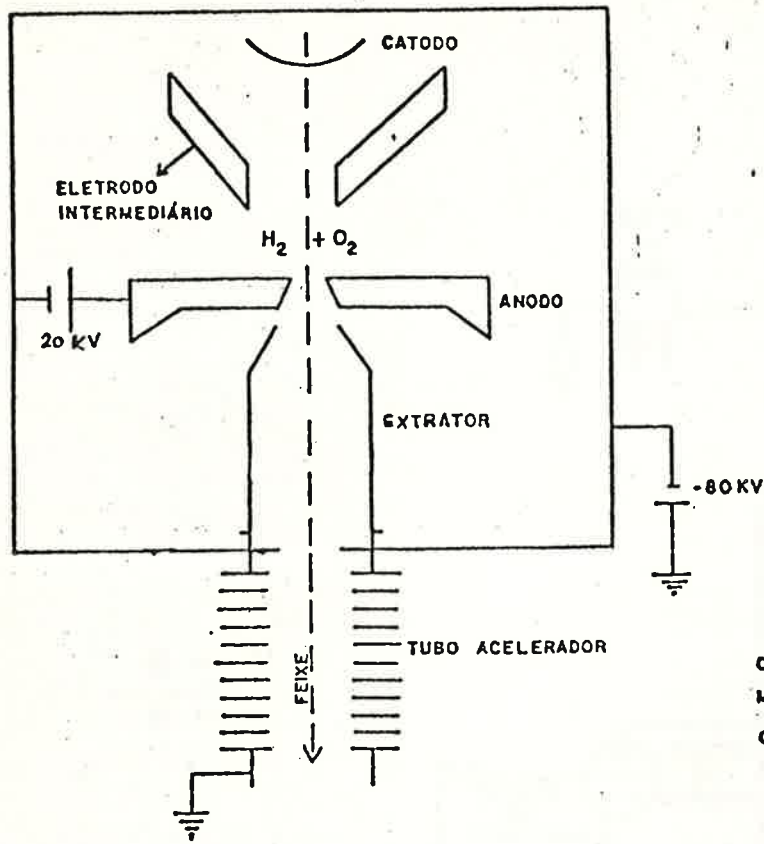
III-1.1 - O ACELERADOR PELLETRON E O SISTEMA DE TRANSPORTE DE FEIXE

Utilizamos o Acelerador Pelletron-8UD do Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (Sal-74). A fonte de ions usada foi uma do tipo Duoplasmatron (Law-65), propria para a extração de feixes de H^- , O^- , OH^- , NH^- , NH_2^- , etc. Esta fonte consiste de um filamento de níquel aquecido (fig. III-6) que emite eletrons a um potencial negativo com relação ao anodo. O eletrodo intermediário estabelece na região um forte campo magnético por efeito de um imã permanente montado na região externa. Quando um gás é introduzido (por exemplo: O_2 , N_2), há ionização devido às colisões dos eletrons com os átomos do gás. O campo magnético faz com que os eletrons espiralem, aumentando a eficiência de ionização, havendo a formação de um plasma. São formados ions positivos (arrancando eletrons do átomo) ou ions negativos (por captura de um eletron por um átomo neutro). Este último ocorre quando o eletron tem velocidade comparável à velocidade orbital do eletron adicional. Os ions negativos (O^- , NH_2^-) são então extraídos da fonte e previamente acelerados por um potencial $V \sim -80$ KeV. Um quadrupolo eletrostático garante ao feixe as condições ópticas ideais para a

injeção no acelerador. Antes de ser injetado, o feixe é defletido de 90° por um eletroímã (fig. III-7), cujo valor máximo de ME/Z^2 é 20 (ME-20), sendo então acelerado por um potencial V_t até atingir o terminal de cargas do acelerador. Ali, as partículas do feixe atravessam uma folha fina de carbono (stripper) que retira elétrons dos íons negativos (quando o íon é um composto, como o NH_2^- , rompe com a ligação, formando íons nitrogênio) numa proporção que depende da velocidade do íon (fig. III-8), tornando-se positivo e sendo novamente acelerado pelo potencial V_t . Para um íon de carga Ze , a energia do feixe na saída do tubo acelerador será (Rot-75):

$$E = e \cdot V_{inj} + e (Z+1) V_T \quad \text{III-4}$$

Na saída do acelerador, o feixe é novamente defletido de 90° pela ação de outro eletroímã (ME-200), cuja finalidade, além da mudança na direção do feixe, é fazer a separação dos estados iônicos que compõe o feixe positivo e analisar sua energia através de um par de fendas colocado no ponto imagem (no plano de deflexão). A determinação do campo magnético do ME-200 é feito através de ressonância paramagnética nuclear (NMR) por meio de uma ponta de prova (probe) de ressonância paramagnética colocada próximo à trajetória do feixe e sob ação do mesmo campo que deflete as partículas. A energia do feixe é estabelecida através da leitura do fluxômetro de ressonância.



O CATODO É CONSTITUÍDO DE UMA MALHA DE NÍQUEL REVESTIDA COM ÓXIDO DE BÁRIO E CÁLCIO.

Figura III-6: Esquema da fonte de ions duoplasmatron

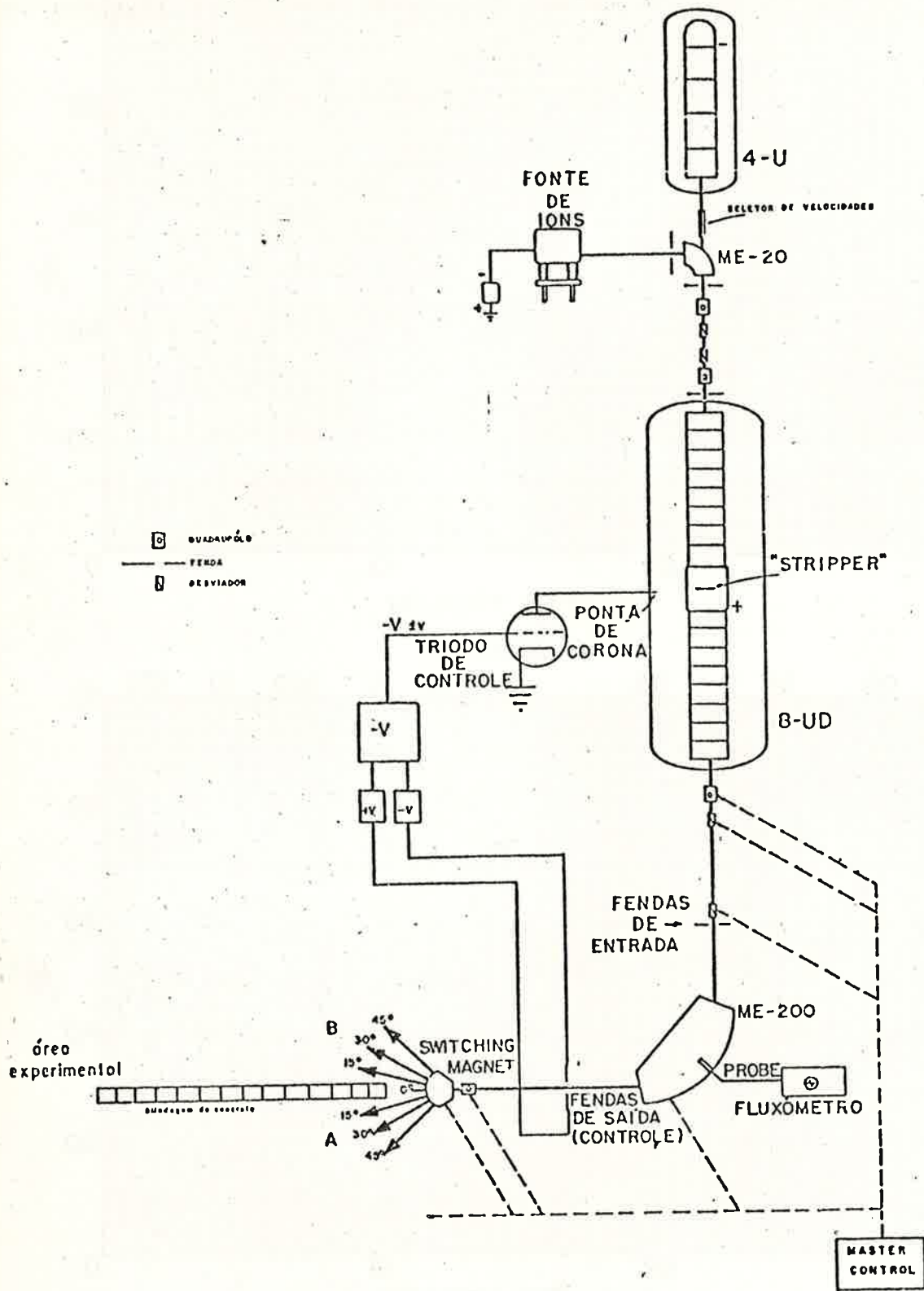


Figura III-7: Sistema do acelerador Pelletron

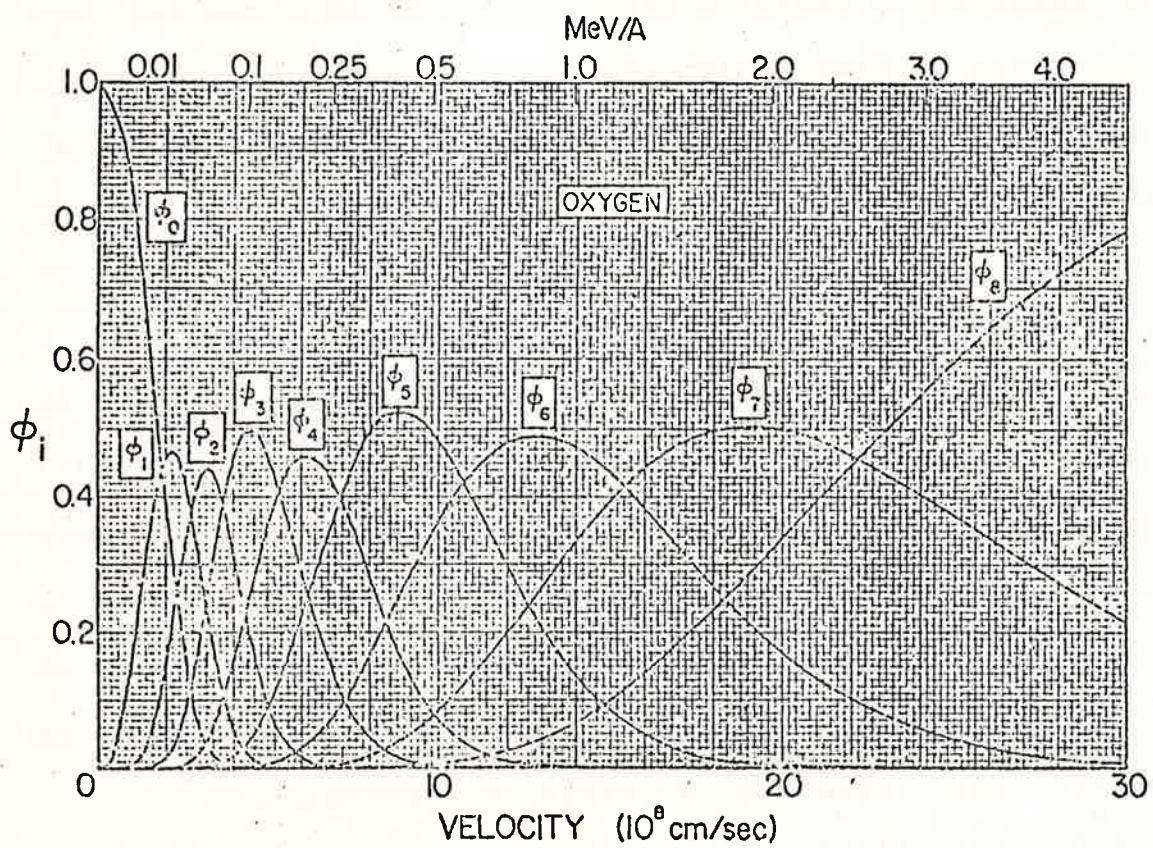
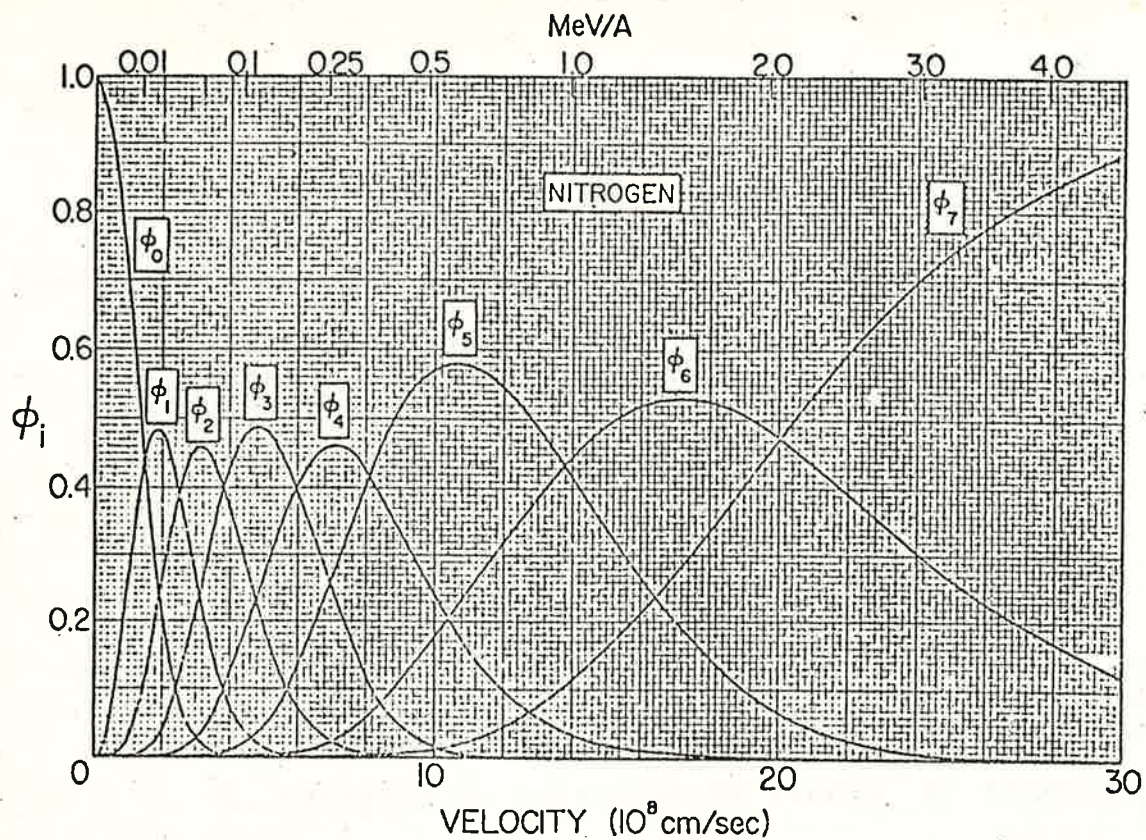


Figura III-8: Fração dos íons do feixe com carga i , após a passagem por um meio qualquer, em função da energia, para oxigênio e nitrogênio (Mar-68).

A energia é estabelecida pela relação $E(f)$ abaixo (Rot-75):

$$E = m \left[\sqrt{1 + \frac{2 z^2 f^2 K}{m^2}} - 1 \right] \quad \text{III-5}$$

onde K é uma constante de calibração definida como:

$$K = (42,871 \pm 0,023) \cdot 10^{-3} \frac{\text{MeV}_{\text{uma}}}{(\text{MHz})^2} \quad \text{III-6}$$

O controle do potencial do tandem é exercido por uma ponta de corona colocada à altura do terminal e ligada à placa de um triodo cujo catodo está ao potencial terra. A corrente é então determinada pela tensão na grade. Se o feixe tem energia mais baixa (ou mais alta) em relação ao campo magnético estabelecido no imã, o raio da trajetória será menor (ou maior) e uma fração proporcional de partículas incidirá sobre a fenda superior (ou inferior) situadas no ponto imagem do ME-200. Um circuito eletrônico transforma o sinal das fendas numa correção ao potencial da grade, diminuindo (ou aumentando) a corrente de corona através da ponta. Isto faz com que o potencial do terminal suba (ou desça).

Finalmente o feixe é defletido por outro eletroimã (switching magnet) para a canalização 30 B, onde se localiza a câmara utilizada na tomada de dados.

III-1.2- CAMARA DE ESPALHAMENTO E DETETORES

A câmara utilizada para as medidas tem 100 cm⁰ de diâmetro e está situada no extremo da canalização 30 B (fig.III-9). No centro está montado um sistema de porta-alvos que permite a troca dos mesmos sem quebrar o vácuo. Neste porta-alvos foi colocada uma folha espalhadora de ouro preparada pelo método de evaporação. A câmara possui também um prato giratório com ranhuras espaçadas de 15⁰, que pode se mover livre e continuamente em torno do alvo. A leitura dos ângulos é efetuada através de lunetas instaladas na tampa da câmara e permite a precisão de um minuto de grau.

Na figura III-10 é mostrado um corte esquemático da câmara, onde está destacado o caminho percorrido pelo feixe: entrada na câmara; incidência na folha espalhadora de ouro (onde é difundido em todas as direções); passagem pela folha freadora e detecção num ângulo previamente escolhido. Diante do detetor foi disposto um colimador grosso de alumínio de 3mm de diâmetro, com a finalidade de definir o ângulo sólido de detecção. Os detetores utilizados foram do tipo barreira de superfície, com resolução da ordem de 60 KeV (FWHM).

III-1.3- ELETRONICA DE AQUISIÇÃO

O dispositivo eletrônico utilizado consiste de um pré-amplificador e um amplificador ligados a um

conversor analógico-digital (ADC) (vide figura III-11). A partícula, depois de passar pelo arranjo experimental, incide sobre o detetor barreira de superfície com uma energia "E", formando pares de buraco-partícula proporcionais a esta energia. A carga negativa (elétron) é coletada, produzindo um pulso de corrente que é transformado de maneira conveniente pelo pré-amplificador em um pulso de tensão e posteriormente tratado pelo amplificador. O ADC faz a conversão analógico-digital e envia este pulso ao mini-computador DDP-516 HONEYWELL onde é armazenado em modo multicanal. Os espectros são então transferidos ao disco de trabalho do IBM-360/44 e daí para uma fita magnética, a partir de onde os dados são processados.

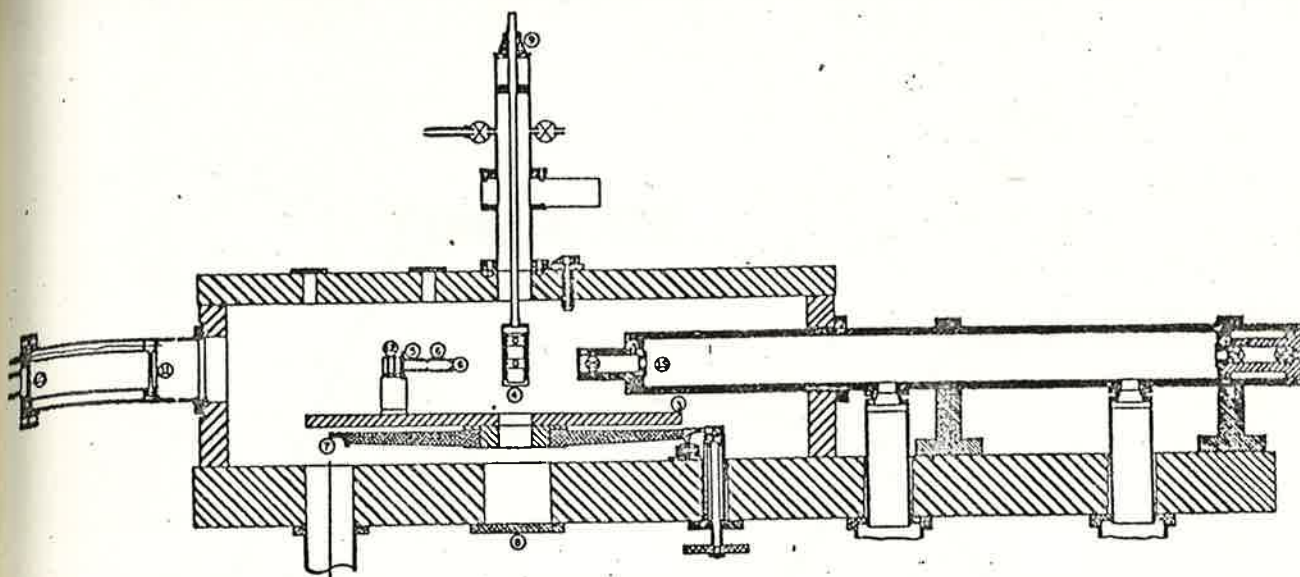


Figura III-9: Corte vertical da câmara de espalhamento.

- 1 e 2) 1E e 2E, 1S e 2S = fendas de entrada e saída para definição do feixe
- 3) suporte dos detetores
- 4) porta-alvos
- 5 e 6) colimadores dos detetores
- 7) escala graduada para leitura do ângulo de observação (θ_{LAB})
- 8) conetores BNC para conexão com os detetores
- 9) leitura do ângulo definido pela direção do feixe e do alvo
- 10) coletor de feixe
- 11) supressão eletrônica
- 12) montagem dos detetores de barreira de superfície

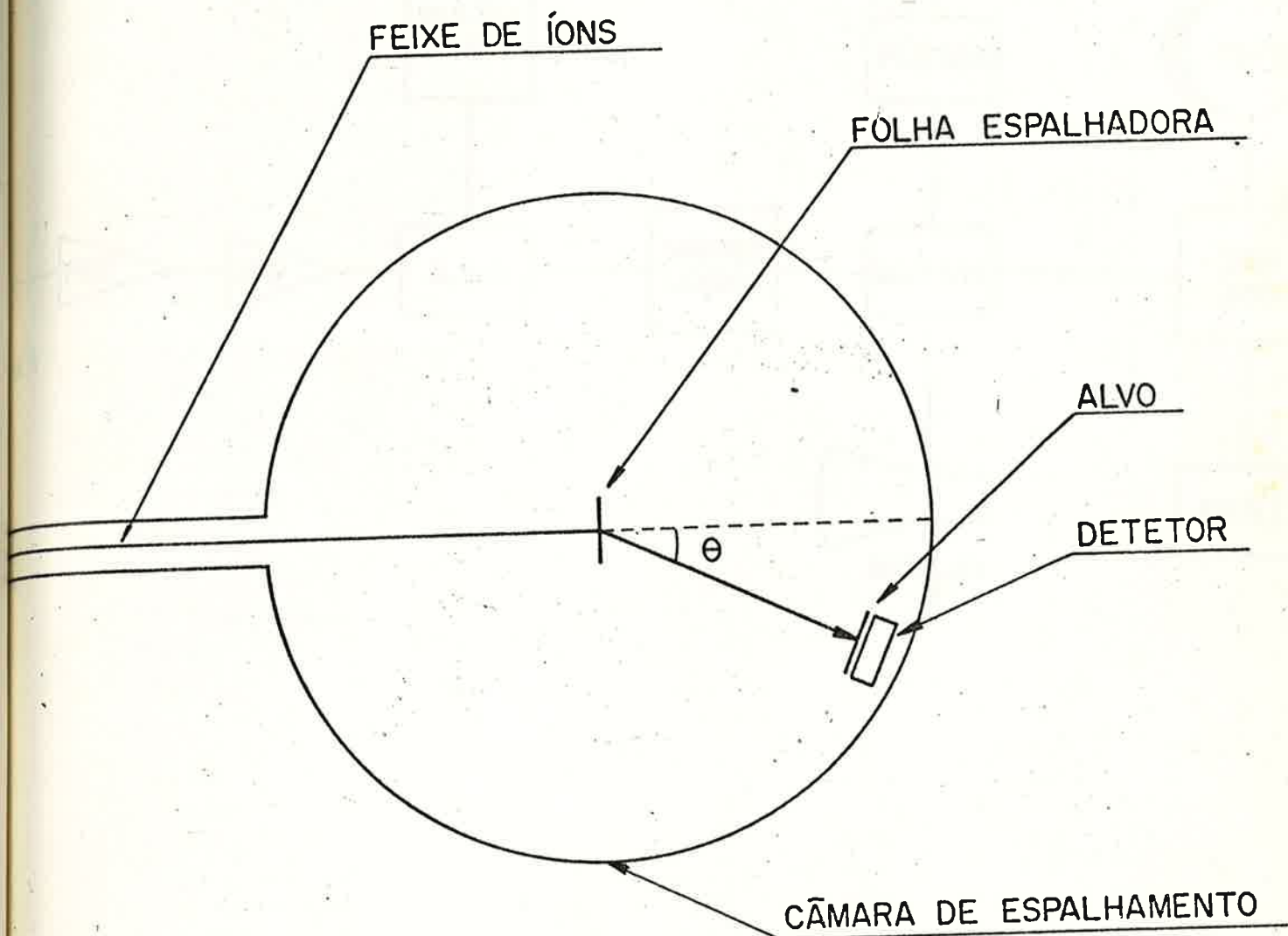


Figura III-10: Desenho esquemático da câmara e trajetória do feixe.

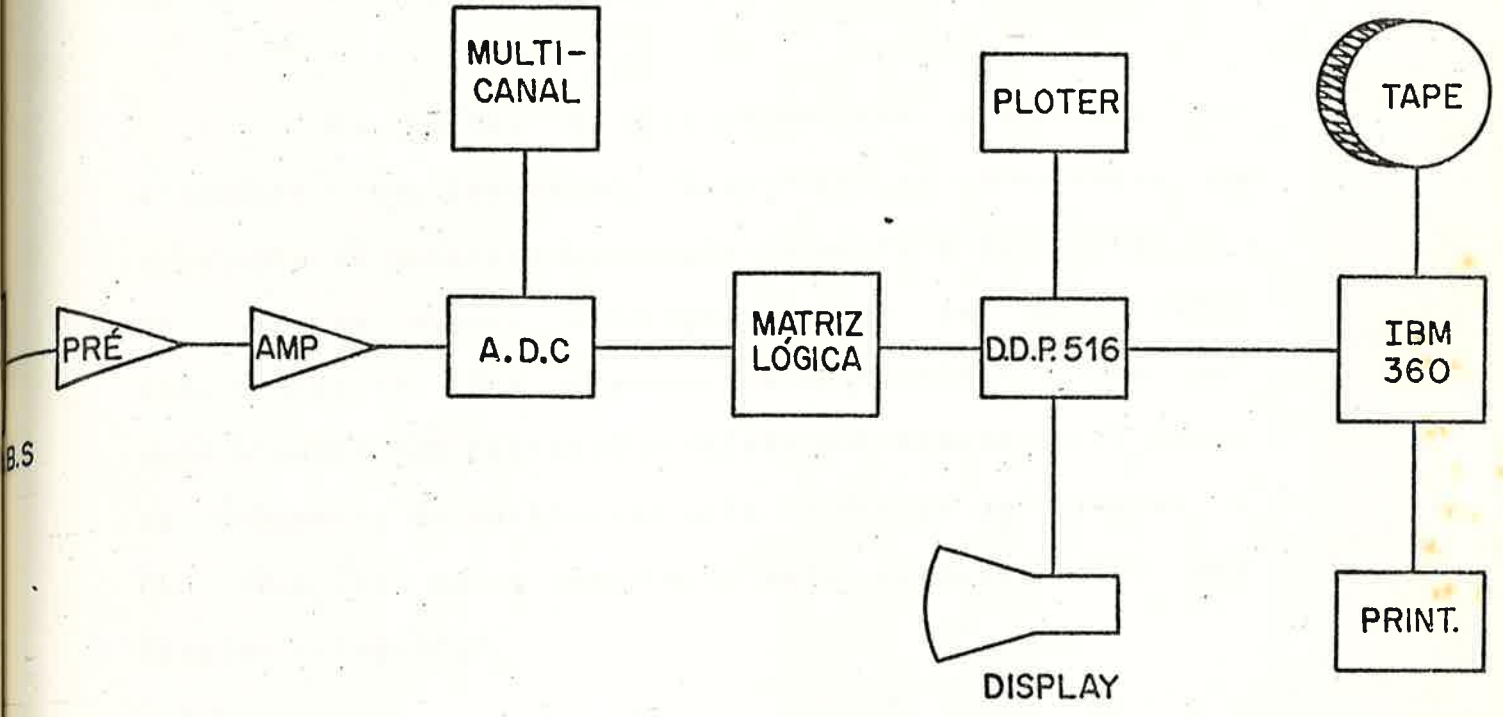


Figura III-11: Dispositivo eletrônico utilizado

III-1.4- CONFECÇÃO DE ALVOS

As folhas de alvo podem ser preparadas por processos como laminação, evaporação em vácuo sobre um substrato de plástico que posteriormente é dissolvido ou, no caso de alguns materiais, podem ser encontrados comercialmente. Sua espessura e uniformidade podem ser determinadas com bastante precisão utilizando-se os dados de freamento de partículas alfa coletados por Ziegler e Chu (Zie-74) ou a compilação mais recente feita por Ziegler (Zieg-77a).

III-1.4.1- CONSTRUÇÃO DE ALVOS POR LAMINAÇÃO

Este processo utiliza uma máquina apropriada (laminadora), onde o material é colocado envolto por folhas de aço inoxidável. À medida que se diminui a distância entre os rolo-pressores, as folhas de aço sofrem um aumento de sua superfície, conseqüentemente aumentando também a superfície do material, tornando-o uma folha extremamente delgada (Vil-81). O freador de Zn foi construído em nosso laboratório por este processo, enquanto que os de V, Cu, Zr, Pd e Ti foram feitos na Universidade de Stanford (gentileza de D. Ramsay).

III-1.4.2- CONSTRUÇÃO DE ALVOS POR EVAPORAÇÃO

Em uma câmara em vácuo, os eletrons provenientes de um filamento aquecido são direcionados ao recipiente que contem a amostra com que se vai construir o alvo. Este recipiente (cadinho) é aquecido por transferência de energia cinética dos eletrons a ponto do material se evaporar. Os átomos evaporados são então depositados em uma superfície preparada previamente com um material solvente em água para posterior separação (App-74). Por este processo, foram obtidas a folha espalhadora de ouro e a freadora de silício. Como o ponto de fusão do Si é muito alto, o cadinho utilizado foi de liga de carbono-zircônio e, por sugestão de Tolfree (Tol-83), utilizamos NaCl como substrato.

III-1.4.3- ESPESSURA DAS FOLHAS DE ALVO

A espessura dos freadores foram calculadas observando-se a perda de energia de partículas alfa de energia bem conhecida provenientes de uma fonte de amerício 241 (Led-78). O feixe colimado de alfas (fig.III-12) ao atravessar a folha freadora, perde parte de sua energia, sendo coletado num detetor barreira de superfície conectado a um analisador multicanal. Obtem-se Δx a partir da expressão:

$$\Delta x = \int_{E_i}^{E_f} \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} \quad \text{III-7}$$

onde fizemos a aproximação:

$$\int_{E_i}^{E_f} \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} \sim \sum_i \frac{\Delta E_i}{\left(-\frac{dE}{dx}(E_i)\right)} \quad \text{III-8}$$

e dE/dx é obtido pelos cálculos de Ziegler (Zie-78; Zie-85).

Na tabela III-1 temos os resultados obtidos de espessura de freadores, bem como os erros estimados, provenientes predominantemente das incertezas atribuídas às curvas de Ziegler.

III-1.4.4- UNIFORMIDADE DAS FOLHAS DE ALVO

A técnica utilizada para verificação da uniformidade das folhas freadoras é semelhante à descrita no item anterior, com a diferença que aqui o alvo é deslocado em relação ao conjunto fixo (detetor, colimador, fonte alfa) em passos de 2 mm (vide fig. III-12), numa extensão de aproximadamente 8mm. Como as folhas de titânio, zinco e zircônio tinham diâmetros de 3mm, as medidas de espessura foram realizadas exatamente na mesma área usada durante a experiência, logo, a avaliação das desuniformidades não foram realizadas nestes alvos. Nas figuras III-13 a III-16 são mostradas as medidas de uniformidade de Si, V, Cu e Pd, juntamente com uma escala de referência dos erros percentuais. Pode-se observar que as variações máximas observadas são pequenas, da ordem de

3%, exceto para o Si, onde encontramos variações de até 7%. Entretanto, como pode ser visto nas próprias figuras, o diâmetro do feixe é bem maior que a distância entre duas medidas consecutivas (o chamado "passo"), de forma que o feixe vê uma espessura bem mais próxima do valor médio, uma vez que buscou-se utilizar a região mais central do alvo.

III-1.4.5- ESPESSURA DA FOLHA ESPALHADORA DE OURO

Esta espessura foi avaliada a partir da medida da massa, em uma balança Sartorius (precisão estimada de $10 \mu\text{g}$) e da área ocupada pela folha. O ouro foi totalmente retirado de seu suporte e, como esta remoção teve caráter destrutivo (perda da característica de "folha"), sua uniformidade não foi avaliada. De qualquer forma, como em nosso trabalho estamos interessados na diferença de energia antes e depois do alvo, pode-se mostrar que oscilações grandes na espessura do espalhador provocam alterações desprezíveis na perda de energia dos íons nas folhas freadoras. Encontramos para a espessura da folha de Au o valor: $113 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

ELEMENTO	ESPESSURA ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)		ERRO ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
Si	334	\pm	17
Ti	536	\pm	30
V	611	\pm	37
Cu	2.098	\pm	107
Zn	1.437	\pm	37
Zr	522	\pm	28
Pd	1.154	\pm	64

Tabela III-1: Espessura de freadores e erros estimados.



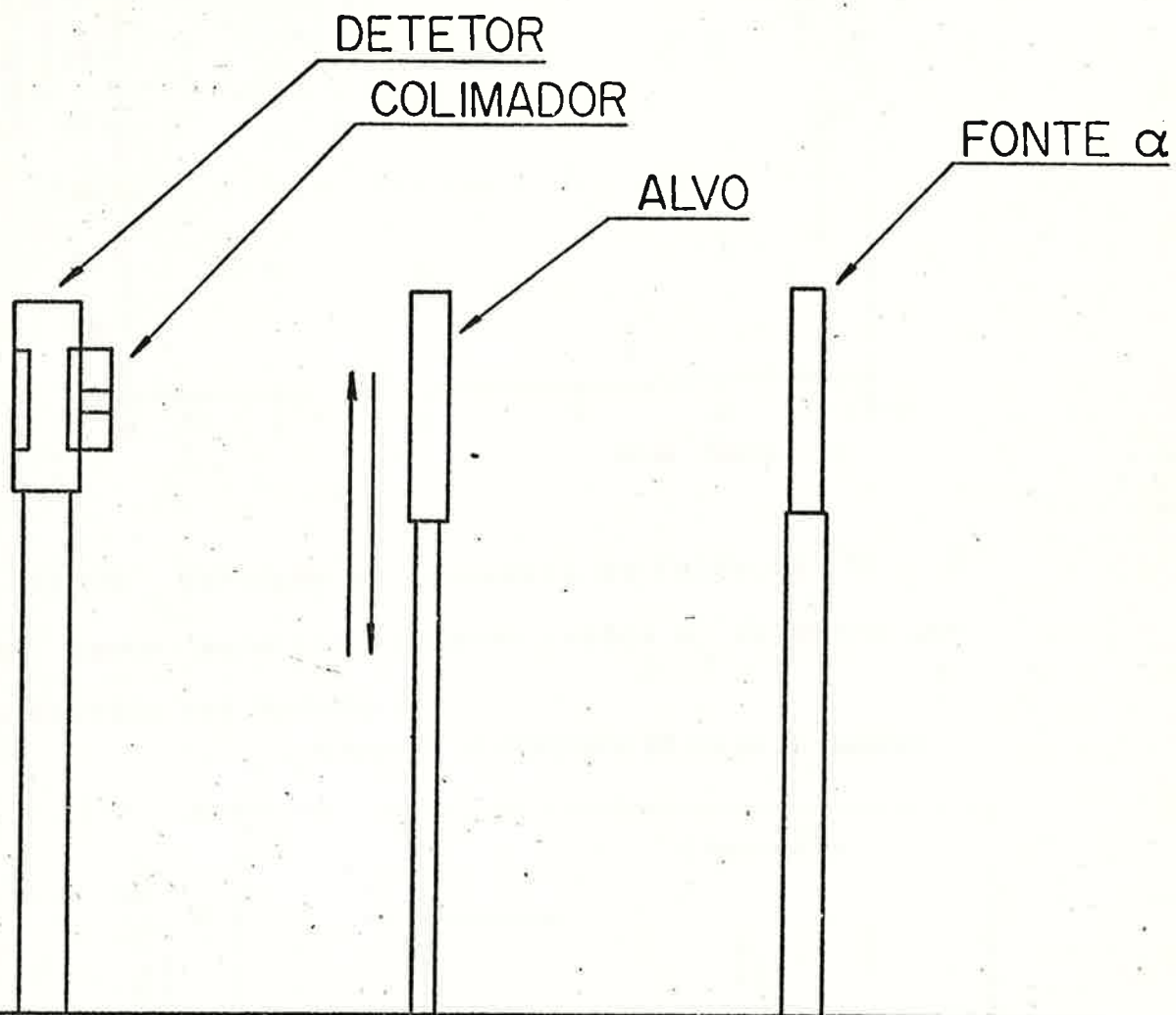


Figura III-12: Esquema do arranjo experimental para medida de espessura e uniformidade das folhas de alvo.

MEDIDA DE UNIFORMIDADE DE FOLHA DE SILICIO

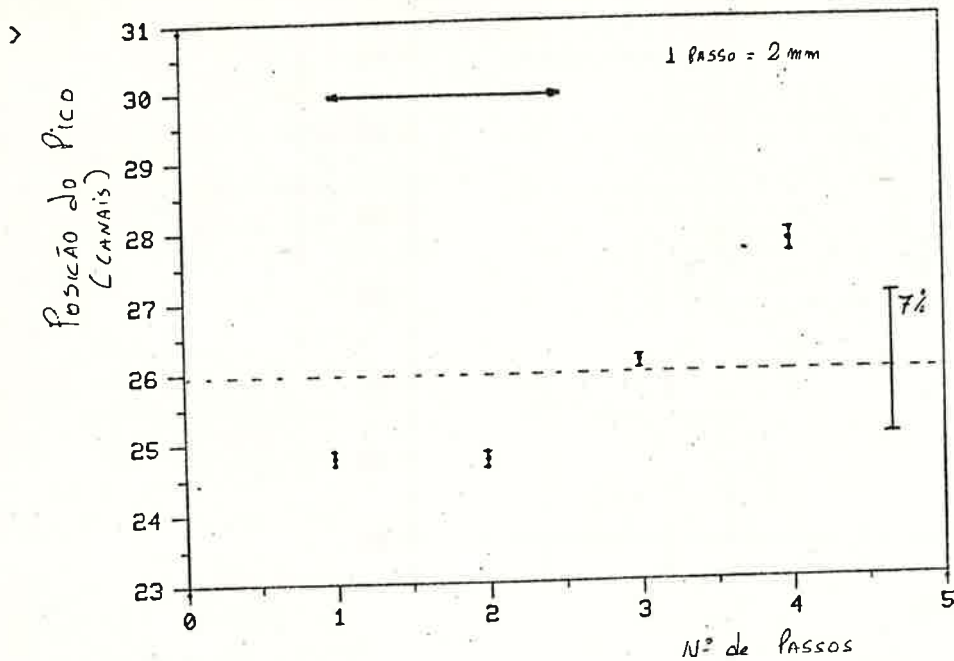


Figura III-13: Variação na espessura da folha de Si. A seta no canto superior esquerdo indica o diâmetro do feixe utilizado nas medidas.

MEDIDA DE UNIFORMIDADE DE FOLHA DE VANADIO

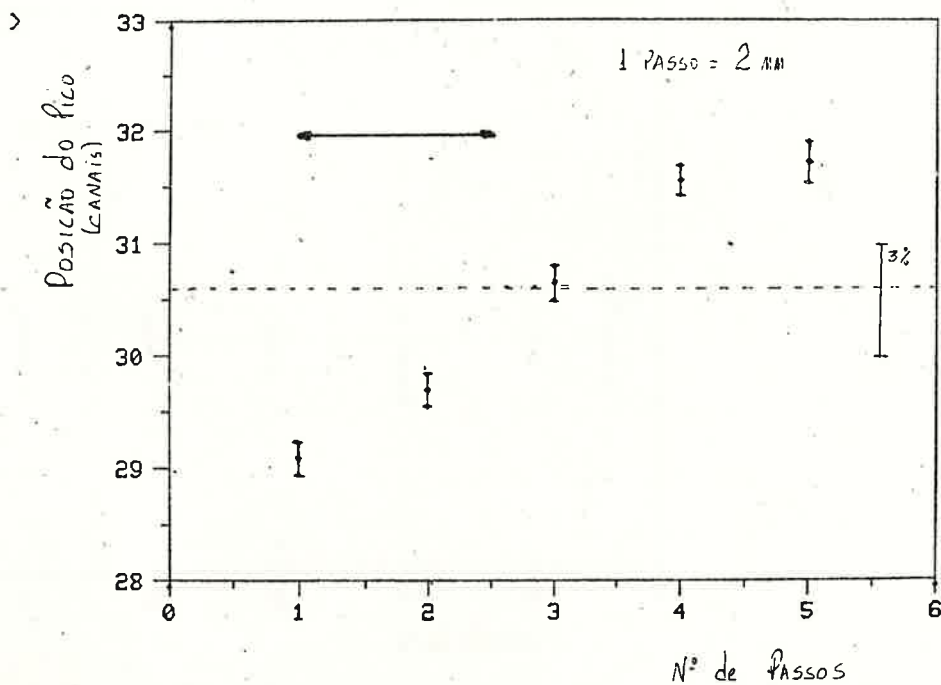


Figura III-14: Variação na espessura da folha de V. A seta no canto superior esquerdo indica o diâmetro do feixe utilizado nas medidas.

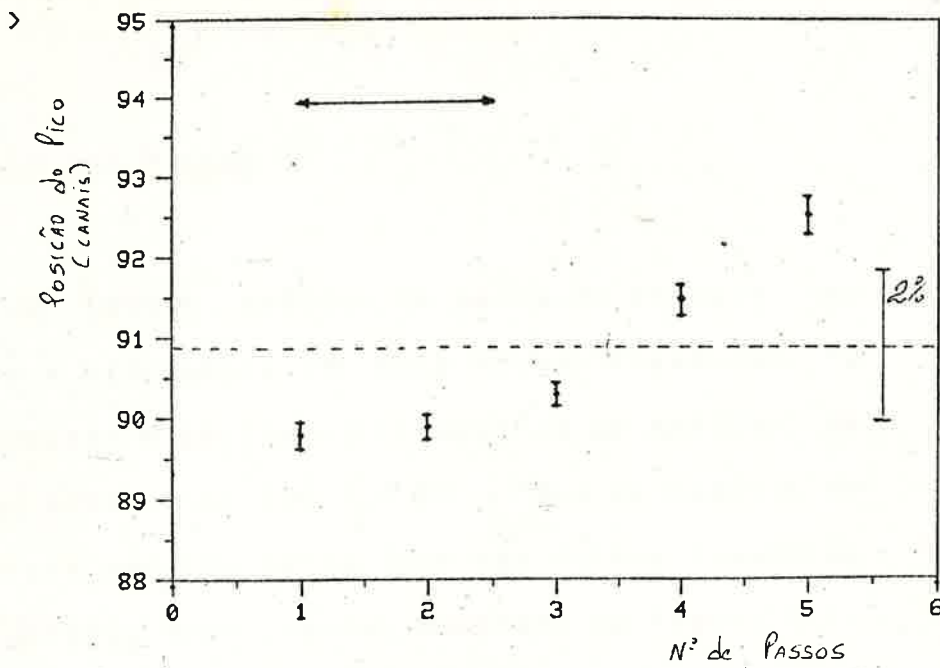


Figura III-15: Variação na espessura da folha de Cu. A seta no canto superior esquerdo indica o diâmetro do feixe utilizado nas medidas.

MEDIDA DE UNIFORMIDADE DE FOLHA DE PALADIO

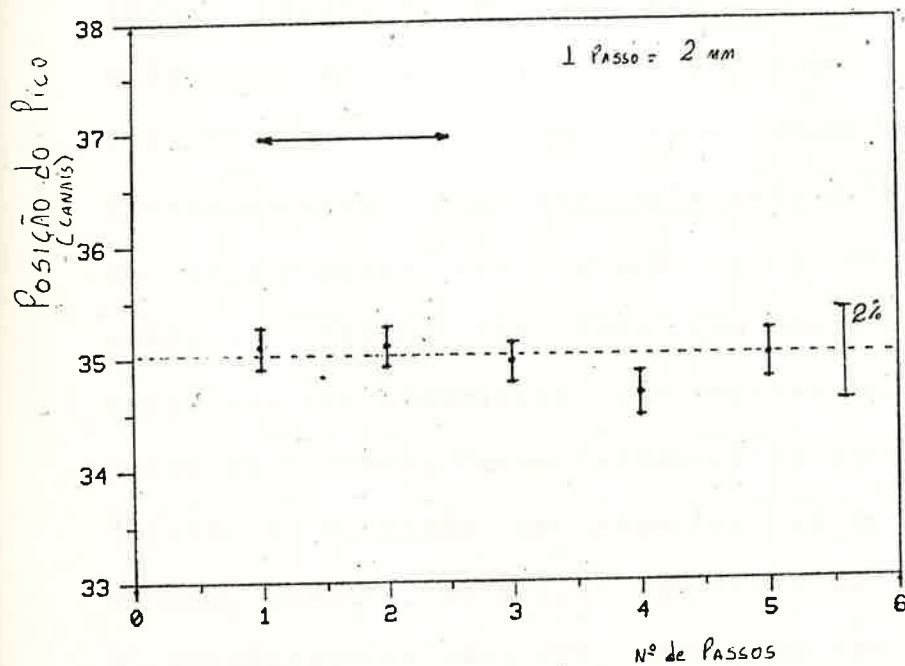


Figura III-16: Variação da espessura da folha de Pd. A seta no canto superior esquerdo indica o diâmetro do feixe utilizado nas medidas.

III-2. -MEDIDAS REALIZADAS

Foram feitas medidas de perda de energia dos ions oxigênio e nitrogênio nas sete folhas freadoras. O poder de freamento é obtido utilizando-se as medidas de espessura dos alvos (sec.III.1.4.5). Para as medidas de fração de energia perdida pelos ions nas folhas freadoras utilizamos o arranjo experimental mostrado na figura III-17, onde parte do detetor barreira de superficie é coberto com material freante, de modo que apenas uma fração dos ions detetados pelo dispositivo atravessem a folha freadora. O feixe de ions espalhado pelo ouro ao atravessar a máscara com a folha freadora produz duas linhas separadas em seu espectro de energia, cuja diferença é igual à perda média de energia no meio freante (a folha de ouro tem a função de atenuador da intensidade do feixe; atenuação esta dependente do ângulo de espalhamento com relação à direção original). A energia cinética dos ions num determinado ângulo é calculada por cinemática. As medidas em titânio, zinco e parte do zircônio foram feitas desta maneira. Na figura III-18 é mostrado um espectro característico. Este método, chamado "meia-lua" (descrito em detalhes por Ward e colaboradores (War-72), tem como vantagem a obtenção simultânea das duas linhas de energia.

Nas medidas restantes, introduzimos uma

modificação neste método, onde o , alvo "meia-lua" é substituído por outro (inteiro e com área maior), onde o feixe de ions passa apenas através da folha freadora. O espectro resultante contém apenas a linha de energia do ion freado. Com uma calibração feita previamente, podemos calcular a energia inicial do feixe e daí obtermos sua perda de energia. Embora com esta alteração seja necessário fazer, em separado, um grupo de medidas de calibração, o tempo requerido para se ter uma estatística razoável é menor que no método original. Para reduzir os efeitos de flutuação na calibração da eletrônica, foi adicionada simultaneamente à aquisição de dados uma linha de pulsador numa posição fixa. Na figura III-19 é apresentado um espectro característico, onde pode-se observar o pico de pulsador no canto direito do quadro.

Com estes arranjos, coletamos cerca de 240 espectros de perda de energia em nossos 7. freadores.

O poder de freamento é obtido dividindo-se a fração de energia perdida pelo ion num meio material pela espessura deste meio.

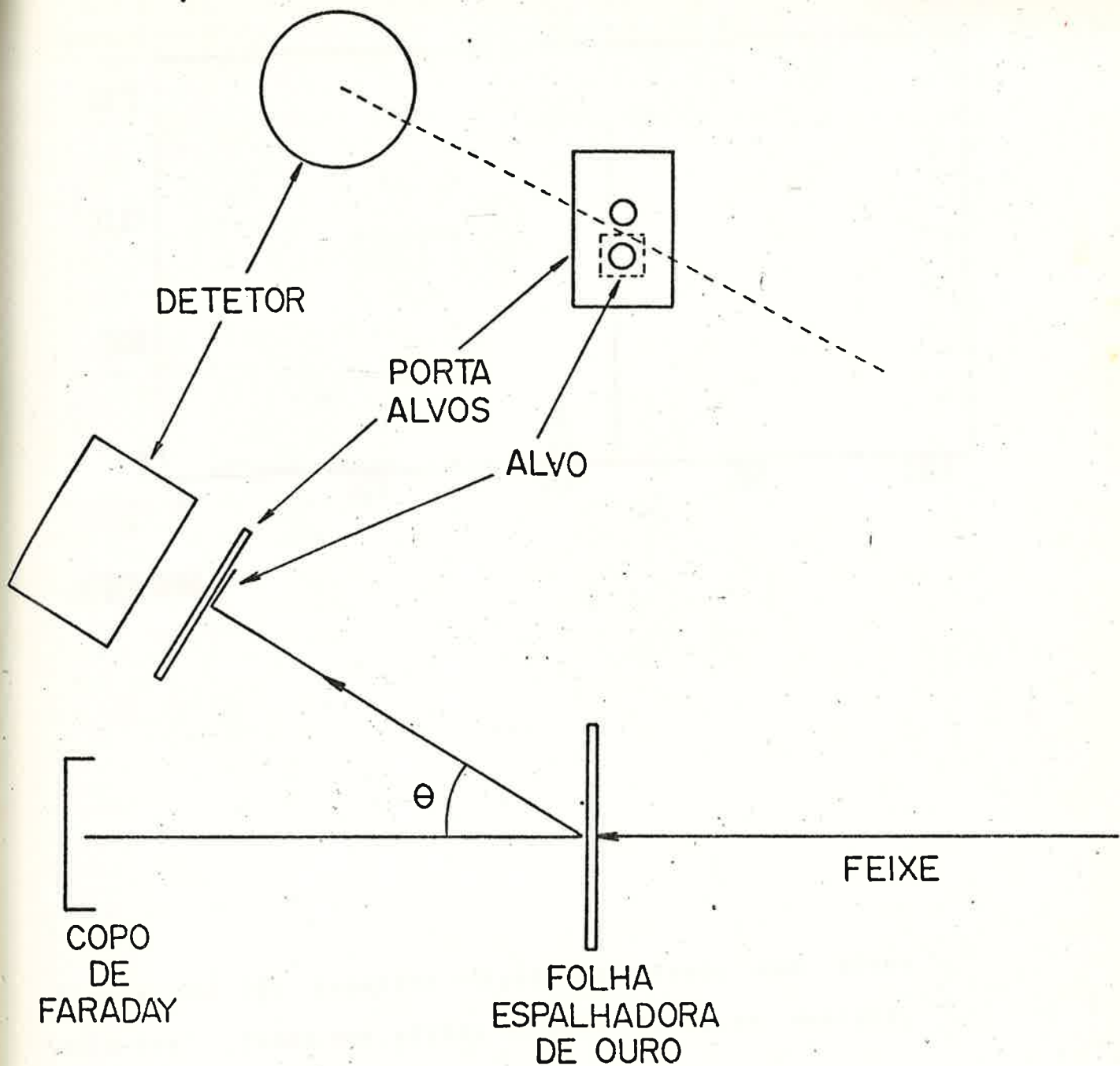
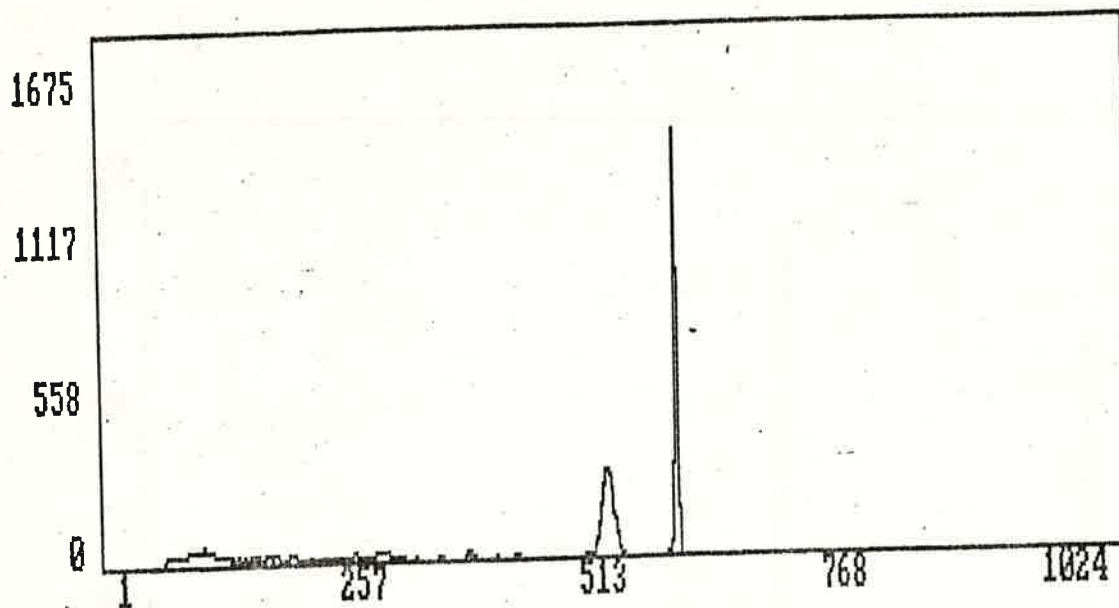
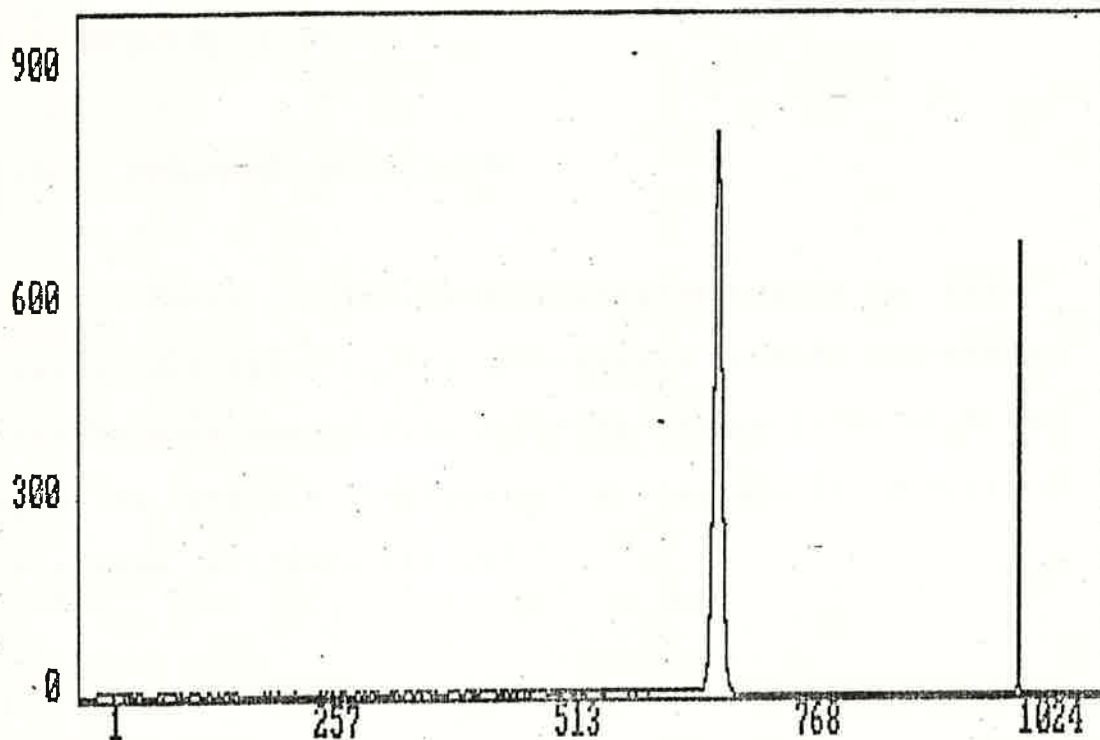


Figura III-17: Esquema do arranjo experimental usando alvos tipo "meia-lua".



=>DEDX0006

Figura III-18: Espectro típico do arranjo com alvos "meia-lua". Podem ser vistas as duas linhas de energia, com e sem a folha freadora.



=>DEDX0149

Figura III-19: Espectro típico do arranjo com o feixe passando apenas pelo alvo. O pico no canto direito é proveniente do gerador de pulsos acoplado simultaneamente.

III-3- REDUÇÃO DE DADOS

III-3.1- PROGRAMAS DE REDUÇÃO

Foram utilizados dois programas para se obter, a partir dos dados brutos armazenados em fita magnética, as tabelas experimentais de poder de freamento do alvo em função da energia incidente. O diagrama de blocos é apresentado na figura III-20.

III-3.1.1- PROGRAMA "CENTRÓIDE"

Este programa calcula, no espectro, o centróide de energia através de uma média ponderada dos canais, tendo como peso a estatística de cada um deles (já subtraído um fundo linear). O fato de não existirem picos duplos e as contagens de fundo serem pequenas justifica este cálculo. Na tabela III-2, temos uma comparação entre o cálculo feito desta maneira e o obtido por ajuste gaussiano (programa PKFIT), podendo-se observar uma boa concordância entre eles.

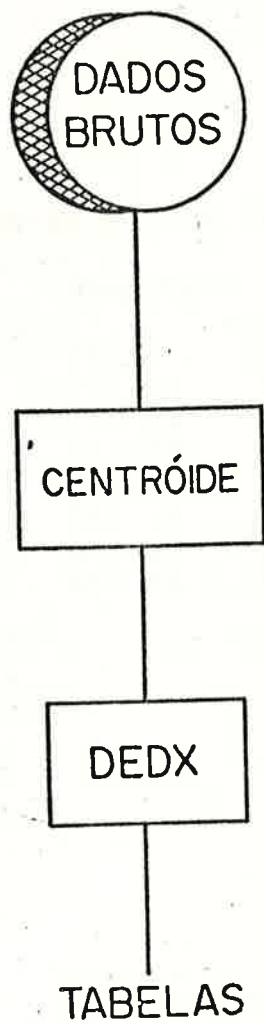


Figura III-20: Diagrama de blocos dos programas utilizados na redução de dados.

COMPARACAO ENTRE OS AJUSTES FEITOS PELO PROGRAMA PKFIT E PELO CENTROIDE

AVALIACAO DOS PICOS

NOME ESP.	SISTEMA	PKFIT	CENTROIDE
DEDX0143	O+V	771.14	771.08
DEDX0145	O+V	745.10	745.13
DEDX0146	O+V	719.36	719.35
DEDX0147	O+V	693.36	693.37
DEDX0148	O+V	667.53	667.48
DEDX0149	O+V	641.54	641.52
DEDX0150	O+V	589.42	589.43

Tabela III-2: Comparação entre os centróides calculados pelo ajuste gaussiano (programa PKFIT) e por média ponderada (programa CENTROIDE).

III-3.1.2- PROGRAMA DEDX

Este programa foi concebido em duas versões, em função dos dados serem provenientes de dois grupos distintos de medidas. Quando os espectros provêm do primeiro arranjo (meia-lua), a calibração é feita a partir da linha do espectro multicanal correspondente à energia inicial (sem passar pelo alvo). Deste modo, cada espectro contribui com um ponto para a calibração do grupo de espectros. No segundo arranjo, como o espectro não possui a linha correspondente a E_{inicial} , a calibração é feita em separado através de um grupo de medidas de energia (bem conhecida) em função do canal. De resto, as versões são idênticas:

- a) Faz a reta de calibração por mínimos quadrados (Bev-69)
- b) Calcula a perda de energia e energia média do ion por nucleon
- c) Calcula o poder de freamento para cada meio freador
- d) Constrói uma tabela de poder de freamento em função da energia/nucleon para cada ion e cada meio freador.
- e) Faz a propagação de erros

III-4- AVALIAÇÃO DE INCERTEZAS

III-4.1- INCERTEZAS NA DETERMINAÇÃO DA ENERGIA DO FEIXE PELA "PONTA DE PROVA" DO ACÉLERADOR

Através das equações III-4, III-5 e III-6 foram calculadas as incertezas envolvidas na determinação da energia dos ions. Por exemplo, para $Q = 16$, carga $4+$ e frequência 28.211 MHz, a energia será: 34,097 MeV, com uma incerteza de: $E = 1,25 \cdot 10^{-2}$, o que é da ordem de 0.05% ou menor, não sendo portanto uma contribuição significativa.

III-4.2- ENERGIA PERDIDA NA FOLHA ESPALHADORA DE OURO

A energia perdida pelo projétil ao atravessar a folha espalhadora de ouro é da ordem de 1% da energia inicial (nas energias mais baixas que foram utilizadas), diminuindo esta proporção à medida que a energia inicial aumenta. Como a perda de energia na folha freadora é obtida através da diferença entre energia inicial e final, uma redução em E_i devido à folha espalhadora provoca um deslocamento em E_f na mesma proporção. Se a folha espalhadora de ouro é suficientemente fina de modo a não modificar as características do processo de freamento (ou seja, mantendo o ion na mesma região de freamento, como definido na figura II-1), sua influência em nosso trabalho pode ser desprezada. Também foi verificado que uma desuniformidade considerável (por exemplo 30%) na

espessura da folha de ouro acarreta um deslocamento na energia do feixe muito menor que 1%. Logo, também não é significativa a contribuição da não-uniformidade da folha espalhadora.

III-4.3- INCERTEZAS NA AVALIAÇÃO DO CENTROIDE DE ENERGIA

Devido ao "stragglings" sofrido pelo feixe ao atravessar o freador, o espectro de energia se alarga e, conseqüentemente, aumenta a incerteza na avaliação do centróide. Mesmo assim esta contribuição é menor que 1% e por isto não foi levada em conta.

III-4.4- INCERTEZAS PROVENIENTES DA RETA DE CALIBRAÇÃO DOS ESPECTROS

A reta de calibração de nossos espectros foi construída a partir de pontos de energia bem conhecida e seu respectivo centróide (avaliação do canal em que está localizado). No caso dos alvos "meia lua", onde temos duas linhas simultâneas de energia, a de energia mais alta (devido à passagem livre do feixe, conseqüentemente com um pico estreito, bem definido), é usado para a calibração dos espectros. Fazendo a propagação dos erros devido a esta calibração, a incerteza na diferença de energia entre os picos freado e não freado (ΔE) gira em torno de 2%, podendo ser até menor em alguns casos (quando E é muito grande). A razão para que isto ocorra

é que a principal contribuição à incerteza na reta de calibração é devido à incerteza na avaliação do centróide de energia. Como esta incerteza tem um valor aproximadamente constante, pode ocorrer uma variação percentual no erro em ΔE de um espectro a outro, dependente do valor de ΔE . No caso de alvos "inteiros", o grupo inicial de medidas destinado à reta de calibração apresentou as mesmas características descritas acima, provocando uma incerteza em ΔE também em torno de 2%.

III-4.5- INCERTEZAS NA AVALIAÇÃO DA ESPESSURA DOS FREADORES

Temos duas fontes de erros quando medimos a espessura de uma folha através de perda de energia de partículas alfa: avaliação da posição do pico de energia e as incertezas embutidas nas curvas apresentadas por Ziegler. As primeiras são da ordem de 1%, enquanto que as curvas de Ziegler apresentam desvios que giram em torno de 5%. Podemos considerar estas como nossa maior fonte de erros na avaliação da poder de freamento de nossas folhas. Finalmente, levando-se todas as incertezas em conta, obteve-se para nossas medidas de poder de freamento uma incerteza de 5 a 6%.

III-5- RESULTADOS OBTIDOS

Com o programa DEDX foi possível construir as

tabelas e as curvas experimentais de poder de freamento de nossos freadores. Foram feitas também comparações destes pontos experimentais com as previsões semi-empíricas de Ziegler, Northcliffe & Schilling e Hubert e colaboradores. As curvas de Ziegler foram construídas a partir de um programa de computador (Zie-85), que calcula a perda de energia de qualquer íon num dado meio em energias de zero a 100 MeV/uma, com precisão média de 9%.

A curva de N & S foi obtida por interpolação logarítmica de suas tabelas (Nor-70). A curva de Hubert também foi obtida por interpolação logarítmica das tabelas construídas a partir de N & S, mas com correções para a carga efetiva do íon (Hub-80). Embora as previsões de Hubert sejam feitas a partir de 2.5 MeV/uma, as de Ziegler e N & S cobrem toda a nossa região de estudos.

Os pontos experimentais, bem como previsões teóricas, são apresentados nas tabelas III-3 a III-16 e figuras III-21 a III-34.

TABELA III-3
 PERDA DE ENERGIA DE 14N EM SI

DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
5.30	0.29	1.05
5.11	0.28	1.20
5.04	0.27	1.34
4.94	0.27	1.48
4.79	0.26	1.63
4.76	0.26	1.77
4.65	0.25	1.91
4.53	0.25	2.06

TABELA III-4
 PERDA DE ENERGIA DE 16O EM SI

DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
7.16	0.39	0.84
6.93	0.38	0.96
6.72	0.37	1.09
6.63	0.36	1.21
6.38	0.35	1.34
6.35	0.35	1.46
6.16	0.34	1.59
6.14	0.34	1.71
6.03	0.33	1.84
5.89	0.32	1.96
5.81	0.32	2.09

TABELA III-5

PERDA DE ENERGIA DE 14N EM TI

DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
4.49	0.25	0.95
4.65	0.26	0.95
4.46	0.25	1.10
4.27	0.24	1.24
4.10	0.23	1.39
4.08	0.23	1.53
3.97	0.22	1.67
3.29	0.21	2.67
3.10	0.20	2.96
2.88	0.20	3.25
2.59	0.19	3.53
2.81	0.22	3.81

TABELA III-6

PERDA DE ENERGIA DE 160 EM TI

DE/DX MEV/(MG/CM ²)	ERRO MEV/(MG/CM ²)	E/M MEV/U.M.A.
5.94	0.33	0.87
5.72	0.32	0.87
5.49	0.31	1.00
5.43	0.30	1.00
5.45	0.31	1.00
5.30	0.30	1.12
5.20	0.29	1.13
5.23	0.29	1.13
5.09	0.29	1.25
5.12	0.29	1.25
5.08	0.28	1.25
4.89	0.27	1.38
4.93	0.28	1.38
4.95	0.28	1.38
4.76	0.27	1.50
4.84	0.27	1.50
4.76	0.27	1.63
4.66	0.26	1.63
4.69	0.26	1.75
4.52	0.25	1.75
4.53	0.26	2.12
4.40	0.25	2.37
4.02	0.23	2.63
3.71	0.21	2.88
3.60	0.21	3.13
3.31	0.19	3.38
3.29	0.89	3.63
3.30	0.19	3.87

TABELA III-7
PERDA DE ENERGIA DE 14N EM V

DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
3.67	0.23	1.88
3.54	0.23	2.02
3.42	0.22	2.17
3.39	0.22	2.31
3.36	0.21	2.45
3.26	0.21	2.59
3.20	0.20	2.74
3.15	0.20	2.88
2.99	0.19	3.09
2.90	0.18	3.25
2.97	0.19	3.38
2.82	0.18	3.52
2.80	0.18	3.66

TABELA III-8

PERDA DE ENERGIA DE 160 EM V

DE/DX MEV/(MG/CM ²)	ERRO MEV/(MG/CM ²)	E/M MEV/U.M.A.
4.53	0.29	1.74
4.35	0.27	1.87
4.24	0.27	2.00
4.15	0.26	2.12
4.05	0.26	2.25
3.97	0.25	2.37
3.87	0.24	2.50
3.71	0.23	2.62
3.77	0.24	2.74
3.65	0.23	2.87
3.56	0.22	3.00
3.43	0.22	3.12
3.35	0.21	3.25
3.29	0.21	3.37
3.31	0.21	3.49
3.24	0.20	3.62
3.20	0.20	3.74
3.13	0.20	3.87

TABELA III-9

PERDA DE ENERGIA DE 14N EM CU

DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.)
3.61	0.18	1.69
3.48	0.18	1.84
3.38	0.17	1.99
3.07	0.16	2.29
3.08	0.16	2.43
3.02	0.15	2.58
2.95	0.15	2.73
2.83	0.14	2.95
2.66	0.14	3.10
2.72	0.14	3.24
2.66	0.14	3.38
2.60	0.13	3.53
2.54	0.13	3.67

TABELA III-10

PERDA DE ENERGIA DE 160 EM CU

DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
4.48	0.23	1.54
4.35	0.22	1.67
4.22	0.21	1.80
4.15	0.21	1.93
4.04	0.21	2.06
3.93	0.20	2.19
3.93	0.20	2.19
3.84	0.20	2.32
3.75	0.19	2.45
3.69	0.19	2.58
3.62	0.18	2.70
3.55	0.18	2.83
3.47	0.18	2.96
3.42	0.17	3.09
3.36	0.17	3.21
3.31	0.17	3.34
3.23	0.16	3.47
3.21	0.16	3.59
3.14	0.16	3.72

TABELA III-11

PERDA DE ENERGIA DE 14N EM ZN

DE/DX MEV/(CMG/CM2)	ERRO MEV/(CMG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
3.99	0.10	0.84
3.91	0.10	0.98
3.84	0.10	1.13
3.74	0.10	1.27
3.68	0.10	1.42
3.57	0.09	1.56
3.08	0.08	2.29
2.89	0.08	2.59
2.78	0.08	2.87
2.67	0.07	3.16
2.57	0.07	3.45
2.46	0.07	3.74

TABELA III-12

PERDA DE ENERGIA DE 160 EM ZN

DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
4.69	0.12	0.76
4.69	0.12	0.76
4.67	0.12	0.88
4.61	0.12	1.01
4.61	0.12	1.01
4.57	0.12	1.13
4.55	0.12	1.13
4.44	0.11	1.26
4.49	0.12	1.26
4.39	0.11	1.39
4.40	0.11	1.39
4.28	0.11	1.51
4.34	0.11	1.51
4.37	0.11	1.51
4.25	0.11	1.64
4.23	0.11	1.64
4.17	0.11	1.77
3.91	0.10	2.02
3.69	0.10	2.28
3.56	0.09	2.53
3.41	0.09	2.79
3.36	0.09	3.04
3.16	0.08	3.29
3.28	0.09	3.53
2.91	0.33	3.55
3.13	0.08	3.79
2.99	0.34	3.79

TABELA III-13

PERDA DE ENERGIA DE 14N EM ZR

DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
3.43	0.20	0.98
3.33	0.19	1.12
3.27	0.19	1.26
3.23	0.19	1.40
3.16	0.19	1.55
3.09	0.19	1.69
3.29	0.18	1.97
3.16	0.18	2.11
3.00	0.17	2.26
2.90	0.17	2.40
2.88	0.16	2.54
2.79	0.16	2.68
2.71	0.16	2.83
2.60	0.15	2.97
2.50	0.14	3.11
2.49	0.14	3.25
2.43	0.14	3.40
2.33	0.13	3.54
2.28	0.13	3.68
2.19	0.13	3.82

TABELA III-14

PERDA DE ENERGIA DE 160 EM ZR

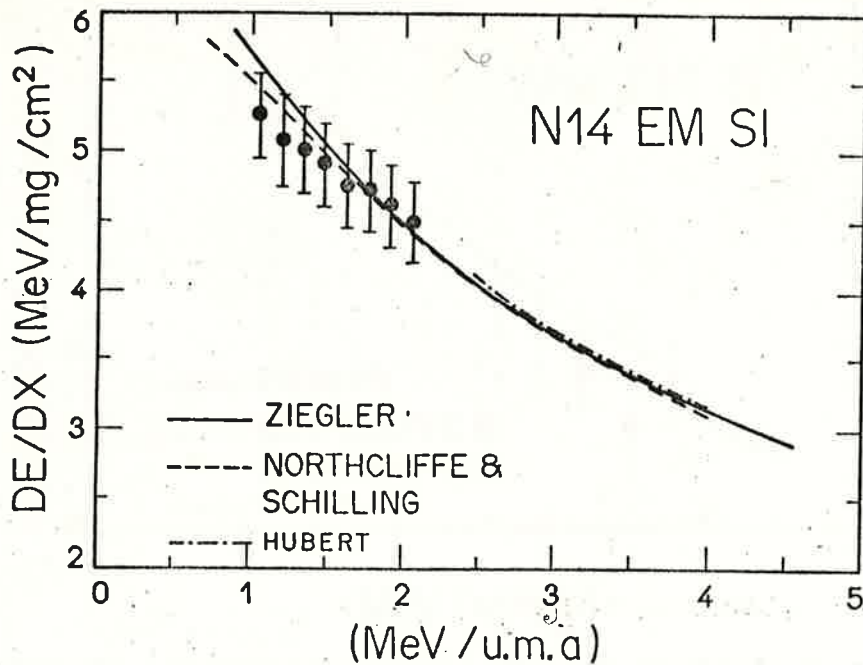
DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
4.29	0.23	0.90
4.19	0.23	1.02
4.05	0.22	1.15
4.07	0.22	1.27
3.93	0.21	1.40
3.87	0.21	1.52
3.89	0.21	1.64
4.20	0.24	1.76
3.76	0.21	1.77
4.03	0.23	1.89
3.88	0.22	2.01
3.68	0.21	2.14
3.53	0.20	2.27
3.50	0.20	2.27
3.57	0.20	2.39
3.37	0.19	2.52
3.32	0.19	2.64
3.26	0.19	2.76
3.15	0.18	2.89
3.18	0.18	3.01
3.13	0.18	3.14
3.07	0.18	3.26
3.02	0.17	3.38
2.98	0.17	3.51
2.86	0.16	3.63
2.76	0.16	3.76
2.61	0.15	3.88

TABELA III-15
PERDA DE ENERGIA DE 14N EM PD

DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
2.65	0.16	1.85
2.64	0.16	1.99
2.48	0.15	2.14
2.19	0.13	3.35
2.15	0.13	3.49
2.11	0.12	3.64
2.04	0.12	3.78

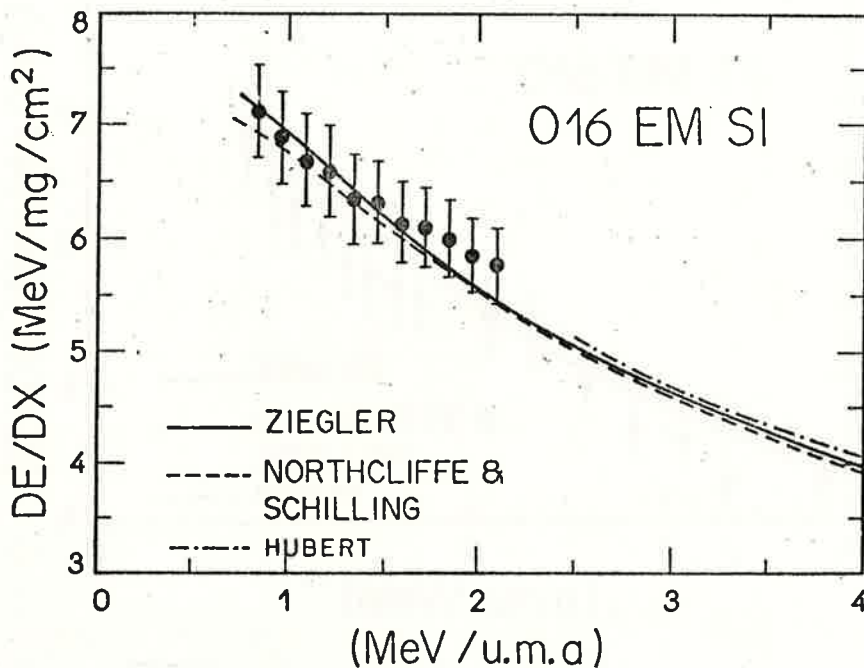
TABELA III-16
PERDA DE ENERGIA DE 16O EM PD

DE/DX MEV/(MG/CM2)	ERRO MEV/(MG/CM2)	E/M MEV/U.M.A.
3.30	0.19	1.71
3.18	0.19	1.84
3.06	0.18	1.97
3.06	0.18	2.09
3.01	0.18	2.22
2.95	0.17	2.34
2.87	0.17	2.47
2.78	0.16	2.59
2.85	0.17	2.71
2.79	0.16	2.84
2.75	0.16	2.96
2.70	0.16	3.09
2.64	0.16	3.21
2.60	0.15	3.34



14

Figura III-21: Perda de energia de ^{14}N em Si em função da energia do íon. São apresentadas as previsões de Ziegler (———), as de N&S (-----) e as de Hubert (-.-.-.), bem como os pontos experimentais deste trabalho.



16

Figura III-22: Perda de energia de ^{16}O em Si em função da energia do íon. São apresentadas as previsões de Ziegler (———), as de N&S (-----) e as de Hubert (-.-.-.), bem como os pontos experimentais deste trabalho.

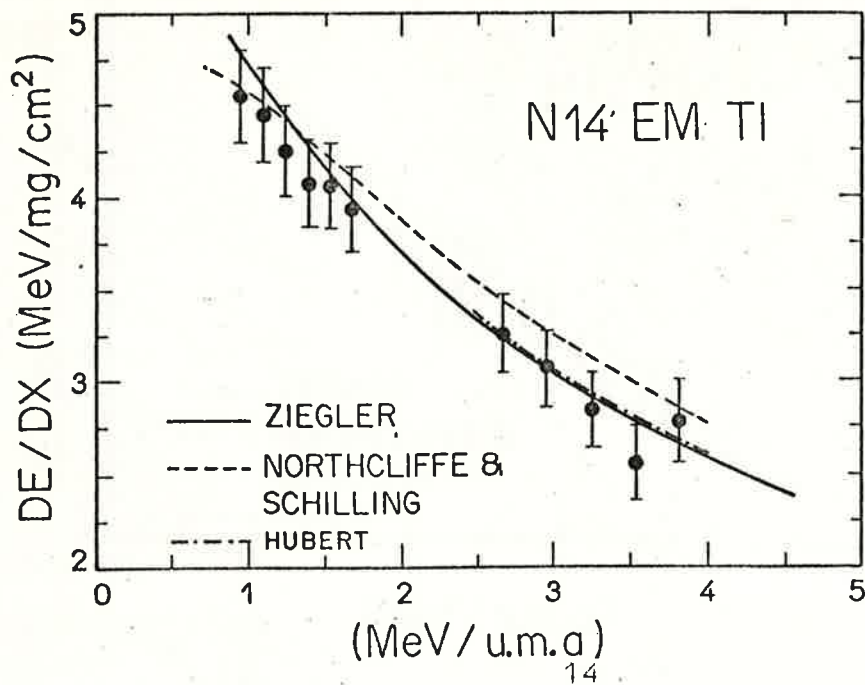


Figura III-23: Perda de energia de ^{14}N em Ti em função da energia do íon. São apresentadas as previsões de Ziegler (———), as de N&S (- - - - -) e as de Hubert (- . - . - .), bem como os pontos experimentais deste trabalho.

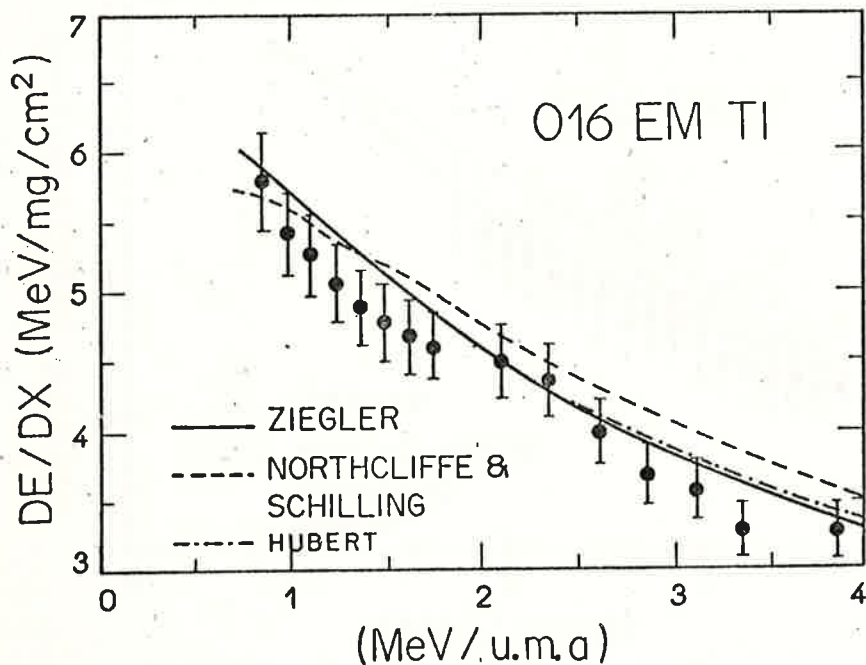
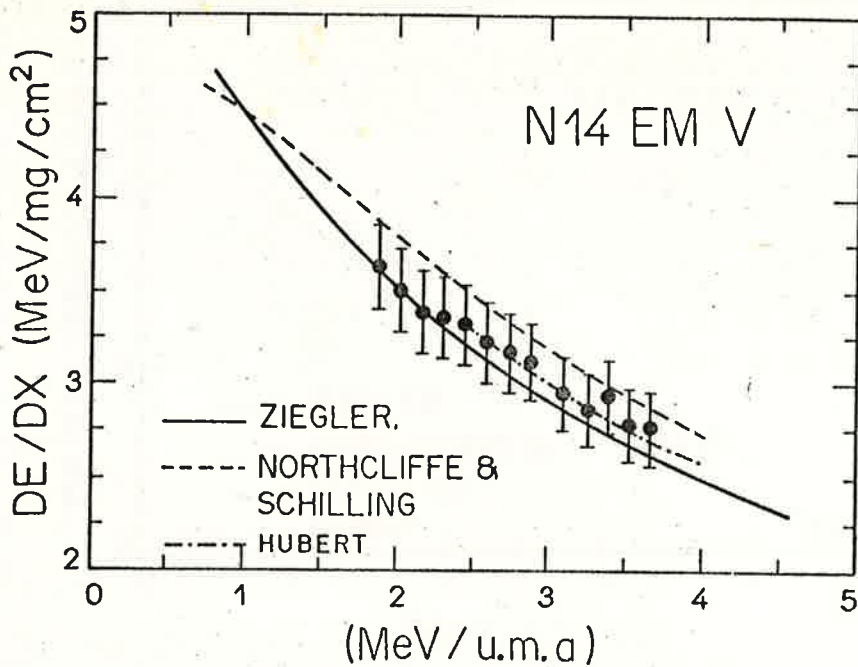
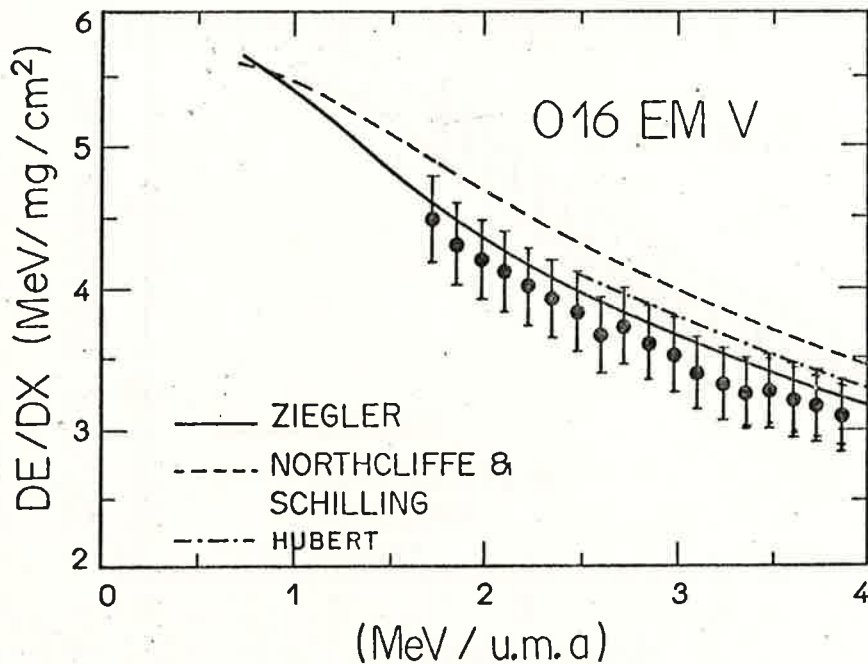


Figura III-24: Perda de energia de ^{16}O em Ti em função da energia do íon. São apresentadas as previsões de Ziegler (———), as de N&S (- - - - -) e as de Hubert (- . - . - .), bem como os pontos experimentais deste trabalho.



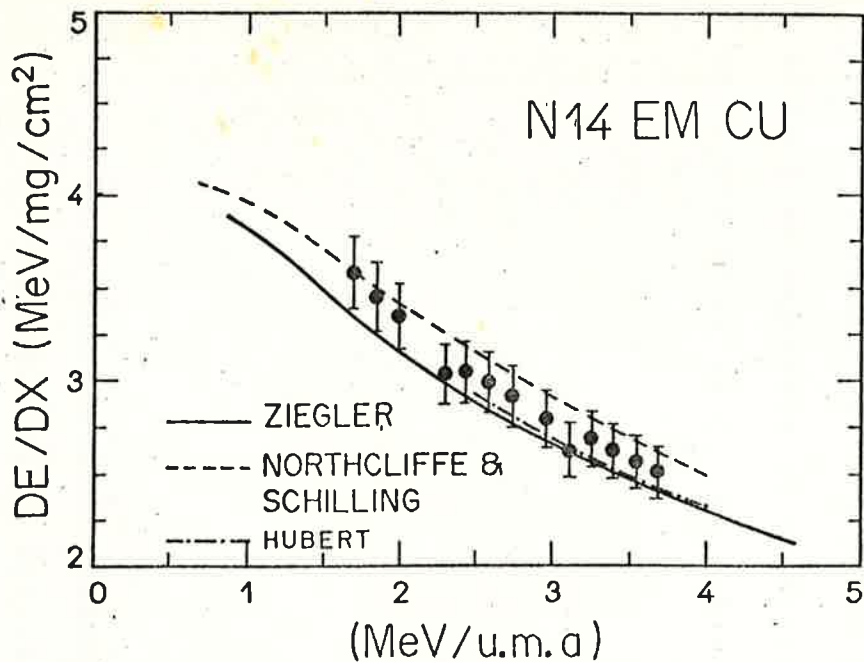
14

Figura III-25: Perda de energia de ¹⁴N em V em função da energia do ion. São apresentadas as previsões de Ziegler (—), as de N&S (- - - - -) e as de Hubert (- . - . - .), bem como os pontos experimentais deste trabalho.



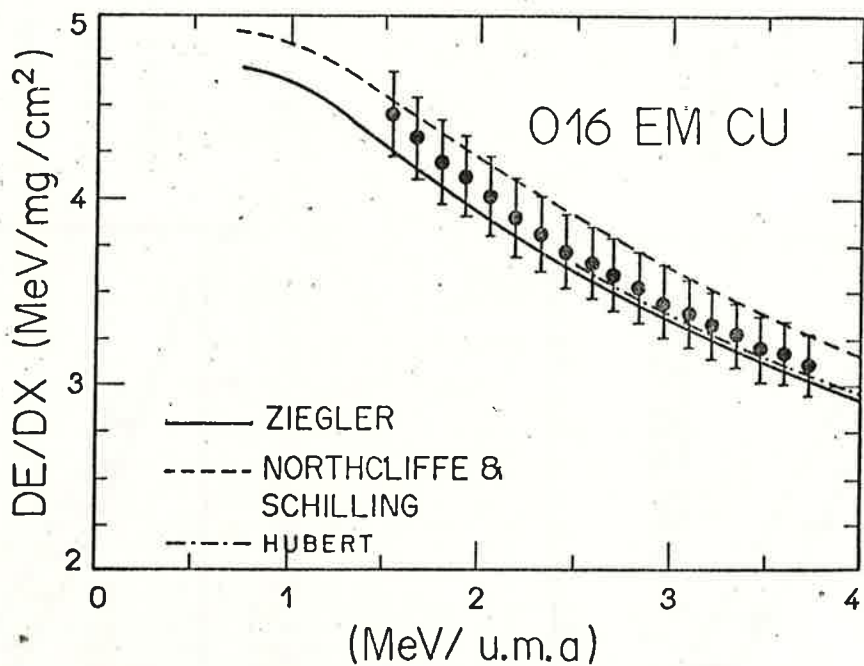
16

Figura III-26: Perda de energia de ¹⁶O em V em função da energia do ion. São apresentadas as previsões de Ziegler (—), as de N&S (- - - - -) e as de Hubert (- . - . - .), bem como os pontos experimentais deste trabalho.



14

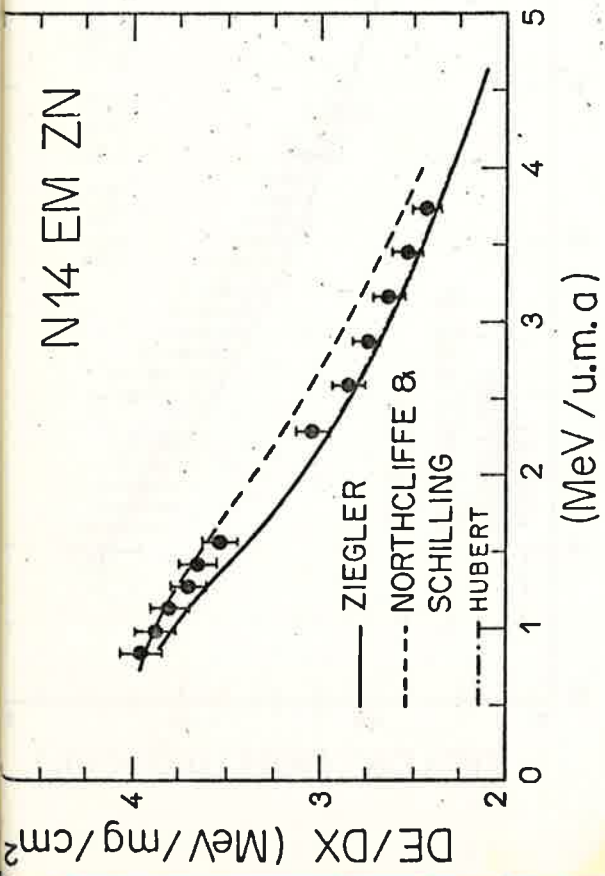
Figura III-27: Perda de energia de N em Cu em função da energia do ion. São apresentadas as previsões de Ziegler (———), as de N&S (- - - - -) e as de Hubert (- . - . - .), bem como os ponto experimentais deste trabalho.



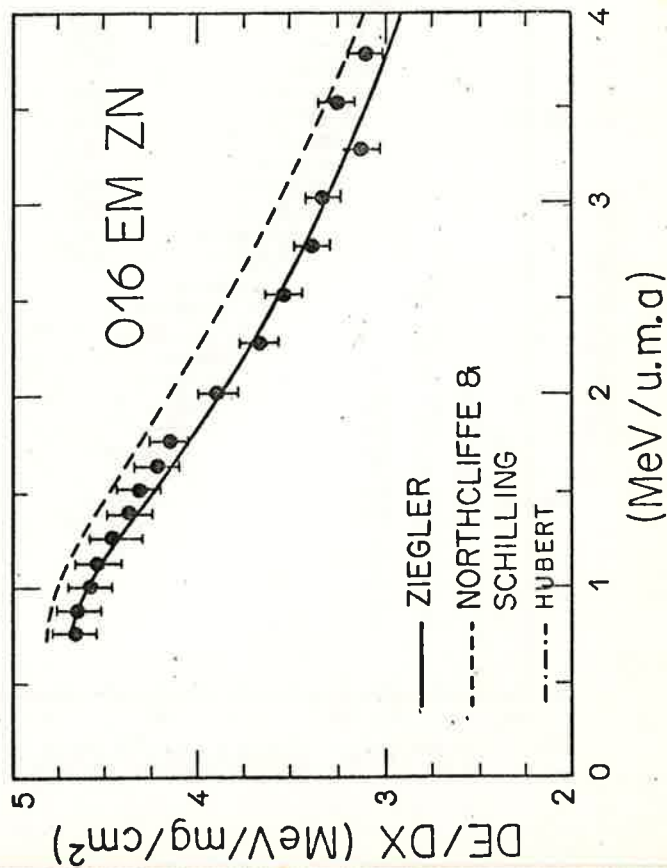
16

Figura III-28: Perda de energia de O em Cu em função da energia do ion. São apresentadas as previsões de Ziegler (———), as de N&S (- - - - -) e as de Hubert (- . - . - .), bem como os pontos experimentais deste trabalho.

N14 EM ZN



14
 Figura III-29: Perda de energia de N em Zn em função da energia do ion. São apresentadas as previsões de Ziegler (———), as de N&S (-----) e as de Hubert (-.-.-.), bem como os pontos experimentais deste trabalho. A curva através dos cálculos de Hubert coincide com a curva de Ziegler para este caso.



16
 Figura III-30: Perda de energia de O em Zn em função da energia do ion. São apresentadas as previsões de Ziegler (———), as de N&S (-----) e as de Hubert (-.-.-.), bem como os pontos experimentais deste trabalho. A curva obtida através dos cálculos de Hubert coincide com a curva de Ziegler para este caso.

Figura III-31: Perda de energia de N em Zr em função da energia do ion. São apresentadas as previsões de Ziegler (-----), as de N&S (-----) e as de Hubert (-.-.-.-), bem como os pontos experimentais deste trabalho. A curva obtida através dos cálculos de Hubert coincidem com a curva de Ziegler para este caso.

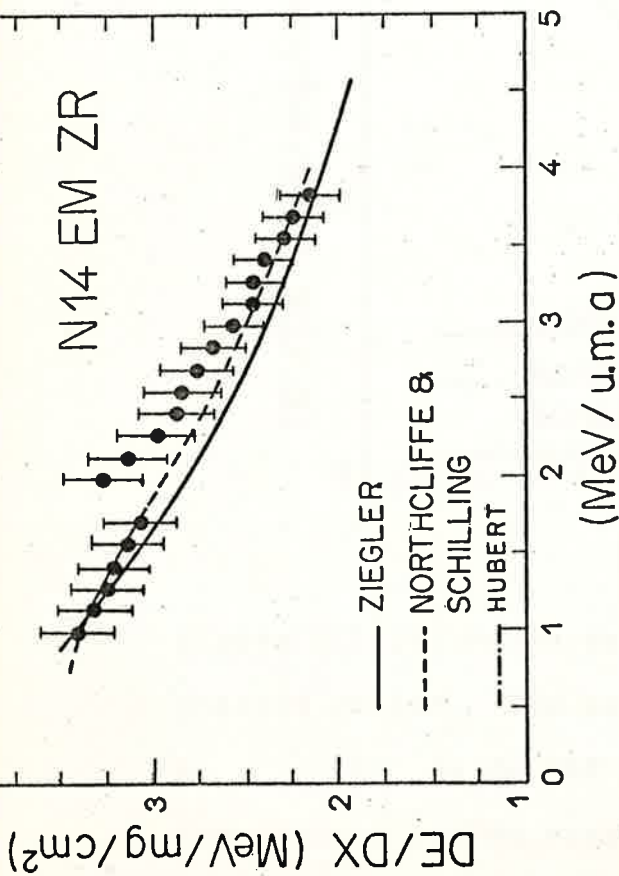
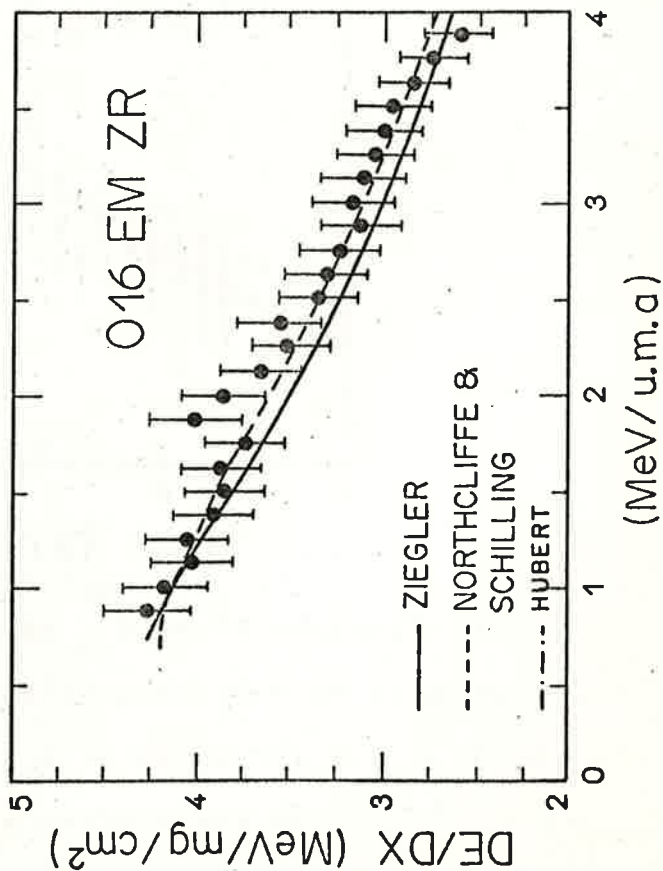
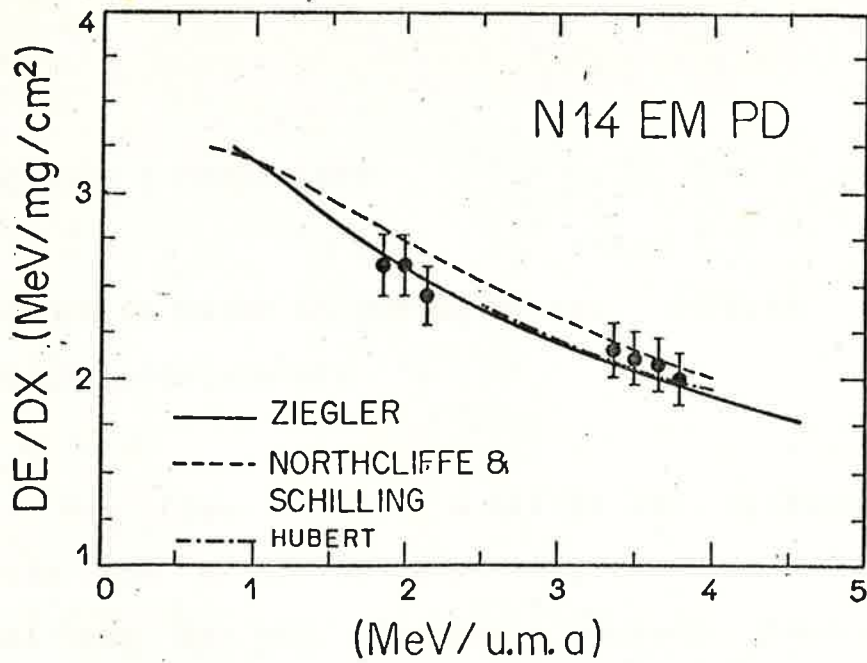


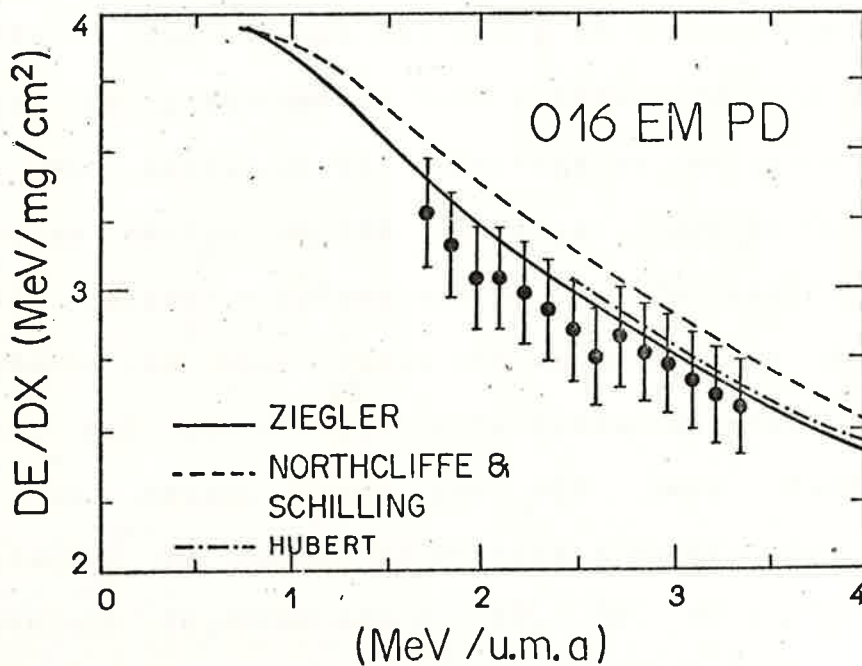
Figura III-32: Perda de energia de O em Zr em função da energia do ion. São apresentadas as previsões de Ziegler (-----), as de N&S (-----) e as de Hubert (-.-.-.-), bem como os pontos experimentais deste trabalho. A curva obtida através dos cálculos de Hubert coincidem com a curva de Ziegler para este caso.





14

Figura III-33: Perda de energia de ¹⁴N em Pd em função da energia do íon. São apresentadas as previsões de Ziegler (—), as de N&S (- - - - -) e as de Hubert (- . - . -), bem como os pontos experimentais deste trabalho.



16

Figura III-34: Perda de energia de ¹⁶O em Pd em função da energia do íon. São apresentadas as previsões de Ziegler (—), as de N&S (- - - - -) e as de Hubert (- . - . -), bem como os pontos experimentais deste trabalho.

IV- DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

IV-1-COMPARAÇÃO ENTRE AS CURVAS DE N&S, ZIEGLER, HUBERT E OS PONTOS EXPERIMENTAIS

Nas figuras III-21 a III-34 são apresentados, juntamente com os pontos experimentais, as previsões semi-empíricas de N&S, Ziegler e Hubert. Embora nas curvas de N&S sejam observados desvios de até 30% dos dados experimentais (secção II-5), elas foram mantidas dada sua importância como uma das primeiras tabelas semi-empíricas de perda de energia. Pode-se observar no caso de N^{14} e O^{16} em Si (fig. III-21 e III-22) uma boa concordância (melhor que 5%) entre as três curvas semi-empíricas em praticamente toda a faixa de energia em estudo. Nos demais alvos, verifica-se uma concordância entre elas dentro de 10%. A baixas energias ($E < 1$ MeV/uma), Forster e colaboradores (For-76) verificam uma discrepância de seus dados com as previsões de N&S, sugerindo daí que a maior fonte destas discrepâncias é devido ao método usado por N&S para fazer as interpolações de perda de energia a partir dos dados experimentais de alvos com $Z = 13, 28, 47$ e 79 . N&S supõem que a dependência da perda de energia com Z é suave, mas como é verificado experimentalmente (Zie-74), existe uma dependência considerável com a estrutura de Z

no freamento de ions leves e como pode ser verificado em Ribas (Rib-82), esta dependência tambem está presente em ions pesados. A energias acima de 1 MeV/uma, Forster verifica uma boa concordância de seus dados com as curvas de N&S.

As curvas semi-empíricas de Hubert, que derivam de N&S com a modificação na carga efetiva (q_{ef} dependente de Z) ficam muito proximas (3% de diferença ou menos) ou, em alguns casos (por exemplo ^{16}O em Zn), até coincidem com as curvas semi-empíricas de Ziegler. Dentro da região onde estão concebidas as curvas de Hubert (a partir de 2,5 MeV/uma), pode-se observar que estão mais próximas de Ziegler que N&S. Quanto às previsões de Ziegler, observamos uma descontinuidade na região de máximo de perda de energia, provavelmente devido à não conexão computacional entre as transições de região de freamento (figuras IV-1 e IV-2).

Com relação aos pontos experimentais, podemos observar um comportamento geral destes pontos muito semelhante às curvas semi-empíricas. Verificamos tambem, em alguns casos, uma tendência dos pontos experimentais se posicionarem mais próximos das curvas de Ziegler (por exemplo, ^{16}O em V). Levando-se em conta as incertezas envolvidas em nossos cálculos (da ordem de 6%) de poder de freamento, pode-se constatar um razoável acordo entre os pontos experimentais e as curvas semi-empíricas aqui discutidas.

Não se observou diferenças significativas entre

o comportamento dos dados experimentais e as curvas semi-empíricas que pudessem ser atribuídas a efeitos de ordem superior em Z , não incluídos naquelas curvas. Estes efeitos devem ser bastante significativos na região de máximo de poder de freamento (vide figuras II-3 e II-4). Nestas figuras, nota-se diferença na posição do máximo de poder de freamento dos pontos experimentais com as curvas semi-empíricas de N&S e Ziegler. Medidas na região de freamento máximo foram feitas devido ao limite inferior de energia de feixe em nosso acelerador, (cerca de 1 MeV/uma para 14N e 16O). Uma maneira de contornar este problema seria utilizarmos o feixe espalhado pela folha de ouro em ângulos maiores (nossas medidas foram realizadas a 25°) mas, como a intensidade do feixe varia com $1/\sin^4(\theta c.m./2)$, o tempo de aquisição seria muito maior (para um mesmo número de contagens). Kelley e colaboradores (Kel-73) tentam fazer um ajuste para a correção de Z^3 , mas as curvas por ele obtidas estão muito distantes das curvas derivadas dos dados experimentais, principalmente na região de energias intermediárias (máximo de poder de freamento). De qualquer modo, se tomamos como referência os trabalhos de Anthony (Ant-81 e Ant-81a), podemos verificar que a concordância entre as curvas semi-empíricas, os dados experimentais e as correções de Z^3 e Z^4 estão dentro das incertezas experimentais, não sendo possível identificar efeitos de ordem superior em Z em nossa região de estudo.

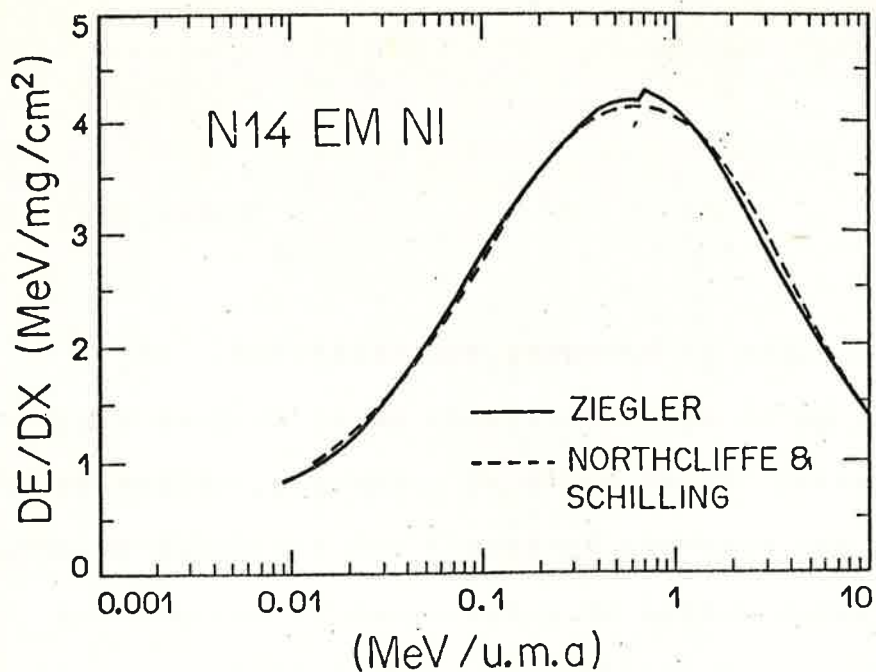


figura IV-1: Previsão semi-empírica de Ziegler para perda de energia de ¹⁴N em Ni, onde pode-se observar uma descontinuidade na região de máximo da curva.

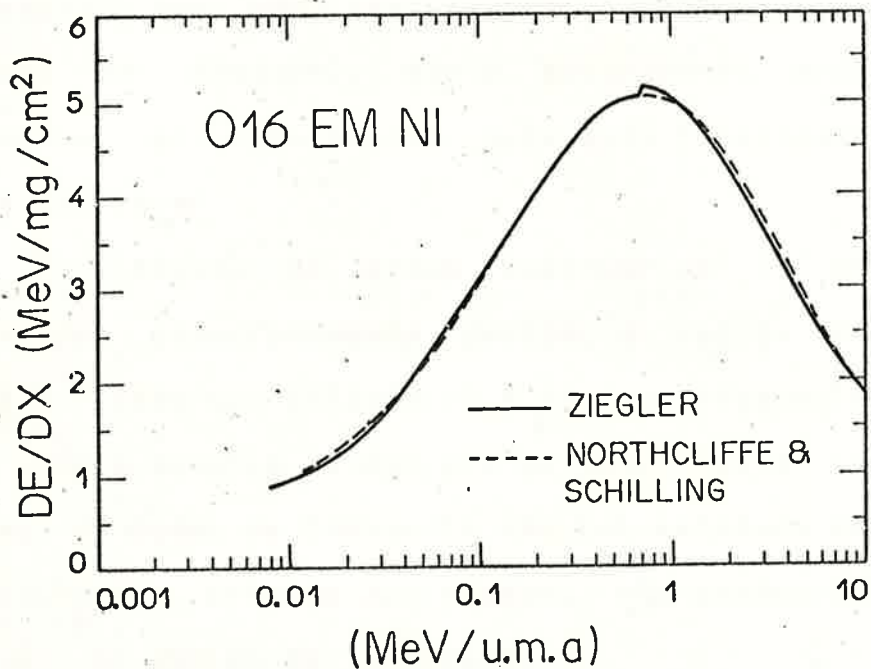


figura IV-2: Previsão semi-empírica de Ziegler para perda de energia de ¹⁶O em Ni, onde pode-se observar uma descontinuidade na região de máximo da curva.

IV-2- CONCLUSÕES

As incertezas que dependem da medida da fração de energia perdida foram controladas, de forma a obtermos erros de medidas pequenos, da ordem de 2%. Entretanto, as medidas de espessura dos freadores carregam uma incerteza (5%) que limitam as comparações de nossos dados com as curvas semi-empíricas. Estas incertezas foram estimadas a partir das curvas de freamento de partículas alfa de Ziegler, obtendo um valor médio em torno de 5%. Poderíamos utilizar outros meios para as medida de espessura, que não através de partículas alfa (por exemplo por pesagem), mas o equipamento experimental disponível em laboratório para esta finalidade não é muito confiável.

Efeitos de ordem superior em Z não foram observados principalmente devido à região ^p de nossas medidas, onde sua influência é pequena (diminuindo ainda mais com o aumento da energia do íon). Esta região de máximo de poder de freamento não foi estudada devido à limitação do próprio acelerador, não conseguindo íons ¹⁴N e ¹⁶O) abaixo de 1 MeV/uma.

A concordância entre os dados experimentais e as curvas semi-empíricas utilizadas para efeito de comparação é bastante razoável, podendo-se observar inclusive a ausência de diferenças significativas dos

pontos experimentais com relação às curvas de N&S, Hubert e Ziegler. As correções feitas por Hubert nas previsões de N&S praticamente fazem coincidi-la com as de Ziegler. Podemos também observar uma tendência dos pontos experimentais de se posicionarem entre as curvas de N&S e Ziegler ou, como em vários casos (nitrogênio e oxigênio em Ti, V e Pd e oxigênio em Cu e Zn), ficarem mais próximos de Ziegler, dando desta forma uma maior confiabilidade a suas curvas semi-empíricas.

REFERÊNCIAS

- Ant-81 - J.M.Anthony e W.A.Lanford - Nucl. Instr. Meth. 186,647 (1981)
- Ant-81a - J.M.Anthony, P.D.Parker e W.A.Lanford - IEEE Trans. on Nucl. Sci. vol. NS-28,2 (1981) 1.227
- App-74 - C.R.Appoloni - Preparação de alvos nucleares Publicação do IFUSP, Dpto.Fis.Nucl. (1974)
- Ash-72 - J.C.Ashley, R.H.Ritchie e W.Brandt, Phys. Rev. B 5,2393 (1972)
- Bar-63 - W.H.Barkas, N.J.Dyer e H.H.Heckman, Phys. Rev.Lett. 11,26 (1963)
- Bet-30 - H.A.Bethe, Ann.Phys. 5,325 (1930)
- Bev-69 - P.H.Bevington, "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences" McGraw-Hill, Inc, cap.6,92 (1969)
- Blo-33 - F.Bloch, Ann.Phys. 16,285 (1933)
- Boh-13 - N.Bohr, Phil.Mag., 25,10 (1913)
- Bri-80 - D.K.Brice, Nucl. Instr. Meth. 170,201 (1980)
- Chu-80 - W.K.Chu, "Energy Loss of High-velocity Ions in Matter", Meth. of Experim. Phys., vol.17 Acad. Press (1980)
- For-76 - J.S.Forster, D. Ward, H.R.Andrews, G.C.Ball, G.J.Costa, W.G.Davies e I.V.Mitchell, Nucl. Instr.Meth. 136,349 (1976)
- Hub-80 - F.Hubert, A.Fleury, R.Bimbot e D.Gardès,

Ann. Phys, Fr, vol.5 suppl. (1980)

- Jac-72 - J.D.Jackson e R.L.McCarthy, Phys.Rev. B
6,4131 (1972)
- Kel-73 - J.G.Kelley, B.Sellers e F.A.Hansen, Phys Rev.
B. 8,103 (1973)
- Law-65 - G.P.Lawrence, R.K.Beauchamp e J.L.McKibben,
Nucl. Instr. Meth.,32,357 (1965)
- Led-78 - C.M.Lederer e V.S.Shirley, "Tables of
isotopes", 7# ed., J.W.& Sons, NY (1978)
- Lin-63 - J.Lindhard, M.Scharff e H.E.Schiott, Mat.
Fis. Medd. Dan. Vid. Selsk.,33, n# 14 (1963)
- Lin-76 - J.Lindhard, Nucl. Instr. Meth., 132,1
(1976)
- Mar-78 - J.B.Marion e F.C.Young, "Nuclear
Reactions Analysis, Graphs and Tables"
North-Holl. Publ. Co. (1968)
- Nor-70 - L.C.Northcliffe e R.F.Schilling, Nucl. Data
Tables, A7,233 (1970)
- Por-83 - L.E.Porter e R.G.Jeppesen, Nucl. Instr.
Methods 204,605 (1983)
- Rib-77 - R.V.Ribas, "Freamento de ¹⁰⁷Ag, ¹⁰⁹Ag e
¹⁵⁰Sm em Ni, Au e Al", Tese de Mestrado -
IFUSP (1977)
- Rib-82 - R.V.Ribas, "Freamento de ions pesados em
sólidos" - Tese de Doutorado - IFUSP (1982)
- Rot-75 - V.Rotberg, "Medida do Limiar das Reações ¹⁹F
¹⁹(p,n) ¹⁶Ne e D (¹⁷o,n) ¹⁶F nos Estados de
carga 4+ e 3+ do ¹⁶O" - Tese de Mestrado-

IFUSP (1975)

- Sal-74 - O.Sala e G.Spalek - Nucl. Instr. Meth.,
122,213 (1974)
- Sch-74 - H.Schmidt-Bocking, G.Ruhle e K.Bethge,
Nucl. Instr. Meth., 118,357 (1974)
- Sch-78 - H.Schmidt-Bocking, "Penetration of Heavy
Ions Through Matter" in Experimental Methods
in Heavy Ion Physics - Lectures Notes in
Physics - editado por K.Bethge, 81 (1978)
- Sch-78a - H.Schmidt-Bocking e H.Hornung, Z.Phys. A
286,253 (1978)
- Tol-83 - W.Tolfree, S.R.C. Daresbury, Engl.
(comunicação particular)
- Vil-81 - M.M.Vilela, comunicação interna (cf. relat.
FAPESP 80/1940-1 de 07/1981)
- War-72 - D.Ward, R.L.Graham e J.S.Geiger, Can. J.
Phys. 50,2302 (1972)
- Zie-74 - J.F.Ziegler e W.K.Chu, Atom. Data and Nucl.
Data Tables 13,463 (1974)
- Zie-77 - J.F.Ziegler e H.H.Andersen, "Hydrogen
Stopping Powers and Ranges in All Elements"
vol.3 - Pergamon Press (1977)
- Zie-77a - J.F.Ziegler, " Helium - Stopping Powers and
Range in all Elements"- vol.4 - Pergamon
Press
- Zie-80 - J.F.Ziegler, " Handbook of Stopping Cross-
Section of Energetic Ions in all Elements"

vol.5 - Pergamon Press (1980)

Zie-85 - J.F.Ziegler, J.P.Biersack e U.Littmark, "The
Stopping and Range of Ions in Solids" - vol.1
Pergamon Press (1985)