

1) Kinematic factor $K = \frac{E_f}{E_i}$

E_i = energia do projétil antes da colisão.

E_f = " " " " " " após a colisão.

① Exemplo: colisão ${}^4\text{He}$ c/ Au ; ${}^4\text{He}$ tem 1 MeV, qual a energia q' que volta? $\theta = 170^\circ$ ($Z_{\text{atomic}} \text{ Au} = 197$)
da Tabela III, p. 354, $K_{\text{Au}} = 0,9225$

$\therefore E_f = 922,5 \text{ KeV}$

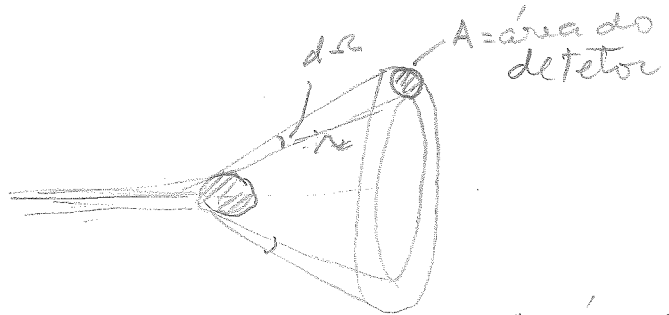
2) Differential X-section:

$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ (cm}^2/\text{sr)}$

Sr = steradian

$A = r^2 \Delta\Omega' \implies \frac{A}{r^2} = \Delta\Omega'$

$\Delta\Omega'$ = ângulo sólido do detector



Então a seção de choque média do detector é:

$\Delta\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega'$ Nota: σ $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ está tabelado na tabela X,

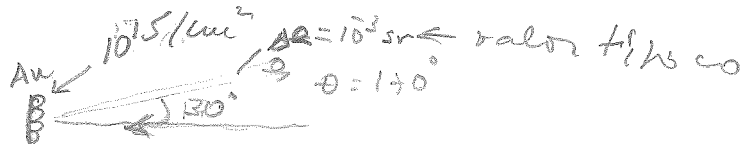
p. 370, em função do ângulo θ .
p/ 1 MeV α 's.



Aplicação

Monocamada de Au

10^{15} at/cm^2



②

Quantas partículas chegam no detector após uma corrente integrada de 1 MC de 1 MeV ${}^4\text{He}^+$?

$1 \mu C = 10^{-6} C$; $N = \frac{\text{n}^{\circ} \text{ de part}^{\circ} \text{culas}}{\text{incidentes}} = \frac{10^{-6}}{1.6 \times 10^{-19}} = 6.25 \times 10^{12} \text{ part.}$

Deve ser lembrado que o número de partículas espalhadas de uma det. superfície num dado ângulo sólido $\Delta \Omega$ é

$N_{\text{esp}} = N \times n \times P(\Delta \Omega)$

$n = \text{n}^{\circ} \text{ de átomos/cm}^2 \text{ da superfície}$

$P(\Delta \Omega) = \text{probabilidade para ocorrer o evento de espalhamento dentro do ângulo sólido } \Delta \Omega'$

⇒ Aplicando então ao nosso problema:

parece que este cálculo só está correto se a "x-section" do Au for 1 cm^2 .

$N_{\text{esp}} = N_{\text{detet.}} = N \times n \times \Delta \Omega = N \times n \times \left(\frac{d\Omega}{d\Omega'}\right) \Delta \Omega'$

$N = 6.25 \times 10^{12}$ (calc. acima)

$n = 10^{15} \text{ átomos/cm}^2 \text{ (Au)}$

$\frac{d\Omega}{d\Omega'} = 32.81 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{sr}$ ← tirado da tabela X, p. 371, para o Au a $\theta = 170^\circ$.

$\Delta \Omega = 10^{-3} \text{ sr}$ (valor típico)

$\therefore N_{\text{esp}} = 6.25 \times 10^{12} \times 10^{15} \times 32.81 \times 10^{-24} \times 10^{-3} = 205 \text{ part. } ^4\text{He}^+ \text{ detetadas}$

⇒ se fosse Al :

$\frac{d\Omega}{d\Omega'}$ tirado da tabela X

$N_{\text{esp Al}} = 6.25 \times 10^{12} \times 10^{15} \times 0.8512 \times 10^{-24} \times 10^{-3} = 5 \text{ part } ^4\text{He}^+ \text{ detetadas}$

3) Stopping X-section, ϵ

de freamento

A seção de choque para um elemento X, ϵ^X , λ dada em eV por 10^{15} átomos por cm^2 . Para 2.0 MeV ^4He ions, o valor of $\epsilon^{\text{Au}} = 115.5$

3) Aplicação

Aplicação para um filme de Au de 1000 Å bombardeado com partículas ^4He ions de 2 MeV. Qual a energia perdida pela partícula ^4He ao atravessar o filme?

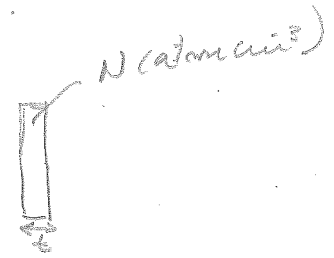
Tab. VI

$$\Delta E = \frac{\epsilon_{Au}}{10^{15}} \times N \quad \text{e/M (átomos cm}^2\text{)}$$

$n = n^{\circ}$ de átomos cm^2 no filme

$n = Nt \quad \text{e} \quad N = n^{\circ}$ de átomos cm^3

$t =$ espessura do filme



Para o Au (Tabela 1) $N_{Au} = 5,9 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

$$L_{\text{filme}} = A \times t = 5,9 \times 10^{22} \times 10^3 \times 10^{-8} \text{ cm}^2 = 5,9 \times 10^{17} \text{ at/cm}^2$$

Para tabela VI, $\epsilon_{Au} = 115,5 \text{ eV}$ por cada 10^{15} átomos cm^2

$$\Delta E = \frac{115,5 \times 5,9 \times 10^{17}}{10^{15}} = 68145 \text{ eV} = 68,1 \text{ keV}$$

4) Stopping x-section factor $[\epsilon_0]$

A diferença de energia entre as partículas ^4He espalhadas na primeira e na última camada do filme é:

$$\Delta E = [\epsilon_0] \times Nt$$

onde σ, x se refere ao elemento químico x e Nt são o produto do número de átomos cm^2 (N) e a espessura do filme (t).

$[\epsilon_0]^x$ a $\theta = 170^\circ$ está tabelado. Tab. VIII

As unidades de $[\epsilon_0]^x$ são, (Tab VIII): $10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{cm}^2$

4) Aplicação: Para um filme de Au de 1000 Å a $\theta = 170^\circ$ Para $^4\text{He}^+$ de 2 MeV

$$\Delta E = 226,2 \times 10^{15} \times 5,9 \times 10^{17} = 133,5 \text{ keV}$$

5) Energy loss factor [S]

5) E' dado na tabela em eV/Å para ⁴He

$\Delta E = [S] \times \text{espessura atravessada}$

Daí o mesmo resultado que antes se um filme de Au ~~for~~ considerado de $t = 1000 \text{ \AA}$ ~~for~~ considerado

Da tabela: $[S]^{Au} = 137.3 \text{ eV/\AA}$

$\therefore \Delta E = 137.3 \times t = 137.3 \times 10^3 = 137.3 \times 10^3 = \underline{137.3 \text{ keV}}$

6) Scattering X-sections dependem da energia da partícula "atravessante" na forma E^{-2} . Isto significa que a medida que a partícula penetra, a seção de choque aumenta. The signal of an element which is uniformly distributed in depth is therefore not flat-topped but rises toward lower energies.




CAPÍTULO II

1) Energy loss $\frac{dE}{dx}$

é também chamada de energy loss per unit length, specific energy loss e tb. $\frac{dE}{dx}$ loss

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{dE}{dx}$$

A energia do projétil na profundidade x após a penetração é



$$E(x) = E_0 - \int_0^x \left(\frac{dE}{dx} \right) dx$$

2) Stopping x-section ϵ

Se S for a área da amostra iluminada pelo feixe, Δx a espessura e N o núm. de átomos/cm³, o número de átomos expostos ao feixe será

$$SN\Delta x$$


$$volume = S\Delta x$$

A projeção de todos estes átomos em S dá:

$$\frac{SN\Delta x}{S} = N\Delta x \text{ que é o núm. de átomos por cm}^2 \text{ (projetados)}$$

Mas

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dx} \right) \Delta x \quad (1)$$

Colocamos ΔE proporcional a $N\Delta x$:

$$\Delta E = \epsilon \cdot N\Delta x \quad (2)$$

↑
fator de proporcionalidade

Iguando 1 e 2:

$$\epsilon N\Delta x = \frac{dE}{dx} \Delta x \Rightarrow \epsilon = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx} \quad [e.v. \text{ cm}^2 \text{ per atom}]$$

← $\epsilon = \text{stopping x-section}$

A seção de choque Σ aumenta com Z_2 (2 dos átomos do alvo) mas não monotonicamente. Ver Fig. 2.8 p. 38.

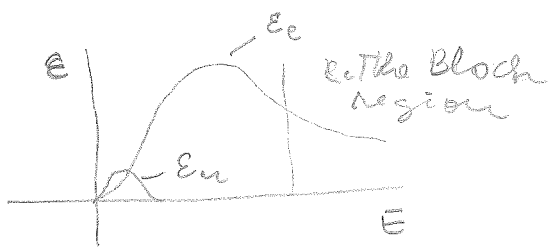
2) For light projectile ions in the energy range of interest to backscattering spectrometry, the stopping x-section:

$$\Sigma = \Sigma_e + \Sigma_n$$

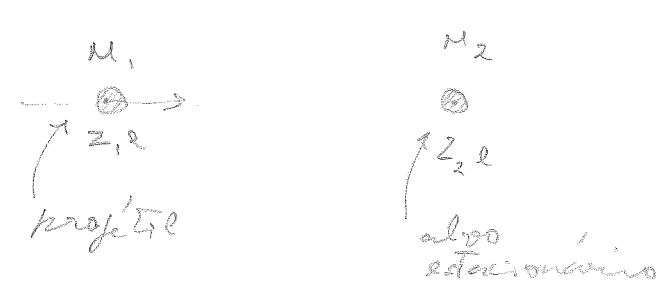
\uparrow
 p/interação
 c/ bound or
 free elns.

p/interação c/ screened and unscreened nucleus.

$\Sigma_e \Rightarrow$ electronic stopping
 $\Sigma_n \Rightarrow$ nuclear stopping



Considera a situação:



A energia transferida à partícula inicialmente estacionária que se move ao longo da direção \perp a direção de impacto é:

$$E_{\perp} = \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{M_2} \right) \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{b v_1} \right)^2$$

b = parâmetro de impacto, que é a menor dist. entre part. e alvo se a part. alvo ficasse parada
 v_1 = velocidade inicial do projétil.

"IT IS THUS EVIDENT THAT ELECTRONS, WITH THEIR LIGHT MASS $M_2 = m_e$ ABSORB MUCH MORE ENERGY PER ENCOUNTER THAN THE NUCLEI DO!"

Integrando para múltiplas colisões ao longo da distância AX de um sólido:

$$\left| \left(\frac{dE}{dx} \right) \right|_e = NZ_2 \left[\frac{4\pi(Z_1 e^2)^2}{m_e v_1^2} \right] \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$$

- N = átomos cm^{-3} do alvo
- v_1 = vel. inicial do projétil
- m_e = massa de um elétron

O cálculo que leva a equação acima considera colções individuais partícula-elétron e que os elétrons sejam livres. Entretanto, mesmo nos metais, os elétrons ligados são em maior número que os livres. A energia de ionização requerida para tornar o elétron ^{ligado} em um elétron livre tem então que ser levada em consideração. Uma aproximação ao problema foram desenvolvidas e uma delas é a fórmula de Bethe-Bloch:

$$\left| \left(\frac{dE}{dx} \right) \right|_e = NZ_2 \left[\frac{4\pi(Z_1 e^2)^2}{m_e v_1^2} \right] L$$

Nota: A eq. de Bethe-Bloch vale p/ energias além do máximo de E (ver figura na página anterior). Máximo de electronic stopping for 4He occur around Optically at 0.6 - 1.0 MeV.

onde L é o stopping number

$$L = \ln \left[\frac{I}{m_e v_1^2} \right]$$

onde I é a energia calculada sobre todas as ionizações dos elétrons no target atom.

→ Em velocidades muito baixas um projétil sofre perda de energia ^{adicional} como = NUCLEAR ENERGY LOSS. Neste, a energia pode ser transmitida do núcleo do projétil para o núcleo do átomo alvo através de forças de interação eletrostática entre as SCREENED CHARGES dos dois núcleos. É em geral uma interação elástica mas pode ser inelástica (caso em que existam transições eletrônicas provocadas pelo alvo).

A energy loss nuclear $\left| \left(\frac{dE}{dx} \right) \right|_n$ é uma componente muito menor

importante em baixas energias, especialmente para átomos -
projétil pesados.

Nas energias de Megaelectronvolt (RBS) para ^1H e ^4He projétils
o nuclear stopping is negligible everywhere except at very
low energies, i.e., at the very end of the track of the proje-
tile in the material.

3) Soma dos stopping X-sections (Bragg's rule)

Princípio da aditividade das stopping X-sections:

Num material composto por átomos A e B nas proporções
 n e m ($n+m=1$), a stopping X-section será então:

$$\epsilon^{AB} = n \epsilon^A + m \epsilon^B$$

isto equivale a dizer:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_A + \left(\frac{dE}{dx}\right)_B$$

Lembrando a equação $\frac{dE}{dx} = N \epsilon$

e aplicando para A e B:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_A = N^A \epsilon^A = n N^{AB} \epsilon^A$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_B = N^B \epsilon^B = m N^{AB} \epsilon^B$$

onde N^{AB} = nº total de átomos
(A+B) no volume
finito de cm^3
projétil cm^{-3} ?

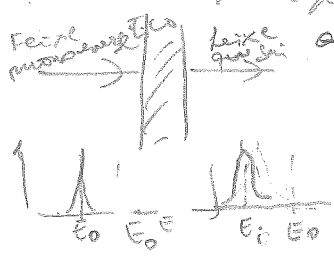
~~N^{AB} cm^{-3}~~

Somando:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{AB} = N^{AB} (n \epsilon^A + m \epsilon^B) = N^{AB} \epsilon^{AB}$$

4) ENERGY STRAGGLING

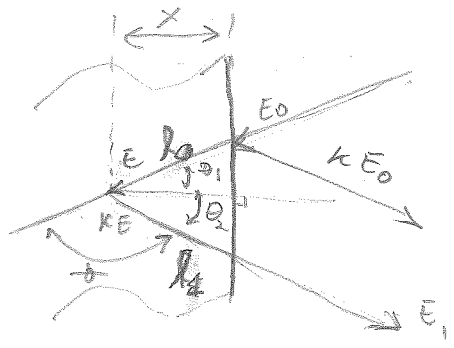
Quando um feixe atravessa uma dada espessura de material
o perfil de energia ao sair fica ~~mais largo~~ ^{inicialmente} ~~mais largo~~ ^{monocromático} e energia E_0
moléculas do feixe sofreram interações (e em diversas energias) e



~~auto-interações~~. Isto significa que, numa
profundidade x a energia do feixe não
é mais única ($E = E_0 - \int \frac{dE}{dx} x$) mas está dentro
de um intervalo de incerteza maior que
aquela do feixe inicial.

CAPITULO 3

1) Para uma amostra de um único elemento:



O projétil tem energia inicial E_0 e ao chegar na profundidade x tem energia \bar{E} .

- O projétil espalhado da superfície (na direção θ_1) tem energia kE_0 onde k = kinematic factor.

- O projétil espalhado da camada na profundidade x e na direção θ_2 tem energia KE (inicial) emerge com energia $\bar{E}_1 < kE_0$.

Assim:

$$\frac{x}{\cos\theta_1} = - \int_{E_0}^{\bar{E}} \frac{dE}{(dE/dx)}$$

$$\frac{x}{\cos\theta_2} = - \int_{KE}^{\bar{E}_1} \frac{dE}{(dE/dx)}$$

é claro que posso fazer

$$dL, \frac{dE}{dx} = -dE$$

$$d\left(\frac{x}{\cos\theta_1}\right) = - \frac{dE}{dE/dx}$$

$$d\left(\frac{x}{\cos\theta_2}\right) = - \frac{dE}{dE/dx}$$

2) Energy loss factor [S] and Stopping x-section factor [E]

If one assumes a constant value for $\frac{dE}{dx}$ along the inward and outward paths, we can deduce, a partir das integrais:

$$E_0 - \bar{E} = \frac{x}{\cos\theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{in}$$

$$-\bar{E}_1 + KE = \frac{x}{\cos\theta_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{out}$$

x por ka eq de cima e Somando

Eliminando \bar{E} entre as duas equações:

$$KE_0 - \bar{E}_1 = \left[\frac{k}{\cos\theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{in} + \frac{1}{\cos\theta_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{out} \right] x$$

$$\Delta E = KE_0 - \bar{E}_1$$

ΔE é a diferença de energia entre os projéteis espalhados na primeira camada e os projéteis espalhados na camada na profundidade x .

Escrevemos então

$$\Delta E = [S] X$$

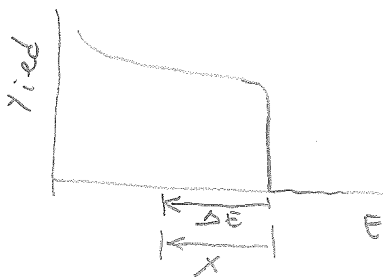
$$\Rightarrow [S] = \left[\frac{k}{\omega \theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{in} + \frac{1}{\omega \theta_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{out} \right] \quad (1) \quad [S] = \text{Energy loss factor}$$

$$\Delta E = [E] N X \quad (1a)$$

$$\Rightarrow [E] = \left[\frac{k}{\omega \theta_1} E_{in} + \frac{1}{\omega \theta_2} E_{out} \right] \quad (2) \quad [E] = \text{stopping X-factor factor or E factor}$$

$$E_{in} \text{ e } E_{out} = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx}$$

A suposição de que $\frac{dE}{dx} = \text{cte}$ nos leva a uma relação linear entre E e X :



$$\Delta E = [S] X \quad (3)$$

3) Surface energy approximation:

Nesta aproximação $\frac{dE}{dx} \Big|_{in}$ é tomado como o valor para a energia E_0 .

$\frac{dE}{dx} \Big|_{out}$ é tomado como o valor para a energia kE_0 . Então

aplicando as equações (1) e (2):

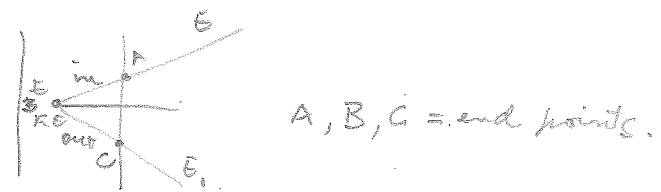
$$[S_0] = \left[\frac{k}{\omega \theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{E_0} + \frac{1}{\omega \theta_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{kE_0} \right]$$

$$[E_0] = \left[\frac{k}{\omega \theta_1} E(E_0) + \frac{1}{\omega \theta_2} E(kE_0) \right]$$

\Rightarrow Os valores da tabela VIII são para a surf. energy approx.

4) Mean energy approximation

Note como $\frac{dE}{dx}$ é calculado para valores intermediários que o projétil tem nos end points da inward and outward track. Então



$$[\bar{S}] = \left[\frac{k}{L\Delta\theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{\bar{E}_{in}} + \frac{1}{L\Delta\theta_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{\bar{E}_{out}} \right]$$

$$[\bar{E}] = \left[\frac{k}{L\Delta\theta_1} E(\bar{E}_{in}) + \frac{1}{L\Delta\theta_2} E(\bar{E}_{out}) \right]$$

$$\bar{E}_{in} = \frac{1}{2} (E + E_0) \quad \bar{E}_{out} = \frac{1}{2} (E_1 + kE)$$

O problema aqui é que a gente não conhece E. Há vários métodos para estimar E. Para uma estimativa rápida consideramos que a perda de energia $\Delta E = kE_0 - E$ seja dividida simetricamente entre o caminho incidente e o emergente, sendo portanto

$$E = E_0 - \frac{1}{2} \Delta E$$

Então

$$\bar{E}_{in} = \frac{1}{2} (E_0 - \frac{1}{2} \Delta E + E_0) = E_0 - \frac{1}{4} \Delta E$$

$$\bar{E}_{out} = \frac{1}{2} (kE + E_1) = \frac{1}{2} (k(E_0 - \frac{1}{2} \Delta E) + E_1)$$

O que dá:

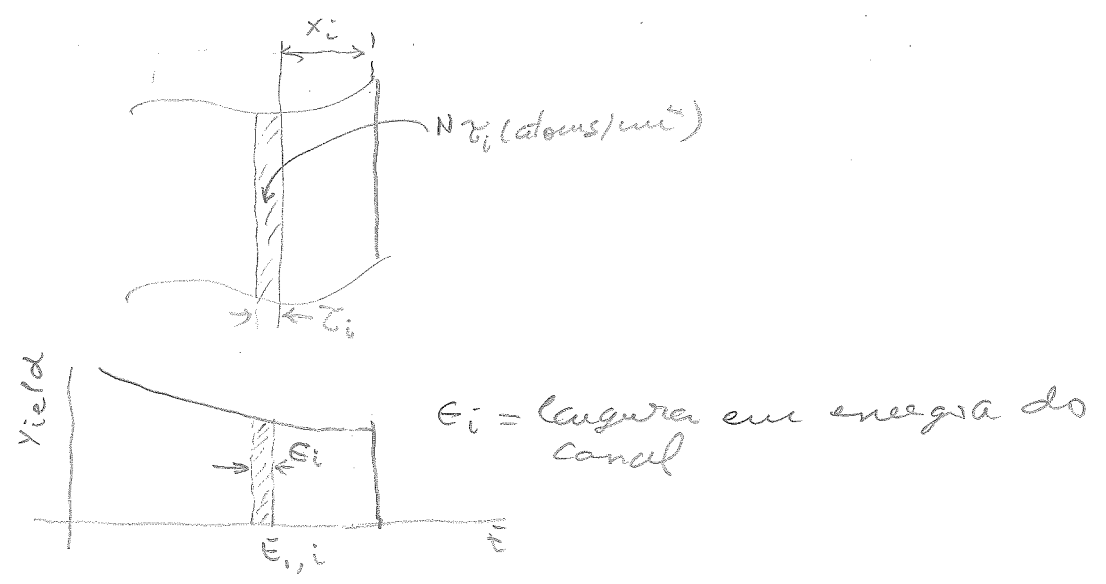
$$\bar{E}_{in} = E_0 - \frac{1}{4} \Delta E$$

$$\bar{E}_{out} = E_1 + \frac{1}{4} \Delta E$$

$$C) \Delta E = kE_0 - E_1$$

5) Height of an energy spectrum for an elemental sample

O número de contagens H_i no canal i é determinado por dois fatores: a espessura τ_i da fatia e o nº de centros espalhadores dentro da fatia



Existe então uma correspondência entre ϵ_i e τ_i . ϵ_i é constante mas τ_i não é.

O número total de partículas detectadas no canal i é então, para um feixe incidente segundo o ângulo θ_i :

$$H_i = \sigma(E_i) \Omega Q N \tau_i / \cos \theta_i$$

$\sigma(E_i)$ = seção de choque diferencial

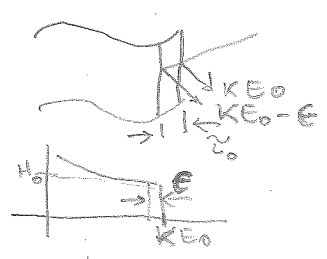
Ω = ângulo sólido do p/ detector

Q = nº total de partículas incidentes na amostra

N = nº de partículas por unidade de volume.

6) Para a top surface layer

Vamos considerar eventos que ocorram at the surface of the sample or near the surface region.



Então

$$H_0 = \sigma(E_0) \Omega Q N \tau_0 / \omega \theta$$

A espessura τ_0 é definida pela width do canal, ϵ .

Particles scattered from atoms within τ_0 will have energy within $K E_0$ and $K E_0 - \epsilon$

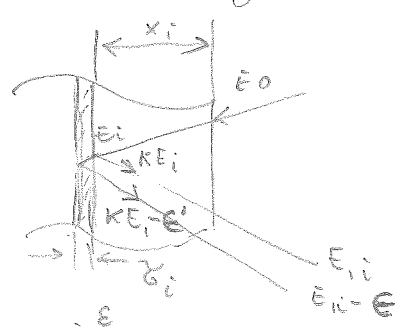
Para equação (1a) p. 10 :

$$\epsilon = [E_0] N \tau_0 \quad (\epsilon = [S_0] \tau_0, \text{ também})$$

Substituindo estas ultima equação na derivada :

$$H_0 = \sigma(E_0) \Omega Q \epsilon / [E_0] \omega \theta$$

7) Spectrum light backscattering at a depth.



Neste caso $E' \neq E$, isto é, ao contrário do caso anterior, não podemos identificar o intervalo de energia ϵ no espectro da energia perdida no slab. (ver p. 72 do livro p. 1 a respeito, caso).

$$H_i = \sigma(E_i) \Omega Q N \tau_i / \omega \theta$$

ou

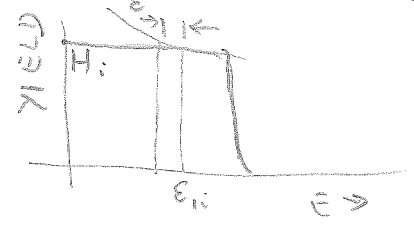
$$H = \sigma(E) \Omega Q N \tau / \omega \theta \quad (A)$$

Derivando o subscrito i :

$$\text{Mas } E' = [E(E)] N \tau \quad (B)$$

$$E(E) = \frac{K}{\omega \theta_1} E(E) + \frac{L}{\omega \theta_2} E(K E)$$

$$[E(E)] = \frac{K}{\omega \theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_E + \frac{L}{\omega \theta_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{KE}$$



subst. (B) em (A) :

$$H = \sigma(E) \Omega Q E' / [E(E)] \omega \theta$$

O problema agora é determinar E' que não conhecemos. Mas $E' \neq E$. Após uma série de cálculos demonstra-se que

$$H(E_i) = \sigma(E_i) \Omega Q \frac{E}{[E(E)] \omega \theta} \frac{E(K E)}{E(E_i)} \quad (A)$$

8) Stopping X-section factor para amostra, com mais de um elemento.

$$\Delta E_A = [E]_A^{AB} N^{AB} X$$

$$\Delta E_B = [E]_B^{AB} N^{AB} X$$

N^{AB} = n.º de unidades moleculares na SA, cm

Has teta regra de Bragg:

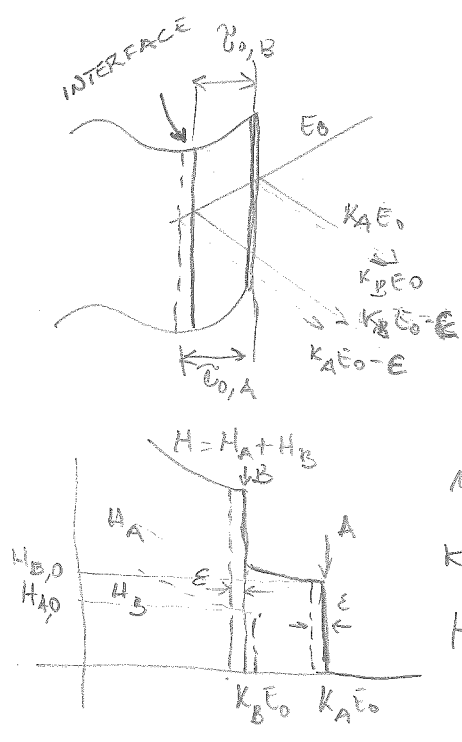
$$E^{AB} = m E^A + m E^B$$

For regions near the surface:

$$[E_0]_A^{AB} = \frac{k_A}{\cos \theta_1} E^{AB}(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} E^{AB}(k_A E_0)$$

$$[E_0]_B^{AB} = \frac{k_B}{\cos \theta_1} E^{AB}(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} E^{AB}(k_B E_0)$$

9) Height of an energy spectrum for a homogeneous solid containing more than one element. (Compound sample).



$m_A > m_B$

$k_A > k_B$

$H(E_i) = H_A(E_i) + H_B(E_i)$

$\tau_{0,A}, \tau_{0,B}$ = profundidades (diferentes) da camada superficial que correspondem a uma diferença de energia da partícula espalhada na superfície e de partícula espalhada na interface, igual a E (= largura do canal).

10) Scattering from the top surface layer

$$H_{A,0} = \sigma_A(E_0) \Omega Q N_A^{AB} (\tau_{0,A} / \cos \theta_1)$$

$$H_{B,0} = \sigma_B(E_0) \Omega Q N_B^{AB} (\tau_{0,B} / \cos \theta_1)$$

N_A^{AB} e N_B^{AB} = n.º de átomos A e B por unidade de volume.

Porém:

$$E = [E_0]_A^{AB} N^{AB} \tau_{0,A}$$

$$E = [E_0]_B^{AB} N^{AB} \tau_{0,B}$$

onde N^{AB} é o número de unidades moleculares no volume. $A_m B_m$
 Então $N_A^{AB} = m N^{AB}$ e $N_B^{AB} = m N^{AB}$, podemos escrever

$$H_{A,0} = \sigma_A(E_0) \Omega Q m \left(\frac{E}{[\bar{E}_0]_A^{AB}} \cos \theta_1 \right)$$

$$H_{B,0} = \sigma_B(E_0) \Omega Q m \left(\frac{E}{[\bar{E}_0]_B^{AB}} \cos \theta_1 \right)$$

A razão destas duas alturas é então:

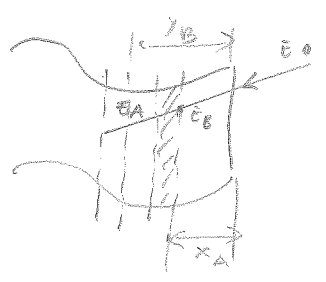
$$\frac{H_{A,0}}{H_{B,0}} = \frac{\sigma_A(E_0)}{\sigma_B(E_0)} \frac{m}{m} \cdot \frac{[\bar{E}_0]_B^{AB}}{[\bar{E}_0]_A^{AB}}$$

onde $[\bar{E}_0]_A^{AB}$ e $[\bar{E}_0]_B^{AB}$ são dados no começo da pag. 14 destas notas.

Na zeroth-order approximation $[\bar{E}_0]_A^{AB} / [\bar{E}_0]_B^{AB} = 1$ para determinar a razão m/m . Razões entre os stopping factors em geral se aproximam da unidade dentro de mais 10%.

Por iterações sucessivas podemos obter a razão m/m dentro dos erros do dado experimental.

11) Spectrum height for scattering at a depth



$$H_A(E_1) = \sigma_A(E_A) \Omega Q m \frac{E}{[\bar{E}(E_A)]_A^{AB} \cos \theta_1} \frac{E^{AB}(k_A E_A)}{E^{AB}(E_1)}$$

$$H_B(E_1) = \sigma_B(E_B) \Omega Q m \frac{E}{[\bar{E}(E_B)]_B^{AB} \cos \theta_1} \frac{E^{AB}(k_B E_B)}{E^{AB}(E_1)}$$



RBS OF THIN FILMS

A. Filme homogêneo de um só elemento

1. largura do sinal

$$\Delta E = [\bar{E}] Nt \longrightarrow \textcircled{A}$$

Esta relação é útil para determinar o ΔE de átomos por unidade de área no filme (Nt).

$[\bar{E}]$ é calculado na mean energy approximation mas a surface approximation é tb. válida se o filme for muito fino. Neste caso $[\bar{E}] \rightarrow [E_0]$

2. Número total de contagens

$$A = \sum_i H_i$$

Podemos nos sentir tentados a aplicar a eq. \textcircled{A} da pág. 13 mas há um problema: a energia E_i não é a energia do canal corresp. a H_i mas a energia E_i imediatamente antes do espalhamento.

Podemos escrever esta regra:

$$E_i = E_0 - \frac{N x_i}{\cos \theta_1} \epsilon(\bar{E}_{in}) \quad (\text{A energia perdida na trajetória é } N \times \text{comprimento} \times \epsilon)$$

Por outro lado...

$$A = \sum \sigma(E_i) \Omega Q N \bar{v}_i / \cos \theta_1 \quad (\bar{v}_i = \text{espessura da fatia})$$

No limite do contínuo, $E_i \rightarrow E$, $\bar{v}_i \rightarrow dx$

$$\boxed{E = E_0 - (N x / \cos \theta_1) \epsilon(\bar{E}_{in}) \quad \textcircled{1}}$$

$$\boxed{A = (\Omega Q N / \cos \theta_1) \int_0^t \sigma(E) dx \quad \textcircled{2}}$$

A variável de integração E em $\textcircled{2}$ pode ser expressada em termos de x pela eq. $\textcircled{1}$.

