

**INSTITUTO  
DE FÍSICA**

**preprint**

IFUSP/P-211

ESPALHAMENTO E REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA  
COM IONS PESADOS

Mahir S. Hussein

Instituto de Física, Universidade de São Paulo  
São Paulo, Brasil

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA  
Caixa Postal - 20.516  
Cidade Universitária  
São Paulo - BRASIL

ESPALHAMENTO E REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA COM IONS PESADOS\* †

Mahir S. Hussein

Instituto de Física - Universidade de São Paulo

*Baseado na palestra apresentada na 1ª Reunião de Trabalho em Física Nuclear, Cambuquira, MG, Setembro 3-10 1978.*

\* Baseado numa palestra apresentada na 1ª Reunião de Trabalho em Física Nuclear, Cambuquira, MG, Setembro 3-10 1978.

† Patrocinado parcialmente pelo CNPq.

## INTRODUÇÃO

O estudo das reações rasantas entre íons pesados constitui uma importante etapa para entender os outros tipos de reações conhecidas, como fusão, quasi-fusão etc.. Outra razão é que tais reações rasantas são possíveis de se estudar no Laboratório do Acelerador Pelletron em São Paulo, o que levou-me a concentrar a discussão só para este aspecto nesta palestra.

O espalhamento elástico é a primeira e mais simples componente das reações rasantas. A partir da análise do espalhamento elástico acha-se os parâmetros de entrada para a análise do espalhamento inelástico e as reações de transferência. Primeiramente, discutirei o espalhamento elástico, em seguida falarei sobre o espalhamento inelástico e finalmente sobre as reações de transferência de dois núcleons.

Um tema principal que será divulgado é a semelhança e conexão estreita entre estes processos.

## I) ESPALHAMENTO ELÁSTICO

Mostramos na figura 1 alguns dados experimentais da seção de choque de espalhamento elástico entre  $^{16}\text{O}$  e  $^{28}\text{Si}$  em várias energias (atualmente o que está mostrado é  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$ ). A barreira Coulombiana para este sistema é 21 Mev. Como se pode ver, em baixas energias, a seção de choque na região de ângulos dianteiros é basicamente igual à seção de choque Rutherford  $\sigma_R$ . Em ângulos maiores o fluxo no canal elástico começa diminuir devido à absorção. Este fato é característico das reações entre íons pesados que apresentam dois aspectos bem conhecidos:

a) a forte interação Coulombiana descrita pelo valor elevado de parâmetro de Sommerfeld  $\eta = \frac{z_1 z_2 e^2}{h v}$  onde  $v$  é o valor assintótico da velocidade relativa entre os íons, e

b) a absorção forte.

Em energias mais elevadas, a  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  começa apresentar oscilações na região de ângulos pequenos com o último pico bem mais acentuado depois do qual  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  cai mais ou menos exponencialmente. Em energias ainda maiores encontram-se oscilações mais acentuadas na região de ângulos intermediários. Nesta região  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  fica bem parecido com a mesma no espalhamento com íons leves em energias intermediárias pois apresenta também um máximo em ângulos dianteiros.

Gostaria de apresentar agora algumas interpretações desses fenômenos usando vários modelos como apenas linguagens diferentes. Como se sabe a amplitude de espalhamento elástico pode ser escrita como uma soma de contribuições de várias ondas parciais.

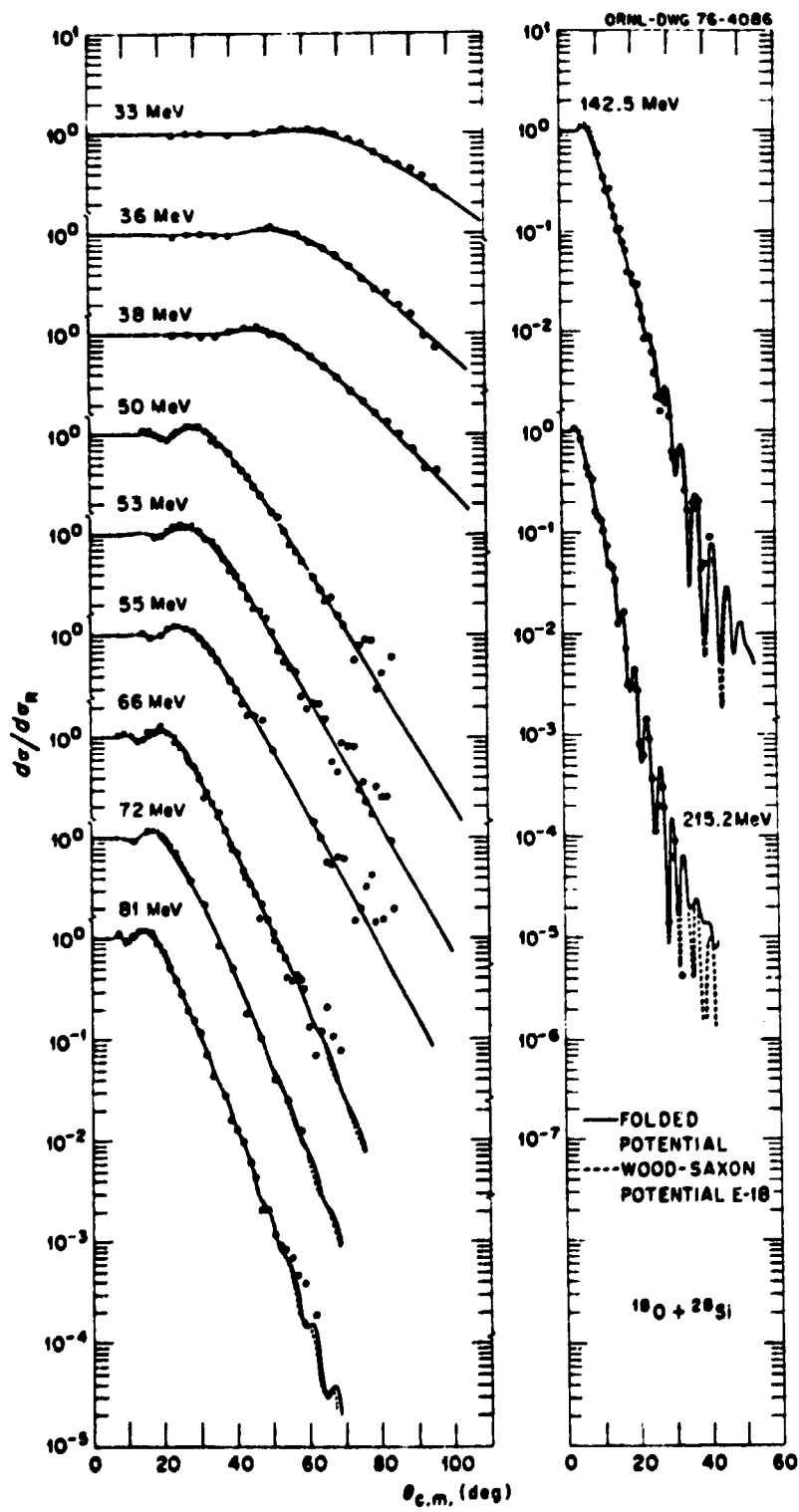


FIG. 1 (Ch...)

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell} (2\ell+1) (e^{2i\sigma_{\ell}} S_{\ell} - 1) P_{\ell}(\cos\theta) \quad (1)$$

onde  $\sigma_{\ell}$  é a defasagem Coulombiana,  $S_{\ell}$  a função - S nuclear e  $k$  o inverso de comprimento de onda na região assintótica. Devido a contribuição de um número bastante grande de ondas parciais, a amplitude  $f(\theta)$  pode ser calculada aproximando a soma por uma integral e tratando  $S_{\ell}$  como uma função de  $\ell$  e  $E$ . Pela mesma razão o polinômio de Legendre  $P_{\ell}(\cos\theta)$ , pode ser aproximado pela forma assintótica<sup>(2)</sup>

$$P_{\ell}(\cos\theta) = \begin{cases} [\frac{1}{2}(\ell+1/2)\pi \sin\theta]^{-1/2} \cos[(\ell+1/2)\theta + \frac{\pi}{4}] & ; \theta > \frac{1}{\ell} \\ (\frac{\theta}{\sin\theta})^{1/2} J_0[(\ell+1/2)\theta] & , 0 \leq \theta \leq \pi - \frac{1}{\ell} \\ e^{-i\pi\ell} (\frac{\pi-\theta}{\sin\theta})^{1/2} J_0[(\ell+1/2)(\pi-\theta)] & ; \pi \geq \theta > \frac{1}{\ell} \end{cases} \quad (2)$$

onde  $J_0(x)$  é a função de Bessel de ordem zero. Com a representação assintótica da função angular, a amplitude,  $f(\theta)$ , pode ser reescrita como:

$$f(\theta) \approx \frac{i}{ik} \int_{\frac{1}{2}}^{\infty} d\lambda \lambda \left[ e^{2i\sigma(\lambda) + \frac{\delta(\lambda)}{N}} \eta(\lambda) - 1 \right]$$

$$\times \begin{cases} \left( \frac{\lambda}{2} \pi \sin \theta \right)^{-1/2} \frac{1}{2} \left[ e^{i(\lambda\theta + \frac{\pi}{4})} + e^{-i(\lambda\theta + \frac{\pi}{4})} \right] \\ \left( \frac{\theta}{\sin \theta} \right)^{1/2} J_0(\lambda\theta) \\ e^{-i(\lambda - 1/2)\pi} \left( \frac{\pi - \theta}{\sin \theta} \right)^{1/2} J_0[\lambda(\pi - \theta)] \end{cases} \quad (3)$$

onde  $\lambda \equiv l + 1/2$  e  $\eta(\lambda) \equiv |S(\lambda)|$  e  $\frac{\delta(\lambda)}{N}$  é a defasagem nuclear. As três formas de amplitude indicadas acima são aproximações que permitem calcular  $f(\theta)$  na região de ângulos intermediários, a região de ângulos dianteiros, e a região de ângulos traseiros respectivamente.

Então podemos, em princípio, tratar toda região angular do espalhamento elástico utilizando a amplitude "semi-clássica" acima. Não foi indicada a validade da aproximação de transformar a soma para uma integral, mas podemos mencionar que tal transformação é rigorosamente válida e normalmente se faz através de soma de Poisson que envolve uma soma infinita de integrais como de (3). Considerando apenas o primeiro termo, Eq(3), na soma de Poisson é sinônimo de dizer que não há "orbiting" entre o projétil e o alvo na região de interação, i.e., não há grande atraso temporal, o que é uma boa aproximação para ions pesados.

A dinâmica do espalhamento está contida na função  $e^{2i\sigma(\lambda)} S(\lambda)$ . Existem na literatura dois modelos diferentes de  $f(\theta)$  baseados em formas diferentes desta função. Para discutir estes modelos é conveniente introduzir a função de deflexão

$$\Theta(\lambda) \equiv 2 \frac{d}{d\lambda} \left[ \sigma(\lambda) + \int_{\lambda}^{\infty} S(\lambda') d\lambda' \right] \quad (4)$$

Esta função é útil porque na consideração da amplitude  $f(\theta)$  pode-se dizer que a contribuição mais importante vem da onda parcial cuja  $\lambda$  corresponde ao parâmetro de impacto no qual  $\sigma(\lambda) + \int_{\lambda}^{\infty} S(\lambda') d\lambda'$  tem o valor mínimo (o método de fase estacionária). Tal considerações são relevantes devido ao fato que a integral em (3) envolve um integrando que oscila rapidamente como função de  $\lambda$ , assim tornando o método de fase estacionária uma boa aproximação para nosso caso (de fato, considerando  $f(\theta)$  como dada pelo método de fase estacionária constitui a retenção do primeiro termo numa série assintótica em  $\frac{1}{\lambda}$  que é um número pequeno para o espalhamento entre ions pesados em energias moderadas).<sup>3)</sup>

Para nossas discussões futuras seria conveniente agora expandir  $2\sigma(\lambda) + 2\int_{\lambda}^{\infty} S(\lambda') d\lambda'$  em torno de  $\lambda_0$  (a posição da fase estacionária)



$$\begin{aligned} \sigma(\lambda) + \delta_N(\lambda) \pm \lambda \theta &\simeq \sigma(\lambda_s) + \delta_N(\lambda_s) \pm \lambda_s \theta \\ &+ \frac{1}{2} \left. \frac{d\theta}{d\lambda} \right|_{\lambda_s} (\lambda - \lambda_s)^2 \\ &+ \frac{1}{6} \left. \frac{d^2\theta}{d\lambda^2} \right|_{\lambda_s} (\lambda - \lambda_s)^3 \end{aligned} \quad (5)$$

onde  $\lambda_s$  é a solução da equação que resulta da condição de fase estacionária i.e.

$$\frac{d}{d\lambda_s} (\sigma(\lambda_s) + 2\delta_N(\lambda_s) \pm \lambda_s \theta) = 0$$

i.e.:

$$\theta(\lambda_s) = \pm \theta \quad (6)$$

No caso de espalhamento nuclear pequeno, i.e.:  $\delta_N(\lambda) \ll \sigma(\lambda)$  equação (6) implicaria a situação mostrada na figura 2, onde, devido a positividade da função de deflexão Coulombiana, somente a raiz  $\theta = +\theta(\lambda_s)$  contribui.

Fig. 2



FIG. 2

Considerando a decomposição de  $P(\lambda, \theta)$  em duas contribuições  $\frac{1}{2} [e^{i[(\lambda + \frac{1}{2})\theta + \frac{\pi}{4}]} + e^{-i[(\lambda + \frac{1}{2})\theta + \frac{\pi}{4}]}]$  a amplitude  $f(\theta)$  pode ser escrita como

$$f(\theta) = f^{(+)}(\theta) + f^{(-)}(\theta) \quad (7)$$

onde  $f^{(+)}(\theta)$  está associada com  $e^{-i\lambda\theta}$  e  $f^{(-)}(\theta)$  com  $e^{+i\lambda\theta}$

e interpretamos estas amplitudes como a amplitude de espalhamento no lado mais próximo ou no lado mais afastado do "núcleo" respectivamente como mostrado na figura abaixo.

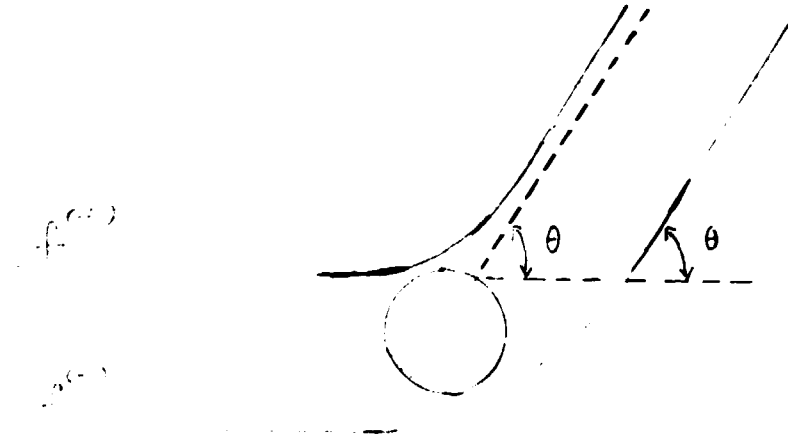


FIG. 3

Cada uma das amplitudes  $f^{(+)}$  e  $f^{(-)}$  contribui numa região angular diferente e na região onde as contribuições de ambas são iguais elas se interferem.

Com as considerações acima podemos partir para as discussões dos dados experimentais utilizando dois modelos diferentes para  $f^{(+)}$  baseados em formas diferentes das funções de reflexão nuclear  $f_N(\lambda)$  e de absorção  $\eta(\lambda)$

## II) A AMPLITUDE $f^{(+)}(\theta)$

### II.1.a) O modelo de Fresnel<sup>2-5)</sup>

Considerando uma forma de  $\gamma(l)$  como na fig. (4), que representa uma absorção forte e súbita a partir de um dado  $\lambda_c = l_c + \frac{1}{2}$  e uma interação nuclear bem fraca dando uma função de deflexão como na fig. (5), encontra-se a seguinte expressão para  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  na região angular onde  $f^{(+)}(\theta)$  é dominante:

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R} = F(\theta - \theta_{1/4}) \quad (8)$$

onde

$$\theta_{1/4} = 2 \arctg \frac{\lambda}{l_c}$$

A forma de  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  é dada pela função de Fresnel  $F(\theta - \theta_{1/4})$  que apresenta oscilações em  $\theta < \theta_{1/4}$  e tem valor 0.25 no  $\theta = \theta_{1/4}$

Na região  $\theta \ll \theta_{1/4}$  uma possível aproximação de função

$F(\theta - \theta_{1/4})$  é

$$F \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\exp[i(u^2 + \pi/4)]}{\sqrt{\pi} |u|}$$

onde

$$u \equiv \left(-\frac{1}{2} \theta'\right) (l_c - l) \quad (9)$$

;  $\theta \ll \theta_{1/4}$

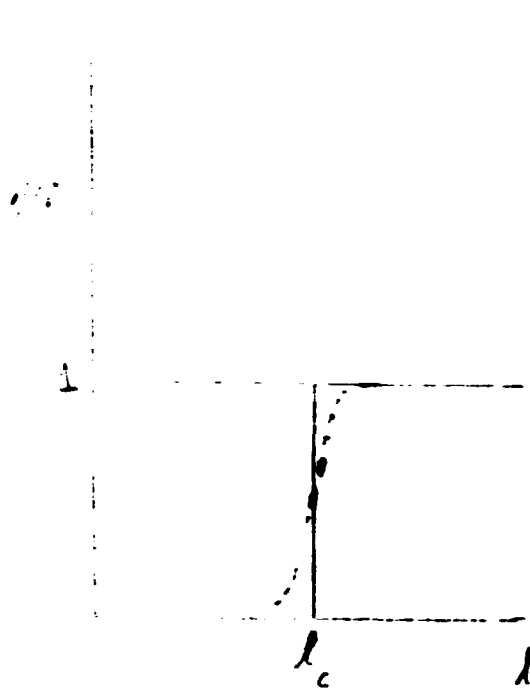


FIG. 4

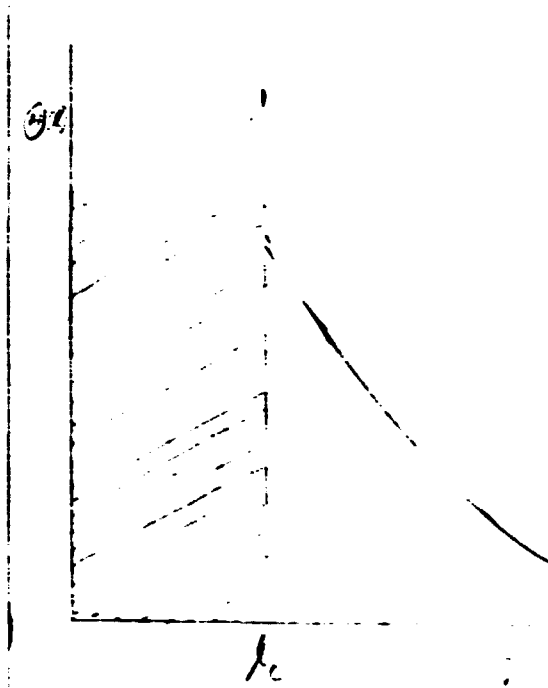


FIG. 5

que, como pode ser visto, mostra as oscilações nesta região angular. O período angular,  $\Delta\theta$ , destas oscilações, pode ser calculado a partir da equação (9) dando (veja figura 6)

$$\frac{(l_c - l_1)^2}{1 + \left(\frac{l_1}{\gamma}\right)^2} - \frac{(l_c - l_2)^2}{1 + \left(\frac{l_2}{\gamma}\right)^2} = 2\pi\gamma \quad (10)$$

onde

$$l_1 = \gamma \cot \frac{\theta_1}{2}$$

$$l_2 = \gamma \cot \frac{\theta_2}{2}$$

e

$$\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$$

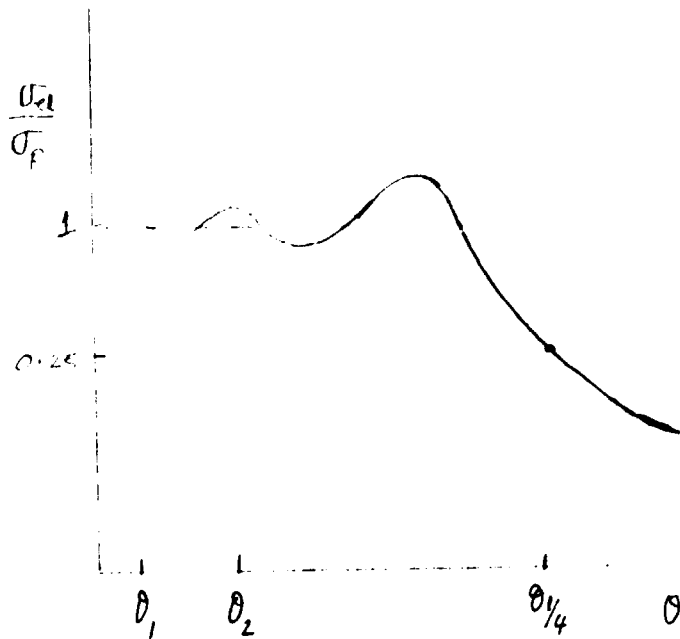


FIG. 6

Então dando  $\theta_1, \theta_2$  (a partir dos dados) em princípio podemos calcular  $l_c$  e comparar com a regra de 1/4 i.e.  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_T}(\theta_{1/4}) = \frac{1}{4}$ . Uma fórmula mais precisa pode ser achada usando uma aproximação melhor para  $F(\theta - \theta_{1/4})$  é válida em  $\theta < \theta_{1/4}$

$$(\theta_1 - \theta_2) l_c = 2\eta \ln \frac{\sin \theta_1/2}{\sin \theta_2/2} - 2\pi \quad (ii)$$

É interessante notar que  $l_c$  calculado a partir da equação acima coincide com  $l_c$  extraído a partir da equação  $l_c = \frac{3}{2} \cot \frac{\theta_{1/4}}{2}$ . Isto mostra que tanto a queda da seção de choque em  $\theta \geq \theta_{1/4}$  como as oscilações em  $\theta \ll \theta_{1/4}$  são determinadas por  $l_c$ . É óbvio que este modelo é bastante grosseiro e Frahn o generalizou para incluir os efeitos nucleares como também absorção menos abrupta (smooth cut-off model) Frahn conseguiu bom ajuste

de vários dados de espalhamento elástico na região perto do ângulo  $\theta_{1/4}$  como também na região dos ângulos dianteiros com seu modelo de Fresnel generalizado <sup>5)</sup>.

## II.1.b) O MODELO DE ARCOÍRIS <sup>6-11)</sup>

Neste modelo os efeitos nucleares são considerados importantes tal que a função de deflexão típica pode ser dado como na figura (7). O ângulo  $\theta_R$  onde  $\Theta$  apresenta mínimo (ou máximo) chama-se ângulo de arcoíris. Para  $\theta > \theta_{1/4}$  não há espalhamento (classicamente) e esta região se chama a região classicamente proibida. Para  $\theta < \theta_{1/4}$  há, pelo menos, duas trajetórias (dois valores de  $\ell$ ) para cada ângulo. Estas trajetórias se interferem dando a estrutura encontrada na  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  em ângulos pequenos (veja figura (7) e figura (8))

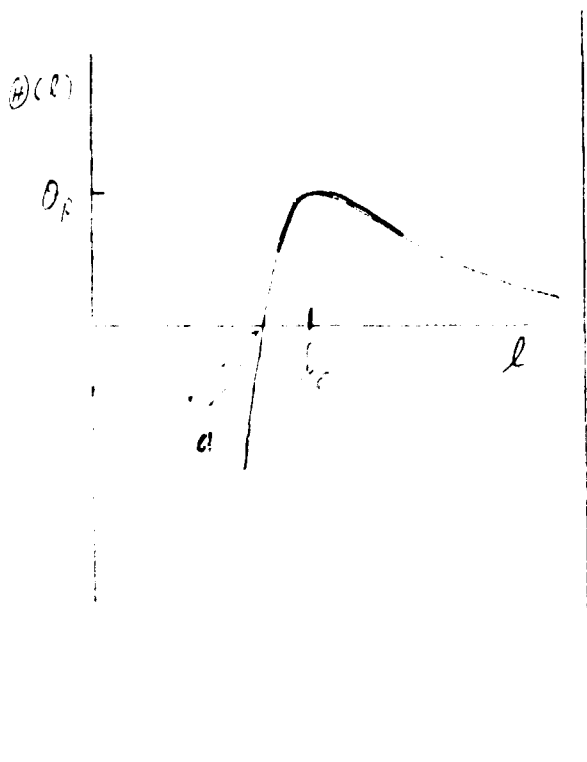


FIG. 7

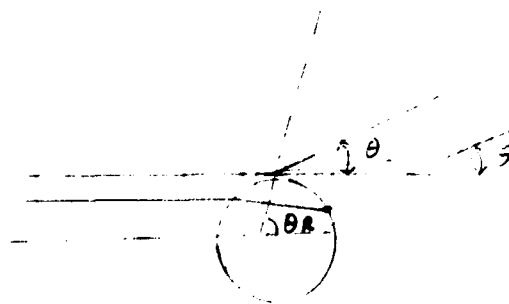


FIG. 8

Então podemos escrever  $f^{(+)}(\theta)$  na região  $\theta < \theta_R$  como

$$f^{(+)}(\theta) = f_R(\theta) + f_N(\theta) \quad ; \quad \theta < \theta_R \quad (12)$$

onde  $f_R(\theta)$  é a contribuição de onda Coulombiana e  $f_N(\theta)$  é a contribuição da onda refratada.

A decomposição acima pode ser derivada a partir da equação (1) considerando

- 1) Uma forma  $\Theta(1)$  semelhante da fig. (7)
- 2) Uma absorção fraca na região da interação (superfície) e forte no "inferior" do sistema nuclear
- 3) Expandindo  $\sigma(\theta) \approx \sigma(c) - l\theta$  em torno do máximo em  $\Theta(c)$
- 4) Calculando a integral com o método de fase estacionária.

Com a aproximação (3) daria uma seção de choque como a seguinte

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R} = 1 + \frac{\sigma_N}{\sigma_R} + 2 |f_R|/|f_N| \sin \delta(\theta) \quad (13)$$

onde  $\delta(\theta)$  é a defasagem entre as duas amplitudes  $f_R(\theta)$  e  $f_N(\theta)$ . É interessante observar que o período angular das oscilações na região  $\theta < \theta_R$  neste modelo é dado por uma expressão semelhante a equação (11)

$$(\theta_1 - \theta_2) l_q \approx \left( 2 \gamma \ln \frac{\sin \theta_1/2}{\sin \theta_2/2} - 2\pi \right) \quad (14)$$

onde  $l_q$  é o momento angular do "orbiting" (indicado na figura (7)) que é bem próximo ao  $l_c$ .

Para angulos perto do  $\theta_R$  a expressão (13) não é mais válida e precisa-se usar uma aproximação melhor (em  $\theta = \theta_R$  a ex-

pressão (13) apresenta uma singularidade) tal aproximação mais refinada chama-se aproximação de Airy . Não vou entrar em detalhes (veja ref. (7)) mas gostaria de mencionar que a aproximação de Airy prevê uma seção de choque na região  $\theta > \theta_R$  decrescente como  $e^{-\theta^{3/2}}$ . Como pode-se ver ambos os modelos de Fresnel e do arcoíris preveem as oscilações em  $\theta < \theta_{1/4}$  (ou  $\theta_R$ ) com o mesmo período angular. Os dois modelos, porém, preveem comportamentos diferentes da  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  na região de sombra. No modelo de Fresnel  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R} \sim e^{-\theta}$  enquanto no modelo de arcoíris  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R} \sim e^{-\theta^{3/2}}$ . Então a região angular que permitiria distinguir entre as duas interpretações (a difração devida a absorção (Fresnel) e a refração devida a atração nuclear (arcoíris)) é a região de sombra onde  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  é bem pequena. Portanto é difícil de ter medidas bastante precisas da seção de choque  $\sigma_e$  na região de queda o que torna a escolha entre os dois modelos um pouco difícil.

## II.2) A AMPLITUDE $f^{(-)}(\theta)$

Como pode-se ver nos ângulos  $\theta \geq \theta_{1/4}$  e em energias mais elevadas  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  apresenta oscilações cujas larguras são bem menores do que as larguras das oscilações na região dos ângulos dianteiros. Este fenômeno pode ser interpretado como uma difração de Fraunhofer envolvendo a interferência entre  $f^{(+)}(\theta)$  e  $f^{(-)}(\theta)$ . De fato, calculando a diferença entre os percursos óticos da  $f^{(+)}(\theta)$  e  $f^{(-)}(\theta)$  (veja fig.(3)) pode-se achar o período angular

$$\Delta\theta \sim \frac{\pi}{k(R_1 + R_2)} \quad (15)$$



Comparando a fórmula acima com  $\Delta\theta$  experimental verifica-se que nossa interpretação acima é bem razoável.

É importante lembrar que a difração de Fraunhofer está sempre presente só que na região de ângulos pequenos em baixa energia é difícil observar devido o domínio total do  $f^{(+)}$ .

Para que  $f^{(+)}$  e  $f^{(-)}$  interferem elas tem que ter módulos comparáveis o que é normalmente possível só em energias suficientemente altas para que o parâmetro de Sommerfeld seja pequeno, e os efeitos nucleares tornam-se mais eficazes. É óbvio que isto deve ser o caso desde que a amplitude  $f^{(-)}$  representa uma trajetória que sente bem a força nuclear de tal maneira que ela (a trajetória) sofra um desvio para ângulos positivos (isto necessita também uma absorção fraca na superfície, veja a discussão sobre o potencial ótico). A analogia com o espalhamento com ions leves é bem clara se lembramos que em ambos os casos os parâmetros de Sommerfeld é pequeno e a absorção é forte <sup>2)</sup>.

## II-3) O POTENCIAL ÓTICO

Várias análises dos dados de espalhamento elástico entre ions pesados foram feitas usando o modelo ótico. Os potenciais óticos usados apresentaram ambiguidades no sentido que o mesmo conjunto de dados pode ser ajustado com potenciais diferentes que tem em comum apenas o fato de que todos eles cruzam entre si num determinado ponto bem próximo da distância de maior aproximação da trajetória do arcoiris <sup>12)</sup>. Isto mostra que, pelo menos em pequenos ângulos, a seção de choque elástica fornece informações sobre a parte real do potencial de interação entre os ions somente num ponto na região da superfície. A figura 9 mostra alguns potenciais que foram usados para ajustar os dados do sistema  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ . A distância onde eles se cruzam é dada mais ou menos por

$$D \cong \frac{2}{k} \left( 1 + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2} \right) \quad (16)$$

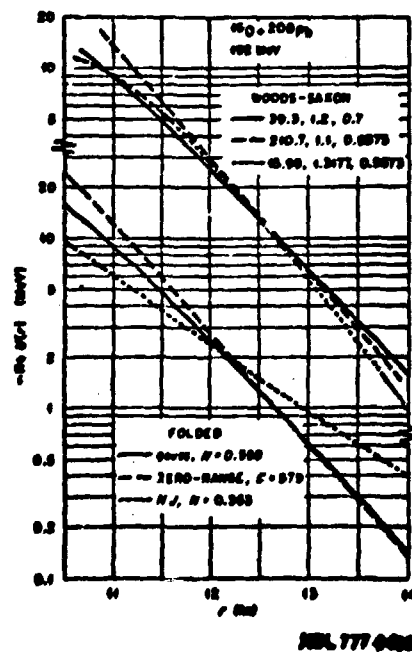


FIG. 9

Christensen e Winther <sup>13)</sup> usaram o modelo de arcoíris e a teoria de perturbação clássica para mostrar estes fatos também. Tudo isto implica que o espalhamento elástico nesta região angular é basicamente determinado pela parte real do potencial. Christensen e Winther compararam os resultados obtidos através da teoria acima com vários potenciais e acharam que um potencial empírico dado por

$$\begin{aligned}
 V_N(r) &= 50 \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \exp\left[-\frac{r - R_1 - R_2}{a}\right] \text{ [MeV]} \\
 ; R_i &= [1.233 A_i^{1/3} - 0.978 A_i^{-1/3}] \text{ [fm]} \\
 ; a &= 0.63 \text{ [fm]} \quad (17)
 \end{aligned}$$

reproduz os dados também. (O ponto comum entre estes potenciais como também o potencial empírico acima é que todos eles cruzam entre si num ponto  $r \sim D_R$ ; a distância de maior aproximação da trajetória de arcoíris). Um resultado interessante, que também foi obtido por Christensen e Winther, é que o raio da barreira Coulombiana é dado pela fórmula empírica:

$$r_B = [1.07 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2.72] \text{ [fm]} \quad (18)$$

Para maiores detalhes deste trabalho importante veja o artigo original <sup>13)</sup> .

#### II.4) ESPALHAMENTO ELÁSTICO NA REGIÃO ANGULAR TRAZEIRA

Como podemos ver a seção de choque elástica em ângulos dianteiros não fornece muitas informações sobre o potencial ion-ion. Irdo para ângulos maiores de  $\theta/4$  nós já podemos ver alguns detalhes da absorção. Na região de difração de Fraunhofer é óbvio que se nossa interpretação é correta, i.e., se as oscilações são realmente devido a interferência entre  $f^{(+)}$  e  $f^{(-)}$  então a absorção na superfície não deve ser muito forte. Isto é necessário para que  $f^{(-)}$  consegue escapar de ser absorvida. Podemos dizer também que o potencial nuclear é bem sentido por estas trajetórias de menor parâmetro de impacto.

Para tirar mais informações sobre o potencial ion-ion é necessário estender as medidas de espalhamento elástico até ângulos ainda maiores i.e, até  $\theta = 180^\circ$ . Nas figuras 10.a e 10.b mostraremos alguns dados recentes de  $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{32}\text{S}$  e  $^{12}\text{C} + ^{32}\text{S}$ . Na região angular trazeira  $\sigma_{el}$  é dominada pela contribuição de trajetórias de pequeno parâmetro de impacto, i.e., de valor menor de distância de maior aproximação. Os dados mostram dois fatos: o primeiro é o crescimento da seção de choque na região próxima ao  $\theta = 180^\circ$  e o segundo fato são as oscilações bem acentuadas. Podemos citar duas interpretações destes fenômenos:

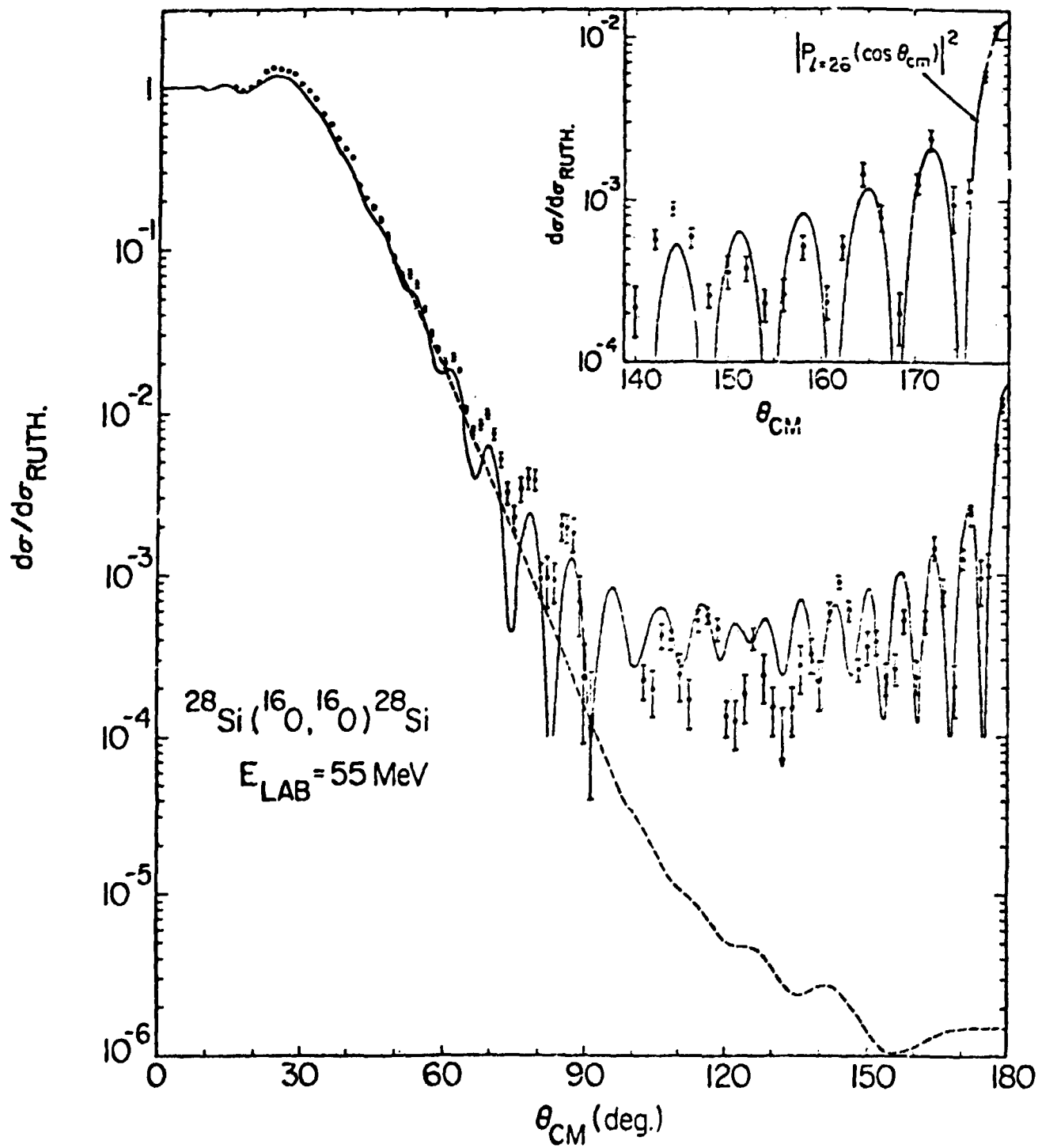
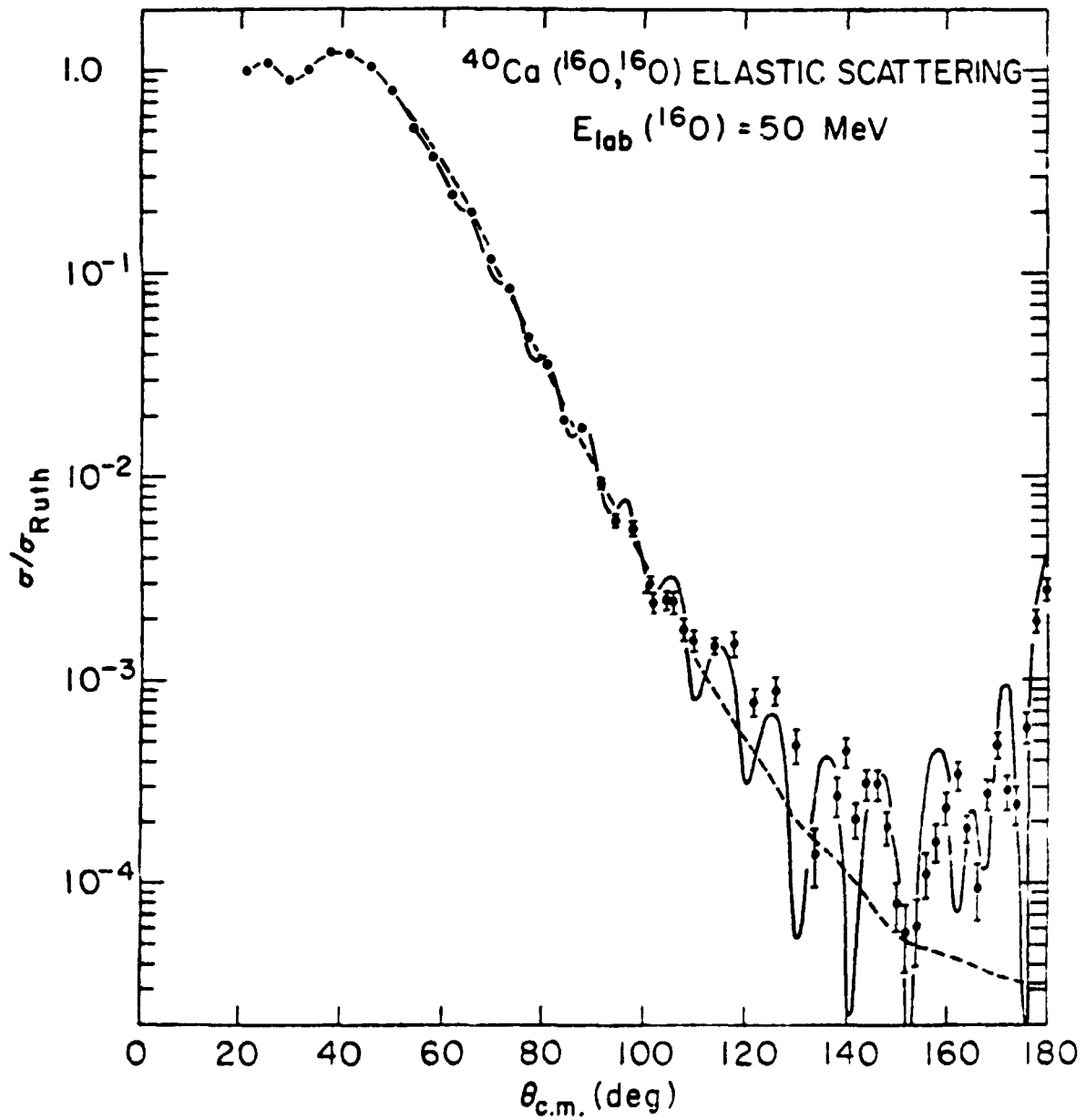


FIG. 10 u

FIG. 10 b <sup>15)</sup>

II.4a) Ressonâncias quasi-moleculares (polos de Regge): <sup>18)</sup>

Interpretando as oscilações na  $\overline{\sigma}_{el}$  em  $\theta = 180^\circ$  como sendo ressonâncias implicaria numa absorção não tão forte na região da superfície. Um potencial imaginário que foi usado para este fim é o potencial "surface transparent" <sup>14)</sup>. A súbita queda do potencial (i.e., uma difusividade pequena) fornece um mecanismo para explicar o crescimento da  $\overline{\sigma}_{el}$  em ângulos trazeiros. Este mecanismo é a reflexão quântica devido a absorção súbita. A presença de absorção fraca na superfície aumenta a possibilidade de "orbitting". O estado de "orbitting" quantizado é chamado ressonância acima da barreira <sup>19)</sup>. Tais estados podem ser considerados como estados de entrada para a formação das ressonâncias quasi-moleculares. Para formar uma ressonância quasi-molecular a absorção dentro do poço do potencial efetivo não deve ser muito forte para permitir reflexão múltipla.

De fato, os dados mostrados acima foram ajustados com um polinômio de Legendre:  $|P_{l \sim l_c}(\cos\theta)|^2$  o que fornece, em princípio, uma evidência favorável à interpretação apresentada (o modelo do polo de Regge que emprega uma  $\eta(l)$  como na figura (11) preve uma distribuição angular dominada por um polinômio de Legendre  $P_{l_p}(\cos\theta)$  onde  $l_p$  é a posição do polo). Além disso, as ressonância quasi-moleculares implicam oscilações na função de excitação medida em  $\theta \sim 180^\circ$  (fig. (12)).

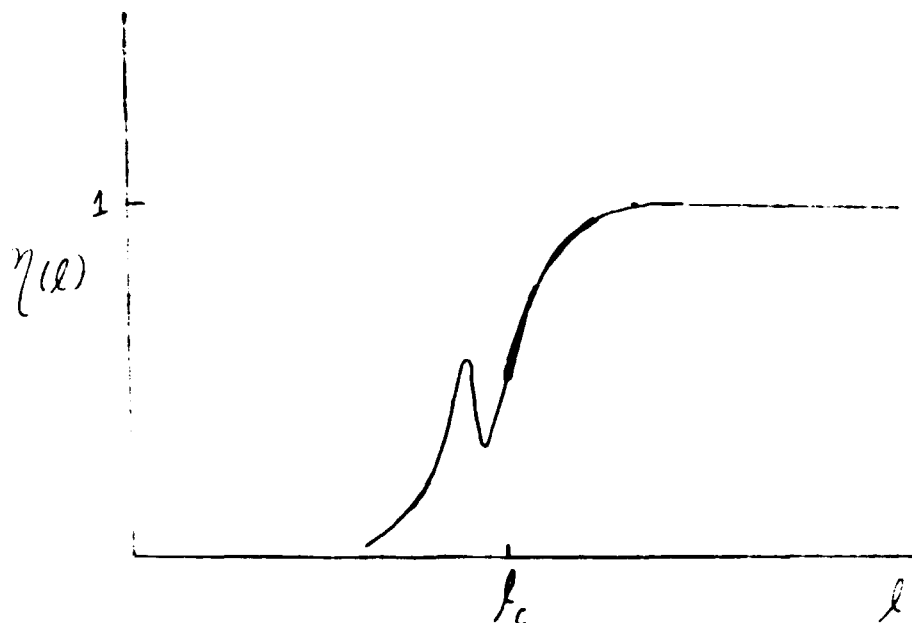


FIG. 11

Parece, porém, que não somente um estado de entrada simples que está envolvido nesse fenômeno pois não existe uma correlação bem clara entre as funções de excitação para os vários canais (veja a contribuição do W.Mittig).

II.4b) O modelo de gloria nuclear <sup>ib, 17)</sup>

A idéia atrás da forma da  $\eta(l)$  vista na fig. (4) é de que há reflexão somente no ponto de retorno externo do potencial efetivo. Em princípio há também contribuição, do lado in-



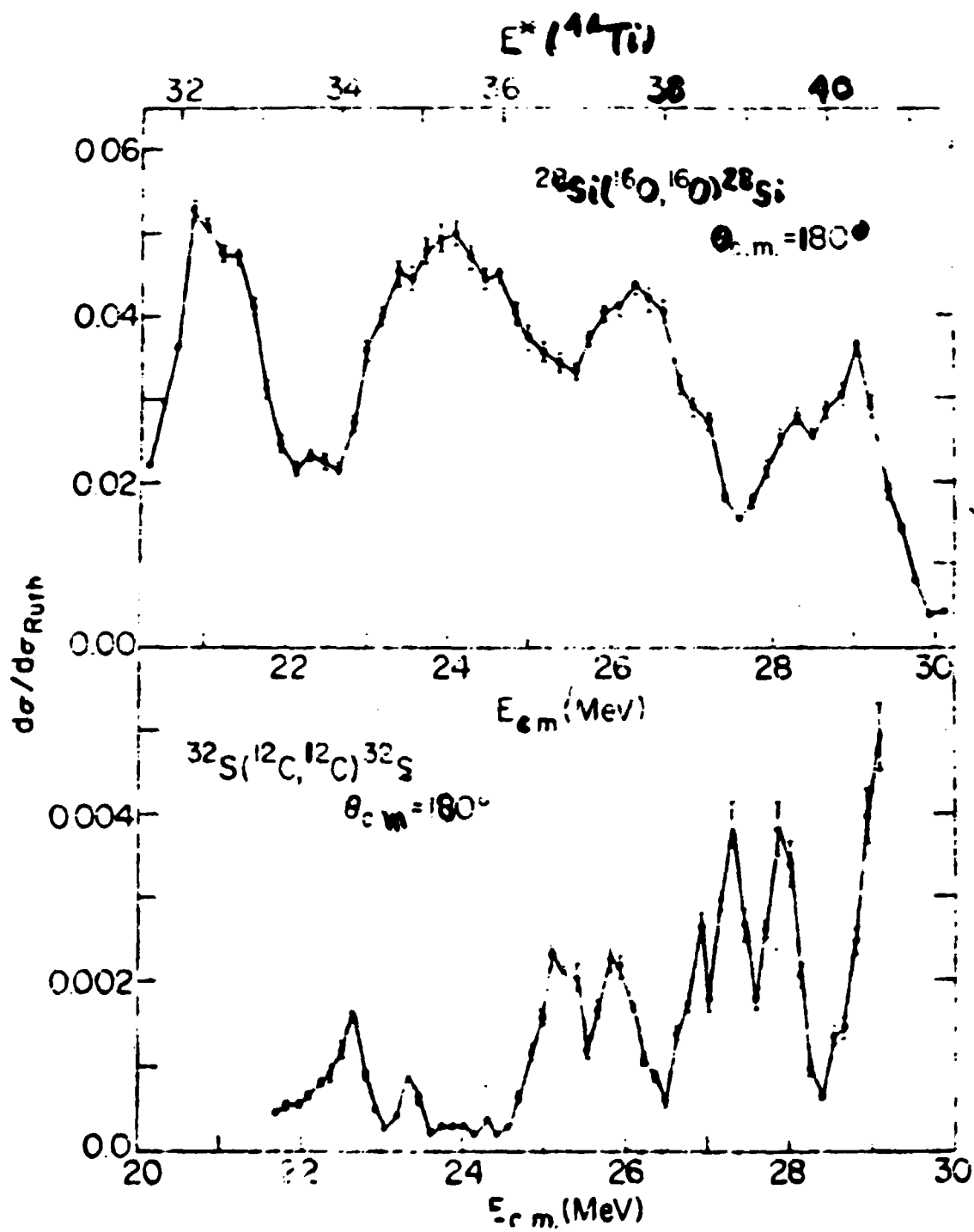


FIG. 12

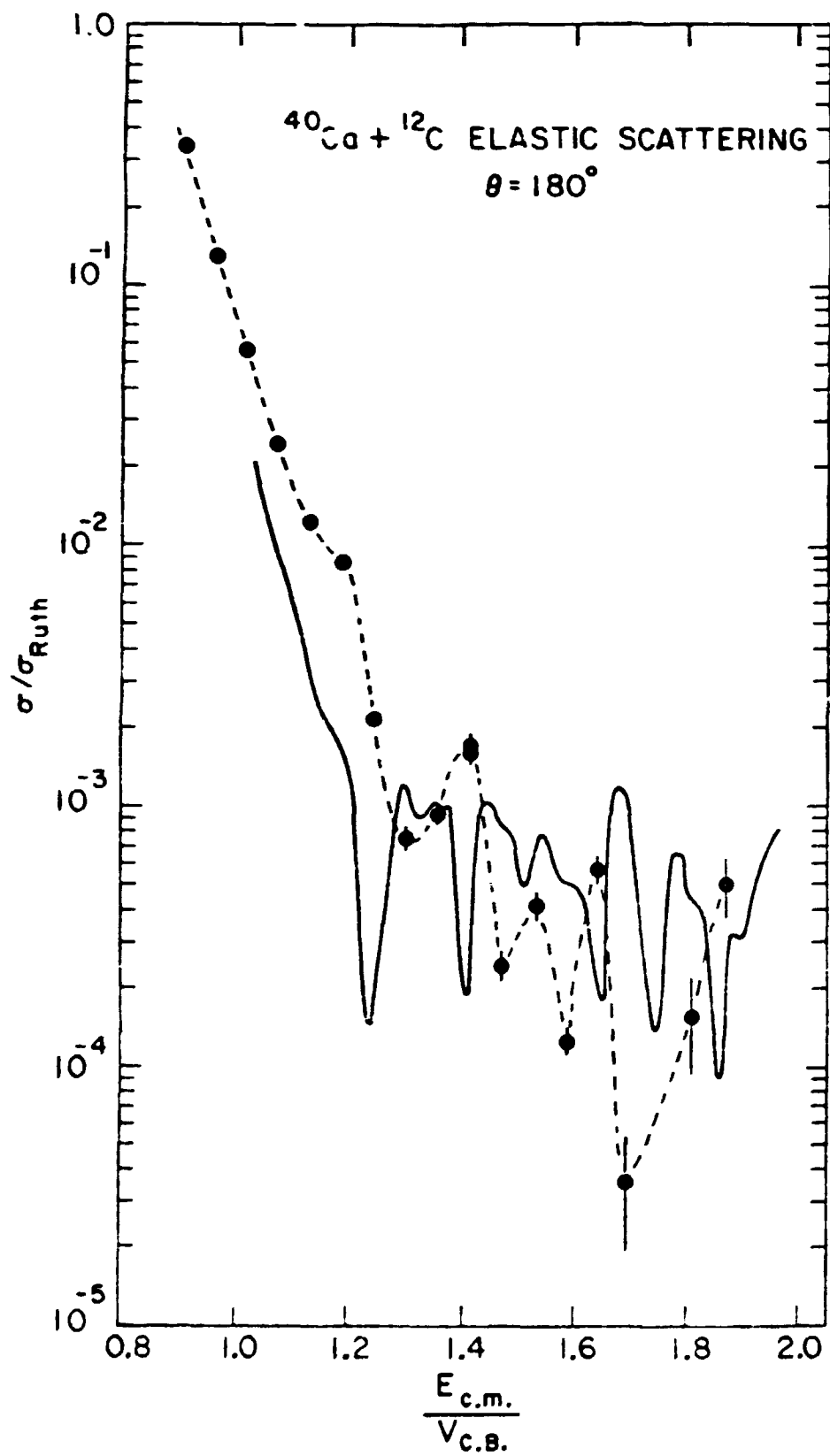


Figure 12

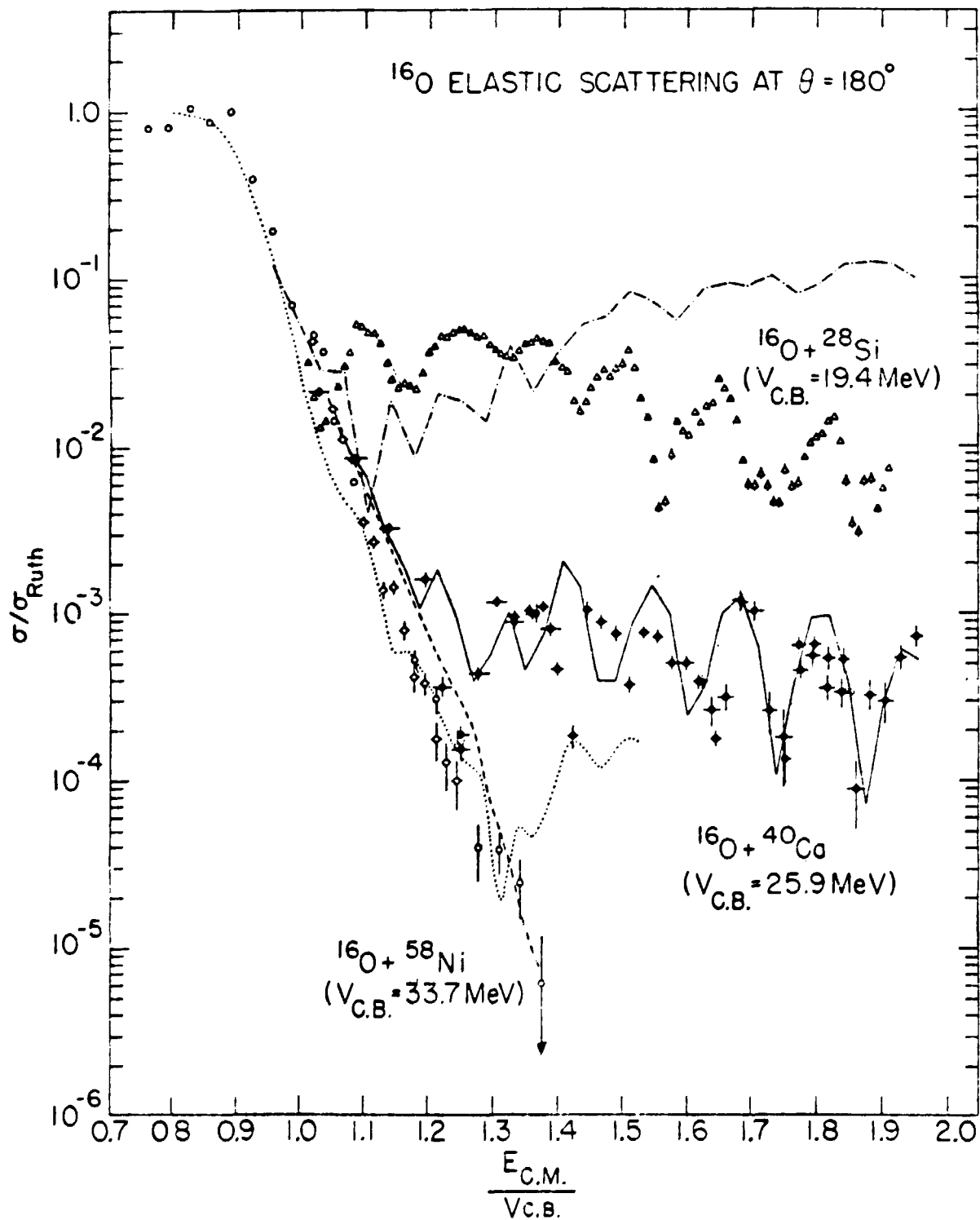


Figure 12

terno (veja fig. (13)). Devido à absorção na região do poço se espera que a reflexão múltipla não é tão importante. Então a função S-nuclear contém realmente dois termos:  $S_{EX}$  cujo módulo é mostrado na fig. (4) e  $S_{IN}$  que representa a onda refletida no ponto de retorno interno. A amplitude  $S_{IN}$  certamente contém contribuição somente das ondas de pequenos momentos angulares. Na região onde  $|S_{EX}|$  e  $|S_{IN}|$  são comparáveis se espera que elas se interferem dando uma estrutura na  $|S|$  total que aparecem na  $\sigma_{el}$  como oscilações na região de ângulos traseiros (Fig. (14)). Este fato pode ser visto considerando a forma assintótica da  $P_l(\cos\theta)$  válida no  $\theta \cong 180^\circ$ , i.e.,  $P_l(\cos\theta) \propto J_0[(l+1/2)(\pi-\theta)]$  e calculando  $f(\theta \sim \pi)$  usando o método de fase estacionária. O crescimento da  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  é devido à presença de  $S_{IN}$  i.e. contribuições de pequenos  $l$  (16). Como se pode ver tanto o modelo de gloria nuclear como o modelo de polo de Regge prevem as oscilações na  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$  em  $\theta \sim 180^\circ$  como também o crescimento da seção de choque.

Em princípio seria possível distinguir entre as duas interpretações através do estudo detalhado e preciso da dependência com  $l$  destas seções de choque oscilantes. No modelo de polo de Regge o que se faz normalmente é considerar que  $S'(l)$  é dada por uma soma de um termo de fundo e um termo de polo. A posição do polo,  $l_p$ , é uma quantidade que não depende do ângulo. Então a interferência entre o termo de fundo e o termo de polo é determinado por um momento angular independente do ângulo. No caso do modelo de gloria nuclear a interferência entre  $S_{EX}$  e  $S_{IN}$  é determinada por um momento angular  $l_g(\theta)$  (seria o momento angular que corresponde ao ponto de fase estacionária do integrando da  $f(\theta)$ ) que depende do ângulo. Então analisando dados onde a interferência acima pode ser testada pode, em princípio,

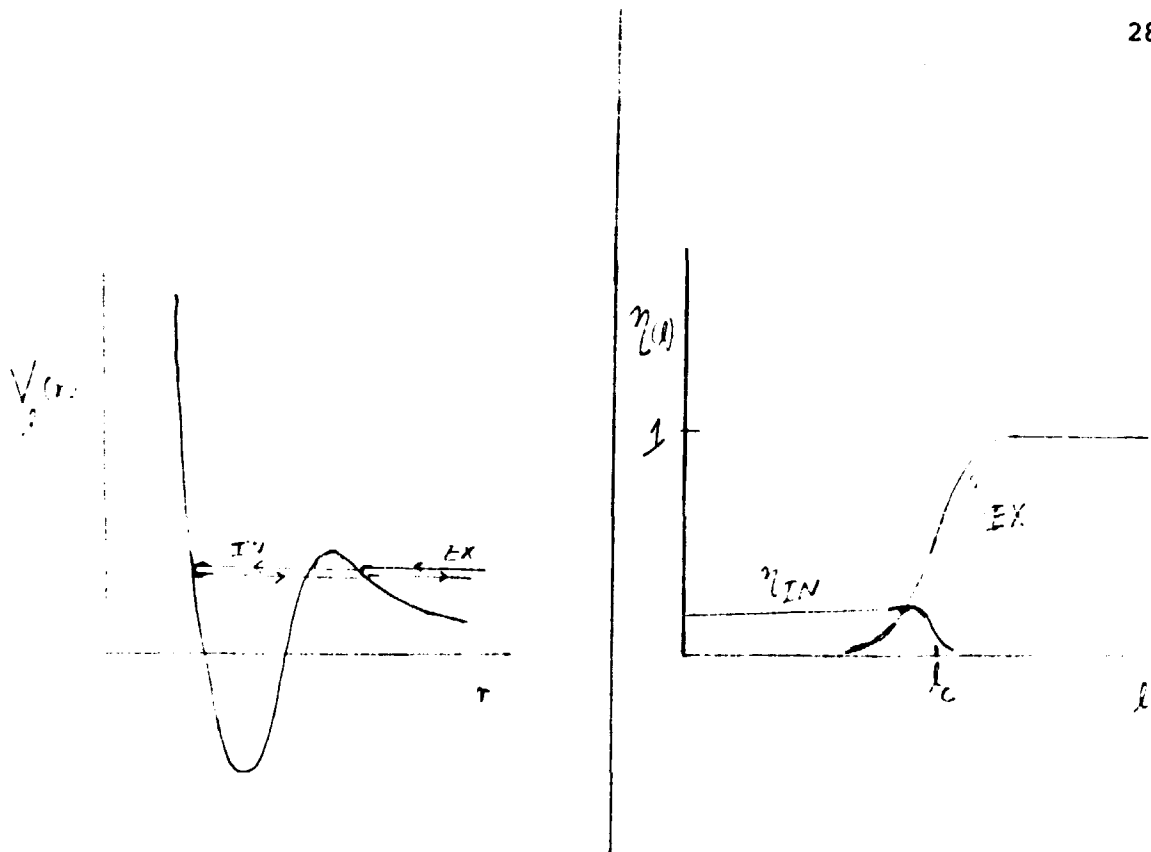


FIG. 13

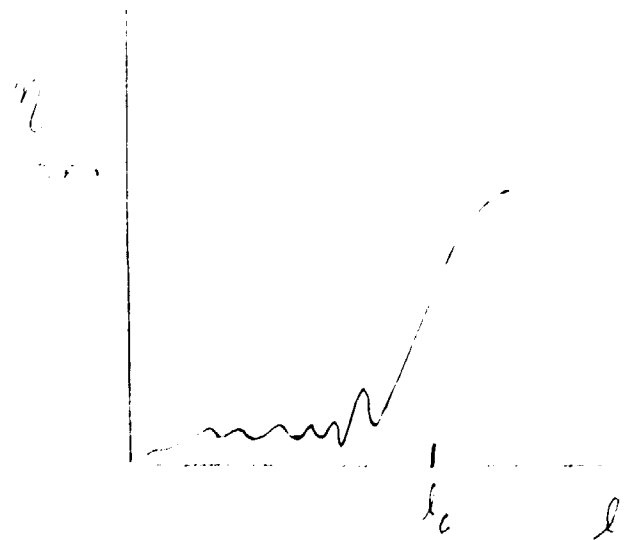


FIG. 14

fornecer informações sobre o mecanismo envolvido.

Foram feitas análises com potenciais óticos para ajustar os dados acima <sup>14)</sup>. O potencial "surface transparent" parece bem capaz de reproduzir os dados. Os dados de  $\sigma_{el}$  em  $\theta \sim 180^\circ$  apresentam mais uma evidência de que realmente a região da superfície é transparente. Além disso, os dados em  $\theta \sim 180^\circ$  são sensíveis à escolha do raio Coulombiano  $R_C$  que aparece no potencial ótico

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad r \geq R_C \quad (17)$$

$$= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2 R_C} \left[ 3 - \left( \frac{r}{R_C} \right)^2 \right] \quad r \leq R_C$$

Isto é esperado pois o fenômeno de espalhamento em  $\theta \sim 180^\circ$  envolve momentos angulares pequenos implicando numa aproximação maior ao centro da interação.

Gostaria agora de apresentar dados de espalhamento elástico em alvos deformados. Toda essa discussão anterior foi sobre processos descritos por um potencial de interação esfericamente simétrico. Encontra-se no caso de alvo deformado um potencial deformado. Além disso, a presença de excitação Coulombiana mesmo em baixas energias implicaria a necessidade de usar a teoria de canais acoplados para analisar os dados. Isto certamente complicaria a extração não ambigua de um conjunto de parâmetros do potencial ótico. Na figura (15) mostramos os dados de espalhamento elástico dos sistemas  $^{18}\text{O} + ^{184}\text{W}$  em  $E_{Lab} = 90$  MeV e  $^{12}\text{C} + ^{184}\text{W}$  em  $E_{Lab} = 70$  MeV <sup>20)</sup>. Também mostrados são os dados do sistema  $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  ( $E_{Lab} = 90$  MeV) apenas para comparação <sup>22)</sup>.

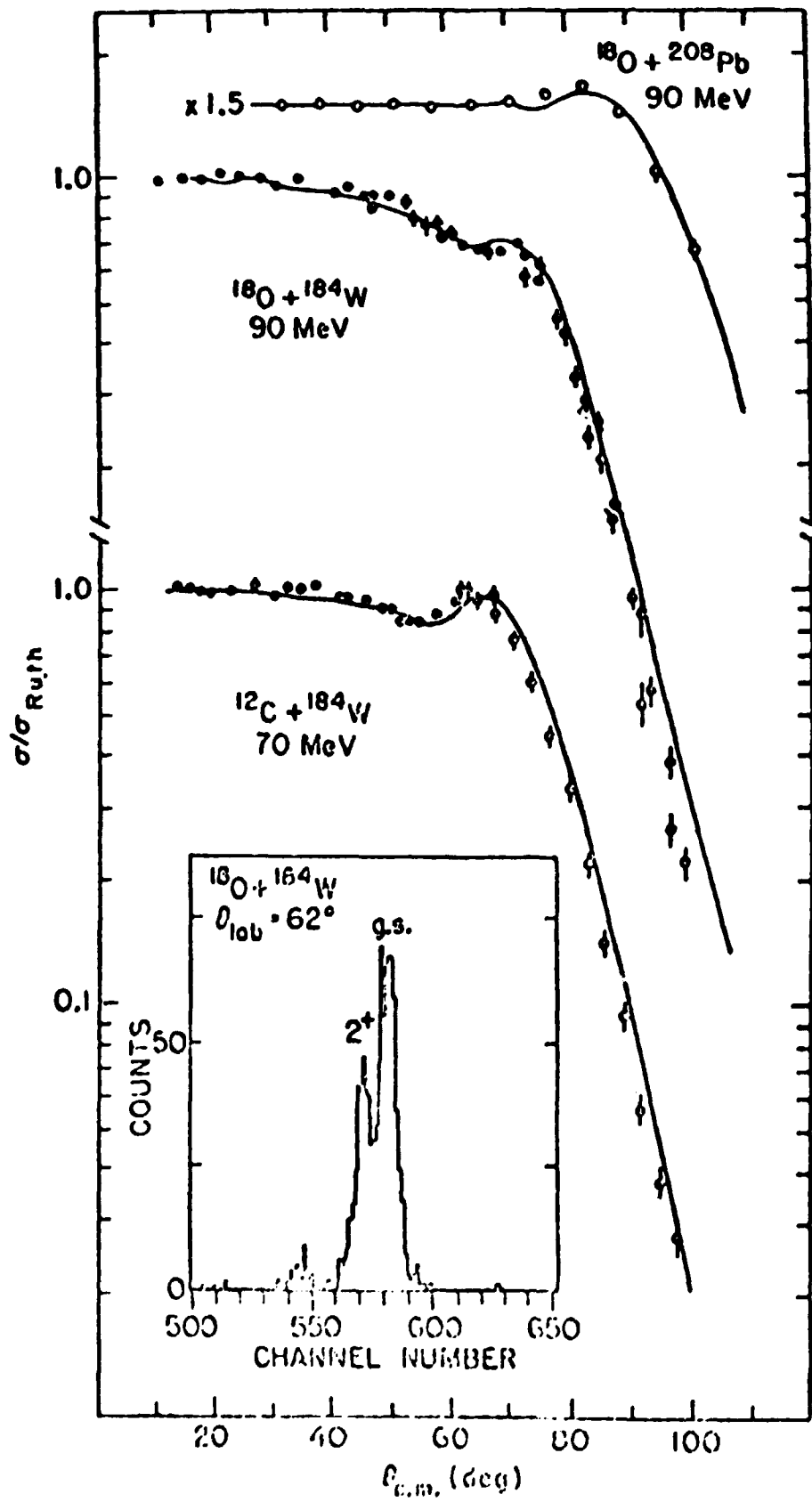


FIG. 15

Como se pode ver, no caso do núcleo deformado,  $^{184}\text{W}$ , a seção de choque elástica começa ser menor do que  $\sigma_R$  já desde ângulos bem pequenos. Isto é uma consequência da presença da absorção de longo alcance devido à excitação Coulombiana.

É interessante tentar analisar estes dados com um modelo porque assim se pode, em princípio, determinar o valor  $B(\epsilon_2)$  diretamente dos dados de espalhamento elástico. Além disso, tal cálculo de modelo ótico custa menos do que o de canais acoplados.

Para que isso seja possível é necessário achar a parte do potencial ótico que reflete os efeitos dos canais inelásticos que são fortemente acoplados ao canal elástico. No caso de excitação Coulombiana em energias abaixo da barreira (o que acontece no  $^{18}\text{O} + ^{184}\text{W}$ :  $E_{\text{Lab}} = 90 \text{ MeV}$ ), Love e outros <sup>21)</sup> e Baltz e outros <sup>22)</sup> calcularam tal potencial usando a teoria de perturbação. O potencial local equivalente de Baltz e outros <sup>22)</sup> tem a forma:

$$W_l^{(2)}(r) = \frac{a_l}{r^3} + \frac{b_l}{r^4} + \frac{c_l}{r^5} \quad (20)$$

onde os coeficientes  $a_l$ ,  $b_l$  e  $c_l$  dependem do momento angular, da energia no centro de massa,  $E$ , o parâmetro de acoplamento quadrupolar  $q \equiv \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\hbar v a^2}$  (onde  $a$  é a metade da distância de maior aproximação para colisão frontal) e o parâmetro de Sommerfeld  $\eta$ . É interessante ver que devido a dependência forte com  $l$  do potencial acima, o termo de alcance maior é  $\frac{c_l}{r^5}$ .

Obviamente o potencial acima é válido somente para valores pequenos do  $q$ . No caso de sistemas mais pesados,  $q$  torna maior indicando que as excitações Coulombianas múltiplas ficam importantes e assim necessitando um outro potencial,  $W_l^{(2)}(r)$ , que contém os efeitos das excitações Coulombianas múltiplas para tratar o espalhamento elástico. <sup>23)</sup> Tal potencial foi calcu-



lado recentemente usando métodos semiclássicos <sup>24)</sup>. Como se pode ver na figura (17) o potencial  $W(r)$  oscila com  $q$  indicando claramente os efeitos de muitos canais  $l=0$  <sup>(2)</sup>. A diferença entre  $W_l^{(2)}$  do Baltz e outros <sup>22)</sup> e o  $W_l^{(4)}$  de <sup>24)</sup> pode ser vista na figura (16) que representa graficamente os termos envolvidos em  $W_l^{(2)}(r)$  e em  $W_l^{(4)}(r)$

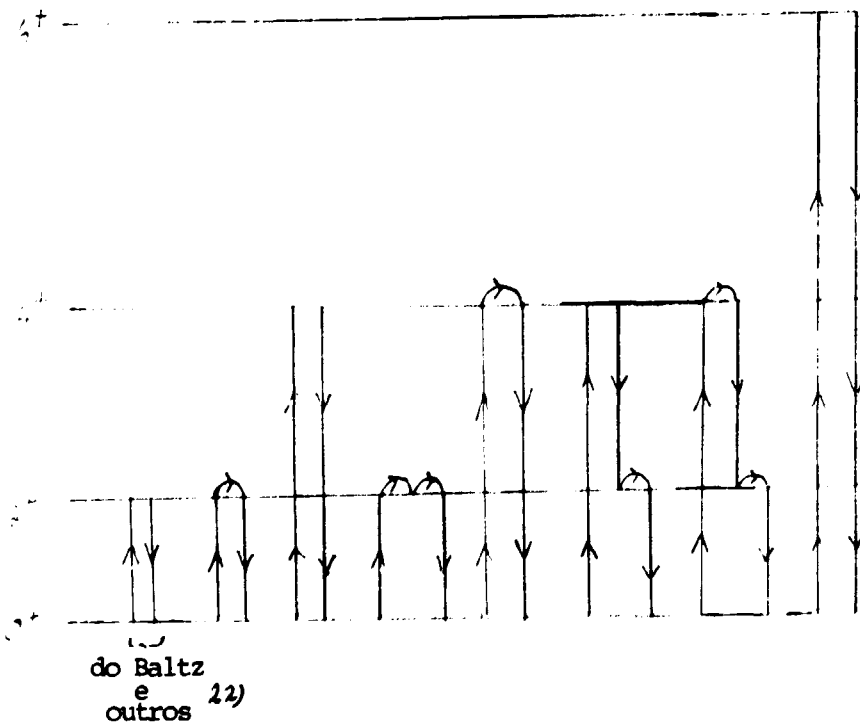


FIG.16

Através dos dados de espalhamento elástico analisados com o potencial  $W_p^{(r)}$  em núcleos deformados é possível, em princípio, determinar o valor  $B(E2)^\uparrow$ . É bom lembrar que a parte real do potencial  $W_p^{(r)}$  é bem menor do que a parte real do potencial esférico (basicamente a parte real do potencial Wood-Saxon esférico + a parte monopolo-monopolo do potencial Coulombiano). De fato  $Re W_p^{(r)}$  é quase 1% da interação monopolo-monopolo. Isto implica que a reflexão devido a  $W_p^{(r)}$  é desprezível assim dando uma indicação de que  $Im W_p^{(r)}$  age apenas como amortecedor da  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$ . Então as posições dos máximos na região de ângulos pequenos (as oscilações de Fresnel) são ainda determinados pelo  $l_c$  como antes. O ângulo  $\theta_{1/4}$  não está mais relacionado com  $l_c$  como nos casos anteriores, i.e. o ângulo  $\theta_c = 2 \arctg \frac{2}{l_c}$  é diferente de  $\theta_{1/4}$ . Calculando a partir dos dados experimentais,  $\frac{\sigma}{\sigma_R}(\theta_c)$  que pode ser escrito como  $\sim \frac{1}{4} P_0(\theta_c, B(E2)^\uparrow)$  (onde  $P_0$  é a probabilidade de não-excitação Coulombiana), podemos achar  $B(E2)^\uparrow$  usando os valores tabelados <sup>28)</sup> de  $P_0(\theta)$ .

Uma outra aplicação do potencial  $W_p^{(r)}$  pode ser no cálculo DWBA de probabilidade de transferência de um neutron entre núcleos deformados em energia abaixo da barreira Coulombiana. <sup>26)</sup>

O cálculo do potencial ótico no caso de excitação Coulombiana múltipla de estados vibracionais <sup>25)</sup> mostra que no limite de degenerescência (i.e., o parâmetro de adiabaticidade  $\xi = 0$ ) o potencial exato coincide com o potencial do Baltz e outros <sup>22)</sup> que foi deduzido considerando somente o acoplamento entre o canal elástico  $0^+$  com o canal inelástico  $2^+$ . Este fato fornece uma maneira simples de estimar os efeitos de ordem maior no parâmetro de acoplamento (por ex. o efeito de reorienta-

ção) no caso de núcleos bem deformados.<sup>26)</sup> Precisa apenas calcular  $P_0(\theta)$  usando o programa de Boer-Winther<sup>28)</sup> para, primeiramente, o caso de vibrações harmônicas puras (que daria a previsão do potencial de Baltz e outros no limite  $\xi=0$ ) e secundamente para um rotor usando em ambos os casos o mesmo valor de  $B(E2)^\uparrow$ . Comparando as seções de choque elásticas para os dois casos se pode ver a importância dos efeitos associados às excitações Coulombianas múltiplas.<sup>26)</sup>

$$W_{l=0} = -\frac{a^3 E}{\eta r^3} [V(q_2) + iW(q_2)]$$

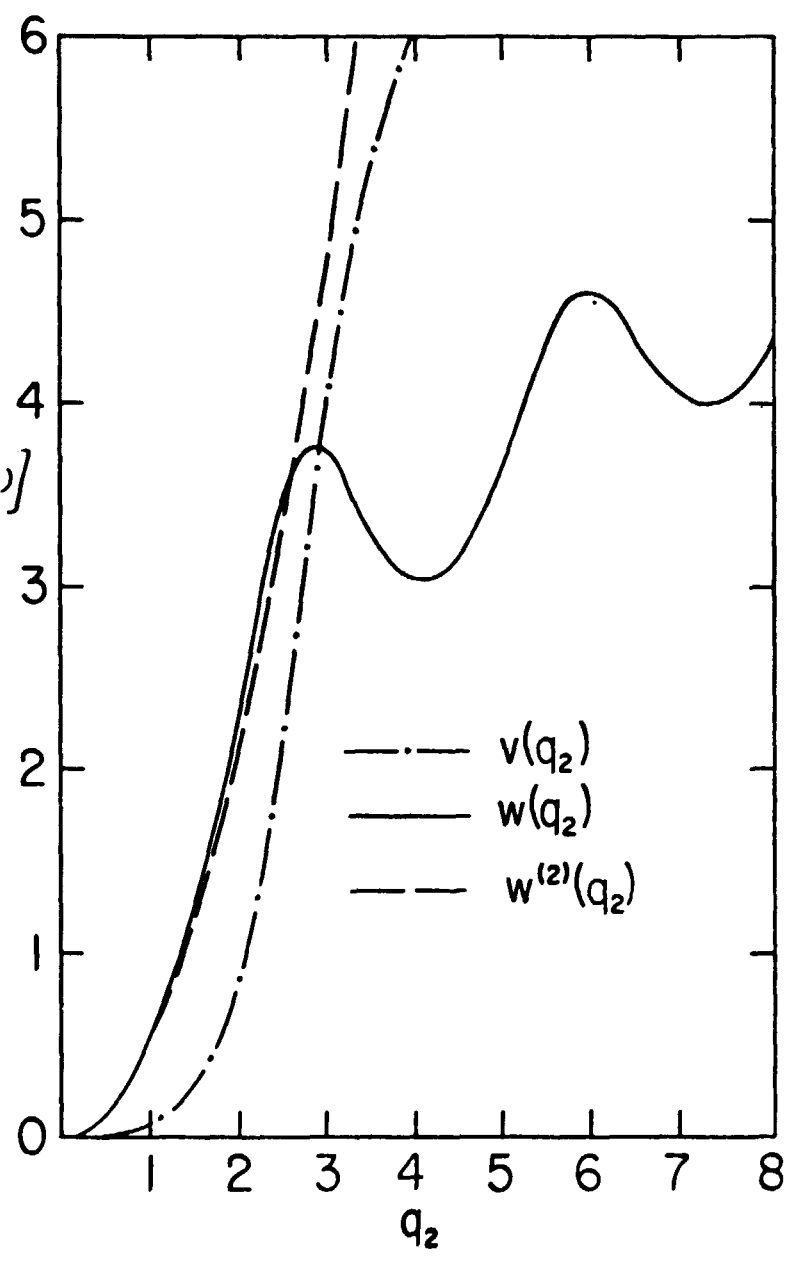


FIG. .

## III) ESPALHAMENTO INELÁSTICO

Gostaria de considerar agora o caso de espalhamento inelástico. O que vou tentar mostrar é a semelhança entre os processos inelásticos e o espalhamento elástico. Tal conexão é fácil de entender desde que percebamos que em ambos os casos o momento angular crítico,  $l_c$ , (ou do arcoíris) tem o papel mais importante na determinação da distribuição angular (veja nossa discussão anterior).

Para energias abaixo da barreira Coulombiana os processos inelásticos são devido à excitação Coulombiana. Para energias próximas e um pouco acima da barreira a força nuclear começa a ter um papel na excitação. No caso de excitação de estados coletivos a força nuclear age de maneira bem simples como se tornará claro mais adiante. De fato, o fator de forma nuclear no modelo coletivo é dado por  $-\beta_N R \frac{dU_N}{dr}$ , onde  $U_N$  é o potencial ótico nuclear (complexo). Como se sabe o fator de forma Coulombiana para o caso específico de deformação quadrupolar é dado por:  $Z_1 Z_2 e^2 \beta_C R_c \frac{R}{r^3} = F_C$ . Um fato importante pode ser visto imediatamente: a diferença em sinal entre  $F_N$  e  $F_C$ . Isto implica, entre outras coisas, uma defazagem de  $\pi$  entre a contribuição Coulombiana e nuclear da amplitude. Para explicar qualitativamente os dados que vou mostrar em seguida seria conveniente introduzir a amplitude DWBA do processo inelástico

$$T_{fi} = \int \Psi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}) \langle \Phi_f | U | \Phi_i \rangle \Psi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i) d\vec{r} \quad (21)$$

onde  $\Psi_i^{(+)}$  e  $\Psi_f^{(-)}$  são as funções de onda distorcidas no canal incidente e no de saída, respectivamente. O fator  $\langle \Phi_f | U | \Phi_i \rangle$  é o elemento de matriz entre as funções de ondas intrínsecas  $\Phi_{i(f)}$ . O fator de forma pode ser expandido em harmônicos esféricos.

$$\langle \Phi_f | U | \Phi_i \rangle = \sum_L F_L(r) i^{-L} Y_{LM}^*(\hat{r}) \quad , \quad (22)$$

onde  $L$  é o momento angular transferido e  $F_L(r)$  é o fator de forma. Usando a expansão em ondas parciais das funções distorcidas e considerando as condições de ions pesados, i.e. elevados valores de  $\lambda$  que contribuem, obtém-se a seguinte expressão conveniente para a seção de choque não polarizada.<sup>33)</sup>

$$\sigma_L(\theta) = \sum_{M=-L}^L |T_{LM}|^2 \quad ,$$

onde

$$T_{LM}(\theta) = T_{LM}^{(+)}(\theta) + (-1)^M T_{LM}^{(-)}(\theta) \quad (23)$$

$$T_{LM}^{(\pm)}(\theta) = \frac{Y_{LM}(\pi/2, 0)}{\sqrt{2L+1}} \exp\left[\frac{iM}{2}(\pi-\theta)\right] \times \int_0^\infty d\lambda \lambda^{1/2} b_{L \pm M}(\lambda) e^{i\Phi_{\pm}(\lambda, \theta)}$$

$b_{L \pm M}(\lambda)$  e  $\Phi_{\pm}(\lambda, \theta)$  são, basicamente, o fator de forma (modificado devido à absorção) e a fase total respectivamente. A decomposição da amplitude em duas partes,  $T^{(+)}$  e  $T^{(-)}$ , corresponde à decomposição da amplitude elástica em duas partes (veja nossa discussão anterior) com uma única diferença que é a pre-

sença da fase  $(-1)^M$  (que vem do limite  $l$ -grande do harmônico esférico  $Y_{L-M}(\theta, \phi)$ ). (No caso da amplitude elástica a função correspondente é  $P_l(\cos\theta)$ ). Esta fase é a que fornece o fundamento da regra de fase de Blair. Mais tarde, falaremos sobre a regra de fase de Blair no caso de ions pesados. A interferência entre  $T^{(+)}$  e  $T^{(-)}$  ocorre para ions pesados em ângulos mais traseiros e normalmente em energias mais altas (duas ou mais vezes a barreira Coulombiana). Agora vamos tratar do espalhamento inelástico em ângulos dianteiros e em energias perto da barreira Coulombiana.

#### A amplitude $T^{(+)}$

Como se pode ver a estrutura da amplitude  $T^{(+)}$  é bem parecida com a amplitude  $f^{(+)}$  encontrada no espalhamento elástico. Considerando, como "linguagem", o modelo de arcoíris podemos escrever para  $T^{(+)}$  a seguinte forma válida para ângulos menores de  $\theta_R$  (veja fig. 7)

$$T_{LM}^{(+)} = f_N^{(+)} a_{LM}^N + f_C^{(+)} a_{LM}^C \quad (24)$$

onde  $a_{LM}^N$  é a amplitude de excitação nuclear (devido a parte nuclear do fator de forma) e  $a_{LM}^C$  é a amplitude de excitação Coulombiana. Na expressão acima  $f_N^{(+)}$  e  $f_C^{(+)}$  são as amplitudes de espalhamento elástico nuclear e Coulombiana, respectivamente.  $f_N^{(+)}$  contém as contribuições dos parâmetros de impacto menores e  $f_C^{(+)}$  contém as contribuições dos parâmetros de impacto maiores (veja fig. 7). Lembremos que  $a_{LM}^N$  e  $a_{LM}^C$  são de sinais diferentes e chamamos  $f_N^{(+)}$  e  $f_C^{(+)}$  as fases das amplitudes  $f_N^{(+)}$  e  $f_C^{(+)}$ , respectivamente. A seção de choque inelástica terá a seguinte expressão:

$$\begin{aligned}
\sigma_L &= \sum_M |f_N^{(+)} a_{LM}^N + f_C^{(+)} a_{LM}^C|^2 \\
&= \sigma_{el}^N \sum_M |a_{LM}^N|^2 + \sigma_{el}^C \sum_M |a_{LM}^C|^2 + \\
&\quad + \left( \sum_M^2 (|f_N^{(+)}| |f_C^{(+)}| |a_{LM}^N| |a_{LM}^C|) \times \right. \\
&\quad \quad \left. \times \text{sen} \left[ \delta^C(\theta) - \delta^N(\theta) - \text{arctg} \frac{W_0}{V_0} + \right. \right. \\
&\quad \quad \quad \left. \left. + K(\theta) Q_2 - \pi \right] \right) \quad (25)
\end{aligned}$$

onde  $\text{arctg} \frac{W_0}{V_0}$  é a pequena defazagem devido a parte imaginária do fator de forma nuclear (o potencial imaginário do potencial ótico é pequeno na região da superfície) e o fator  $K(\theta) Q_2$  é devido ao efeito de reorientação no caso de estado excitado  $2^+$  bem deformado. O fator  $\pi$  é devido a diferença em sinal entre  $a_{LM}^N$  e  $a_{LM}^C$ . A expressão correspondente no espalhamento elástico é como foi dito antes:

$$\sigma_{el} = \sigma_{el}^N + \sigma_{el}^C + 2 \left( |f_N^{(+)}| |f_C^{(+)}| \right) \text{sen}(\delta^C(\theta) - \delta^N(\theta)) \quad (26)$$

Então em ambos os casos achamos oscilações na região angular dianteira com uma defazagem entre as oscilações em  $\sigma_{el}$  e em  $\sigma_L$  dada por:

$$\Delta \delta(\theta) = \text{arctg} \left( \frac{W_0}{V_0} \right) + K(\theta) Q_2 + \pi \quad (27)$$



Usualmente  $W_0 \ll V_0$  na superfície (i.e. na região da barreira) e  $K(\theta)Q_2$  também não é tão grande, i.e.  $\Delta\delta(\theta) \simeq \pi$ .

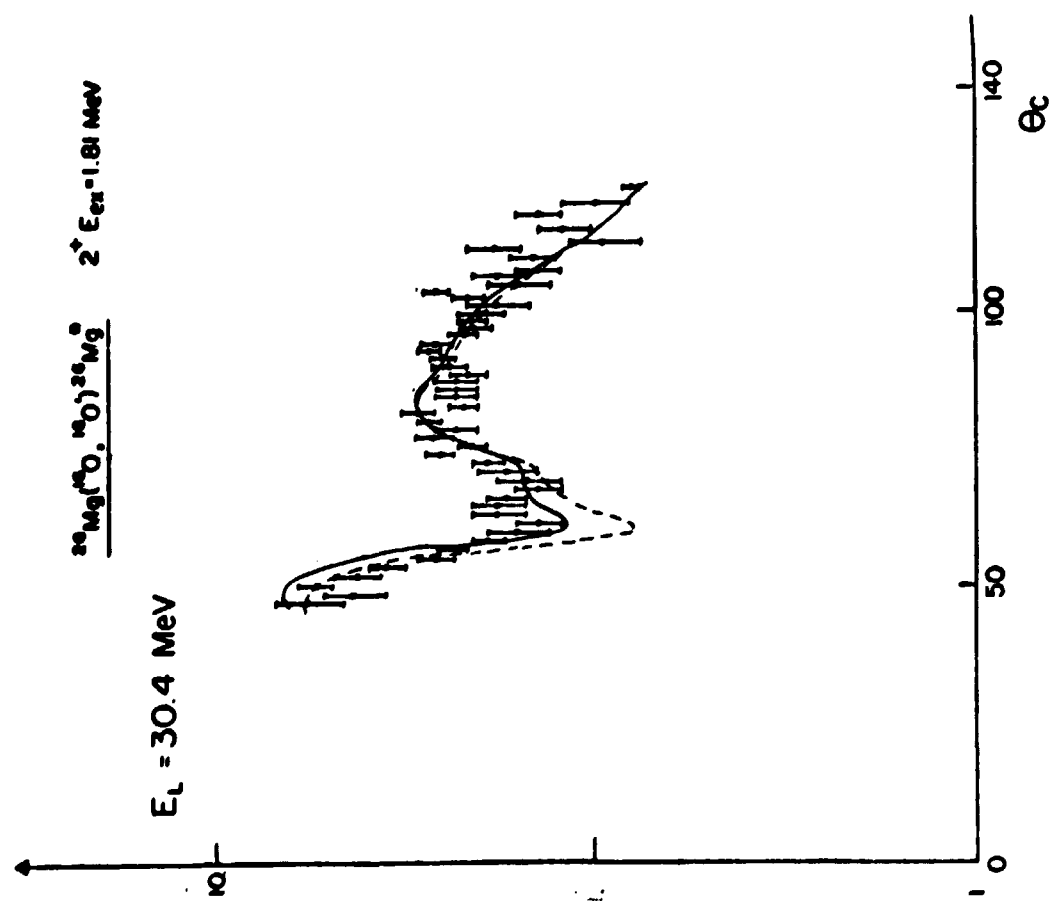
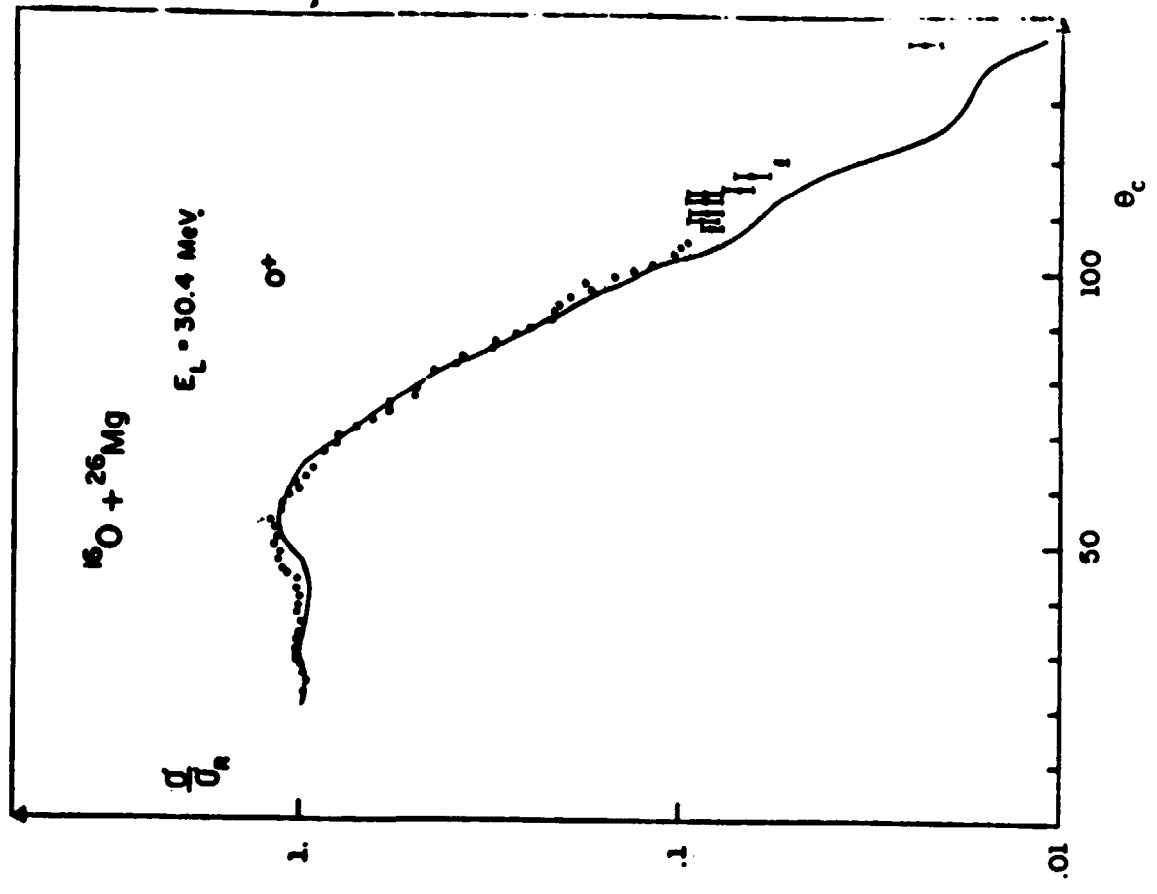
Agora gostaria de mostrar nas figs. 18 e 19 alguns dados experimentais tanto para sistemas <sup>29)</sup> leves como para sistemas <sup>30,31)</sup> mais pesados. Como pode ser visto, a regra de defazagem acima parece ser bem obedecida. Além disso os dados mostram claramente as relações estreitas entre o espalhamento elástico e o espalhamento inelástico. De fato um cálculo simples mostra que na região de ângulos bem dianteiros a seção de choque inelástico pode ser escrita aproximadamente como

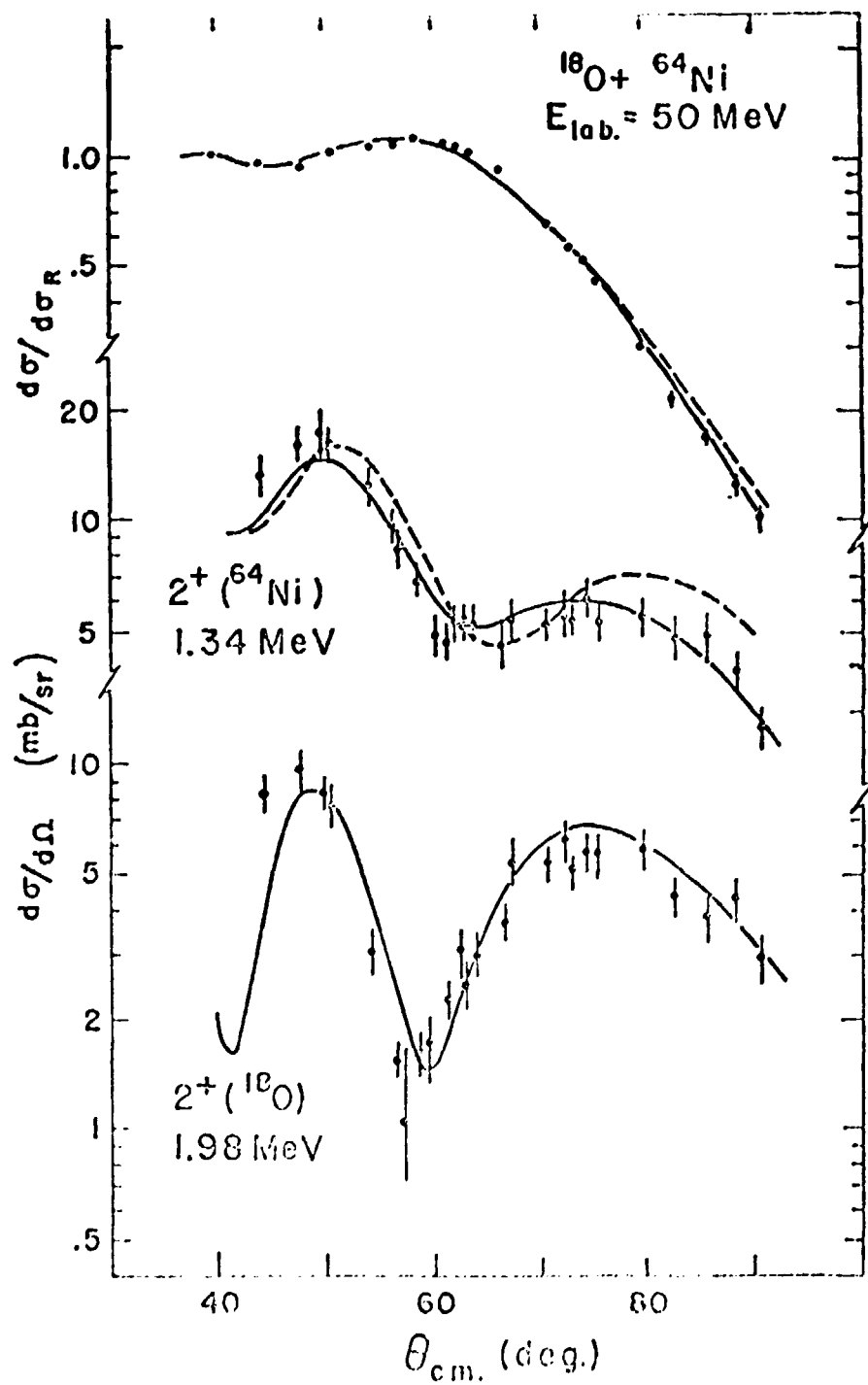
$$\sigma_L(\theta) \sim \left[ \beta_2^2 \frac{(kR)^2}{4\pi} \right] \theta^2 \sigma_{el} \quad (28)$$

onde  $\beta_2$  é o parâmetro de deformação.

Infelizmente, a relação acima é muito difícil de testar devido o fato que  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_L} \gg 1$  nesta região angular o que tornaria uma medida boa da  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_L}$  difícil.

Os parâmetros de deformação são as quantidades usualmente deduzidas através de uma análise (DWBA ou C.A.) do espalhamento elástico e inelástico. Até agora falamos sobre o espalhamento inelástico em que o alvo fica excitado. Em situações onde o projétil e o alvo estarão excitados é possível determinar o momento quadrupolar, por exemplo, do estado  $2^+$  do projétil se o mesmo é conhecido no alvo. Isto é possível se conseguirmos calcular, a partir dos dados, a defazagem relativa entre as oscilações na seção de choque inelástica do estado  $2^+$  no alvo e no projétil em relação às oscilações na  $T_{el}$ . Utilizando eq. (27)





F. Videbaek et al. Nucl. Phys. A 256 (1976)  
 1301

$$\Delta \delta^{Alvo}(\theta) \simeq \arctg\left(\frac{W_0}{V_0}\right) + K(\theta) Q_2(Alvo) + \pi$$

$$\Delta \delta^{Proj}(\theta) \simeq \arctg\left(\frac{W_0}{V_0}\right) + K(\theta) Q_2(Proj) + \pi$$
(29)

então

$$\Delta \delta^{Alvo}(\theta) - \Delta \delta^{Proj}(\theta) = K(\theta) \times$$

$$\times (Q_2(Alvo) - Q_2(Proj))$$

onde a função  $K(\theta)$  é dada por <sup>4)</sup>

$$K(\theta) = \frac{2 \operatorname{tg}^2(\theta/2) \left(1 - \frac{\pi - \theta}{2} \operatorname{tg}(\theta/2)\right)}{\delta a^2} \frac{z_1 e^2}{\hbar v} \times \left\{ 2 \sqrt{\frac{d\sigma_{inel}/d\sigma_R}{d\sigma_{el}/d\sigma_{EC}}} + 1 \right\} \quad (30)$$

onde  $a$  é a distância de maior aproximação para colisão frontal e  $\sigma_{EC}$  é a seção de choque de excitação Coulombiana.

É obvio que para testar as idéias acima precisa se de dados bem precisos.

Antes de tornar para a amplitude  $T^{(-)}$  gostaria de mostrar na figura (2) a forma do fator  $b_{LM}^{(+)}$  da amplitude  $T^{(+)}$  como função do momento angular a fim de compará-lo com  $\eta(\ell)$  da amplitude elástica (fig. (4)).

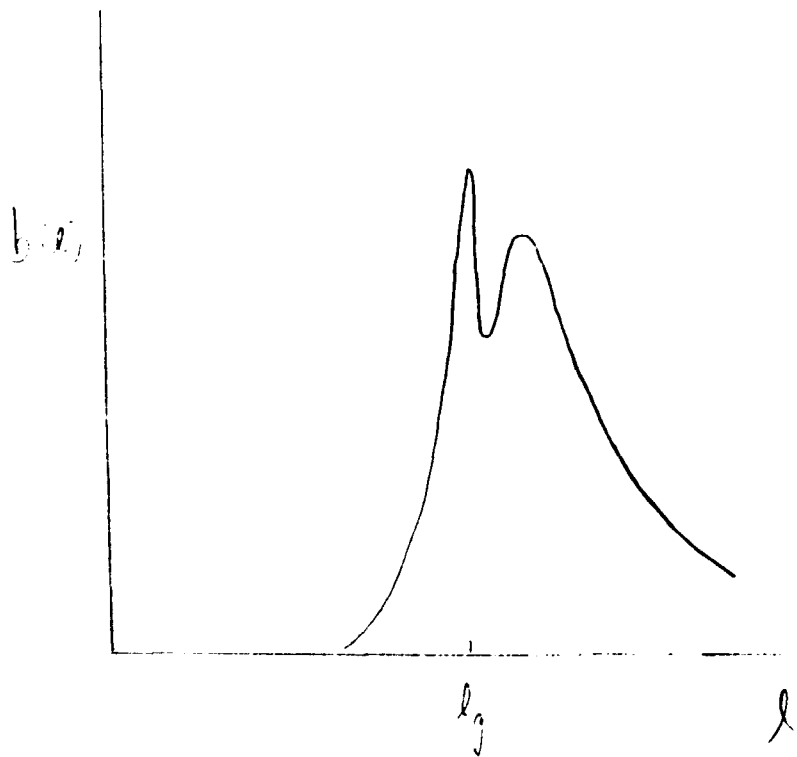


FIG. 10

Onde a queda em  $b(l)$  na região de pequeno  $l$  é devido ao fator de forma Coulombiano apropriado para o interior do núcleo, ou seja,  $F \propto r^2$ .

A amplitude  $T_{LM}^{(-)}$

Um fato importante que pode ser deduzido a partir dos dados da fig. (18) e da figura (19) é que a interferência Coulombiana Nuclear como aparece na distribuição angular não depende da paridade dos estados excitados. Isto ocorre em baixas energias onde a amplitude  $T_{LM}^{(-)}$  é menos importante. Em ener-

gias mais altas teremos um fenômeno de interferência entre  $T_{LN}^{(+)}$  e  $T_{LN}^{(-)}$  como acontece também no espalhamento elástico, i.e., uma difração de Fraunhofer. Neste caso a fase  $(-1)^M$  torna-se relevante e a regra de Blair começa funcionar. O período angular das oscilações nesta região angular é dado por  $\frac{\pi}{k(L_1 + R_2)}$  como no caso de espalhamento elástico. Fig. (21) mostra alguns dados que mostram a difração de Fraunhofer na seção de choque inelástica.

W.E. Frahn and K.E. Rehm, Elastic and inelastic heavy ion scattering

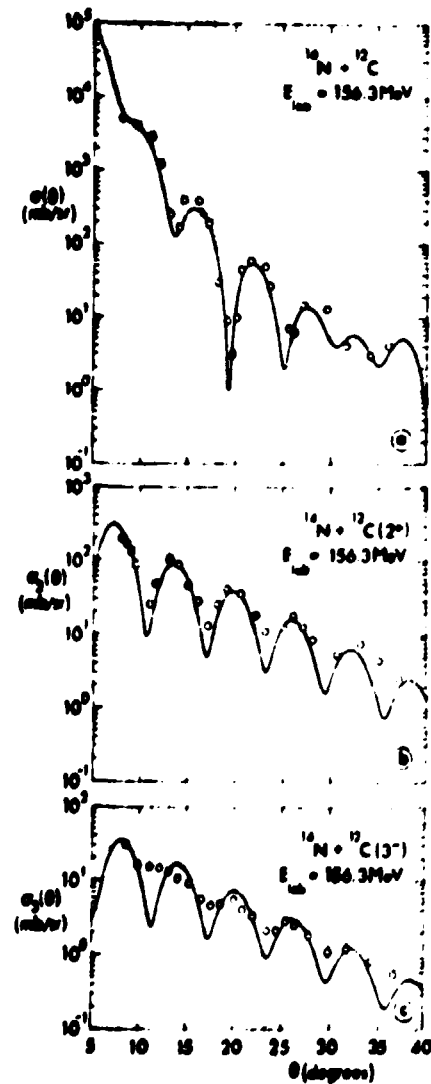


FIG. 21

### A função de excitação

A função de excitação do espalhamento inelástico em ions pesados é também dominada pela interferência Coulombiana Nuclear. Mostramos na fig. 22 e 23 , alguns dados que mostram claramente que a interferência é destrutiva. <sup>31-34)</sup>

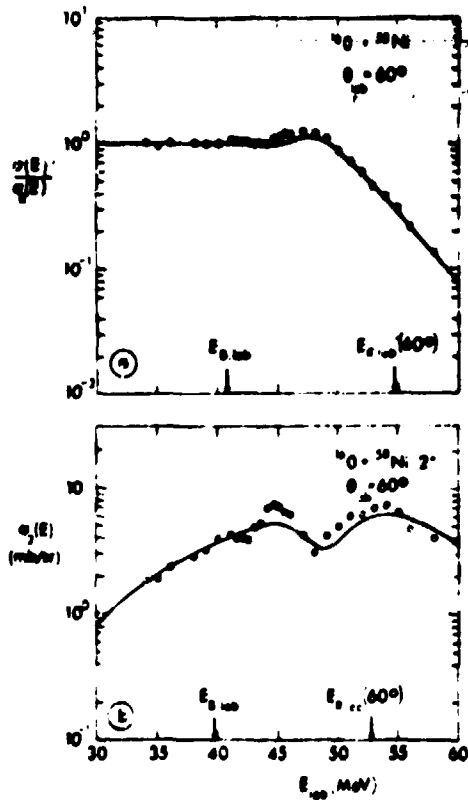


Fig. 21 Excitation functions  $\sigma(E)$ ,  $\sigma_{el}(E)$  and  $\sigma_i(E)$  for elastic and inelastic scattering, respectively, of  $^{16}\text{O}$  on  $^{58}\text{Ni}$  at  $\theta_{lab} = 60^\circ$ . The curves are CF fits to the data of ref. [14] with parameters given in table B.1

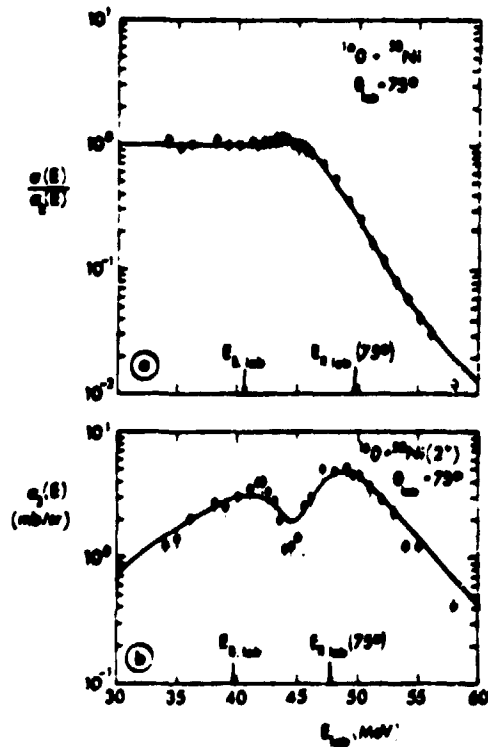


Fig. 22 Excitation functions  $\sigma(E)$ ,  $\sigma_{el}(E)$  and  $\sigma_i(E)$  for elastic and inelastic scattering, respectively, on  $^{16}\text{O}$  on  $^{58}\text{Ni}$  at  $\theta_{lab} = 75^\circ$ . The curves are CF fits to the data of ref. [34] with parameters given in table B.1

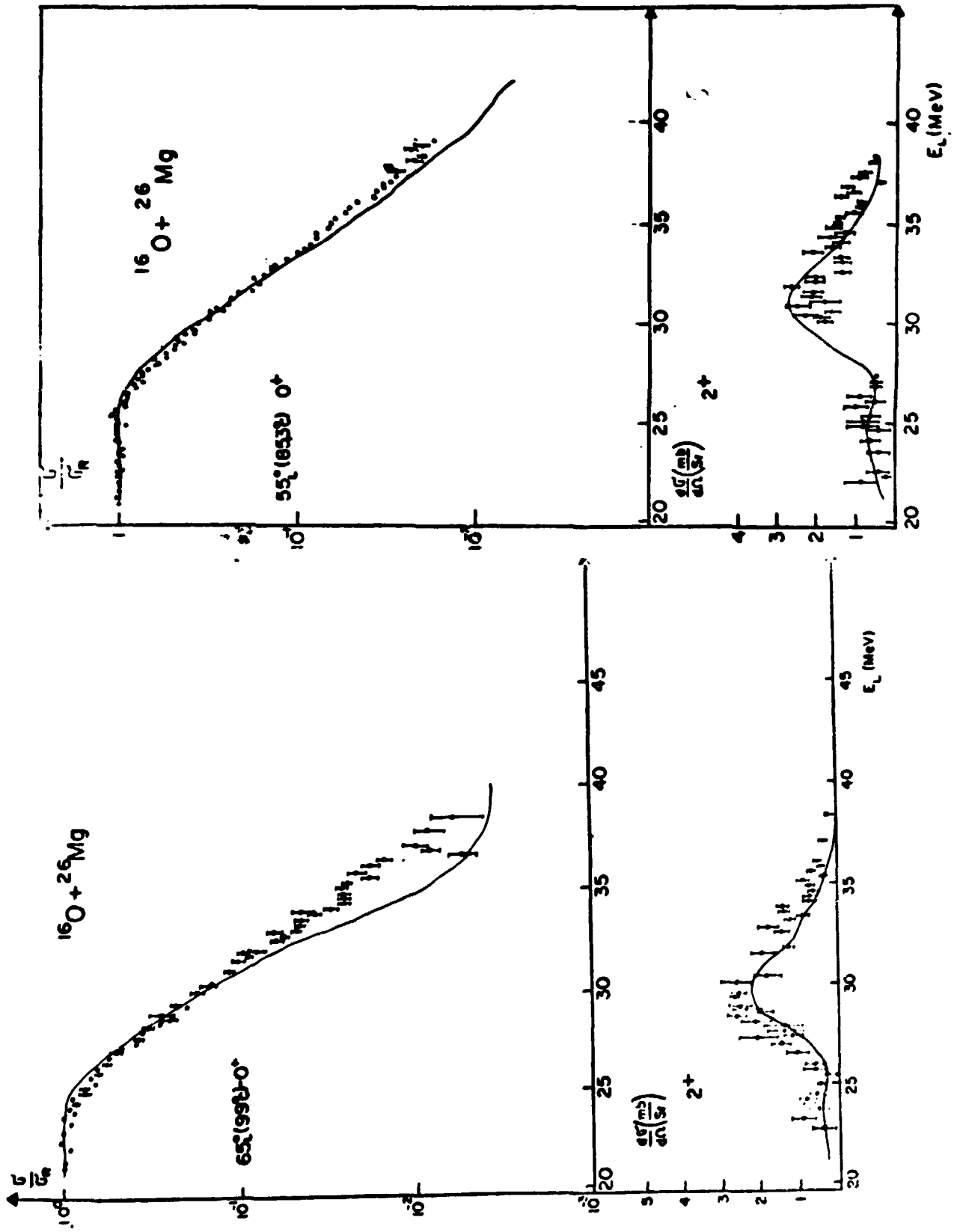


FIG. 23



Para entender melhor este fenômeno e para conhecer melhor a natureza da interferência Coulombiana Nuclear em outros sistemas seria útil relembrar a forma da probabilidade de excitação Coulombiana pura em  $\theta = 180^\circ$  como função do parâmetro de acoplamento  $q_2$  e o momento angular intrínseco do estado excitado (veja fig. 24)

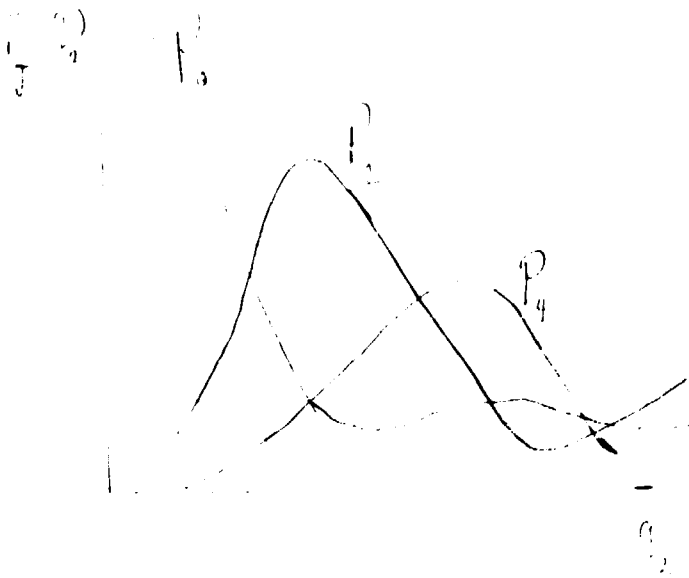


FIG. 24

Devido à excitação Coulombiana múltipla, há oscilações em  $P_J(q_2)$ . A presença da força nuclear implica uma redução relativa no momento de quadrupolo ou seja em  $q_2$ . Então podemos prever que se a probabilidade de excitação Coulombiana pura do estado  $J$  do sistema está num mínimo ou indo para um mínimo, a interferência Coulombiana-Nuclear seria construtiva, se não então destrutiva. Deste modo sistemas mais pesados (grandes

valores de  $\frac{q}{2}$ ) podem apresentar interferência destrutiva ou construtiva dependendo do spin do estado excitado, (veja fig. 24).

Nos sistema leves (menor valor de  $\frac{q}{2}$ ) onde todas as probabilidades inelásticas estão indo para valores máximos, a interferência é destrutiva (no caso de  $\frac{q}{2}$  pequeno a aproximação DWBA é boa e pode se ver claramente que dentro desta teoria DWBA a interferência é sempre destrutiva como foi discutido antes).

Fig. 25 mostra alguns dados recentes do espalhamento inelástico em íons bem pesados para vários estados excitados. Como pode ser visto em alguns destes estados a interferência C-N é destrutiva enquanto em outros estados a interferência é claramente construtiva.

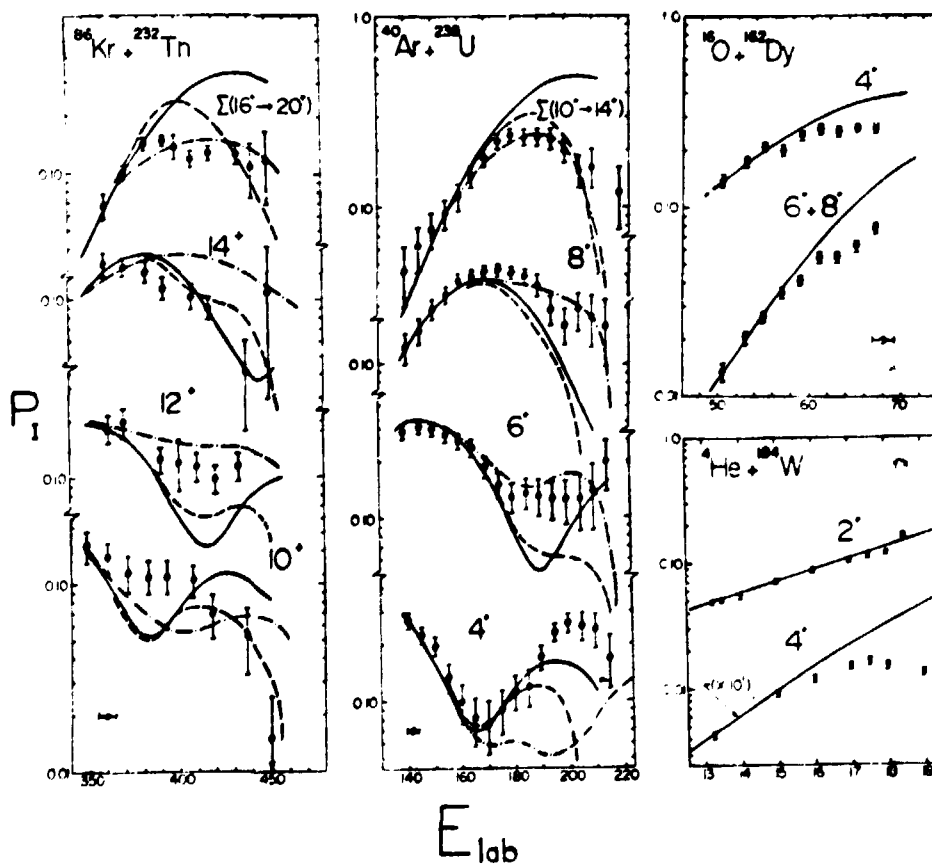


FIG. 25

14)

Região Angular Traseira

Nos sistemas como  $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{32}\text{S}$  que foram discutidos antes, sabe-se agora que a seção de choque elástica apresenta um crescimento e oscilações na região  $\theta \sim 180^\circ$ . Mesmo comportamento está também presente na seção de choque inelástica. Figura(26) mostra isto para o caso de  $^{16}\text{O} (^{28}\text{Si}, ^{28}\text{Si}(2^+))^{16}\text{O}$ .  $E = 50 \text{ Mev}$ . Então, os efeitos responsáveis pelo comportamento da  $\sigma_{el}$  em  $\theta \sim 180^\circ$  são os mesmos responsáveis pelo comportamento da seção de choque inelástica na mesma região angular. É claro que estes dados mostram que a absorção na região de superfície nuclear é fraca. De fato, cálculos DWBA da seção de choque inelástica, usando como a parte imaginária do potencial ótico o potencial "surface transparent" podem ajustar os dados. Tais ajustes são mostrados na fig. 26.

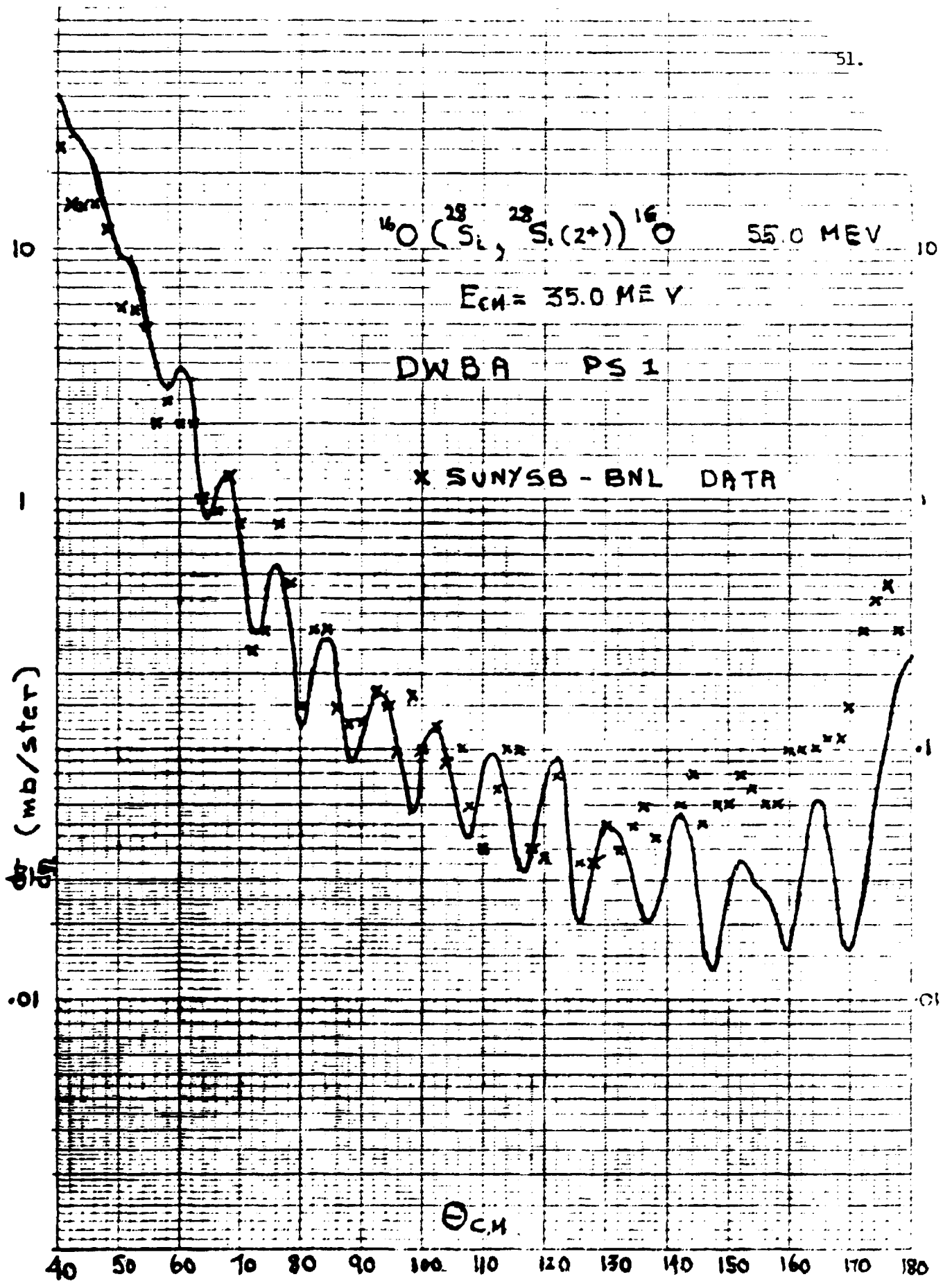


FIG. 26

Espalhamento inelástico para ressonâncias gigantes

É um fato bem conhecido que além dos estados coletivos dos núcleos vibracionais e rotacionais em baixas energias existem também estados de multipolaridades diferentes cujas energias de excitação são bem mais altas. São os estados gigantes e eles exaurem a maior parte das regras de soma. Então se espera que com feixes de altas energias consigam se excitar estes estados em reações com ions-pesados. A verificação de que a seção de choque de espalhamento inelástico para estados gigantes com ions pesados de energias  $E_{C.M.} \sim 1.5 - 2.0 E_B$  é razoavelmente grande constitui um teste fundamental de algumas teorias recentes das reações de quasi fusão (estas reações foram discutidas por Piza neste "proceedings"). Até agora foram feitos dois trabalhos neste sentido <sup>36), 37)</sup>

Na referência <sup>36)</sup> a reação estudada foi  $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C}' + ^{27}\text{Al}^*$  com energia do carbono  $E_{C.M.} = 50 \text{ MeV}$  (esta energia pode ser considerada como o limiar dos processos quasi-fusão neste sistema cuja barreira Coulombiana  $\sim 22 \text{ MeV}$ ). Na referência <sup>37)</sup> as reações estudadas foram  $^{12}\text{C}$  em  $E \sim 120 \text{ MeV}$  contra alvos de  $^{90}\text{Zr}$  e  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{14}\text{N}$  em  $E = 161 \text{ MeV}$  contra alvos de  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{197}\text{Zu}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{209}\text{Bi}$ . Os espectros de  $^{12}\text{C}$  e  $^{14}\text{N}$  nestas reações apresentam, além dos picos associados aos estados coletivos de baixa energia de excitação no alvo, picos mais largos cujas posições coincidem com as posições previstas dos estados gigantes quadrupolares ( $E_{ex} \approx \frac{61}{A^{1/3}} \text{ MeV}$ ). Devido ao fato que o parâmetro de adiabaticidade  $\xi$  para excitação dos estados de energias de excitação  $E^* = E_{C.M.} - \Delta E$  é dado por

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2\hbar \sqrt{\frac{2}{\mu}}} \Delta E (E_{c.m.})^{-3/2} \quad (31)$$

espera-se que  $\xi$  varia entre 0.8 e 1 para os sistemas mencionados acima. Para estes valores de  $\xi$  a excitação Coulombiana é bem pequena (a probabilidade de excitação varia como  $\exp(-2\xi^2)$ ) nos ângulos dianteiros ( $\theta_{lab} \sim 40^\circ$ ) onde as medidas foram feitas. Então a única explicação do fato que a seção de choque inelástica para os estados gigantes é razoavelmente grande em  $E_{c.m.} \sim 2\bar{E}_B$  poderia ser que a força nuclear é predominantemente responsável pela excitação. Isto sugere que a distribuição angular do espalhamento inelástico tem as características de interferência entre  $T^{(+)}$  e  $T^{(-)}$ , i.e. a difração de Fraunhofer (veja fig. 27)

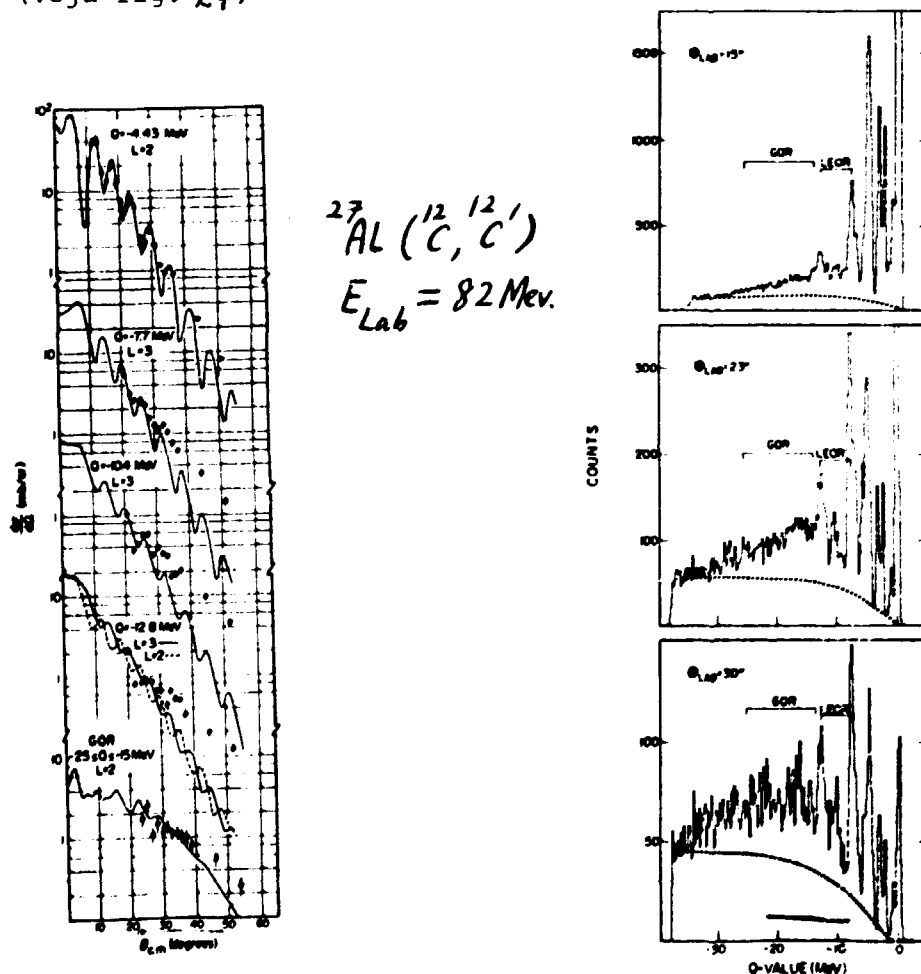


FIG. 27  
Ref. (36)

A interferência Coulombiana-Nuclear poderia ocorrer em princípio, em ângulos perto do  $\theta \sim 180^\circ$  e/ou em energias mais altas (veja a dependência com  $\bar{E}_{c.m.}$  do parâmetro de adiabaticidade eq. 31).

39-56)

## IV) REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA ENTRE ÍONS PESADOS

Um dos pontos principais desta palestra é enfatizar o fato de que o espalhamento elástico, o espalhamento inelástico e as reações de transferência entre íons pesados são estreitamente relacionados. Todos estes são processos que ocorrem na região da superfície nuclear. Para mostrar isto no caso de reações de transferência de um nucleon apresentamos na figura 28 as amplitudes de espalhamento elástico,  $\eta(l)$ , e de transferência  $A(l)$  (considerando um processo simples, i.e., dentro da aproximação DWBA<sup>39)</sup>).

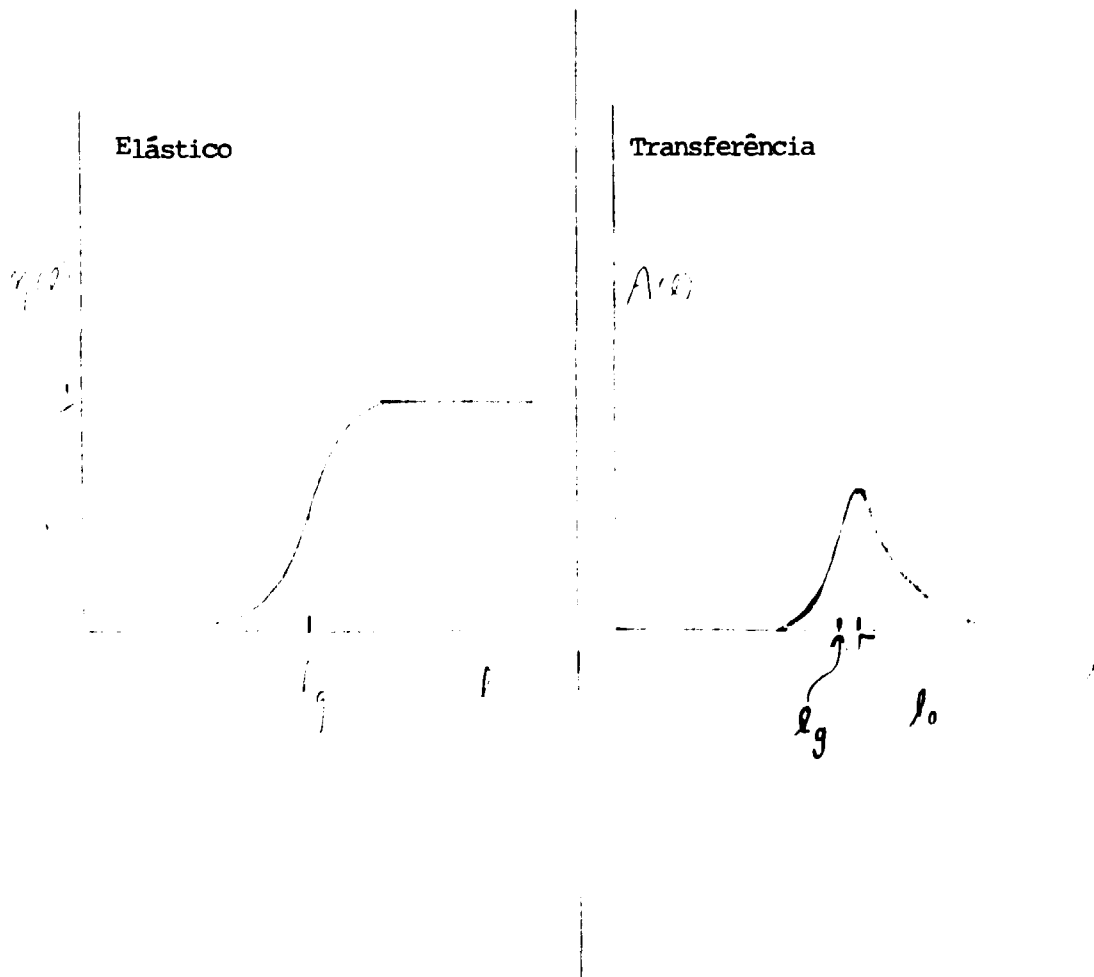


FIG. 28



Para entender a forma quasi-gaussiana da amplitude  $A(l)$  consideremos os potenciais efetivos,  $V_l^{eff}(r)$ . É claro que para  $l < l_0$  a absorção na região do poço faz com que a contribuição para  $A(l)$  seja pequena. Na região da barreira a energia cinética radial presente faz com que o integrando da amplitude  $A(l)$  oscile rapidamente dando também contribuição pequena. Para ondas parciais com  $l > l_0$  o fator de forma de  $A(l)$  é bem pequeno perto do ponto de retorno externo e portanto a contribuição para  $A(l)$  é também pequena. Então a maior contribuição para  $A(l)$  vem de ondas com  $l = l_g$  o que explica os resultados do cálculo DWBA. (De fato, o máximo em  $A(l)$  ocorre em  $l_0 > l_g$ , devido a presença do fator de forma. (Fig. 29)

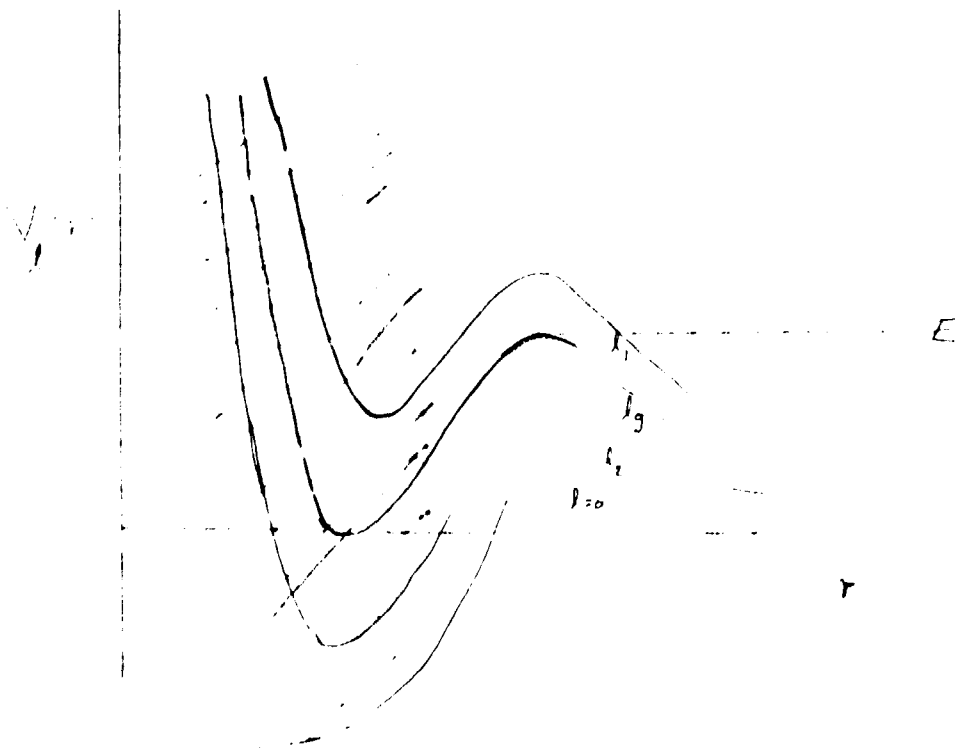


FIG. 29

A forma de  $A(e)$  acima leva a uma distribuição angular bem simples, uma forma de sino. Na figura 30 são mostrados alguns dados experimentais de distribuições angulares de transferência de um próton e, como se pode ver, a forma de sino é bem clara. É importante lembrar que a discussão acima foi feita considerando-se somente a amplitude do lado mais próximo do núcleo, i.e.  $f_{tr}^{(+)}$  como na discussão do espalhamento elástico e inelástico. A importância da amplitude  $f_{tr}^{(-)}$  ficará clara quando as oscilações de Fraunhofer em  $\sigma_{tr}$  forem discutidas.

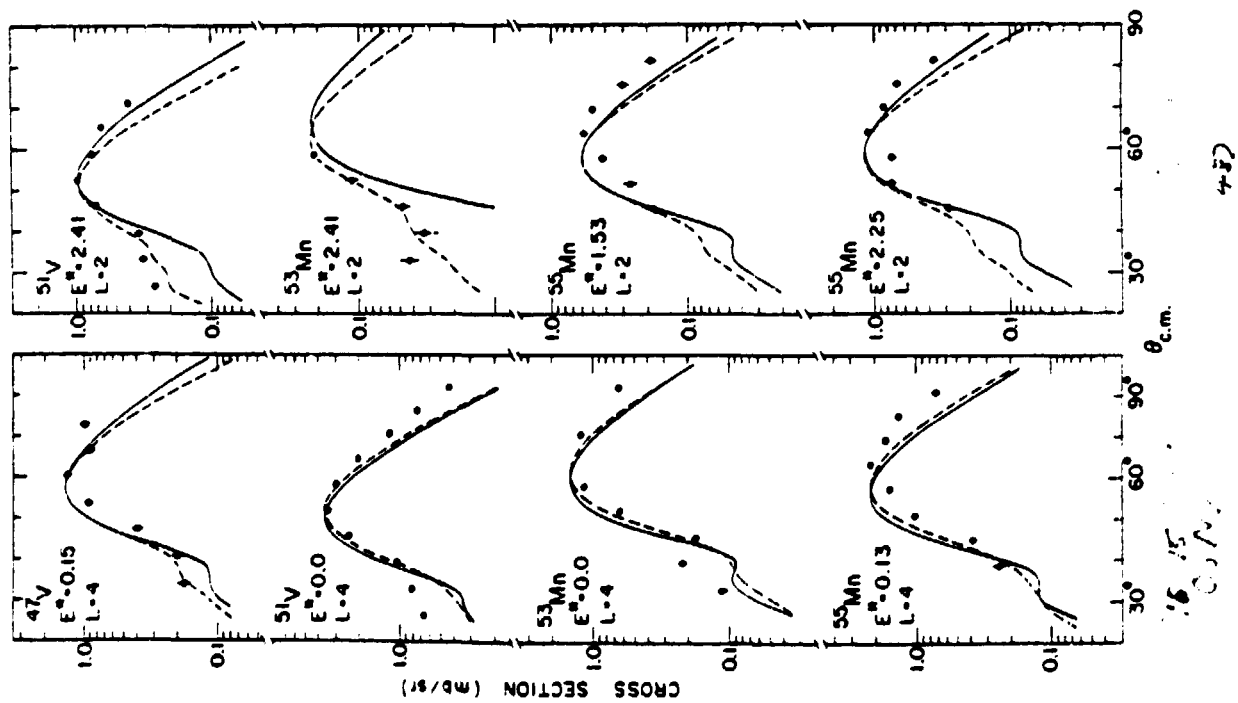


FIG. 30

Antes de entrar em detalhes de comparação com os dados experimentais, gostaria de tornar agora para um outro aspecto importante destas reações: a condição cinemática mais favorável e  $Q_{otimo}$ . Considerando, para apenas orientar o leitor, o processo de transferência como um processo de uma etapa  $i \rightarrow f$ , a amplitude DWBA, podemos achar a condição de que a amplitude seja máxima. Isto significaria procurar a condição de fase estacionária do integrando na amplitude DWBA que é dado por

$$T_{fi} = \int \Psi_f^{(-)*}(\vec{r}_f) F(\vec{r}) \Psi_i^{(+)}(\vec{r}_i) d\vec{r} \quad (32)$$

Desprezando a dependência com  $\vec{r}$  do fator de forma  $F(\vec{r})$ , a condição acima implica que os pontos de maior aproximação no canal de entrada e no canal de saída se coincidem, i.e., considerando o caso  $l_i \approx l_f$  temos

$$\frac{z_1 z_2 e^2}{r_i} \approx E \quad ; \quad \frac{z_1' z_2' e^2}{r_f} \approx E + Q_{ot}$$

$$r_i = \frac{z_1 z_2 e^2}{E} = \frac{z_1' z_2' e^2}{E + Q_{ot}} = r_f \quad (33)$$

então

$$Q_{ot} = E_{c.m.} \left[ \frac{z_1' z_2'}{z_1 z_2} - 1 \right] \quad (34)$$

Considerando a dependência com  $\vec{r}$  do  $F(\vec{r})$  i.e., o efeito de recuo devido a transferência de massa, acha-se uma expressão para  $Q_{ot}$  mais precisa

$$Q_{ot} = \left( \frac{z_1' z_2'}{z_1 z_2} - 1 \right) \frac{z_1 z_2 e^2}{R} + M_{tr} \frac{\hbar m_i v_i}{r_i} - \frac{1}{2} M_{tr} v_i^2 \quad (35)$$

onde  $R$  é o raio da barreira Coulombiana,  $M_{tr}$  é a massa transferida,  $v_i$  a velocidade relativa dos dois núcleos no  $R$ ,  $\hbar m_i$  a projeção do momento angular da partícula transferida no eixo perpendicular ao plano da reação e  $r_i$  é a distância entre a partícula transferida e o caroço no núcleo inicial. Uma variação da expressão acima foi deduzida por Brink<sup>49)</sup>.

O último termo em (35) é normalmente pequeno e podemos despresá-lo.

Para  $Q$  diferente de  $Q_{ot}$  a amplitude  $T_{DWBA}$  e consequentemente a seção de choque de transferência será pequena de tal modo que podemos prever a seguinte dependência com  $Q$  da seção de choque de transferência (como também mostram cálculos DWBA).

$$\sigma_{transf} \propto \exp \left[ - \frac{(Q - Q_{ot})^2}{\Delta^2} \right] \quad (36)$$

onde  $\Delta$  é a largura da forma gaussiana, i.e., a janela em  $Q$ , acima. Esta largura depende de outros detalhes da amplitude DWBA. Na figura 31 tal dependência é claramente mostrada nos dados.

A dependência da  $\sigma_{transf}$  em  $Q$  mostrada na figura 31 mostra claramente o aspecto clássico das reações de transferências em geral, pelo menos em energias perto da barreira Coulombiana. As idéias acima mesmo que elas são baseadas na aproximação DWBA, servem como uma primeira orientação sobre as reações de transferência. Na figura 32 mostramos um cálculo simples de  $Q_{ot}$  e dos  $Q$ 's das várias reações de transferência para o sistema  $^{12}\text{C} + ^{26}\text{Mg}$ . A área tracejada é onde se espera o maior valor da seção de choque de transferência por exemplo, da partícula  $\alpha$ .

## TANDEM

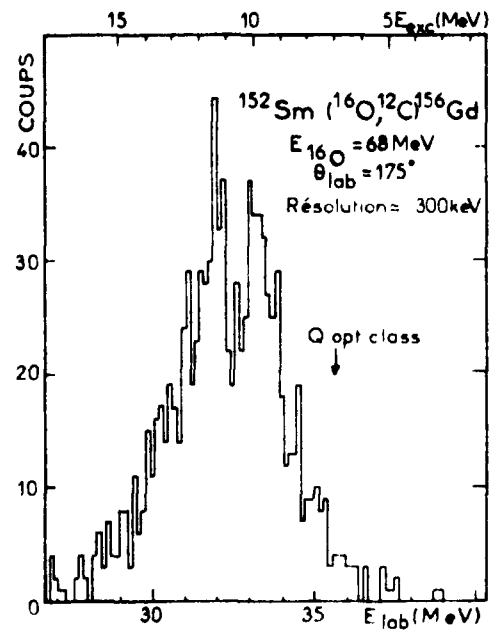


FIG. 31

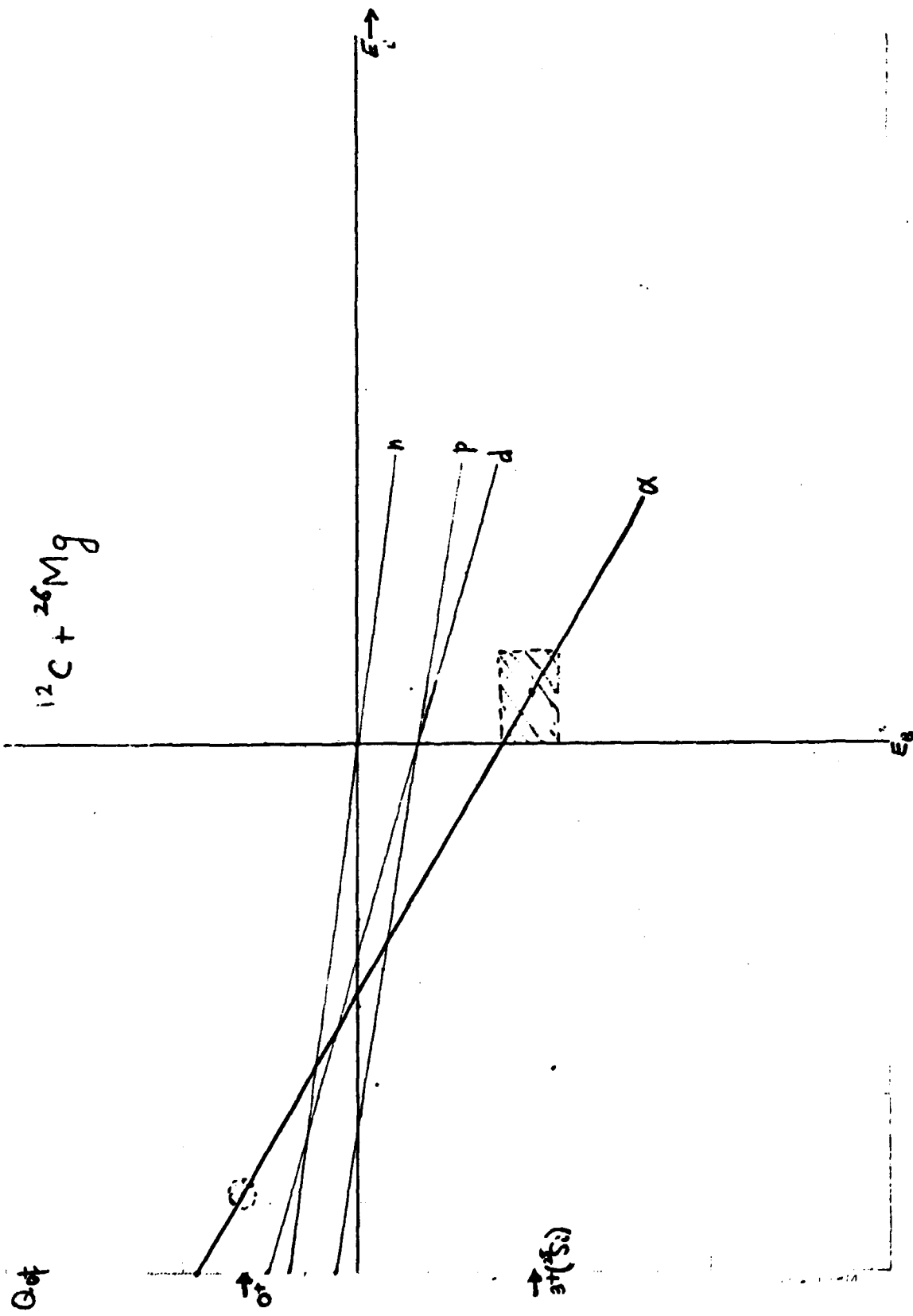


FIG. 32

Em alguns casos (de fato em muitos casos) as regras de  $Q_{ot}$  não são obedecidas indicando uma natureza de muitas etapas do processo de transferência (i.e. a aproximação DWBA não é apropriada para tratar de tais casos e necessita-se uma análise mais complicada usando a teoria de canais acoplados). Retornamos para estes pontos depois.

Em energias mais altas as distribuições angulares das reações de transferência de um e dois núcleons começam apresentar oscilações mesmo na região de ângulos dianteiros. A forma da distribuição angular fica como na figura 33.

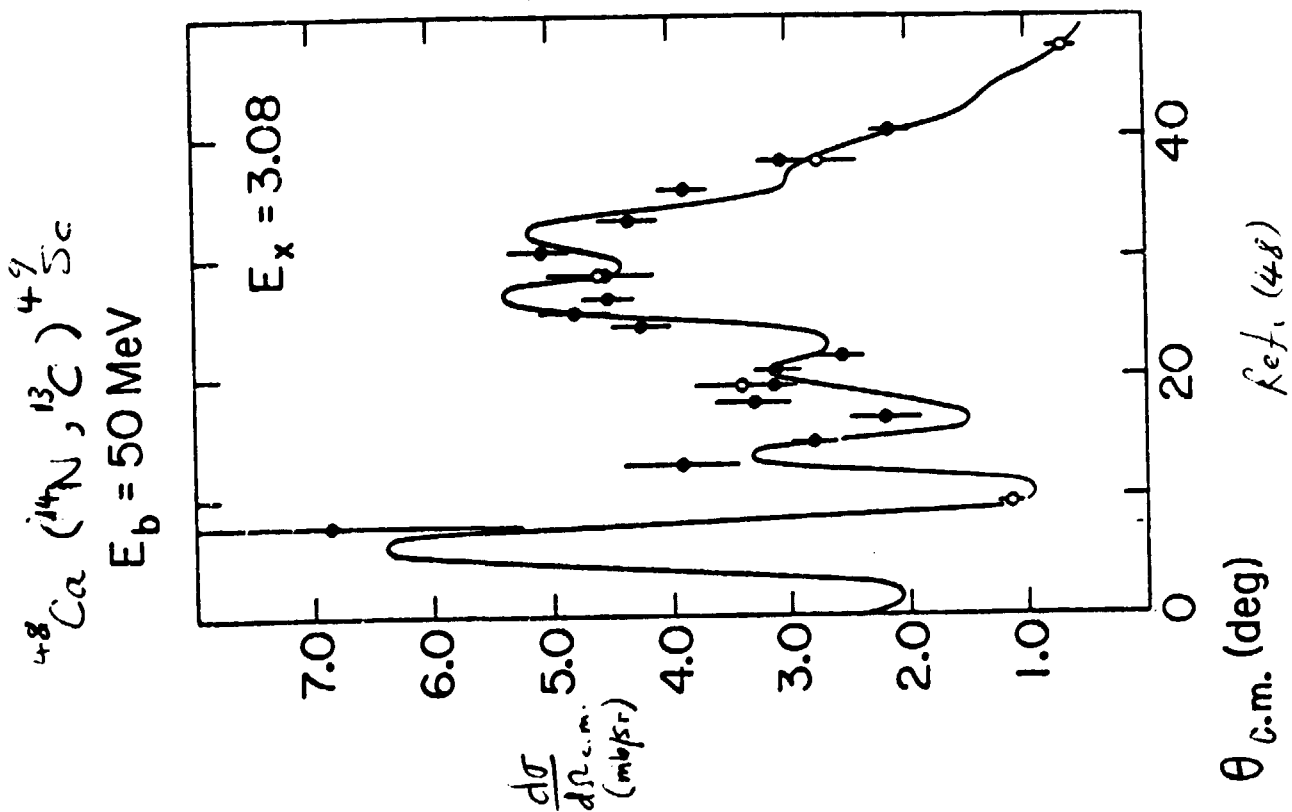


FIG. 33

Em energia ainda mais alta a distribuição angular começa ter a forma da difração de Fraunhofer com um máximo em  $\theta \approx 0^\circ$ . Podemos entender estes fenômenos da mesma maneira como foi feito para o espalhamento elástico e inelástico, considerando a interferência entre as amplitudes  $f_{tr}^{(+)}$  e  $f_{tr}^{(-)}$  (veja fig. 3).

Uma expansão em ondas parciais da amplitude DWBA de transferência de um núcleon com momento angular transferido nulo daria:

$$f_{tr}(\theta) = \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) A(l) P_l(\cos\theta) \quad (37)$$

A forma da  $f_{tr}(\theta)$  é bem parecida com aquela do espalhamento elástico com uma única diferença (importante) que é a forma da amplitude parcial  $A(l)$  (veja figura 28 e figura 29). Utilizando a forma adequada da função de Legendre válida na região  $\theta \approx 0^\circ$ .

$$P_l(\cos\theta) \sim \left(\frac{\theta}{\sin\theta}\right)^{1/2} J_0\left[(l+1/2)\theta\right] \quad (38)$$

e considerando uma forma gaussiana da  $|A(l)|$

$$A(l) \propto e^{-\frac{(l-l_g)^2}{\Delta_l^2(l)}} e^{i[\sigma_f(l) + \sigma_f(l)]} e^{-\frac{(l_f-l_g)^2}{\Delta_f^2(l)}} \quad (39)$$

A amplitude  $f_{tr}(\theta)$  pode ser então calculada transformando a soma para um integral e considerando o caso não realístico de  $\Delta_l(l) \approx 0$  se acha

$$f_{tr}(\theta \approx 0) \propto e^{2i\pi(l_g)} \left(\frac{\theta}{\sin\theta}\right)^{1/2} J_0\left[(l_g+1/2)\theta\right] \quad (40)$$



Então em pequenos ângulos a seção de choque de transferência tem a forma

$$\sigma_{tr}(\theta) = |f_{tr}^{(+)}(\theta)|^2 \alpha \left( \frac{\rho}{\sin \theta} \right)^{1/2} \left| J_0 [(\lambda_g \theta)] \right|_{(41)}^2$$

onde consideramos  $\lambda_g \sim \lambda_f$  que é uma boa aproximação para  $\lambda_g \gg 1$ .

O fato que  $\Delta(\ell) \neq 0$  certamente modifica o resultado acima mas a presença das oscilações em ângulos pequenos podem ser perfeitamente entendidas a partir da expressão aproximada da  $\sigma_{tr}$  acima.

Em ângulos maiores seria apropriado usar a seguinte forma assintótica do polinômio de Legendre.

$$P_\ell(\cos \theta) \approx \left[ \frac{1}{2} (\ell + 1/2) \pi \sin \theta \right]^{-1/2} \cos \left[ (\ell + 1/2) \theta + \pi/4 \right] \quad (42)$$

Então  $f_{tr}^{(\theta)}$  se separa em duas partes  $f_{tr}^{(+)}(\theta)$  e  $f_{tr}^{(-)}(\theta)$  com

$$f_{tr}^{(+)}(\theta) \propto +2 \int_0^\infty d\lambda \lambda \frac{e^{-\lambda \frac{(\lambda - \lambda_g)^2}{\Delta^2}} e^{i(\delta_i(\lambda) + \delta_f(\lambda))}}{2i \sqrt{\frac{1}{2} \lambda \pi \sin \theta}} \times e^{-i\lambda \theta - i\pi/4} \quad (43)$$

$$f_{tr}^{(-)}(\theta) \propto 2 \int_0^\infty d\lambda \lambda \frac{e^{-\lambda \frac{(\lambda - \lambda_g)^2}{\Delta^2}} e^{i(\delta_i(\lambda) + \delta_f(\lambda))}}{2i \sqrt{\frac{1}{2} \lambda \pi \sin \theta}} \times e^{i\lambda \theta - i\pi/4}$$

$$\lambda \equiv \frac{\ell_i + \ell_f + 1}{2}; \quad \Delta \equiv \Delta_i \approx \Delta_f$$

Expandindo

$$\delta_i(\lambda) + f_f(\lambda) \approx \delta_i(\lambda_0) + f_f(\lambda_0) + \frac{1}{2i} (\lambda - \lambda_0) \frac{\Theta}{2} + \dots \quad (44)$$

onde  $\Theta$  é a função de deflexão

$$\Theta = 2 \frac{d}{d\lambda} (\delta_i(\lambda) + f_f(\lambda)) \Big|_{\lambda_0}, \quad (45)$$

e calculando o integral em  $f_{tr}^{(+)}$  e  $f_{tr}^{(-)}$

, acha-se

$$f_{tr}^{(+)}(\theta) \approx 2\Delta^2 e^{i\pi/4} e^{i(\delta_i(\lambda_0) + f_f(\lambda_0))} e^{\left(\frac{\lambda_0}{\Delta}\right)^2 x} \times \frac{e^{-2i\lambda_0(\theta - \Theta)}}{2i\sqrt{1/2}\pi \sin\theta} e^{-\frac{\Delta^2}{8}(\theta - \Theta)^2}$$

$$f_{tr}^{(-)}(\theta) \approx 2\Delta^2 e^{i\pi/4} e^{i(\delta_i(\lambda_0) + f_f(\lambda_0))} e^{\left(\frac{\lambda_0}{\Delta}\right)^2 x} \times \frac{e^{-2i\lambda_0(\theta + \Theta)}}{2i\sqrt{1/2}\pi \sin\theta} e^{-\frac{\Delta^2}{8}(\theta + \Theta)^2} \quad (46)$$

Como se pode ver a seção de choque de transferência terá um termo de interferência entre  $f_{tr}^{(+)}$  e  $f_{tr}^{(-)}$ .

$$T_{tr}(\theta) \propto \int e^{-\frac{\Delta^2}{4}(\theta - \Theta)^2} + e^{-\frac{\Delta^2}{4}(\theta + \Theta)^2} \quad (47)$$

$$+ 2e^{-\frac{\Delta^2}{4}(\theta^2 + \Theta^2)} \cos\left((2\lambda_0 + 1)\theta - \frac{\pi}{2}\right)$$

Para ângulos pequenos o termo de interferência pode ser importante, i.e. há oscilações na  $\sigma_{tr}(\theta)$  na região  $\theta \sim 0$ . Nesta região os dois primeiros termos contribuem igualmente. Na região perto de  $\theta_0$  i.e.  $\theta \sim \theta_0 = \theta_0$  o termo dominante é o primeiro termo i.e.  $|f_{tr}^{(+)}(\theta)|^2$  que, como pode ser visto, tem a forma gaussiana bem parecida com a forma de sino observada. O termo de interferência contribue pouco perto do  $\theta_0$  devido a presença do fator amortecedor  $e^{-\frac{\Delta^2}{4}(\theta^2 + \theta_0^2)}$ . Na figura(34) são mostrados alguns dados experimentais que mostram claramente o comportamento discutido acima.

No caso de reações de transferência com momento angular transferido diferente de zero o tratamento é igual ao do caso anterior so que a função de Legendre  $P_l(\cos\theta)$ , passa a ser  $Y_{l-M}^{(l, \varphi)}$  onde M é projeção do momento angular transferido i.e., a paridade do estado final  $\pi_f$  fica relacionada com a paridade do estado inicial  $\pi_i$  como  $\pi_f = (-1)^M \pi_i$  (considerando o eixo z como o eixo da quantização). Agora usando a forma assintótica da  $Y_{l-M}^{(l, \varphi)}$  e repetindo o cálculo para  $\sigma_{tr}(\theta)$  acha-se uma expressão semelhante ao  $\sigma_{tr}(\theta)$  para  $l=0$ , com uma fase  $(-1)^M$  que aparece junto com o termo de interferência. Isto significa que as oscilações em  $\sigma_{tr}(\theta)$  dependem de M (a regra de Blair).

Na figura(35) apresentamos dados sobre as reações de transferência de dois protons. Como se pode ver as oscilações de Fraunhofer aparecem em energias mais baixas indicando que para a transferência de dois nucleons a amplitude  $f_{tr}^{(+)}(\theta)$  é importante mesmo em energias perto da energia da barreira. Isto parece razoável desde que lembramos que o fator de forma de transferência de duas partículas cai mais rapidamente do que o da transferência de uma partícula indicando a necessidade de penetrar mais dentro

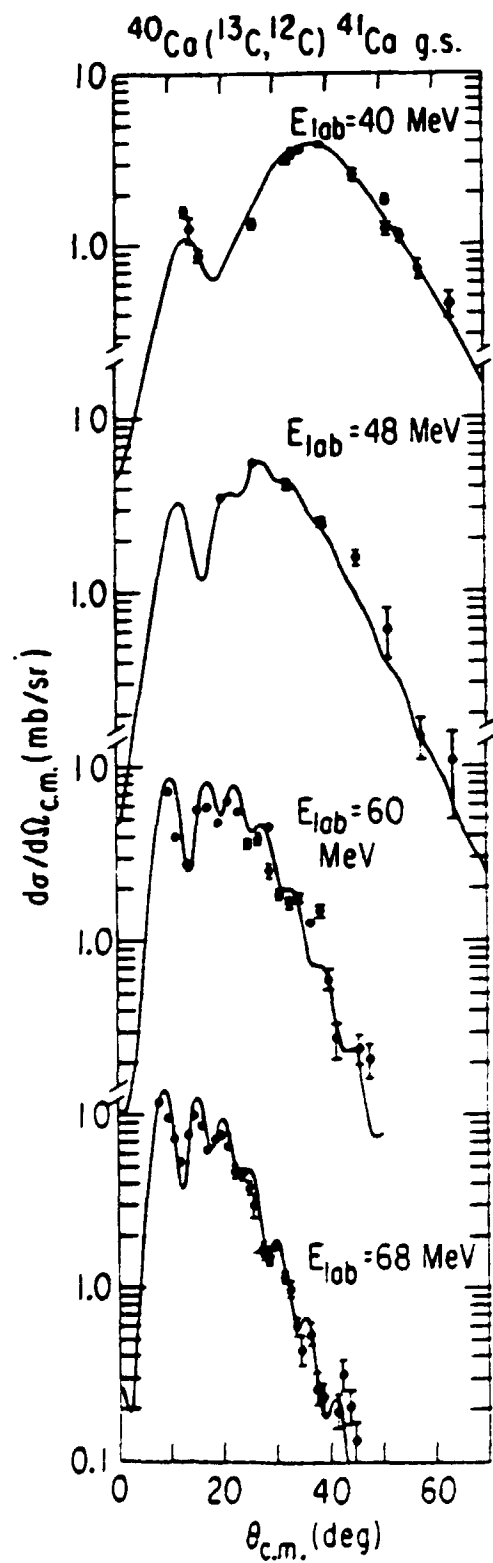


FIG. 34 (48)

na região nuclear para sentir o fator de forma e obviamente que nestas curtas distâncias a força nuclear começa ser mais importante do que a força Coulombiana o que resulta em desvio angular em ambos  $f_{\pm}^{(+)}$  e  $f_{\pm}^{(-)}$  para ângulos dianteiros resultando na subida de  $\sigma_{\pm}^{(-)}$  em  $\theta \sim 0^\circ$  e a forma característica de difração de Fraunhofer nesta região angular.

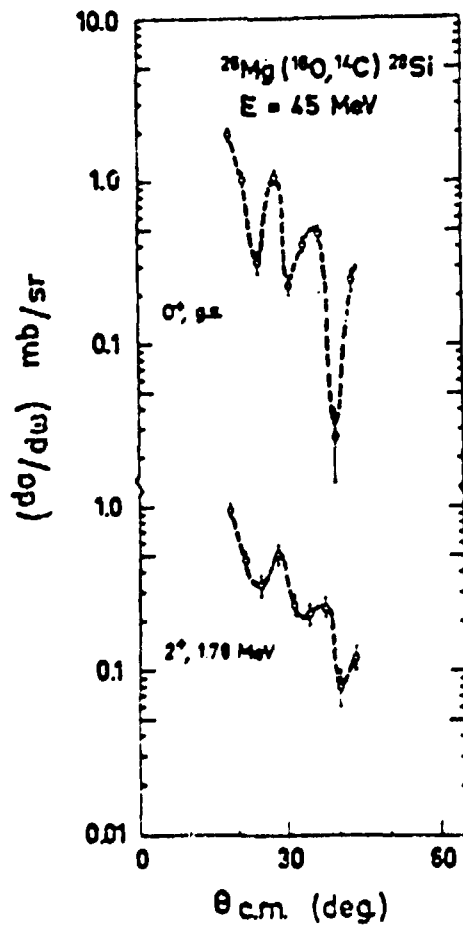


FIG. 35 51)

Para que os efeitos acima discutidos sejam viáveis a absorção na superfície deve ser bem pequena. Um potencial ótico que foi recentemente usado para ajustar dados (com calculo DWBA) tinha como parte imaginária um potencial como na figura 36. Tal potencial se chama "surface transparent". As duas propriedades deste potencial absoritivo são: reflexão nas ondas de  $\ell$  pequeno o que dá a subida na seção de choque elástica e inelástica em  $\theta \sim 180^\circ$  (veja figura 10 e figura 26 ) e a difração de Fraunhofer em  $\theta \sim 0^\circ$  na seção de choque de transferência.

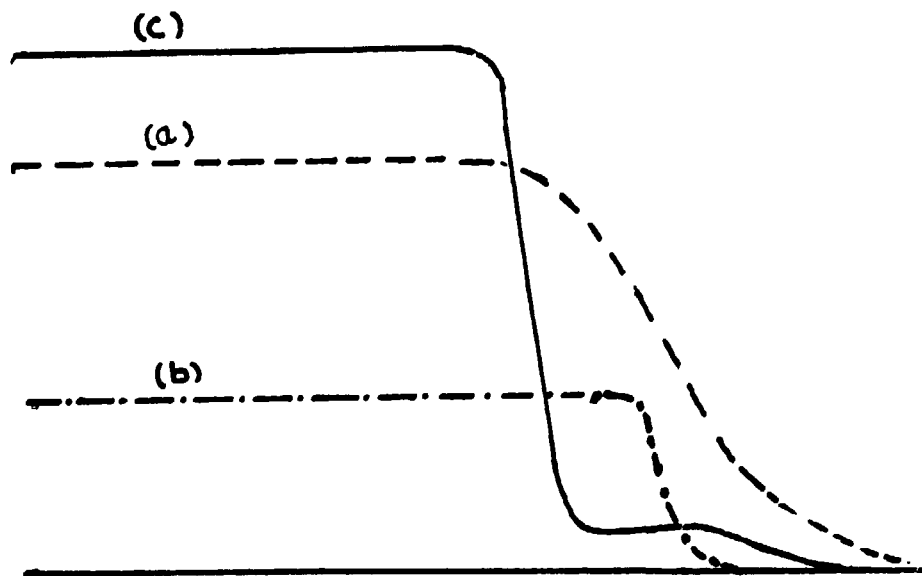


FIG. 36

48)

Informações espectroscópicas extraídas das reações de transferência entre íons pesados:

Gostaria de mostrar alguns dados (cerca de 1973) da transferência de um e dois prótons na reação  $^{16}\text{O} + ^{26}\text{Mg}$  em  $E_{\text{Lab}} = 45 \text{ MeV}$ . Fig (37)

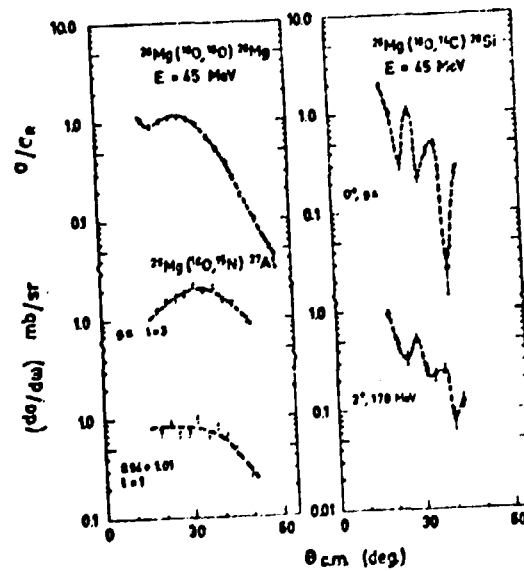


FIG. 37

51)

Como se pode ver a forma da distribuição angular é bem diferente para transferência de 1p e 2p, como foi explicado antes. Além disso, a magnitude da seção de choque de transferência de dois protons é da mesma ordem como a da transferência de um proton. Tentativas de explicar estes fatos com a teoria DWBA não foram bem sucedidas. Na referência <sup>52)</sup> foi proposta a idéia de que estas reações testam a região da interação nuclear em distância bem pequena. De fato, lembrando que o fator de forma de transferência de dois protons  $F_{2p}$  cai mais rapidamente do que de transferência de um proton  $F_{1p}$  (veja figura 38) , a unica maneira de explicar os dados com DWBA seria de pressupor que a região em torno do ponto onde  $F_{2p} \sim F_{1p}$  é a região que dá a maior contribuição. É óbvio que a distância onde  $F_{2p} \sim F_{1p}$  é pequena. Este tipo de cálculo deu a magnitude certa de seção de choque mas a distribuição angular tinha forma completamente errada. Tudo isto indica que o processo de transferência de dois protons, mesmo nestas energias relativamente baixas não pode ser um processo de uma etapa necessitando um tratamento de canais acoplados. Isto complica bastante a extração de informações espectroscópicas a partir das reações de transferência de dois nucleons.

Estas mesmas reações foram medidas em energias mais altas <sup>53)</sup> ( $E_{\text{Lab}}=128\text{MeV}$ ) e parece que nestas energias a magnitude de seção de choque de transferência de dois protons é uma ordem de grandeza menor do que da transferência de um proton assim indicando que pelo menos em princípio seria mais conveniente fazer estudos da estrutura nuclear com estes tipos de reação em alta energia <sup>50)</sup>.



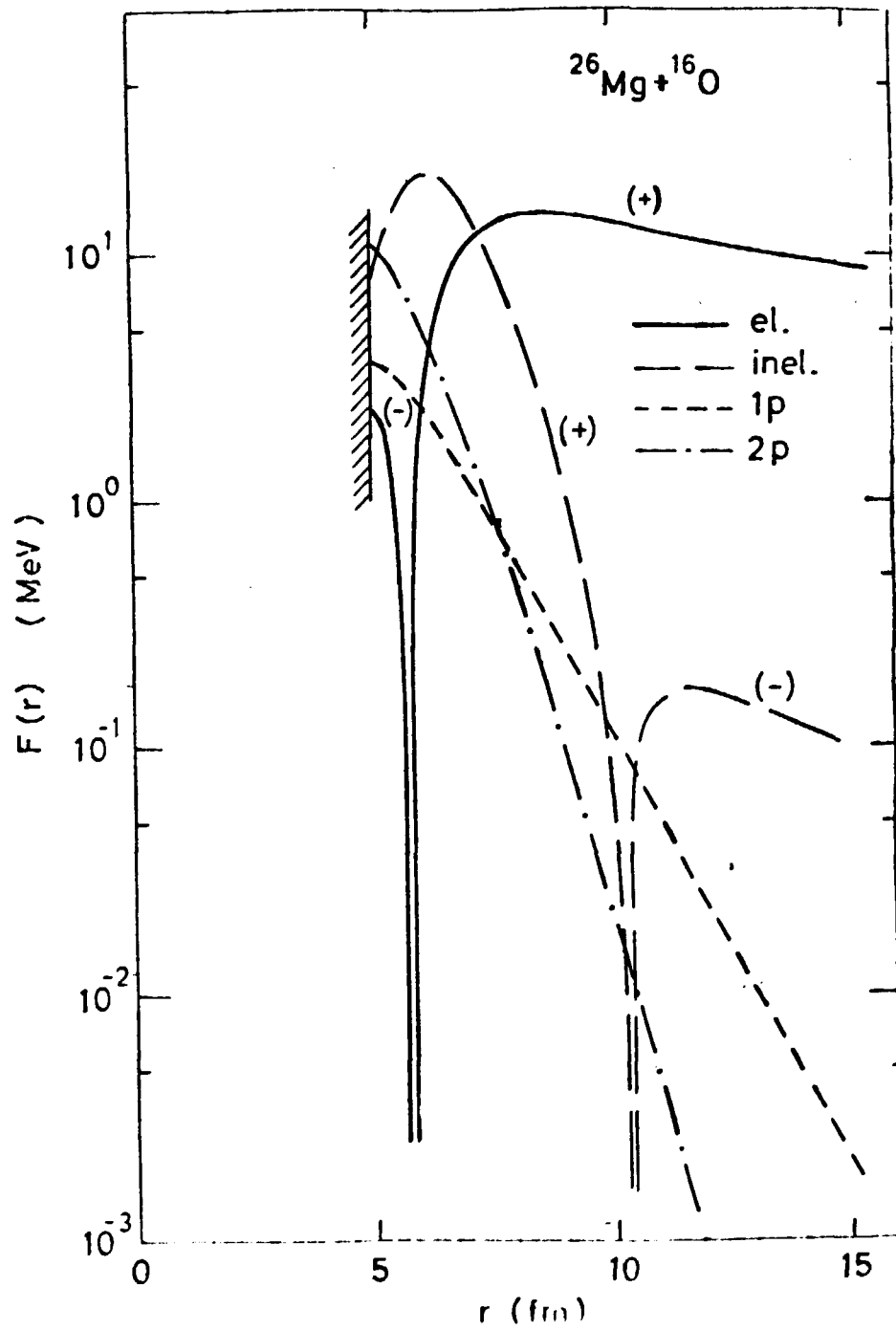


FIG. 38

De fato um cálculo DWBA simples com um fator de normalização apropriado reproduz razoavelmente bem a seção de choque para ambos, 1p e 2p em  $E_{\text{Lab}}=128\text{MeV}$  ( $^{16}\text{O}+^{26}\text{Mg}$ ). O fato de que a forma da seção de choque pode ser razoavelmente reproduzida com DWBA nesta energia mostra que o mecanismo da reação torna-se mais simples com o aumento da energia. Determinação das paridades, spins, etc. dos estados finais (fundamentais e excitados) através das reações de transferência de um, dois, etc. nucleons em alta energia (3-4 vezes da barreira Coulombiana) foi, e está sendo feito em Oxford <sup>50)</sup> e Berkeley utilizando uma forma semi-clássica da amplitude DWBA deduzida por Brink <sup>49)</sup> que fornece, além da maneira simples de cálculo, algumas regras de seleção bem úteis. Devido ao pouco tempo disponível, não entrarei em detalhes destas atividades. Além disso, a alta energia necessária para este tipo de estudo torná-lo fora do nosso alcance aqui no Brasil pelo menos no momento.

Gostaria agora de tornar para outros aspectos que julgo mais relevantes.

Cálculo DWBA foi feito com todos os refinamentos, incluindo os efeitos de recuo dando ajustes razoáveis para os dados de transferência de um neutron. No caso dos dados de transferência de dois e um proton, porém, os cálculos teóricos e os dados não coincidem exatamente apresentando sempre um "shift" entre a posição do pico da forma de sino experimental e teórico (figura 39).

Este shift, porém, depende fortemente da energia como também do valor  $Q$ . Como mostra a figura 39 e 40 a seguir.

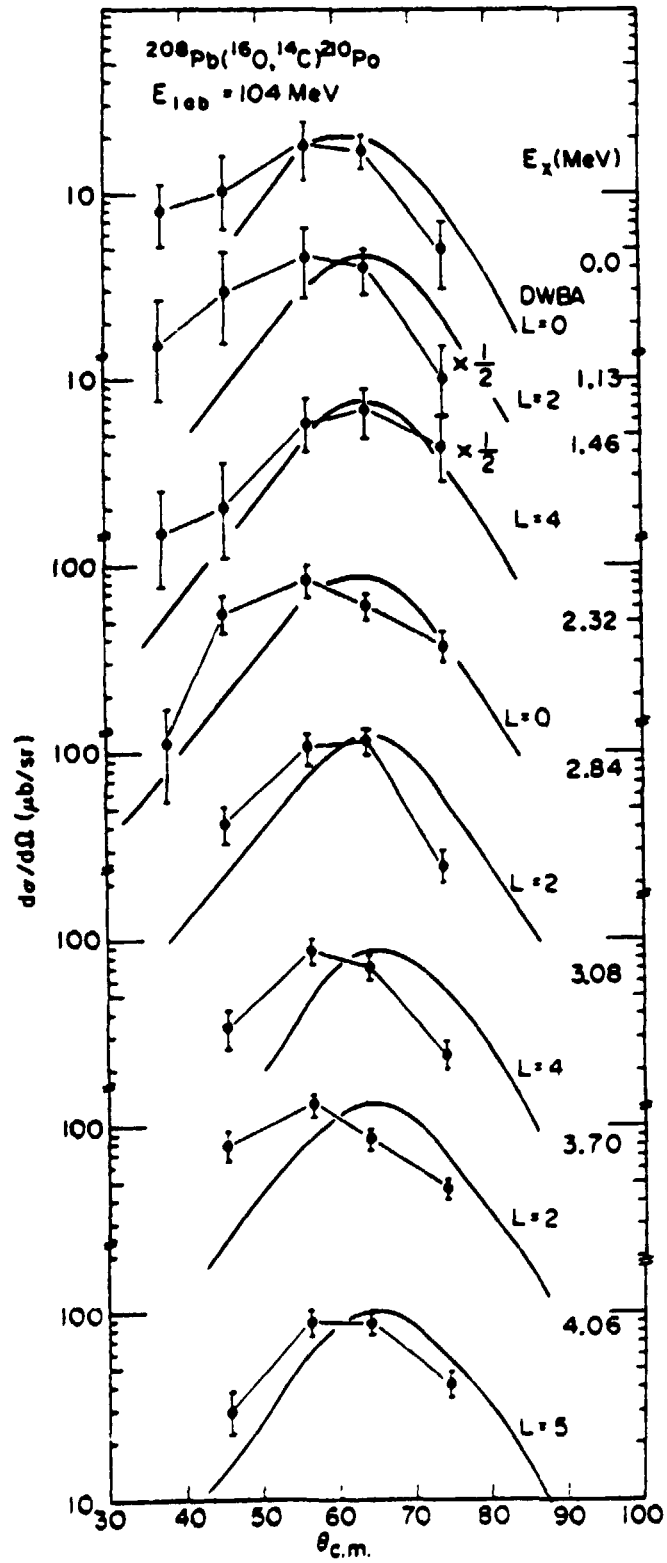


FIG. 39 48)

$^{208}\text{Pb}(^{15}\text{O}, ^{15}\text{N})^{209}\text{Bi}$

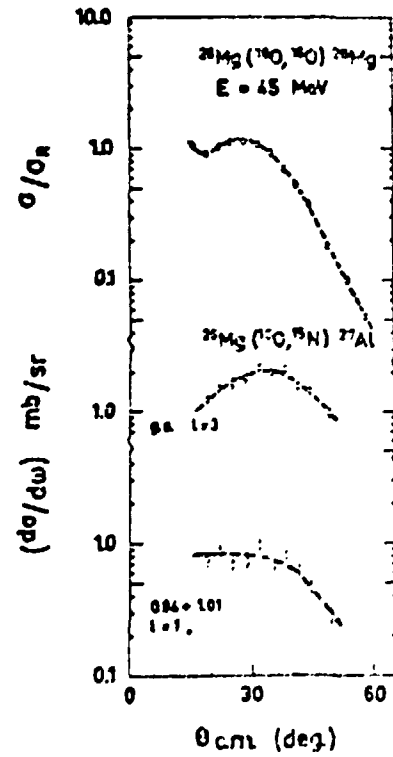
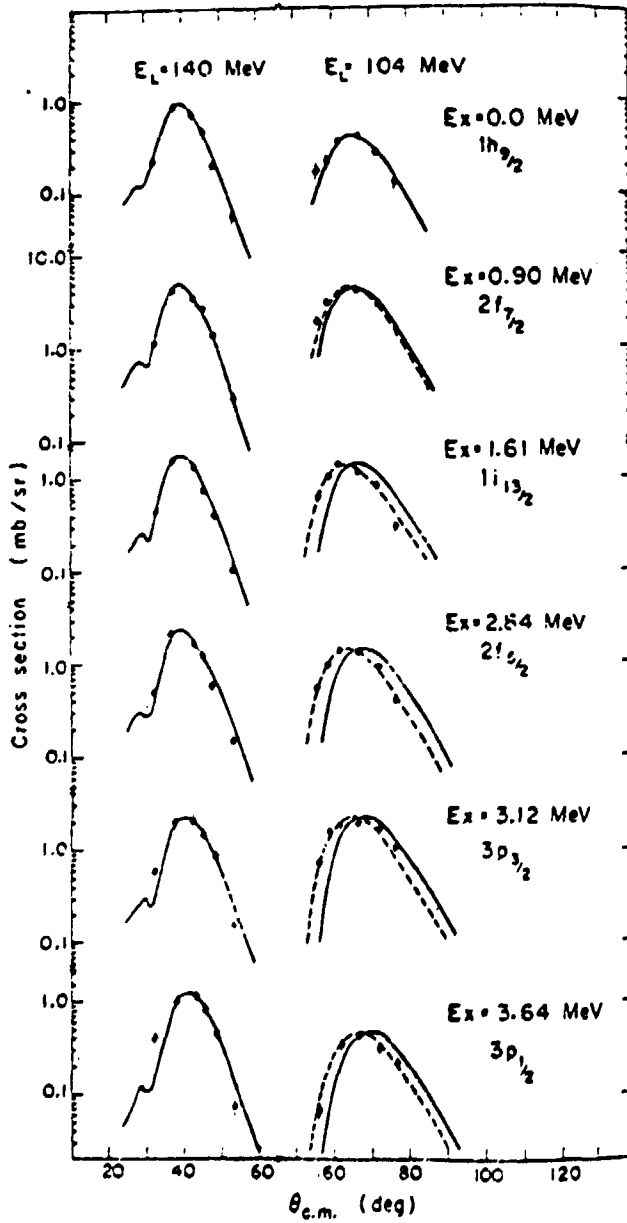


FIG.

40

48)

O shift quase desaparece em energias mais altas. Então parece que uma conclusão razoável é dizer que o shift está associado com a presença de processos mais complicados (por exemplo duas etapas). Os dados de transferência de um neutron não apresentam estes problemas (figura 4/).

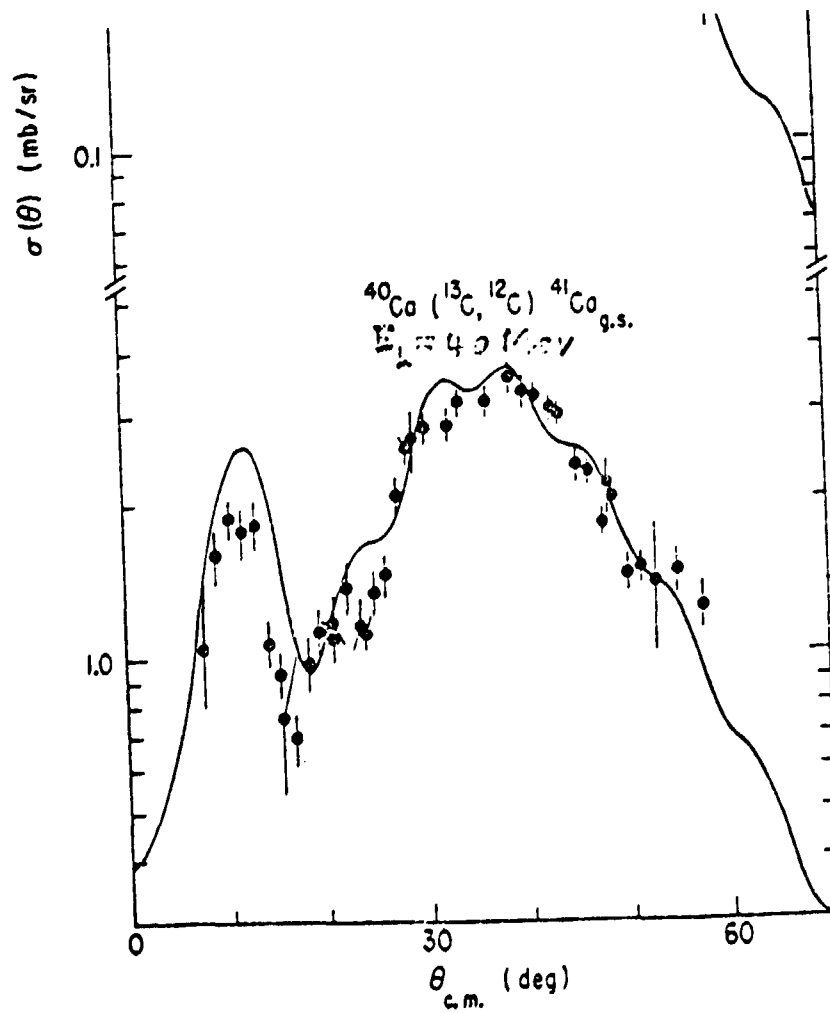


FIG. 41

48)

De maneira geral podemos dizer que as reações de transferência de dois a mais nucleons entre ions pesados são processos de muitas etapas tornando a extração de fatores espectroscópicos mais difícil devido a necessidade de uso de cálculo de canais acoplados. Mesmo para analisar os dados de transferência de uma partícula através da DWBA precisa-se sempre incluir vários efeitos como o recuo o que torna o cálculo mais caro.

Gostaria agora de mostrar os efeitos da dependência de  $Q$ -ótimo da seção de choque de transferência. Como foi dito anteriormente, a seção de choque de um processo de uma etapa tem uma dependência -  $Q$  bem característica e o valor máximo da  $\sigma$  ocorre para  $Q=Q_{ot}$ . Fig. (42) mostra esta dependência. As distribuições angulares também dependem do valor -  $Q$  como mostra a figura 42.

Qualquer seção de choque que não obedece esta regra pode ser considerada como aquela que corresponde a um processo de muitas etapas. <sup>54)</sup> Isto é fácil de entender se, por exemplo, procurarmos alcançar um nível (o estado fundamental) no nucleo residual com valor  $-Q$  bem diferente do  $Q_{ot}$ . Assim seria mais fácil para o sistema, se existe antes (ou depois) e depois (ou antes) transferir a partícula (ou as partículas). Isto implicaria que além do processo direto de uma etapa que dá uma contribuição pequena há competição de outros processos mais complicados. Figura (43) mostra este ponto claramente.

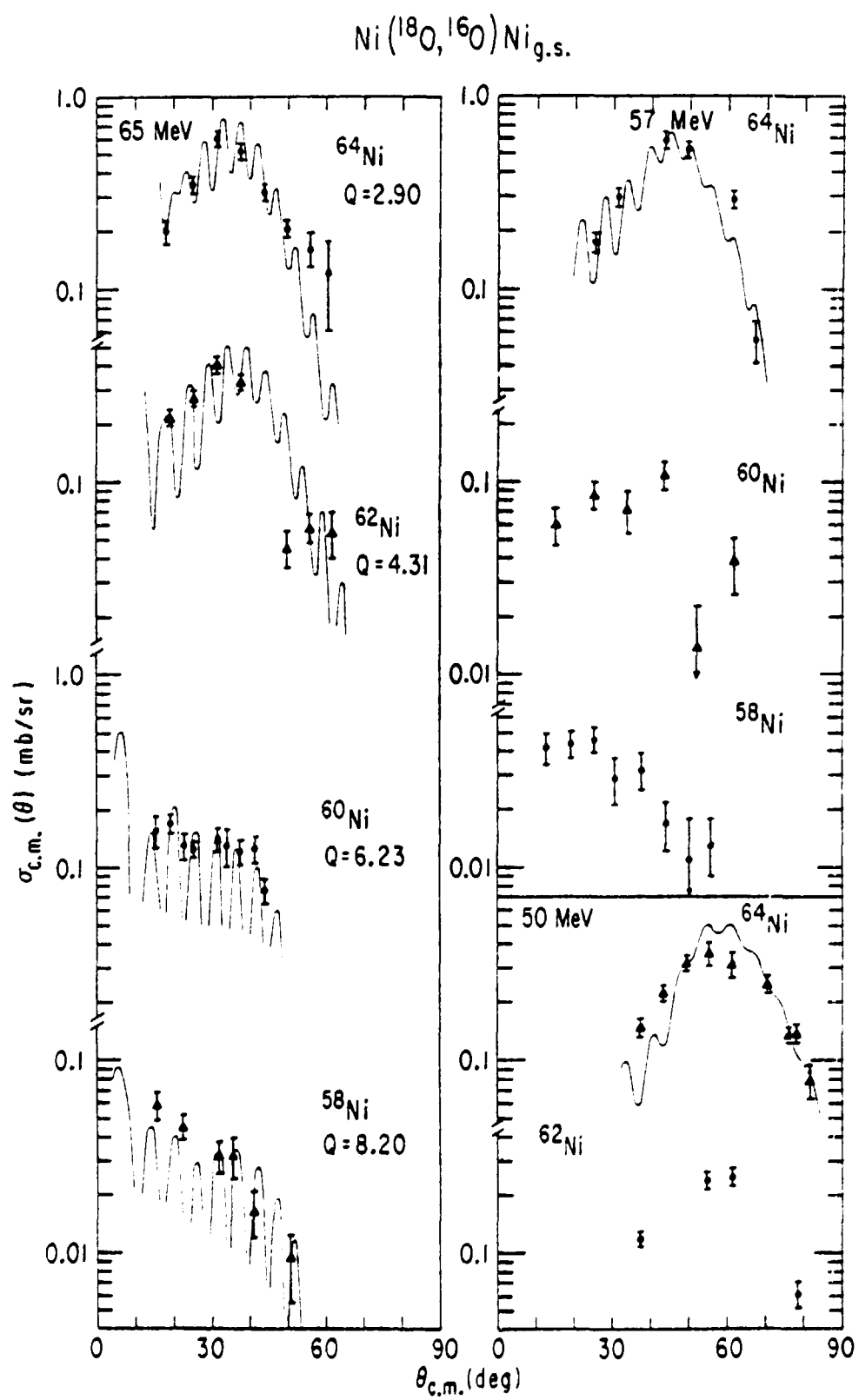
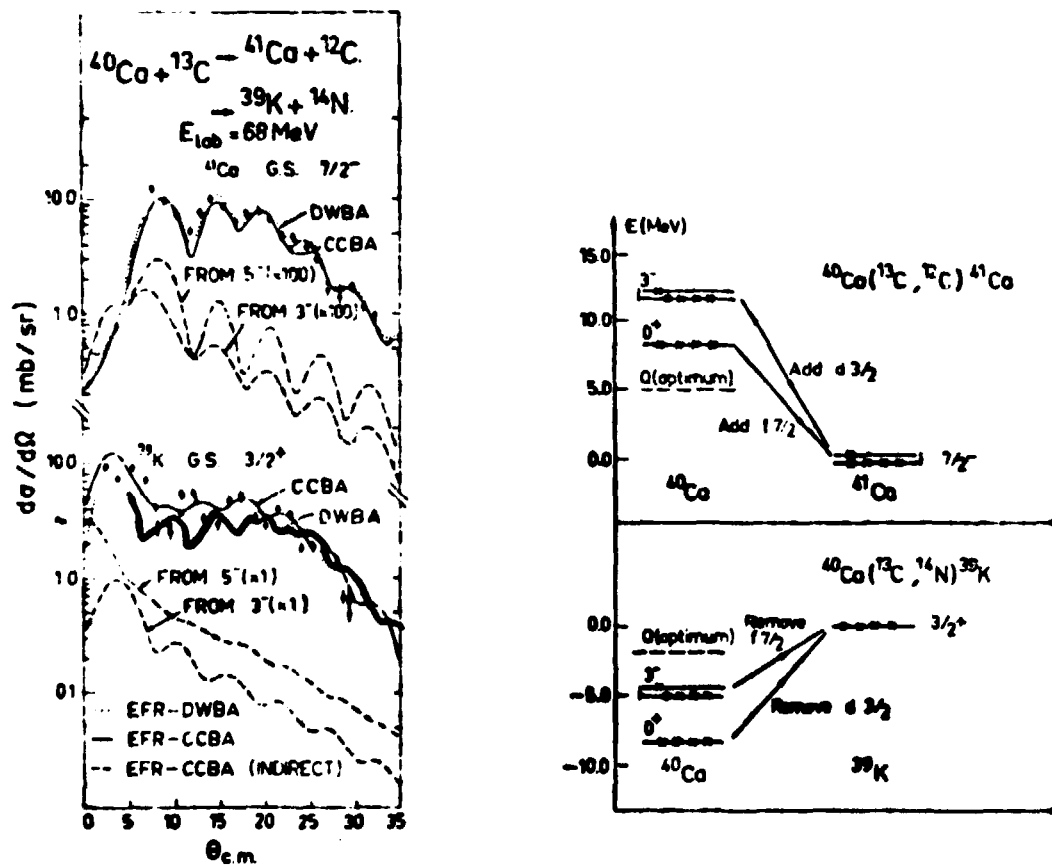


FIG. 42 Ref. (48)



K.S. Low, J. de Physique, Coll. CS, Supp. au n° 11  
Tome 37, (1976) Page 45-15

FIG. 43

Processos de muitas etapas são mais importantes no caso de transferência de duas ou mais partículas devido a grande probabilidade de transferência sequencial mesmo em energias abaixo da barreira Coulombiana (56).

Tudo isto indica que estas reações mesmo que tenham maior grau de seletividade apresentam grandes problemas na parte de análise teórica. Mesmo assim elas fornecem informações importantes sobre o mecanismo das reações de transferência que podem ser usadas para entender melhor as reações de quasi-fusão. Além



disso, as reações de transferência apresentam indicações fortes a respeito da natureza de absorção na região da superfície. A necessidade de usar o potencial "surface transparent" (veja figura (36)) para reproduzir a forma e as oscilações das distribuições angulares indica que a superfície é realmente transparente. Este fato tem repercussões imediatas no espalhamento elástico e inelástico como foi dito antes. De fato os dados recentes que foram mostrados anteriormente sobre a região de ângulos traseiros podem ser perfeitamente ajustados com potenciais óticos cujas partes imaginárias são do tipo transparente na superfície. A subida da  $T_{el}$  e  $T_{inel}$  em  $\theta \sim 180^\circ$  pode ser interpretada como, em parte, o efeito da reflexão quântica associada à parte volumétrica da parte imaginária. O fato de poder unir os três tipos de reações, i.e. espalhamento elástico, espalhamento inelástico e a reação de transferência, através de uma única forma de absorção é certamente um grande passo para melhorar nossa compreensão das reações diretas entre ions pesados. Os outros aspectos, como a interação (a parte real do potencial ótico) e a natureza semi-clássica são comuns para os três tipos de processos.

REFERÊNCIAS

- 1) J.C.Cramer et. al.; Phys.Rev. C14 (1974) 2158.
- 2) W.E.Frahn; Phys.Rev.Lett, 26 (1971) 568;  
Ann.Phys. (N.Y.) 72 (1972) 524; Fundamentals in Nuclear Theory  
International Atomic Energy Agency, Vienna (1967) p.3; Heavy-  
Ion, High Spin States And Nuclear Structure Vol.1, Internatio  
nal Atomic Energy Agency, Vienna (1975) p.157.
- 3) W.E.Frahn and D.H.E.Gross; Ann.Phys. (N.Y.) 101 (1976) 520.
- 4) W.E.Frahn and K.E.Rehm; Phys.Reports 37C (1978)1.
- 5) W.E.Frahn; Nucl.Phys. A (1978)
- 6) R.A.Brogia, S.Landowne, R.A.Malfliet, V.Rostokin and Aa.Win-  
ther; Phys.Reports 11C (1974) 1.
- 7) T.Koeling and R.A.Malfliet; Phys.Reports 22C (1975) 181.
- 8) J.Knoll and R.Scheffer; Phys.Lett. 52B (1974) 131; Ann.Phys.  
(N.Y.) 97 (1976) 307; Phys.Reports 31C (1977) 159.
- 9) R.A.Brogia, S.Landowne and A.Winther; Phys.Lett. 40B (1972)  
293.
- 10) R. da Silveira; Phys.Lett. 45B (1973) 211; Port.Phys. 8 (1973)  
217.
- 11) R. da Silveira and Ch.Leclercq-Willain, J. de Phys. 36 (1975)  
L-117; Port.Phys. 9 (1975) 97.
- 12) G.R.Stachler; Proceedings of the International Conference on  
Reactions Between Complex Nuclei, editors R.L.Robinson, F.K.  
McGawan, J.B.Ball and J.H.Hamilton (North-Holland, Amsterdam  
1974) p.171.
- 13) P.R.Christensen and Aa.Winther; Phys.Lett. 65B, (1976) 19.
- 14) Proceedings of Symposium on Heavy Ion Elastic Scattering, Ro-  
chester 1977.

- 15) S.Kubono, P.D.Bond and C.E.Thorn; BNL - 243804 (1978).
- 16) D.M.Brink and N.Takigawa; Nucl.Phys. A 279 (1977) 159.
- 17) N.Takigawa; Talk presented at the second Louvrin-Krakow Seminar, June 1978 - A ser publicado.
- 18) K.W.McVoy; Phys.Rev. C3 (1971) 1104; Lectures presented at the Escuela Latino-Americana de Fisica, Universidad Nacional Autónoma de Mexico, Mexico City - Agosto 1977.
- 19) W.A.Friedman and C.J.Goebel; Ann.Phys. (N.Y.) 104 (1977) 145.
- 20) C.E.Thorn et. al., Phys.Rev.Lett. 38, (1977) 384.
- 21) W.G.Love et.al.; Phys.Rev.Lett. 39, (1977) 6; Nucl.Phys. A291 (1977) 183.
- 22) A.J.Baltz et al.; Phys.Rev.Lett. 40 (1978) 20; BNL 24966 (1978)
- 23) P.Doll et al.; Phys.Lett. 76B (1978) 566.
- 24) R.Donangelo, L.F.Canto and M.S.Hussein; IFUSP-Preprint n<sup>o</sup> 152 (1978) a ser publicado no Nucl.Phys. A (1979).
- 25) R.Donangelo, L.F.Canto and M.S.Hussein - IFUSP-Preprint n<sup>o</sup> 102 (1978) a ser publicado no Phys.Rev. C (1979).
- 26) R.Donangelo, L.F.Canto and M.S.Hussein - a ser publicado na Revista Brasileira de Física (1979).
- 27) V.Rotberg; Tese de Doutorado IFUSP (1978)
- 28) K.Alder and Aa.Winther; "Electromagnetic Excitations" (North-Holland Publishing Company 1975).
- 29) V.Rotberg; Tese de Doutorado IFUSP (1978)
- 30) P.R.Christensen et.al.; Nucl. Phys. A207 (1973) 433.
- 31) K.E.Rehm et al.; Phys.Rev. C12 (1975) 1945.

- 32) S.G.Steadman, et.al.; Phys.Rev.Lett. 33 (1974) 499.
- 33) W.E.Frahn; Nucl.Phys. A272 (1976) 413.
- 34) R.Malfliet, S.Landowne and V.Rostol'n; Phys Lett. 44B (1973)238.
- 35) M.Guidry et.al.; Phys.Rev.Lett. 40 (1978) 1016.
- 36) R.R.Betts et.al.; Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 1183.
- 37) M.Buenerd et.al.; Phys.Rev.Lett. 40 (1978) 1482.
- 38) R.A.BrogliA et.al.; Phys.Lett. 61B (1976)113.
- 39) N.K.Glendenning; Reviews of Modern Physics 47 (1975) 659.
- 40) F.D.Becchetti et.al.; Phys.Rev. C9 (1974) 1543.
- 41) P.D.Bond, et.al.; Phys.Lett. 47B (1973) 231.
- 42) C.Chasman, et.al.; Phys.Rev.Lett 28 (1972) 843.
- 43) R.M.Devries et.al.; Phys.Rev.Lett. 32 (1974) 680.
- 44) J.D.Carett et.al.; Phys.Rev. C12 (1975) 489.
- 45) A.Lépine et.al.; Nucl.Phys. A289(1977) 187.
- 46) R.BrogliA and Aa.Winther; Phys.Reports 46 n94 (1972)
- 47) P.Buttler and L.J.B.Goldfarb; Nucl.Phys. A176 299 (1971)
- 48) A.J.Baltz and S.Kahana; Advances In Nuclear Physics (1977)
- 49) D.M.Brink; Phys.Lett. 40B (1972) 37.
- 50) N.Anyn-Weiss et.al.; Phys.Reports 12C n93 (1974).
- 51) P.R.Christensen et.al.; Phys.Lett. 45B, (1973) 107.
- 52) B.Nilsson, et.al.; Phys.Lett. 47B (1973) 189.

53) D.Sinclair; Phys.Lett. 53B (1974) 54.

54) R.J.Ascuitho and N.K.Glendenning; Phys.Lett 47B (1973) 332.

55) M.E.Cobern et.al.; Phys.Rev. 13C (1976) 1200.

56) M.A.Franey et.al.; Phys.Rev.Lett. 41 (1978) 837.

AGRADECIMENTO

À Alinka Lepine pelas valiosas discussões e pela leitura crítica deste trabalho.

