

*VI REUNIÃO
DE TRABALHO*

ITATIAIA - 1983

*FÍSICA
NUCLEAR*

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

VI REUNIÃO DE TRABALHO

ITATIAIA - 1983

FÍSICA NUCLEAR

Publicação da Sociedade Brasileira de Física. Subvencionada pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP).

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

I N D I C E

Apresentação	pág. 1
Programa da Reunião	3
Problemas de Fronteira em Física Nuclear	
- D.Pereira - "Ions Pesados de 20 a 200 MeV/A".....	**
- T.Kodama - "Ions Pesados Relativísticos".....	5
- E.Wolynec - "Problemas de Fronteira em Estrutura Nuclear".....	44
- R.de Haro Jr. - "Teoria Microscópica de Vibrações Nucleares".....	91
Tópicos em Reações Nucleares e Estrutura Nuclear	
- M.S.Hussein - "Nuclear Structure Effects in Heavy-Ion Elastic Scattering".....	107
- C.L.Lima - "Estrutura Nuclear".....	**
Colóquios	
- C.O.Escobar - "Partículas Elementares".....	**
- A.G.de Pinho Filho - "Física "Não Nuclear" com Aceleradores de Baixa e Média Energia".....	131
- M.A.J.Mariscotti - "Aceleradores de Iões Pesados".....	169
Ata da Assembléia de Encerramento	196
Lista de Participantes	200

** Textos não recebidos para publicação.

"VI REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL"

Hotel Simon, Itatiaia - Rio de Janeiro, Brasil

3 a 7 de setembro de 1983.

Esta publicação contém, além do Programa da Reunião, lista de participantes e Ata da sessão geral de encerramento, os textos preparados pelos conferencistas convidados que foram encaminhados à Comissão Organizadora. Como um confronto entre Programa e índice mostrará, infelizmente nem todas as conferências apresentadas foram redigidas por seus autores e o aparecimento, agora, deste volume, representa, ao ver da Comissão Organizadora, o possível compromisso entre rapidez de publicação e completeza. Cabe mencionar ainda que as Contribuições recebidas para a Reunião foram reunidas em publicação à parte, distribuída aos participantes no ato de inscrição.

A Comissão Organizadora, em seu nome e em nome dos participantes, agradece o patrocínio da Sociedade Brasileira de Física e o apoio financeiro decisivo do CNPq, da FINEP e da FAPESP. Um agradecimento especial cabe à equipe da Secretaria Executiva da SBF pelo seu eficiente e dedicado trabalho: Álvaro Roberto Souza Moraes, Conceição A. Vedovello e Sidnei Souza Moraes.

Comissão Organizadora

Alinka Lépine (IFUSP)
Antonio Fernando R. Toledo Piza (IFUSP)
Carlos Roberto Appoloni (FUEL)
Enio Frota da Silveira (PUC/RJ)
Raul José Donangelo (UFRJ)
Salomon S. Mizhari (IFT/SP)

VI Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil

PROGRAMAÇÃO

	3/9 - sábado	4/9 - domingo	5/9 - 2a. feira	6/9 - 3a. feira	7/9 - 4a. feira
9:00	Viagem para Itatiaia	Ions Pesados de 20 a 200 MeV/A Oirceu Pereira	Ions Pesados Relativísticos Takeshi Kodama	Prob. de Fronteira em Estrutura Nuclear Elisa Molynece	Teoria Microscópica de vibrações nucleares Raphael de Haro
10:30		Café	Café	Café	Café
11:00		Contribuições A	Contribuições B	Contribuições C	Resumo T. Kodama
12:30		Almoço	Almoço	Almoço	Almoço
14:00		Painéis A	Painéis B	Painéis C	Viagem de volta
15:00	Relatório dos Painéis **	Grupos de Trabalho Discussões	L I V R E	Grupos de Trabalho Discussões	
16:00	Coquetel e Organização dos Grupos de Trabalho				
18:00	Reações Nucleares (Hussein)		Estrutura Nuclear (Celso Lima)		
19:00	Jantar		Jantar		
20:00	Jantar		Jantar		
21:30	Colóquio - Partículas Elementares C.O. Escobar	Colóquio - Física Atômica Alceu G. de Pinho F9	Colóquio - Aceleradores de Ions Pesados M. Mariscotti	Assembléia	
22:30					

LEGENOAS:-

- A - Experimental
- B - Teórica
- C - Instrumentação e Física Aplicada (para-nuclear)

Relatores de Painéis

- Experimental - Solange de Barros
- Teórica - Luiz Felipe Canto
- Instrumentação - Ross Alan Douglas

Contribuições apresentadas oralmente

A - Contribuições Experimentais (4/9 - 11:00-12:30 h)

- "Análise do Espectro de Evaporação de um Núcleo Composto - Efeito do Momento Angular Crítico" - M.M.Coimbra, N.Carlin Filho e A.Szanto de Toledo
- "Funções Excitação das Reações $^{90}\text{Zr}(p, xn)$ com $x=1$ e 2 e Razões Isoméricas do ^{89}Nb " - S.C.Cabral, L.T.Auler e A.G.da Silva
- "Eletrodesintegração do ^{181}Ta " - V.A.Serrão, E.Wolyneç, Y. Miyao, P.Gouffon, M.N.Martins e A.R.V.Martínez
- "Análise das Componentes e Multipolares da Fotofissão do ^{235}U a partir de Dados de Eletro e Fotofissão" - Z.Carva - lheiro, S.Simionatto, S.B.Herdade e J.D.de T.Arruda Neto

B - Contribuições Teóricas (5/9 - 11:00-12:30 h)

- "Descrição do Espalhamento Anômalo de Íons Pesados como um Efeito de Transferências- α em Múltiplas Etapas" - L.F.Can - to, R.Donangelo, M.S.Hussein e A.Lépine-Szily
- "O Teorema Óptico no Espalhamento de Íons Pesados - Um Estudo da Quantidade $\Delta\sigma_R$ no Sistema $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ " - A.C.C.Villari, M.M.Saad, A.Lépine-Szily e M.S.Hussein
- "Cálculo Microscópico de uma Viscosidade Nuclear" - C.A.Bertulani e L.C.Gomes
- "Vibrações de Pequena Amplitude além da RPA" - A.F.R.de Toledo Piza

C - Contribuições de Instrumentação (6/9 - 11:00-12:30 h)

- "Câmara Proporcional Multifilar (CPM) com Leitura Bidimensional" - D.de P.Almeida e B.Maréchal
- "Preparação e Análise de Uniformidade e Espessura de Alvos de Elementos Pesados" - Z.Carvalho, S.L.Paschoal, J.E.Pacheco, S.B.Herdade e J.D.de T.Arruda Neto
- "Freamento de Íons Pesados em Sólidos" - R.Ribas, M.N.Rao e W.A.Seale
- "Medidas de Desgaste de Superfícies por Ativação Nuclear" - V.Rotberg

REAÇÕES NUCLEARES RELATIVÍSTICAS

T. Kodama

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
CBPF/CNPq

I - INTRODUÇÃO

Reações Nucleares Relativísticas (RNR), como o próprio nome já diz, são colisões entre núcleos complexos, a velocidades relativísticas.

O que se espera da física de RNR¹⁻⁵ ? Durante os quase 50 anos da busca de informação sobre a estrutura nuclear e o mecanismo de reação nuclear, esta pergunta nunca foi levada a sério. Isto talvez tenha sido devido a uma espécie de preconceito de que tais processos apenas complicariam a situação, não trazendo nenhuma informação útil, além daquelas obtidas nos estudos de sistemas mais simples. Pessoas da física de partículas pensavam: "Por que complicar, podendo simplificar ?"; e pessoas da física nuclear diziam para seus botões: "Isto é coisa de altas energias. Não tem interesse para a física nuclear".

Hoje, muitos físicos acreditam que a teoria das interações fortes seja a Cromodinâmica Quântica (QCD). Na QCD, os constituintes fundamentais (i.e. quarks) são confinados nos hádrons através do mecanismo chamado "escravidão infravermelho". Em ou -

tras palavras, não podemos observar os quarks isolados uns dos outros. Por outro lado, a QCD possui também uma propriedade chamada "liberdade assintótica", pela qual os quarks podem manifestar suas características individuais em certos processos. Em particular, alguns cálculos de QCD prevêem uma transição de fase da matéria nuclear para um estado em que os quarks ficam desconfiados, formando um plasma de quarks e gluons.

Desta maneira, parece existir uma possibilidade de se estudarem as propriedades intrínsecas dos quarks e gluons e suas interações, através de propriedades termodinâmicas da matéria a altíssima densidade e/ou temperatura, além do limiar de formação do plasma.

Mas, como realizar o estado da matéria a tal condição extrema? Os processos, tais como a colisão de próton-antipróton ($p\bar{p}$) ou a aniquilação de elétron e pósitron ($e\bar{e}$), parecem pouco prováveis como meios de se atingir o estado desejado. Nestes processos, o sistema é pequeno demais para se "depositar" a energia suficiente. Assim, as colisões relativísticas dos núcleos são consideradas um bom candidato, e até mesmo exclusivo, para se realizar o estado da matéria na condição desejada.

A expectativa é a de que o processo de colisões entre dois núcleos pesados produza uma região no espaço-tempo suficientemente grande para se alcançar o equilíbrio térmico da matéria. Ainda, espera-se que as propriedades termodinâmicas sejam detectáveis por meio de quantidades observáveis.

A situação acima faz-nos lembrar a situação análoga da época da teoria atômica da matéria, antes da descoberta do elétron por J.J. Thomson (1897). Mesmo não podendo ter "o contato imediato" com os átomos, pesquisadores, tais como Dalton, Avogadro, Boltzmann e outros, conseguiram discutir várias propriedades dos átomos, simplesmente através do comportamento termodinâmico.

· mico e químico da matéria.

Estamos, agora, partindo para a busca da natureza dos constituintes fundamentais, pesquisando as propriedades termodinâmicas da matéria a altíssima densidade e temperatura.

Além da perspectiva estimulante de formação de plasma de quarks e gluons, as RNR ainda podem fornecer importantes informações sobre questões básicas da Física Nuclear, tais como o comportamento da matéria nuclear fora de equilíbrio, a formação de onda de choque na matéria nuclear, e o fenômeno de condensação de méson π .

Neste trabalho, gostaríamos de apresentar uma breve revisão das atividades nesta nova linha de pesquisa, sem entrar em muitos detalhes.

Na Seção II, abordamos rapidamente as principais fontes atuais de dados experimentais, inclusive as perspectivas neste campo em futuro próximo. Na Seção III, vamos discutir alguns pontos que caracterizam a física da faixa de energia $0.5 \leq E/A \leq 2$ GeV, e que têm sido analisados nesta última década. A seguir, discutimos a física da faixa de energia superior, até a região de velocidades ultrarelativísticas. Naturalmente, as discussões aqui são apenas expectativas ou até mesmo especulações teóricas. Na Seção V, relatamos alguns eventos "exóticos" já observados, para os quais, até agora, não existe explicação convencional. É bem provável que eles sejam manifestações de novo estado da matéria.

Na última seção, resumimos o "status" da RNR.

II - FONTES EXPERIMENTAIS

Até o momento, os principais dados experimentais das

RNR foram obtidos praticamente do acelerador Bevalac do L.B.L. , U.S.A. Esta máquina é capaz de acelerar o núcleo projétil de massa intermediária até uma energia de ~ 2 GeV.A. Contudo, a partir de setembro de 1982, estão disponíveis também feixes de ^{238}U de $E/A \sim 1$ GeV.

A máquina mais energética de íons pesados é, atualmente, o Synchrotron de Dubna, que pode acelerar núcleos leves até 4 GeV.A. Porém, devido à sua baixa intensidade, poucos dados foram extraídos. Para outras máquinas, existentes ou em projeto, referimo-nos à palestra de Mariscotti⁶.

Como fontes alternativas de dados em RNR, vale a pena mencionar as experiências de raios cósmicos^{7,8}, que usualmente se fazem em montanhas (por exemplo, Chacaltaya) e em balões. Eventualmente, também em espaçonaves e satélites artificiais. As experiências em montanhas têm a vantagem de ser, em princípio, livres de limite de espaço e tempo para observação, podendo assim dar melhor estatística. Por outro lado, as experiências com balão têm mais chance de observar as radiações de alta energia. Dados tirados de espaçonaves ou satélites vêm sendo obtidos apenas muito recentemente. Este último meio deve ser, entretanto, explorado mais para o futuro.

De modo geral, o fato de que não existe praticamente limitação para a energia disponível ($E_{\text{lim}} \sim 10^{21}$ eV) nas experiências de raios cósmicos, cobre a desvantagem destas de terem caráter apenas observacional. Recentemente, a técnica de identificação de raios cósmicos incidentes também está sendo aperfeiçoada. Dada a larga experiência do Brasil em raios cósmicos (cf. o grupo do Prof. C. Lattes e Colaboração Brasil-Japão), a pesquisa experimental de RNR pode perfeitamente ser desenvolvida aqui no País.

Nesta seção, relatamos alguns aspectos da RNR identifi-
cados nesta última década. Uma das características básicas dos
processos de RNR é o aspecto geométrico. Por exemplo, as seções
de choque total de reação se aproximam do valor geométrico, σ_{tot}
 $\approx \sigma_{geom} = r_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2$ onde A_P e A_T são números de massa
do projétil e alvo, respectivamente. Um outro ponto importante a
mencionar é que a quantidade que caracteriza o processo não é a
energia total incidente, mas sim a energia por partícula E_{in}/A ,
mostrando que o grau de liberdade de cada nucleon individual é
que faz o papel fundamental.

Do ponto de vista teórico, é bem justificado olhar o
processo de RNR em termos de desenvolvimento temporal do sistema.
Isto porque, devido ao grande número de graus de liberdade e gran-
de quantidade de energia disponível, a incerteza no tempo duran-
te o processo fica reduzida. Claro, isto não significa que cada
cenário do desenvolvimento temporal seja diretamente observável.
Afinal, os dados observáveis são nada mais do que as configura-
ções finais do processo. Contudo, a utilização de modelos permi-
te simular a dinâmica do processo que resultou na configuração fi-
nal observada.

As questões levantadas nesta faixa de energia são:

- a) formação de onda de choque,
- b) condensação de mésons,
- c) mecanismo de formação das partículas compostas.

A seguir, apresentamos os aspectos característicos dos dados ana-
lisados e modelos propostos.

3.1 - Aspecto Geométrico dos Dados Experimentais

Nas RNR, inúmeras partículas são emitidas no estado final, quase impossibilitando uma análise completa de todas elas. Uma quantidade básica da análise de RNR é a seção de choque diferencial, $d^2\sigma/dE d\Omega$ (ou sua versão invariante, $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$) de uma partícula. Esta quantidade é chamada de espectro inclusivo, e corresponde à função de distribuição de um corpo no estado final. As partículas emitidas são prótons, neutrons, π , d , t , ${}^3\text{He}$, α e eventualmente outras partículas ou núcleos mais pesados.

Segundo Nagamiya³, atualmente se medem espectros inclusivos de até o valor igual a $10^{-(5\sim 6)} (E \frac{d^3}{dP^3})_{\text{max}}$, (que é da ordem de $10 \sim 100 \mu\text{b}/\text{sr}/(\text{GeV}/c)^3$), podendo este limite inferior ser ainda abaixado. Porém, o limite observacional está bem longe do limite cinemático. Nestes últimos anos, apenas alguns espectros não-inclusivos são disponíveis, mas recentemente experiências de caráter 4π -exclusivo vêm sendo realizadas com o detetor "bola de plástico".

Na Fig. 1, mostramos dois eventos bem distintos da colisão do ${}^{238}\text{U}$ com núcleos na emulsão nuclear (AgBr), à energia incidente $E_{in}/A = 0.96 \text{ GeV}$: O evento 1-a corresponde ao processo de colisão periférica, provocando apenas a fragmentação suave do projétil, num processo semelhante à fissão. Em contraste, 1-b mostra uma colisão violenta, indicando que ocorreu uma colisão frontal entre U e AgBr.

A multiplicidade de partículas emitidas, neste caso, é bem alta. Em geral, a multiplicidade das partículas finais tem uma forte correlação com o parâmetro de impacto da colisão. Com isto, podemos ter uma imagem geométrica do processo de colisão

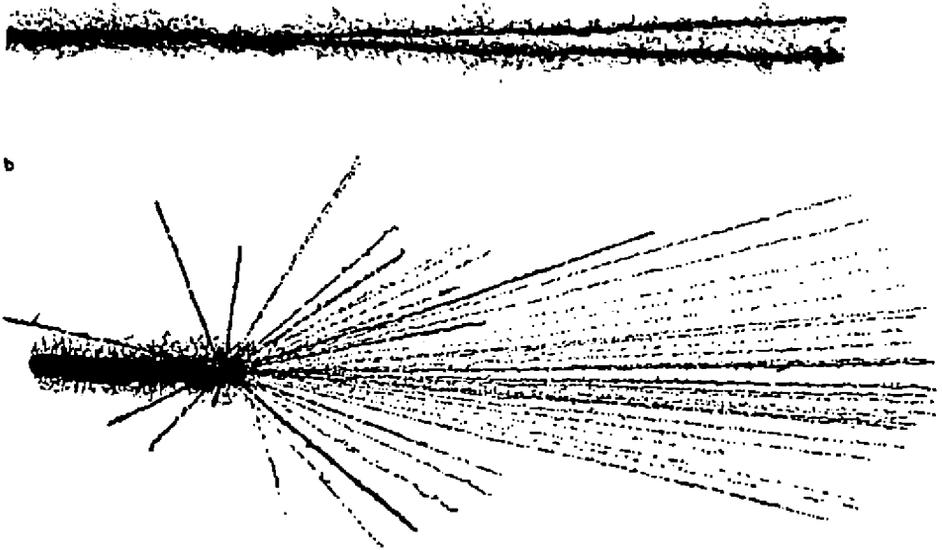


FIGURA 1 - Interações do núcleo ^{238}U ($E_{in}/A = 0,96 \text{ GeV}$) na emulsão nuclear (AgBr). a) Exemplo de colisão periférica, mostrando a fragmentação do U, em processo semelhante à fissão. b) Evento que mostra a destruição catastrófica tanto do projétil como do alvo. Isto é uma indicação de uma colisão frontal. Retirada da ref. 2.

como ilustrado na Fig. 2. Dentro desta imagem, podemos ver que existem dois grupos de nucleons que não sofrem diretamente os efeitos da colisão violenta. Estes grupos atravessam a região de interação mantendo as características cinemáticas do canal de entrada. Tais nucleons são chamados de espectadores. Os espectadores, então, dão origem às partículas observadas nas regiões cinemáticas de fragmentação do projétil e do alvo. Por outro lado, os nucleons que caem na região de interação violenta são chamados de participantes. Tal visão geométrica de espectadores-participantes é bem compatível com os dados observados, e útil para classificar as partículas emitidas. A situação fica mais clara se utilizarmos o plano $\gamma\text{-}P_T$, onde γ é a rapidez das partículas emi-

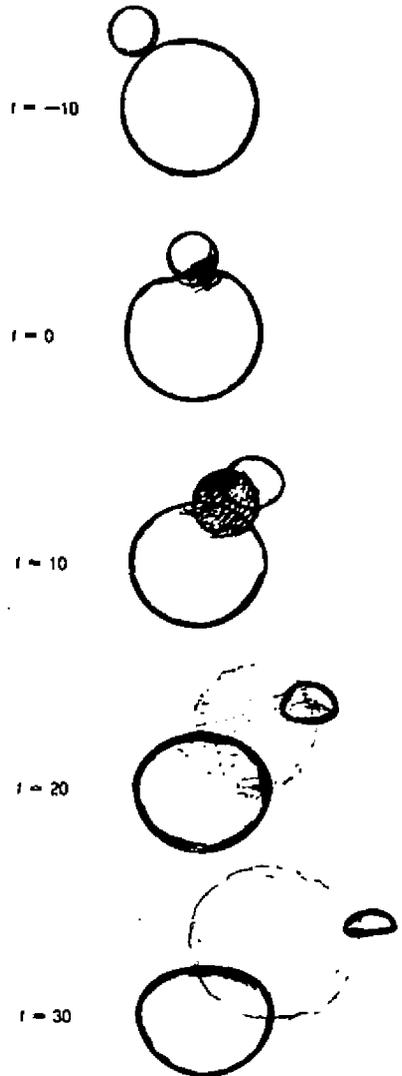
FIGURA 2 - Imagem de espectadores-participantes de colisão nuclear a altas energias. Os espectadores atravessam a região da interação, preservando a característica cinemática da entrada, enquanto os participantes formam uma "bola de fogo". A escala de tempo indicada é na unidade de fm/c. Retirada da Ref. 2.

tidas e P_T o momento transverso. A rapidez y é definida por

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+P_z}{E-P_z} \right) = \tanh^{-1} \beta_z \quad (1)$$

onde E é energia, P_z a componente longitudinal do momento, e β_z a componente longitudinal da velocidade.

Esta variável tem a vantagem de que a diferença de rapidez de duas partículas é invariante sob a transformação de Lorentz na direção z . Assim, uma distribuição em rapidez sofre apenas um simples deslocamento, quando, por exemplo, se muda do sistema de laboratório para o de CM. Na Fig. 3, o contorno do limite cinemático para prótons emitidos na reação $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (1 GeV/A) é mostrado no plano $y-P_T$, onde P_T é o momento transverso. Neste plano, as partículas de fragmentação do projétil e alvo aparecem, respectivamente, concentradas em torno de $y = y_p$ e $y = y_T$, onde y_p é a rapidez do projétil e y_T a do alvo. Os participantes aparecem na região central. Com tal distribuição de partículas no plano $y-P_T$, podemos estimar o número de partículas do tipo participante. Na Fig. 4, é mostrada a se-



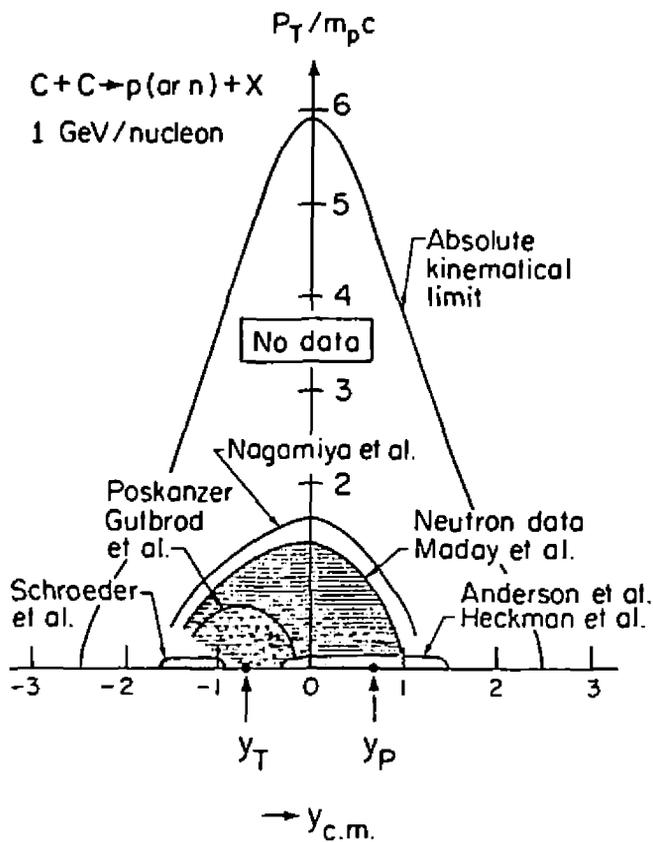
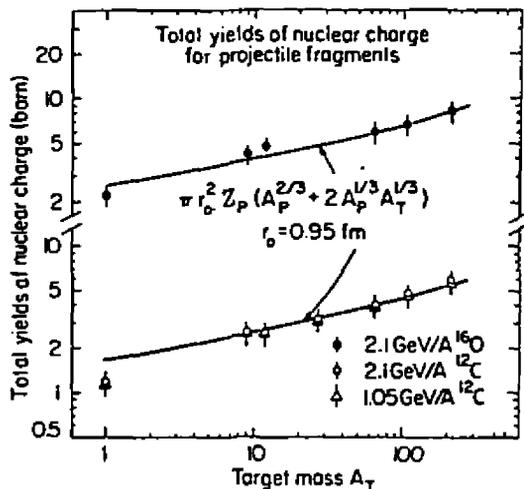


FIGURA 3 - Mapa de contorno das regiões cinemáticas de um nucleon no plano y - P_T .

FIGURA 4 - Rendimento total de cargas nucleares do tipo fragmentação do projétil. As curvas contínuas são da Eq. (2). Retirada da Ref. 3.



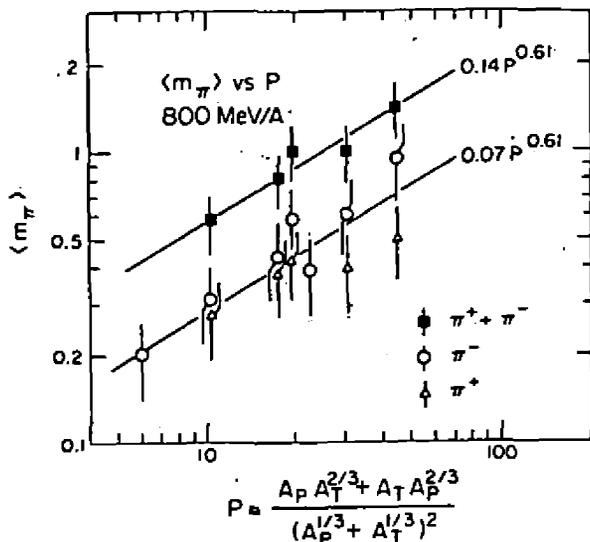
ção de choque de produção de partículas carregadas do tipo fragmentação do projétil em função do número de massa do alvo A_T , nos casos das reações $^{16}\text{O}+A_T$ e $^{12}\text{C}+A_T$, ambos com $E_{in}/A \approx 2.1$ GeV.

Por outro lado, podemos estimar, do ponto de vista geométrico³, a seção de choque de produção de partículas carregadas do tipo fragmentação do projétil

$$\begin{aligned} \sigma_{geom}^{carga}(frag.proj) &= \sigma_{tot} \times (n \text{ médio de prótons participantes no projétil}) \\ &= \pi r_0^2 Z_P (A_P^{2/3} + 2A_P^{1/3} A_T^{1/3}) \end{aligned} \quad (2)$$

As curvas contínuas são da Eq. (2), com o valor de $r_0 = 0.95$ fm. A concordância com os valores experimentais é ótima, verificando a importância do efeito geométrico. Naturalmente, não devemos levar tão a sério esta concordância, desde que existem ambigüidades na identificação experimental de partículas como sendo espectadores. Contudo, a visão de "espectadores-participantes" da RNR é muito útil em analisar os dados experimentais e em construir modelos.

Por exemplo, vamos investigar a multiplicidade de partículas produzidas. Na Fig. 5, as multiplicidades médias de mésons π^+ e π^- são plotadas, na escala log-log, em função do número médio de participantes,



as multiplicidades médias de mésons π^+ e π^- são plotadas, na escala log-log, em função do número médio de participantes,

FIGURA 5 - Multiplicidade média de píons $\langle m_\pi \rangle$. Retirada da Ref. 3.

$$P = (A_p A_T^{2/3} + A_T A_p^{2/3}) / (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})^2 \quad (3)$$

As retas representam $\langle m_\pi \rangle \propto P^{2/3}$. Associando uma densidade universal na região da interação, concluímos que o número de mésons produzidos é proporcional à área da região de interação. Isto pode ser entendido em termos de absorção de mésons na região de interação, isto é, a produção de mésons ocorre na superfície da região. Por outro lado, como é de se esperar, o número de prótons produzidos é diretamente proporcional ao volume (ver Fig. 6).

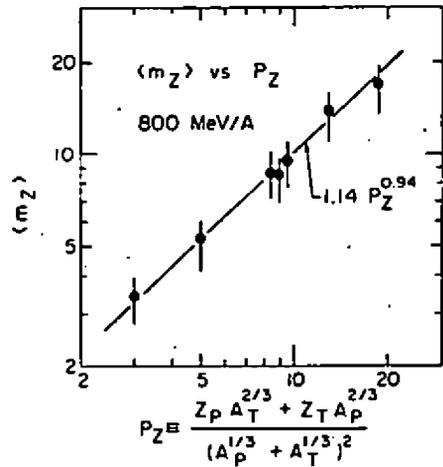
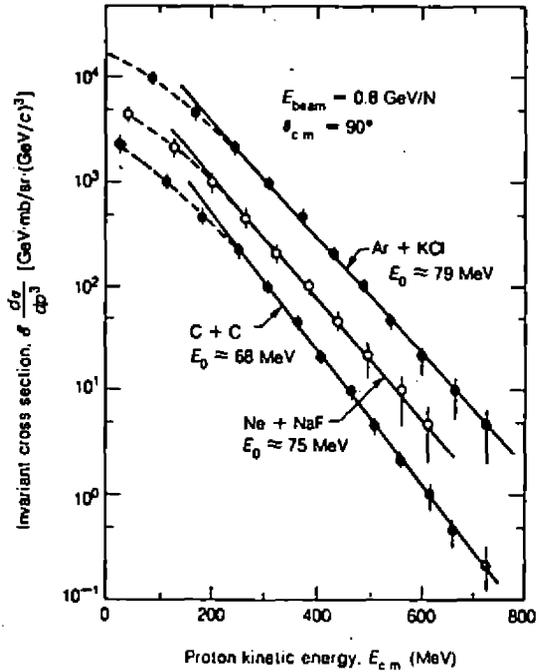


FIGURA 6 - Multiplicidade média de prótons $\langle m_z \rangle$. Retirada da Ref. 3.

3.2 - Espectros Inclusivos

O espectro inclusivo é nada mais do que a distribuição de 1-corpo no estado final, e é comumente expresso em termos da seção de choque invariante, $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}(E, \theta)$. Na Fig. 7, são mostrados os espectros inclusivos de próton nas reações simétricas (Ar+KCl, Ne+NaF e C+C) com energia incidente $E_{in}/A = 0.8$ GeV. Nas RNR, todos os espectros inclusivos têm um comportamento qualitativamente análogo ao da Fig. 7, a saber, uma suave curvatura nas baixas energias ("ombro"), e uma queda exponencial nas altas energias ($\propto e^{-E/E_0}$) ("braço"), sem, contudo, apresentar nenhuma es -

FIGURA 7 - Espectro de prótons para ângulo $\theta_{CM}=90^\circ$ nas reações C+C, Ne+NaF e Ar+KCl, todos à energia incidente de 0.8 GeV/A. Os valores de E_0 (ver no texto) são indicados na figura. Retirada da Ref. 2.



estrutura fina significativa. A predominante dependência exponencial logo nos lembra a distribuição de energia em equilíbrio térmico. Se isto for o caso, o parâmetro E_0 deveria ser entendido como a temperatura de equilíbrio kT , e a distribuição angular deveria ser isotrópica no sistema de repouso da matéria em equilíbrio. AQUI, na Fig. 7, o ângulo $\theta_{CM} = 90^\circ$ foi escolhido a fim de se reduzir o efeito dos espectadores nos espectros. À primeira vista, a interpretação de equilíbrio térmico é bem razoável. No entanto, há pequeno problema: como interpretar o comportamento não-térmico a baixas energias? Já que é de se esperar que as componentes de baixa energia sofreram mais colisões do que as de alta energia, a característica térmica não deveria aparecer melhor na região de baixas energias?

Na Fig. 8, os espectros de méson π são mostrados. Outra vez, manifesta-se a dependência exponencial, e daí, podemos extrair os valores de E_0 . Notamos que o valor de E_0 para o méson π é menor do que o E_0 para próton na reação $Ne+NaF$ (Fig. 7). Na Fig. 9, vários E_0 's para diferentes partículas são plotados em função da energia incidente. A "temperatura" vista por píons é

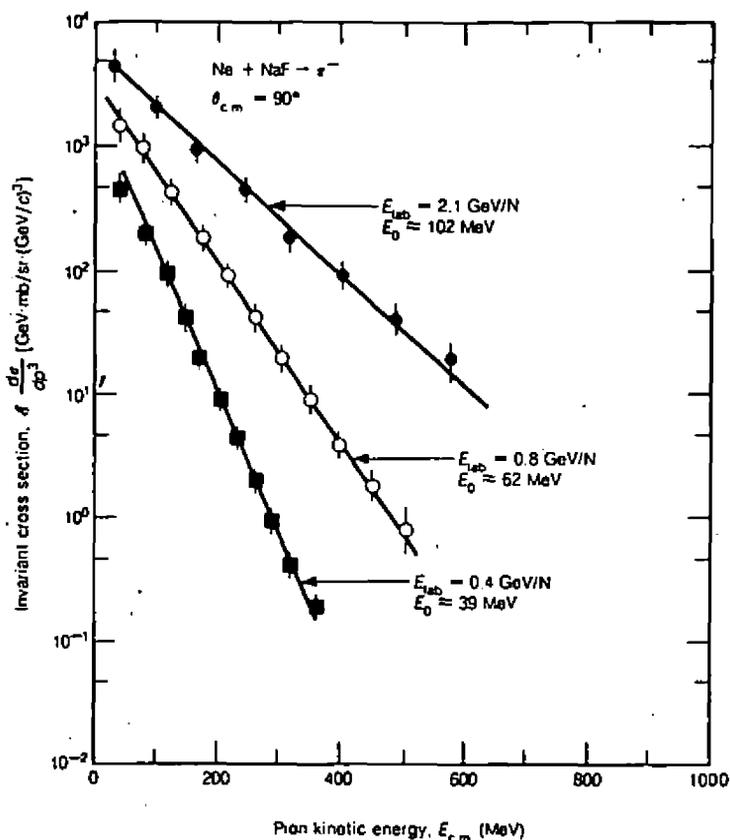


FIGURA 8 - Espectro de energia de pions para ângulo $\theta_{CM} = 90^\circ$, nas reações de Ne+NaF às energias incidentes $E_{in}/A = 0.4, 0.8$ e 1 GeV. Retirada da Ref. 2.

sempre menor do que a vista por próton. Este fato é pelo menos consistente com a conclusão anterior de que os pions são produzidos na superfície da região de interação. A superfície é mais "fria" do que o miolo. No entanto, a questão de se atingir ou não o equilíbrio térmico numa RNR não é trivial. O fato é que o espectro inclusivo não é uma quantidade sensível quanto ao mecanismo de colisão. A Fig. 10 fornece os resultados preliminares do detector "boia de plástico". Nesta experiência, mediante seleção por multiplicidade, apenas as colisões frontais foram in

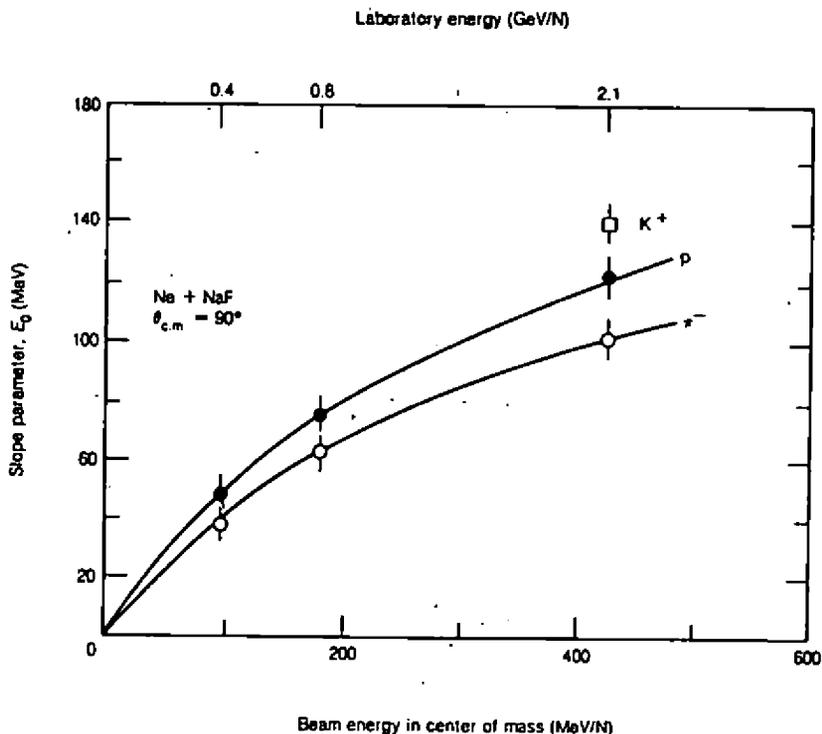


FIGURA 9 - Valores do parâmetro de inclinação para pions, kaons e prótons em função da energia incidente na reação $Ne+NaF$ ($\theta_{CM} = 90^\circ$). Retirada da Ref. 2.

cluídas. Distribuições dos eventos de colisões frontais são plotadas no plano $(\sum_{i=1}^N |p_{\parallel i}|/A, \frac{2}{\pi} \Sigma |P_{\perp i}|/A)$, onde p_{\parallel} é a componente longitudinal do momento, e P_{\perp} a transversal. Se o equilíbrio térmico for atingido, a distribuição deve ficar centralizada na reta de 45° . A Fig. 10 mostra que, na reação $^{40}Ca+^{40}Ca$, o equilíbrio não é atingido, no entanto, na $^{93}Nb+^{93}Nb$, sim.

Uma questão interessante nas RNR é o mecanismo de formação de núcleos compostos, tais como d, t, 3He , α etc. Os espectros inclusivos observados destas partículas podem ser expressos, numa boa precisão, em termos de espectro inclusivo de prótons. Mais especificamente, o espectro de partícula composta de número de massa A obedece à seguinte lei da potência

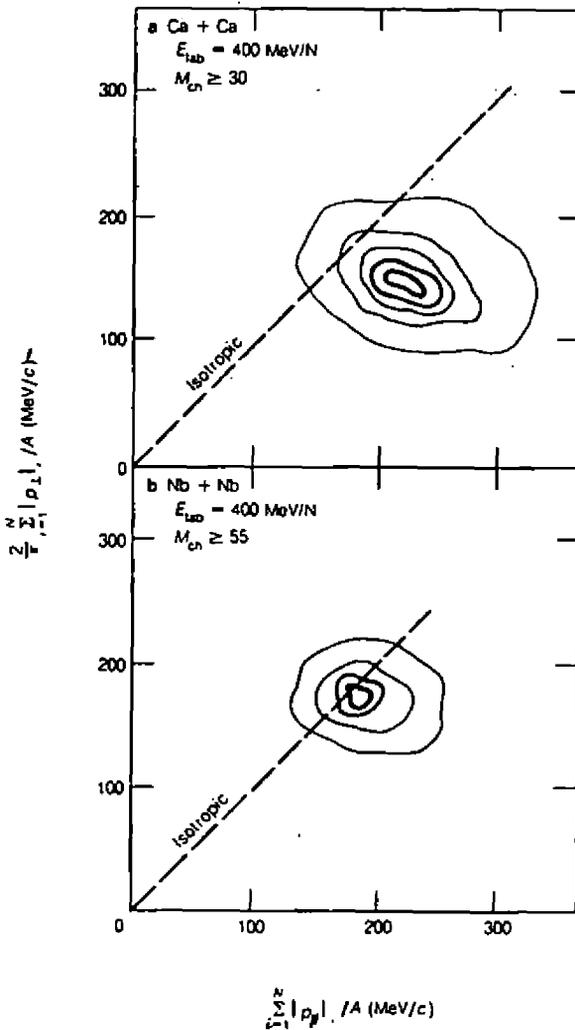


FIGURA 10 - Distribuição dos eventos de "colisão frontal". Os dados são resultados preliminares da colaboração GSI/LBL usando "bola de plástico". Retirada da Ref. 2.

$$E_A \frac{d^3\sigma}{dP_A^3} = C_A (E_P \frac{d^3\sigma}{d^3P_P} A) \quad (4)$$

onde C_A é uma constante que não depende do ângulo θ nem da energia. Na Fig. 11, o espectro inclusivo de dêuteron $E_d \frac{d^3}{dP_d^3}$ e a lei da potência Eq. (4) são comparados. Como se vê, a concordância é excelente. Na Fig. 12, são mostrados os valores da constante C_d , determina

dos pelo rendimento de dêuteron para cada ângulo, energia de dêuteron e, inclusive, energia incidente. Dentro do erro experimental, a constante, de fato, não depende destes parâmetros.

A lei da potência, outra vez, lembra-nos a imagem de equilíbrio, em analogia com a lei de ação de massa (tipo equação Saha) para o equilíbrio químico. Existem alguns modelos mas o problema está bem longe de ser resolvido e aberto ainda para investigação com mais detalhe.

FIGURA 11 - Espectro de
dêuterons comparado com a
lei de potência Eq. (4)
Retirada da Ref. 3.

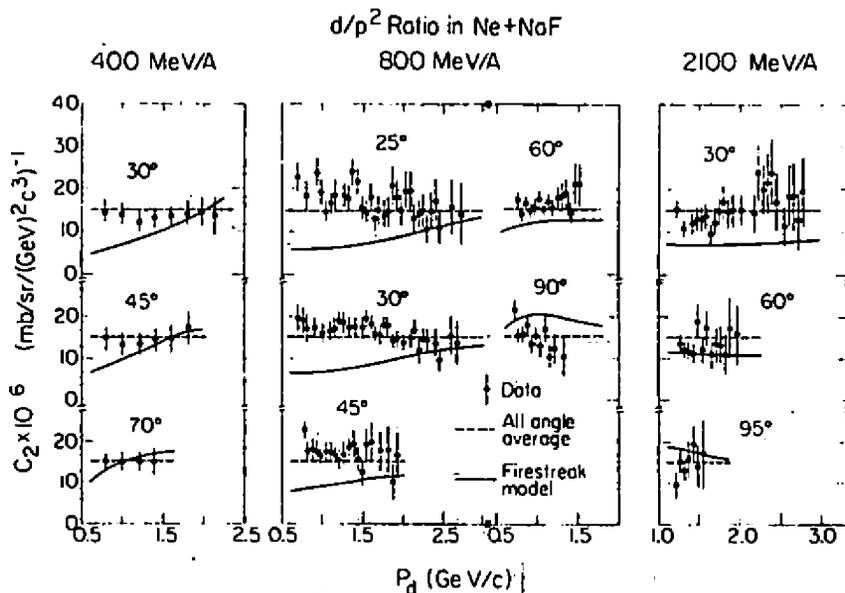
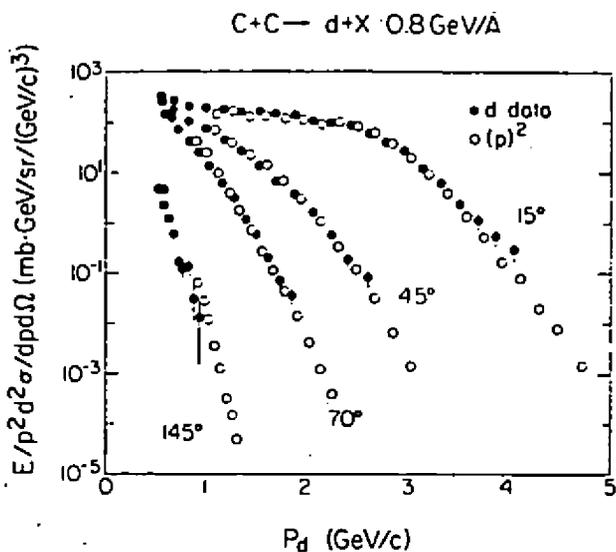


FIGURA 12 - Razão $C_2 = d/p^2$ para reação Ne+NaF. Retirada da Ref. 3

3.3 - Aspectos Teóricos

Nesta faixa de energia ($0.5 < E_{in}/A < 2$ GeV), os problemas mais atraentes são as possibilidades de formação de onda de choque e de ocorrência de condensação de píons.

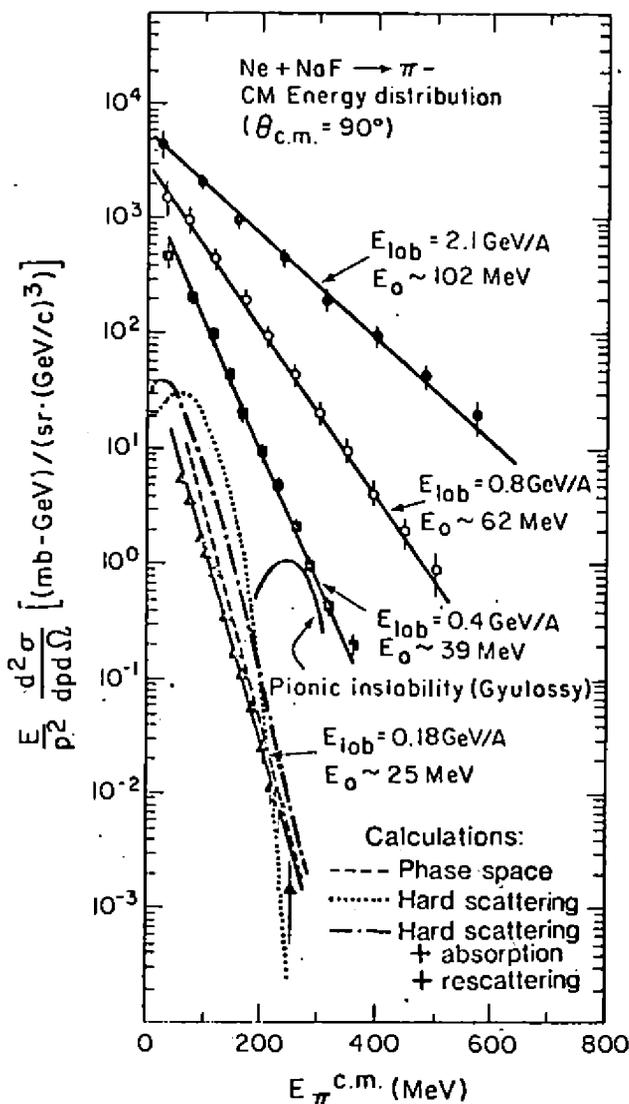
No que diz respeito ao fenômeno de condensação de píons, a sua possível ocorrência na matéria nuclear comprimida à baixa temperatura (ou até mesmo no estado fundamental dos núcleos), já tinha sido, há tempo, discutida⁹. Existe uma grande expectativa em poder produzir o estado de condensação de píons nas RNR, porque parece ser fácil atingir, através delas, a densidade necessária para provocar tal instabilidade coletiva de mésons π . Contudo, nenhum sinal de condensação de píons foi até hoje observado experimentalmente. Isto se deve ao fato de que, nas RNR, ao que tudo indica, não se pode aumentar a densidade sem aumentar também a temperatura. Com efeito, Gyulassy¹⁰ atribuiu o não-aparecimento de sinal de condensação nos dados experimentais à supressão nas RNR da degenerescência dos mésons devido a aquecimento, e mostrou que o espectro de píons, oriundo da instabilidade coletiva, é bem abaixo dos espectros não-coerentes, isto é, de píons produzidos por colisões nucleon-nucleon (Fig. 13). Entretanto, como o mecanismo da instabilidade coletiva do campo de píons é provocado por grau de liberdade transversal de spin-isospin, o espectro de píons, devido à condensação, não depende da energia incidente quando à baixa energia. Então, se existir tal fenômeno, o pico característico da instabilidade píônica deverá manifestar-se no espectro contra o fundo incoerente, quando este último for suficientemente baixo. Com esta motivação, o espectro de méson π na reação $Ne+NaF \rightarrow \pi^-$ à energia incidente abaixo do limiar de $NN \rightarrow N\bar{N}\pi$ ($E_{in}/A = 0.18$ GeV) foi estudado. Nada de

FIGURA 13 - Espectro de energia de pions no ângulo $\theta_{CM} = 90^\circ$ na reação $Ne+NaF$ com a energia incidente $E_{in}/A = 0.2, 0.4, 0.8$ e 2.1 GeV. A curva indicada é a predição para instabilidade piônica calculada por Gyulassy. Retirada da Ref. 1.

pico de instabilidade de piônica (Fig.13). Por que então? Talvez o sistema $Ne+NaF$ ainda seja pequeno demais? Ou não há mesmo chance de condensação de pions nas RNR? Aqui, mais uma questão em aberto.

Em relação ao mecanismo de RNR, uma dúzia de mo-

delos foram propostos¹¹. Na Figura 14, são mostrados os principais modelos, junto com as aproximações envolvidas. Do ponto de vista teórico, nenhuma aproximação é melhor do que a outra, e cada modelo parece enfatizar uma certa característica do processo. Por exemplo, o modelo hidrodinâmico toma como base o conceito de "fluidez" da matéria nuclear, ao passo que o cálculo de



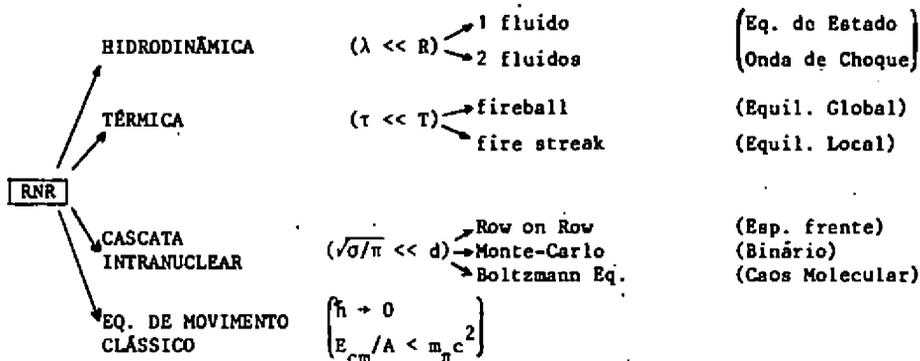


FIGURA 14 - Modelos teóricos da RNR na faixa de $E_{in}/A < 2$ GeV. λ : livre-camí - nho médio, R: dimensão do sistema, τ : tempo de relaxação, T: escala do tempo do processo, d: distância média entre nucleons. σ : seção de choque total do nu cleon-nucleon.

cascata intranuclear enfatiza o grau de liberdade de cada nucleon que é encarado como sendo independente. Mesmo profundamente dife - rentes nas hipóteses básicas, todos os modelos reproduzem razoa - velmente os dados experimentais de espéctros inclusivos. Isto não é surpreendente, já que é o aspecto geométrico que predomina nos espéctros inclusivos, tal como mostramos anteriormente. Em parti - cular, a superposição sobre todos os valores do parâmetro de im - pacto acaba apagando os sinais das caracterfsticas do processo di - nâmico.

Quando se fala em fluidez da matéria nuclear, uma ques - tão interessante é a formação de onda de choque nas RNR. Para res - pnder a esta pergunta, antes de tudo, precisamos saber se a des - crição hidrodinâmica é boa ou não para o processo de RNR. Natu - ralmente, esperamos que a condição de validade para o modelo hi - drodinâmico seja a mais favorável possível nas colisões frontais entre núcleos pesados. Com esta perspectiva, as colisões frontais (seleção via multiplicidade) entre ^{20}Ne e ^{238}U com a energia in - cidente $E_{in}/A = 0.393$ GeV foram analisadas¹². A distribuição an - gular experimental dos prótons emitidos é mostrada na Fig. 15, no

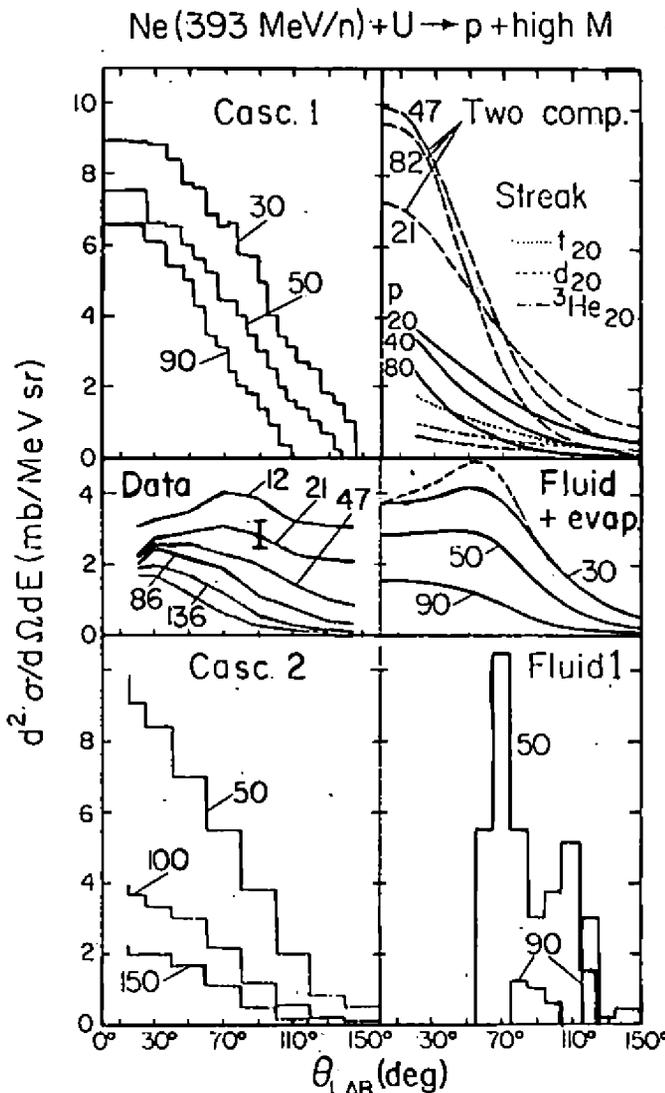


FIGURA 15 - Distribuição angular de prótons da reação $\text{Ne}(393 \text{ MeV/A}) + \text{U}$ ("frontal"). Os números indicados são a energia do próton emitido. Retirada da Ref. 1.

gráfico de centro-esquerda. Para fins de comparação, os resultados teóricos de alguns modelos também são colocados na Fig. 15. As distribuições angulares, calculadas pelos modelos de "fire-streak"¹³ e cascata intranuclear^{14,15}, apresentam a tendência de serem picadas na direção para frente, desviando-se substancialmente dos dados experimentais. Por outro lado, cálculos hidrodinâmicos¹⁶ revelam picos laterais, o que parece dar ao modelo hidrodinâmico uma posição superior quando comparado com outros modelos.

Com este resultado, à primeira vista, a fluidez da matéria nuclear parece ser confirmada, encorajando a esperança de se observar onda de choque na matéria nuclear. Entretanto, a análise cuidadosa "a posteriori", coloca certas dúvidas¹⁷ na afirmação

acima. O ponto é que, além das incertezas nos dados e no cálculo, a distribuição angular dos prótons pode ser suficientemente modificada mediante a presença de interações de estado final. Em particular, o mecanismo de formação de partículas compostas possivelmente consome prótons à baixa energia em ângulos para frente, resultando num possível pico lateral aparente. Além disso, foi comunicado o resultado preliminar das medidas de distribuição angular de neutrons, segundo o qual o espectro de neutrons não apresenta o pico lateral, e coincide com os cálculos de cascata. Isto obviamente coloca em dúvida a interpretação hidrodinâmica dos picos laterais nas distribuições angulares de prótons.

Enfim, temos aqui mais um problema em aberto.

IV - FÍSICA DE RNR PARA $E_{in}/A > 2$ GeV

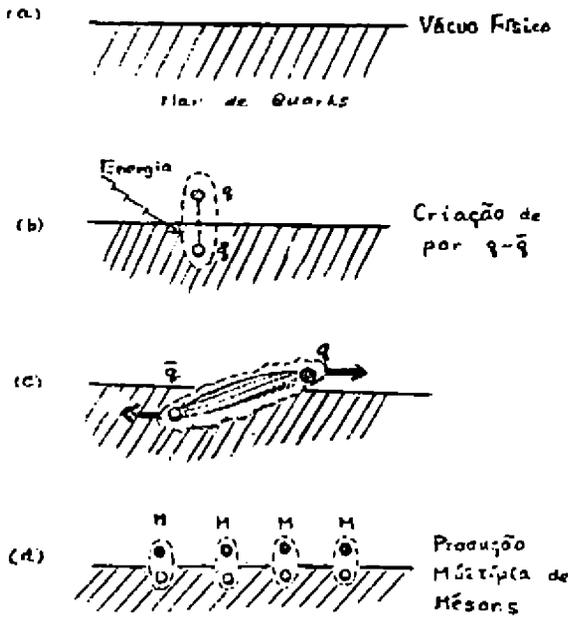
Nesta seção, vamos discutir as expectativas da RNR à altíssima energia. O objetivo final desta área, como foi mencionado na Introdução, é estudar os constituintes fundamentais da matéria e sua interação através de propriedades termodinâmicas do sistema. A transição de fase da matéria hadrônica para o plasma de quarks e gluons é o assunto central desta linha de pesquisa.

Para atingir tal objetivo, pelo menos os seguintes pontos deverão ser esclarecidos:

- 1) Será que o equilíbrio térmico, na densidade e temperatura necessárias à transição, pode ser realizado na RNR ?
- 2) Se ocorrer a transição de fase, de que maneira ela se manifesta nos dados experimentais ?

Uma simples imagem de por que esperamos que RNR ofereça

chance maior de transição de fase da matéria do que outros processos, tais como $p\bar{p}$ ou $e\bar{e}$, pode ser obtida nos seguintes argumentos. Em primeiro lugar, vamos considerar o mecanismo de confinamento num processo de produção de mésons (Fig. 16). O vácuo físico é considerado como o mar de quarks, análogo ao nível de Fermi



de estado fundamental da matéria nuclear infinita (Fig. 16-a). Quando uma quantidade suficiente de energia for dada num ponto, ocorre a produção de par quark-antiquark, outra vez em analogia com a excitação de partícula-buraco da Física Nuclear (Fig. 16-b). Porém, no caso de QCD, o quark e antiquark não

Figura 16 - Produção de mésons e confinamento de quarks.

podem separar-se sim-

plesmente um do outro, devido à energia potencial crescente em relação à distância entre eles (escravidão infravermelha) (Fig. 16-c). Assim, o sistema prefere consumir esta energia criando outros pares quark-antiquark, todos com pequena distância relativa (produção múltipla de mésons). Conseqüentemente, não podemos isolar um quark, qualquer que seja a energia inicial. Tal tentativa sempre acaba criando hadrons, e não quarks soltos (fig. 16-d). Por outro lado, dentro de hadrons, os quarks são confinados com pequena interdistância. Neste caso, os quarks se comportam como se fossem partículas independentes (liberdade assintótica) no campo médio

de gluons (cf. nucleons no modelo de camada da Física Nuclear). É natural, então, considerar que, num volume macroscópico, se a densidade de hadrons for bem alta, de tal maneira que todos os hadrons se tocam entre si, a liberdade assintótica seja aplicada no volume inteiro, e os quarks dentro dos hadrons desse volume fiquem desconfiados. Ou seja, seria formado o plasma de quarks e gluons (Fig. 17). Tal situação pode ser obtida aumentando-se ou o número bariônico (efeito de densidade) ou a energia depositada (efeito térmico) no volume, ou ambos. De qualquer maneira, nas RNR, esperamos que a chance de ocorrer o desconfiamento seja maior que nos processos tais como $p\bar{p}$ ou $e\bar{e}$.

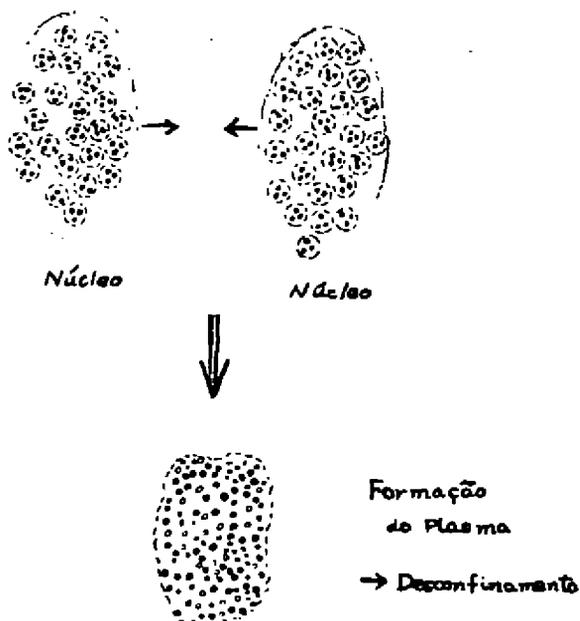


Figura 17 - Possível imagem da formação do plasma de quarks e gluons numa RNR.

- quarks
- anti-quarks
- área de confinamento

A transição de fase da matéria hadrônica para plasma de quarks e gluons tem agora uma base mais concreta do que o argumento qualitativo acima. Recentemente, cálculos de Monte-Carlo da teoria de calibre em rede foram executados¹⁸⁻²¹ e ficou mostrado que o comportamento da densidade de energia exibe a característica de tal transição de fase¹⁸ (Fig. 18). Pelo aspecto, parece que a transição é da primeira espécie. Embora existam ainda

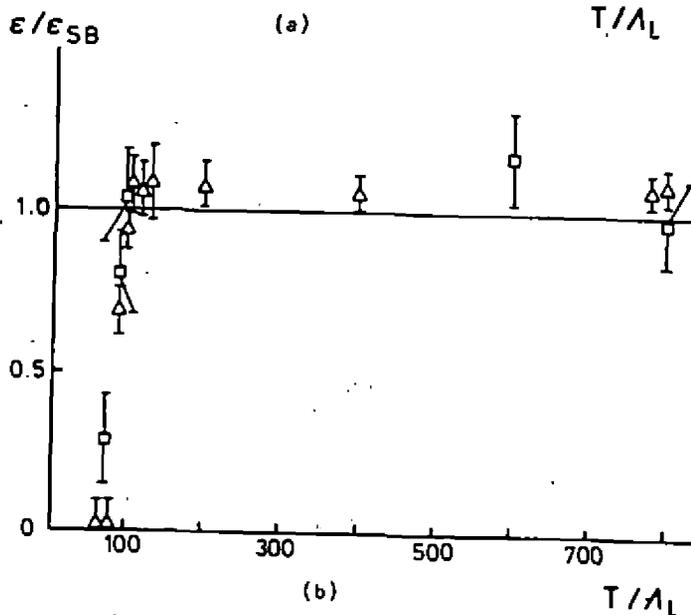
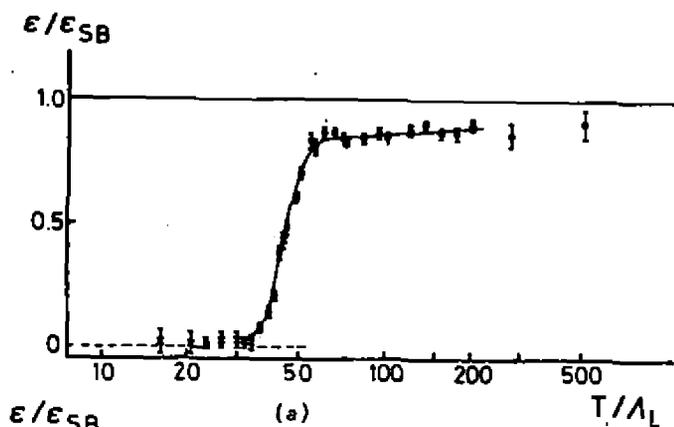


Figura 18 - Densidade de energia do campo de Yang-Mills ((a) para SU(2), (b) para SU(3)). ϵ_{SB} é a densidade de energia de Stefan-Boltzmann. A subida indica a existência de transição de fase (com calor latente) Retirada da Ref. 2.

Incertezas na associação do valor do parâmetro de rede para a temperatura real, a temperatura crítica T_c da transição foi estimada como $160 < T_c < 200$ MeV. Este valor, também, é consistente com a estimativa fenomenológica²⁰, utilizando-se o valor do parâmetro dado pelo modelo da sacola do MIT²². A densidade de energia necessária para a transição é da ordem de $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$.

Então, a primeira questão objetiva é: o processo de RNR pode depositar energia acima deste valor? No momento, o método mais usado para estimar a energia e a densidade atingidas nas RNR

é a cascata intranuclear. O método de cascata intranuclear tem, apesar de alguns inconvenientes, uma vantagem no sentido de que ele é livre de parâmetro de modelo. Especificamente, ele é o método talvez mais eficiente para calcular, por exemplo, o poder de frenamento do núcleo.

Na Fig. 19, são mostrados os resultados de tal cálculo do poder de frenamento nuclear². A Fig. 19 mostra que, para energia incidente $E_{in}/A = 1.5$ GeV em ambos os sistemas de $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ e $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$, os nucleons perdem rapidez. Para energia $E_{in}/A = 10$ GeV,

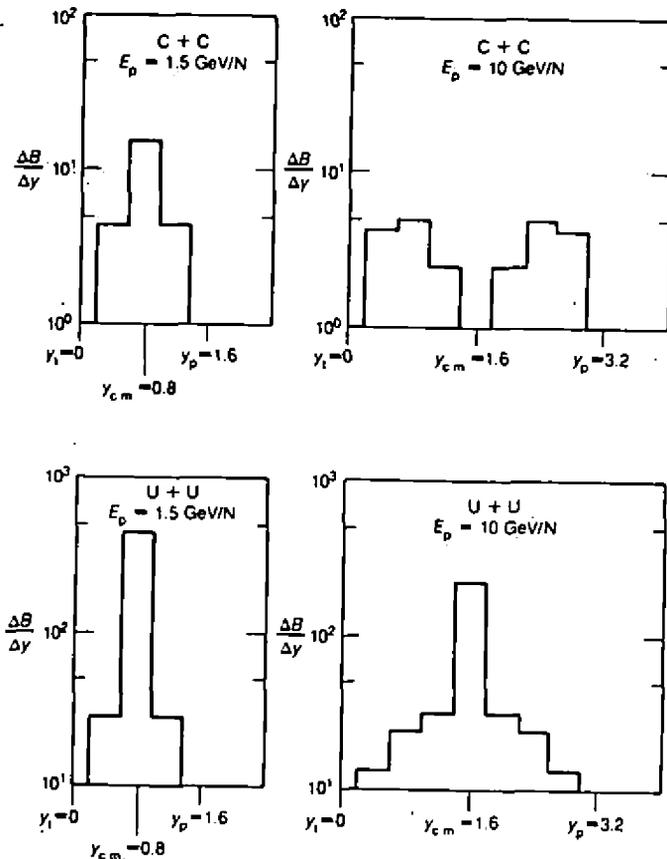


Figura 19 - Distribuição de rapidez após a colisão, mostrando transparência nuclear no caso de sistema leve (estimada através de transparência nuclear). Os dois gráficos acima são para o sistema C+C, e os dois abaixo, para U+U. Retirada da Ref. 2.

o sistema leve não tem poder de frenamento suficiente, isto é, o sistema se torna transparente devido ao efeito de crescimento longitudinal^{17,23,24}. Por outro lado, o sistema pesado (U+U) ainda mostra um poder de frenamento substancial. Em outras palavras, no sistema pesado esperamos que a grande parte da energia incidente seja transferida para calor.

Na Fig. 20, é mostrada uma estimativa pela cascata intranuclear sobre a densidade máxima atingida na RNR em função da energia incidente. Observamos que a densidade chega a valores tão altos como quatro vezes a densidade da matéria nuclear. Para

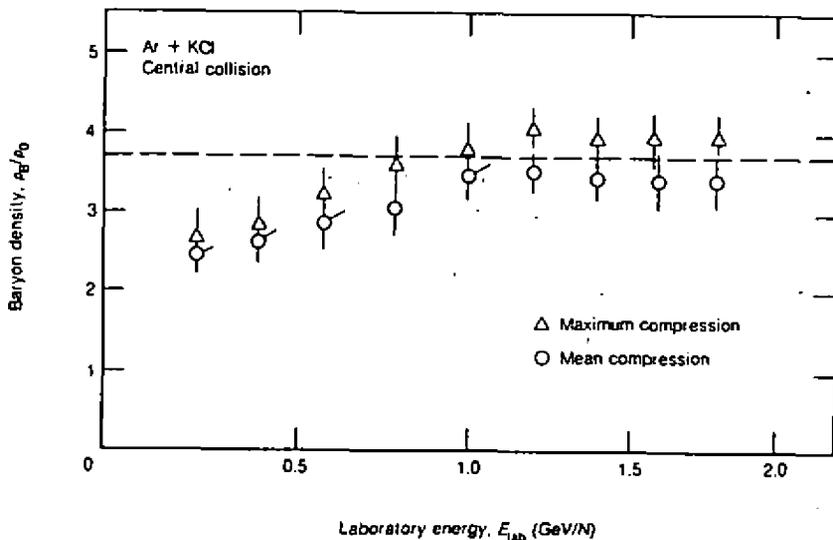


Figura 20 - Compressão máxima (triângulos) estimada na colisão frontal de Ar+KCl como função da energia incidente. Os círculos representam a compressão média, incluindo a taxa de produção de mésons e deltas. Retirada da Ref. 2.

o sistema mais pesado, este valor é ainda maior. Uma possível trajetória de RNR no diagrama de fase da matéria é, então, desenhada na Fig. 21, onde a previsão teórica da área de transição de fase está também indicada. O sistema quando suficientemente pesado, pode atravessar, durante a colisão frontal, esta região, formando o plasma de quarks e glúons e voltar novamente ao estado

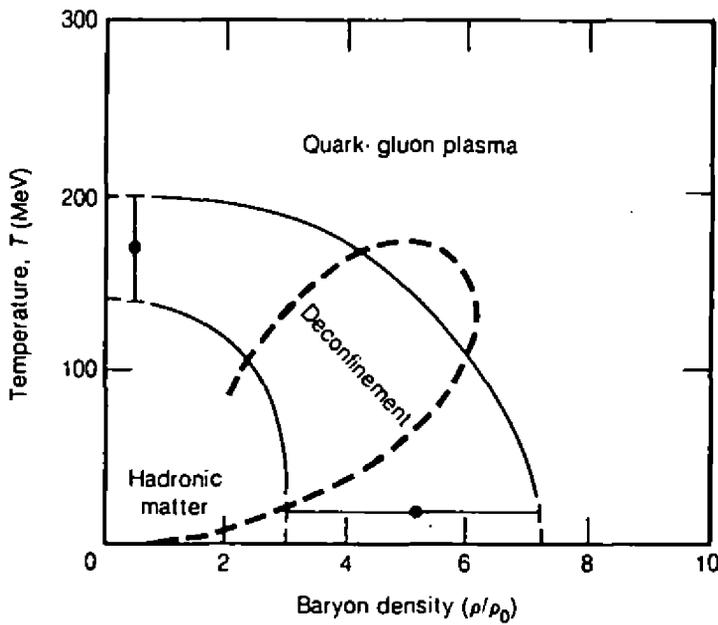


Figura 21 - Diagrama de fase da matéria. A curva tracejada é uma possível trajetória do processo de RNR em colisão frontal. Retirada da Ref. 2.

de hadrons, com posterior esfriamento do sistema.

Todas as análises indicam que teremos a transição de fase da matéria hadrônica para plasma de quarks e gluons nas RNR! Mas, então, como observá-la? Como não há meio de observar a transição de fase diretamente durante o processo, temos que procurar alguns sinais que refletem o aparecimento da nova fase no estado final de RNR. Que tipo de quantidade, então, devemos procurar? Como as interações no estado final poderiam modificar as informações sobre o novo estado da matéria, os hadrons dificilmente carregariam o sinal da transição de fase. Por outro lado, os gamas e leptons devem ser um bom transportador de informação no auge da colisão (Fig. 22). Os gamas diretos ($q\bar{q} + \gamma$) são, talvez, difíceis de serem analisados experimentalmente, devido ao fundo oriundo de $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. No momento, o processo considerado mais promissor é a criação de par de leptons, via a reação

$$q\bar{q} + \gamma_{\text{virtual}} \rightarrow \ell\bar{\ell} \quad (a)$$

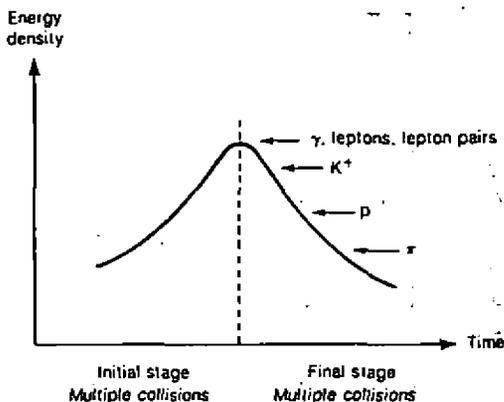
Esta produção de dileptons existe também na matéria hadrônica em

Figura 22 - Diagrama de desenvolvimento temporal de densidade de energia numa RNQ. Cada partícula específica é considerada carregar informações de diferentes etapas do processo.

equilíbrio, através do processo



(b)



Portanto, os processos (a) e (b) têm os espectros em função da massa de pares de leptons $M_{\ell\bar{\ell}}$ bastante diferentes e seria fácil distinguir um do outro. O processo (b) apresenta o pico em torno de $M_{\ell\bar{\ell}} = 0.75$ GeV, no entanto (a) tem corcova em torno de $M_{\ell\bar{\ell}} \sim 0.4$ GeV (Fig. 23). Outras possíveis quantidades que poderão trazer sinais da transição de fase são:

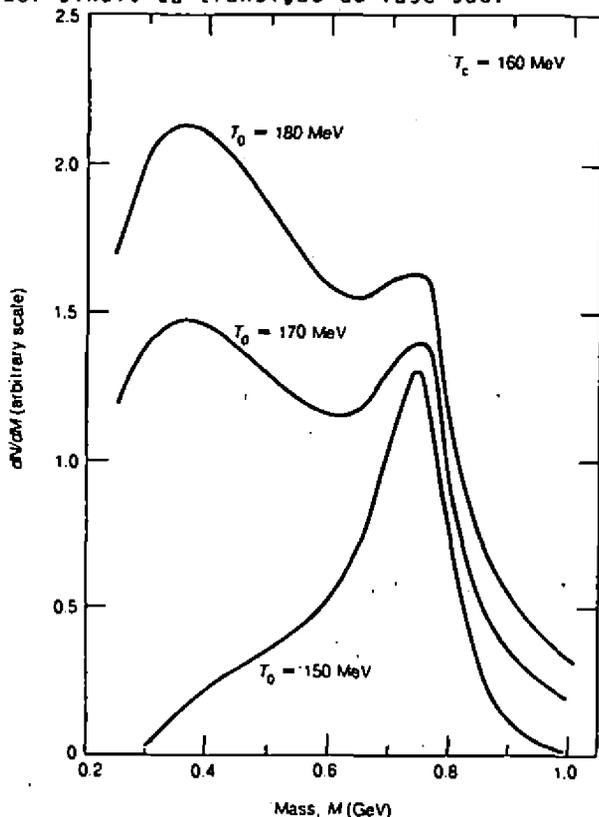


Figura 23 - Possível forma do espectro de dileptons, onde apenas processos (a) e (b) do texto foram considerados. O valor da temperatura crítica foi escolhido como 160 MeV. Retirada da Ref. 2.

- 1) Taxa de produção de léptons estranhos;
- 2) Correlação entre P_T e dn/dy , respectivamente momento transverso e distribuição em rapidez;
- 3) Mudança quantitativa no valor de parâmetro de temperatura E_0 ;
- 4) Flutuação na curva de dn/dy em função de y .

A busca de sinal de transição de fase nas RNR é ainda um problema especulativo e bastante desafiante para os físicos.

V - ALGUNS FENÔMENOS EXÓTICOS

Nesta seção, gostaríamos de relatar alguns fenômenos já observados, para os quais, até o momento, não existe nenhuma explicação convencional satisfatória.

1) Efeito "EMC"²⁵⁻²⁸

Este efeito está relacionado mais com a correlação dos nucleons dentro de um núcleo no estado fundamental do que com o processo de RNR, propriamente dito.

O fenômeno de escalamento ("scaling") de Bjorken nos processos de espalhamento profundamente inelástico (DIS) de léptons por hádrons foi revelado no final da década de 60. Hoje, tanto a validade quanto a violação deste escalamento podem ser compreendidos, pelo menos qualitativamente, em termo da QCD, junto com a liberdade assintótica. No modelo de quark-parton, a seção de choque de DIS é expressa em termos de uma função de estrutura $F_2(x)$, onde $x = Q^2/2m_N v$ é interpretado como a fração de momento que os quarks carregam no nucleon. Q é o momento transferido, v a energia transferida. Sendo $f_i(x)$ a função de distribui-

ção do momento do quark de sabor i ($i=1, \dots, 6$), temos

$$F_2(x) = \sum_{i=1}^6 q_i^2 \times f_i(x) \quad (6)$$

onde q_i é a carga do quark i . Para o núcleo (A, Z) teremos

$$F_{2A,Z}(x) = Z F_{2p}(x) + (A-Z) F_{2n}(x) \quad (7)$$

se todos os nucleons forem livres.

O grupo de colaboração europeu em experiência com muons (EMC) tem estudado extensivamente o processo de DIS de muons por núcleo (^{56}Fe)²⁶. Seus recentes resultados indicam uma diferença entre os valores observados e a Eq. (7) (Fig. 24). Claro que os

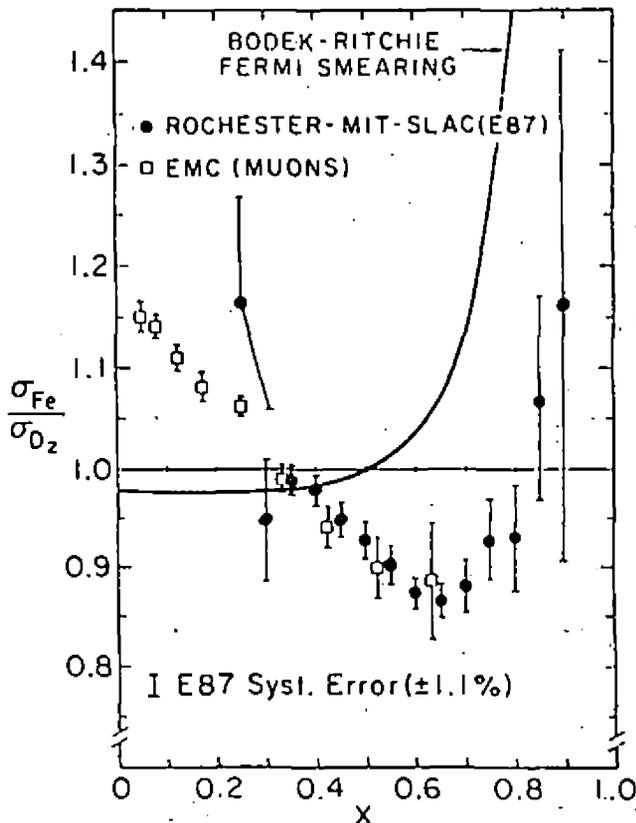


Figura 24 - Razão das seções de choque do processo de espalhamento profundamente inelástico. Retirada da Ref. 28.

nucleons num núcleo não são livres. Especialmente para $x \sim 1$, o efeito de movimento de Fermi dos nucleons é importante. A correção para a função de estrutura $F_{2,A,Z}$, devido ao movimento de Fermi dos nucleons, foi calculado e mostrado também na Fig. 24 (linha sólida). Podemos ver nitidamente o desvio sistemático entre as duas curvas; especialmente para $x < 0.7$. O que os dados experimentais mostram é que a distribuição de momentum dos quarks num núcleo não pode ser considerada apenas como fruto da superposição de nucleons. Uma interpretação interessante é a que atribui a origem deste fenômeno à existência de estados de 6-quarks no núcleo. De fato, o cálculo baseado nesta imagem reproduz a tendência observada do $F_{2,A,Z}$ ²⁸. Outra explicação, porém mais convencional, é a de supor a existência de mésons extras no núcleo. Em outras palavras, o lepton espalhado "vê" como centros espalhadores, não só nucleons, mas também mésons. De qualquer maneira, futuros estudos de RNR devem levar em conta este importante efeito.

2) Anômalons²⁹

A palavra "anômalons", no momento, representa um fenômeno estatístico na análise do livre percurso médio das partículas secundárias numa RNR. Em especial, ainda não foi identificada nenhuma partícula ou entidade, com as características apresentadas pelos anômalons. Já nos estudos de raios cômicos, há tempos, vêm sendo observados os fenômenos anômalos quanto ao comportamento do fragmento do projétil após colisão com núcleos da emulsão nuclear (AgBr). Esses fragmentos têm o livre-caminho médio bem menor do que o esperado. Na Fig. 25, são mostradas as colisões sucessivas do fragmento do projétil (^{56}Fe , 1.88 GeV/A) observadas na emulsão nuclear. Se parametrizarmos o livre percurso

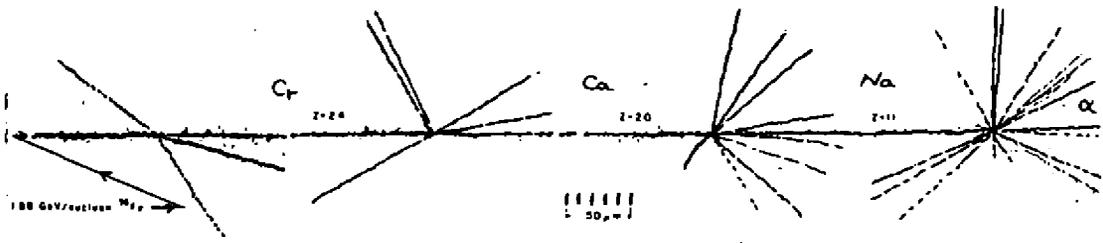
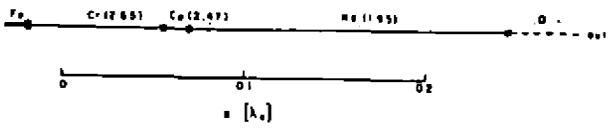


Figura 25 - Exemplo de colisões em cadeia, observadas na emulsão nuclear. O núcleo incidente (^{56}Fe , $E_{in}/A = 0.88\text{GeV}$) colide sucessivamente com o núcleo na emulsão, perdendo pouco a pouco nucleons. Retirada da Ref. 1.

médio $\lambda(Z)$ do fragmento com número atômico Z como

$$\lambda(Z) = \Lambda^* Z^{-b} \quad (7)$$

onde $b \sim 0.34 \pm 0.3$, o livre percurso médio efetivo Λ^* dos fragmentos é determinado por

$$\Lambda^* = \sum_{D < \ell_i < D + \Delta} (\ell_i - D) Z_i^b / N(D, \Delta) \quad (8)$$

onde ℓ_i é o comprimento do i -ésimo traço de fragmento cuja carga é Z_i , D a distância arbitrária medida para dentro da emulsão. A soma é feita sobre todos os traços cujo comprimento é dentro de D e $D + \Delta$, com Δ um parâmetro arbitrário. Por definição, Λ^* não deve depender nem de D nem de Δ para partícula cujo livre percurso médio seja bem definido. De fato, Λ^* assim calculado para o núcleo incidente não depende de D e Δ . No entanto, dentro de incertezas experimentais, Λ^* para os fragmentos secundários parece depender de D (Fig. 24). A Fig. 26 indica que os fragmentos, logo depois da colisão, parecem ter o livre percurso médio menor, ou

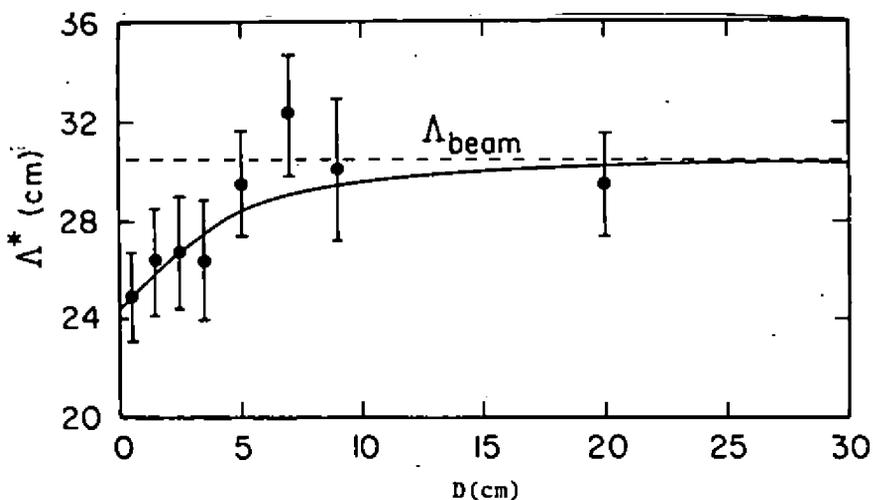


Figura 26 - Dependência do livre percurso médio efetivo Λ^* com o parâmetro D .

seja, a seção de choque maior do que as partículas normais! Mais concretamente, podemos considerar as duas situações: a) nos fragmentos secundários, existe misturada uma porção α de partículas anômalas; b) todos os fragmentos são anômalos, mas eles decaem para partículas normais com vida média τ . No caso a), por exemplo, temos $\alpha = 0.06$ para o livre percurso médio anômalo $\lambda_\alpha = 2.5$ cm. ($\lambda_{\text{normal}} \geq 10$ cm). Os dados indicam pelo menos $\alpha < .2$ e $\lambda_\alpha < 6$ cm. Na segunda hipótese b), temos $\tau \sim 10^{-10}$ sec. A existência deste fenômeno é verificada por vários grupos e sabemos agora que não é apenas devido à flutuação estatística.

Uma explicação, talvez a mais não-convencional possível, é a de supor a existência de uma interação forte de longo alcance, baseando-se numa solução topológica da teoria de calibre não-abeliana (hadróide)³⁰. Existem também tentativas de explicar, na maneira mais convencional mas não tanto, atribuindo-se esse efeito ao aumento de raio nuclear nos fragmentos, através de,

por exemplo, estrutura molecular, ou efeito isotópico, ou outros modos de excitação.

A situação é ainda muito confusa e não existe nenhum modelo convincente para este fenômeno.

c) Evento Centauro

Estes fenômenos foram descobertos pelo grupo da colaboração Brasil-Japão em experiências de raios cósmicos. A experiência é composta de câmara de emulsão exposta no Monte Chacaltaya, Bolívia, a uma altitude de 5220 m acima do nível do mar⁸. A estrutura da câmara de emulsão é essencialmente uma pilha de blocos de chumbo, emulsão nuclear e filme de raio-X. Esta câmara serve como detector de raios γ , através de cascata eletromagnética, que é chamada de chuveiro eletromagnético. Os blocos de chumbo são justamente para desenvolver as cascatas eletromagnéticas. Pela forma de desenvolvimento do chuveiro na câmara, a energia deste raio γ é estimada. Um conjunto de chuveiros, associados a um evento de colisão hadrônica que criou estes raios gamas (os gamas vêm de decaimento $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), é chamado uma família. A determinação de uma família é feita por medida da direção das cascatas. Assim, a câmara de emulsão mede essencialmente o espectro de mésons π^0 emitidos num processo de colisão hadrônica. Outras partículas, exceto elétrons, não geram o chuveiro e aparecem como um traço na emulsão, sendo impossível de serem detectadas devido ao fundo.

A experiência atual em Chacaltaya usa dois andares de câmara de emulsão. O primeiro evento Centauro foi observado em 1972, utilizando este tipo de câmara de dois andares. O fato que surpreendeu os pesquisadores no fenômeno Centauro foi que existe

a família de chuveiros, cuja energia aparentemente está acima de 100 TeV, na câmara de baixo, mas apenas pequenos pontos na câmara superior (Fig. 27), o que é completamente diferente dos eventos normais. O evento de colisão correspondente à esta família

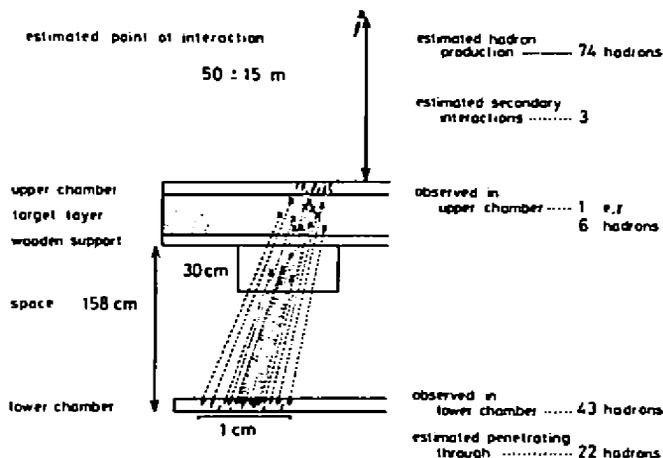


Figura 27 - Ilustrações do fenômeno Centauro observado na câmara de emulsão da experiência Colaboração Brasil-Japão. Retirada da Ref. 8.

foi estimado, por triangulação, como tendo ocorrido a ~ 50 m acima da câmara. Única interpretação coerente com os dados é a que esta colisão não produziu nenhum méson π^0 , e conseqüentemente nem π^+ ou π^- (simetria de carga). Ou seja, as partículas produzidas são somente bárions (e antibárions). Os gamas detectados na câmara de baixo são resultados de colisões destes bárions secundários com núcleos na própria câmara.

Os estudos posteriores revelaram que existem vários padrões de eventos do tipo Centauro³¹, isto é, eventos que não são acompanhados de produção múltipla de mésons π^0 . As características típicas destes eventos são listadas na Tabela I. É extremamente difícil compreender estes fenômenos em termos de modelos convencionais de produção múltipla, no momento.

Quem sabe se estes fenômenos não são manifestação de novos estados da matéria no processo de RNR ?

TABELA I - Família Centauro. N_h é o número de hadrons produzidos, $P_t^{(\gamma)}$ soma dos momentos transversos de raios γ nas cascatas.

Tipo de Interações	N_h	$P_t^{(\gamma)}$ GeV/c
a) Centauro "original"	100 ± 20	0.35 ± 0.1
b) Mini-Centauro	15 ± 2	0.35 ± 0.1
c) Geminion	2	2.0 ± 0.3
d) Chiron	$10 \sim 20$	2.0 ± 0.5

VI - CONCLUSÃO

Tenho um pouco de receio de que este relatório sobre RNR tenha ficado algo diversificado e fragmentado em relação aos fatos e idéias. Aqui, tento resumir os essenciais.

Na Fig. 28, desenhamos um diagrama da densidade de energia num processo de RNR como função do tempo. Podemos classificar os problemas associados a RNR em três grupos.

O primeiro é a questão de formação da matéria em equilíbrio. O assunto central é o poder de frenamento nuclear. Em especial, um tratamento adequado ao mecanismo de produção múltipla de mésons deve ser crucial. Para este fim, precisamos analisar cuida

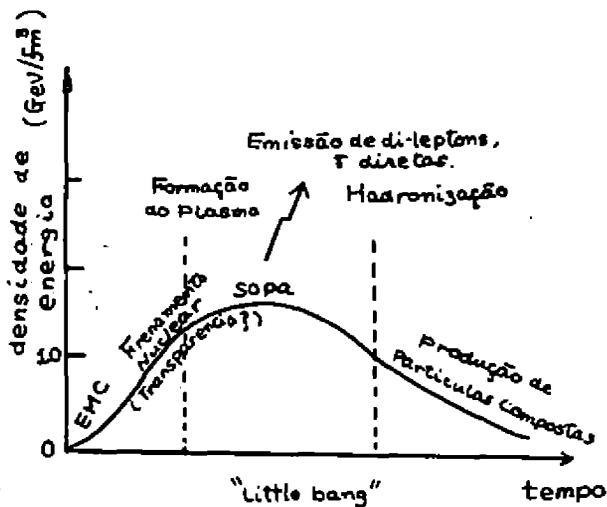


Figura 28 - Densidade de energia versus tempo.

dosamente os fenômenos de produção múltipla de mésons nos processos de colisão hadron-hadron e hadron-núcleo.

Além do problema acima, temos também que estudar o papel desempenhado na RNR pelas correlações presentes no estado fundamental dos núcleos, por exemplo, princípio de Pauli e movimento de Fermi. Em particular, uma questão interessante é a de saber qual é o significado do efeito EMC na RNR.

O segundo grupo contém as questões tais como:

- 1) Ocorre a transição de fase da matéria hadrônica para o plasma (sopa) de quarks e gluons ?
- 2) Se for o caso, quais são os sinais do acontecimento ?
- 3) Como é o mecanismo de hadronização ?

A última questão é intimamente relacionada com o problema de formação da matéria no Universo logo após o "Big-Bang". Neste sentido, estamos tentando realizar, através da RNR, o "Little Bang" no Laboratório.

O terceiro grupo se refere principalmente ao problema de formação dos núcleos compostos. A lei da potência e a questão da entropia oferecem, ainda dentro do contexto da Física Nuclear Convencional, um campo de pesquisa extremamente rico. Lembramos, também, o mistério dos anomálicos que, apesar da necessidade de maior esclarecimento experimental, lança um problema interessante na área da estrutura nuclear.

Há muito tempo, a Física Nuclear se afastou do papel principal na área da física que busca a origem da matéria e suas interações. Agora, temos a grande esperança de que a RNR venha a oferecer uma nova área de pesquisa, em que a Física Nuclear se torna único sítio para estudar as propriedades da matéria fundamental. Tal entusiasmo pode ser visto no fato de que, recentemente

te, o Comitê do Departamento de Energia dos Estados Unidos recomendou como primeira prioridade a pesquisa de RNR, utilizando máquina de acelerador de íons pesados (Urânio) com energia acima de 30 GeV/A no CM.

Contudo, provavelmente ainda teremos que esperar a realização de tal máquina por mais alguns anos. Aqui no Brasil, considerando a excelente atividade de pesquisa em Raios Cômicos, o campo de RNR pode ser explorado, não apenas teoricamente mas também experimentalmente.

Agradecimentos

Este trabalho é o resultado de discussão com meus colegas, K.C. Chung, R. Donangelo, Rui Nazareth, Sergio Duarte, Maria Nazareth e Emil de Lima Medeiros. Especialmente, o autor deve a K.C. Chung a leitura crítica do e sugestões ao manuscrito.

Agradecemos também aos Profs. Neusa Amato, N. Arata e Alfredo Marques pela introdução à Física de Raios Cômicos.

A Helena de S. Ferreira pelo excelente trabalho de datilografia e ajuda na composição do mesmo.

REFERÊNCIAS

1. High-Energy Collisions, S. Nagamiya and M. Gyulassy, LBL-Preprint 14035, Feb. 1982, a ser publicado em *Advances in Nuclear Physics*.
2. The Tevalac (Proposta de facilidade de RNR com 10 GeV/A) LBL PUB 5081, Dec. 1982.
3. What can we learn from inclusive spectra? S. Nagamiya, LBL-12950, May 1981.
4. D.K. Scott, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 4, 5(1980).
5. J.R. Nix, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2, 237 (1979).
6. M. Mariscotti, *Aceleradores de Íons Pesados*, Colóquio apresentado na VI Reunião de Trabalhos sobre Física Nuclear no Brasil, Itatiaia, setembro, 1983.
7. E.L. Feinberg, *Physics Report* 5, 237 (1972).
8. C.H.G. Lattes, Y. Fujimoto e S. Hasegawa, *Physics Report* 65,

151 (1980).

9. A.B. Migdal, Rev. Mod. Phys. 50, 107 (1978).
10. M. Gyulassy, Nucl. Phys. A354, 395 (1981).
11. Ver referência na 1.
12. R. Stock et al., Phys. Lett. 44, 1243 (1980).
13. W.D. Myers, Nucl. Phys. A296, 177 (1978).
14. J.D. Stevenson, Phys. Rev. Lett. 41, 1702 (1978).
15. Y. Yariv e Z. Fraenkel, Phys. Rev. C20, 2227(1979), C24, 488 (1981).
16. H. Stocker et al., Phys. Rev. Lett, 47, 1807 (1981).
17. M. Gyulassy, Proceedings of NATO Advanced Study Institute, LBL Preprint LBL-15267, 1982.
18. J. Engels, F. Karsch e H. Satz, Phys.Lett. 113B, 398 (1982).
19. J. Engels and F. Karsch, Preprint a ser publicado.
20. H. Satz, Preprint, Univ. Bielefeld.
21. J. Engels, F. Karsch, I. Montvay e H. Satz, Phys. Lett. 101B, 89(1981), Nucl. Phys. B205 [FS5] (1982).
22. Ver por exemplo P. Hasenfratz e J. Kuti, Phys. Rep. 40, 75 (1978); T.A. De Grand e R.L. Jaffe, Ann. Phys. 100,425(1976).
23. A.S. Goldhaber, Phys. Rev. Lett. 35, 748(1975).
24. R. Anishelty, P. Koehler e L. McLenan, Phys. Rev. D22, 2793 (1980).
25. Ver A.W. Thomas, CERN-TH 3368(1982) a ser publicado em Advances in Nuclear Physics Vol. 13 (1983).
26. J.J. Aubert et al., CERN EP/83-14, Phys. Lett. B (1983).
27. A.W. Thomas, CERN-TH 3600, Palestra apresentada em 3^{eme} Jour_nées d'Etudes Saturne, Fontevrand, Abril 1983.
28. Ver Klaus Rith, Preprint THEP 83/4, Freiburg, Alemanha.
29. Ver referências na 1.
30. J. Boguta, a ser publicado.
31. Colaboração Brasil-Japão, Proceedings of International Workshops on Cosmic Ray Interactions (High Energy Results), p.42 La Paz e Rio de Janeiro, Julho 1982.

PROBLEMAS DE FRONTEIRA EM ESTRUTURA NUCLEAR

E. Woly nec

Devido ao grande interesse no momento em relação a ex citações M1 nos núcleos, o presente trabalho se concentra, prin cipalmente, em problemas teóricos e experimentais relacionados com a excitação M1. É discutida a excitação M1 por reações (e,e'), (p,p') e (p,n), bem como a questão de supressão do M1 e o papel de excitações virtuais Δ -buraco nos mecanismos de excitação.

A segunda parte deste trabalho é dedicada a discussão de modos de decaimento das Ressonâncias Gigantes com enfoque especial ao caso do Dipolo Elétrico.

I - INTRODUÇÃO

No presente trabalho fazemos uma revisão teórica e ex perimental sobre as excitações M1 nos núcleos. Esta revisão tem o objetivo de dar uma visão geral da situação, porém não é com pleta. Revisões bastante completas podem ser encontradas nos trabalhos de L.W. Fagg⁽¹⁾ e D.J. Horen⁽²⁾. No presente trabalho daremos maior ênfase a resultados recentes, posteriores aos ci tados artigos de revisão.

As transições de dipolo magnético (M1) ocupam uma po sição muito importante no estudo de propriedades de estrutura nuclear. Uma vez que o operador M1 é. predominantemente um opera dor isovetorial e também predominantemente um operador de spin, as transições M1 são especialmente convenientes para testar carac terísticas de spin e isospin nos núcleos. Estas características são fortemente exibidas em muitas transições intensas de inver são de spin através dos núcleos e em transições de inversão de spin e isospin em núcleos autoconjugados (N=Z). Dessa forma , transições M1 podem testar regras de seleção básicas e fornecer

informações a respeito de mistura de isospin. O conhecimento da distribuição da intensidade de M1 em um núcleo pode fornecer informações sobre a dependência de spin na força nuclear.

Até o presente, o mais poderoso método experimental para estudo de transições M1, bem como de transições magnéticas em geral, é o espalhamento de elétrons a 180° , devido à seletividade dessas transições no espalhamento de elétrons a ângulos trazeiros, uma vez que a secção de choque dominante a 180° é a magnética⁽¹⁾. De fato, a maior parte do nosso conhecimento sobre transições M1 provém de espalhamento de elétrons (e,e') a 180° .

Desenvolvimentos recentes, tanto do ponto de vista teórico como experimental permitiram o estudo de excitações M1 através de reações (p,n) e (p,p'). Em alguns casos há excelente acordo entre os resultados obtidos por (e,e') e (p,n) e/ou (p,p'), enquanto que em outros casos chega-se ao extremo de observar-se intensidade zero em (e,e') e vários níveis M1 em (p,p'). Essas diferenças serão discutidas com enfoque nos mecanismos de excitação.

Outro ponto de grande interesse no momento é o fato de que tanto em (e,e') como em reações (p,n), a intensidade de M1 observada é bem menor do que a prevista pelo cálculo. Esta supressão de M1 pode ser indicativa de vários problemas, que serão discutidos:

a) Os modelos utilizados para cálculo da intensidade M1 são incorretos;

b) Existe M1 acima do limiar de emissão de partículas, na região do contínuo que não estaria sendo detectado nas várias experiências.

c) Há a possibilidade de que graus de liberdade da es-

trutura do nucleon podem ser importantes e a inclusão de excitações virtuais de Δ 's nos cálculos poderia explicar a supressão do M1.

II - TEORIA

O mecanismo responsável pelas transições M1 mais intensas observadas nos núcleos é o mecanismo de inversão de spin. A demonstração de que esse é o mecanismo dominante é mais facilmente efetuada para o caso de núcleos auto conjugados.

O elemento de matriz para uma transição M1 entre estados a e b é proporcional a ⁽³⁾:

$$\vec{M} = \langle J_f | \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} [1 + \vec{\tau}_3^{(i)}] \cdot \vec{L}^{(i)} + \mu_p \frac{1}{p^2} [1 + \vec{\tau}_3^{(i)}] \vec{\sigma}^{(i)} + \mu_n \frac{1}{n^2} [1 - \vec{\tau}_3^{(i)}] \vec{\sigma}^{(i)} | H_i \rangle \quad (1)$$

onde $\vec{L}^{(i)}$, $\vec{\sigma}^{(i)}$ e $\vec{\tau}_3^{(i)}$ são os operadores de momento angular orbital, de spin e de isospin do i-ésimo nucleon, respectivamente, e μ_p e μ_n são os momentos magnéticos do proton e do neutron. Essa expressão é válida para fotoexcitação, portanto, no caso de espalhamento de eletrons, corresponde ao limite $q \rightarrow \omega$, onde q é o momento transferido pelo eletron e ω é o momento do foton absorvido pelo núcleo.

A expressão (1) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} \vec{M} = & \langle J_f | \sum_{i=1}^A [\vec{L}^{(i)} + \frac{1}{2} \vec{\sigma}^{(i)}] | J_i \rangle + \\ & + \frac{1}{2} \langle J_f | \sum_{i=1}^A (\mu_p + \mu_n - \frac{1}{2}) \vec{\sigma}^{(i)} | J_f \rangle + \\ & + \frac{1}{2} \langle J_f | \sum_{i=1}^A \vec{\tau}_3^{(i)} (\vec{L}^{(i)} + (\mu_p - \mu_n) \vec{\sigma}_i) | J_i \rangle \quad (2) \end{aligned}$$

simplesmente rearranjando os termos e somando e subtraindo $\frac{1}{2} \vec{\sigma}_1$ no interior da somatória.

Os dois primeiros termos da expressão (2) constituem a parte isoescalar da transição e o terceiro termo a parte isovetorial.

O primeiro termo da expressão (2) é o elemento de matriz do operador:

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A \left[\vec{L}^{(i)} + \frac{1}{2} \vec{\sigma}^{(i)} \right] \quad (3)$$

Portanto, esse termo é nulo uma vez que os estados J_i e J_f são ambos auto estados de \vec{J} .

Dessa forma, podemos decompor \vec{M} em $\vec{M}^{(0)}$ para transições isoescalares ($\Delta T=0$) e $\vec{M}^{(1)}$ para transições isovetoriais ($\Delta T = 1$):

$$\vec{M}^{(0)} = \frac{1}{2} (\nu_p + \nu_n - \frac{1}{2}) \langle J_f | \sum_{i=1}^A \vec{\sigma}^{(i)} | J_i \rangle \quad (4)$$

$$\vec{M}^{(1)} = \frac{1}{2} \langle J_f | \sum_{i=1}^A \vec{\tau}_3^{(i)} \left[\vec{L}^{(i)} + (\nu_p - \nu_n) \vec{\sigma}^{(i)} \right] | J_i \rangle \quad (5)$$

O termo $(\nu_p - \nu_n)$, que é o termo de inversão de spin, determina a ordem de magnitude do elemento de matriz para transições isovetoriais. Dessa forma, como

$$\frac{1}{2} (\nu_p + \nu_n - \frac{1}{2}) = 0.19 \quad (6)$$

e

$$\frac{1}{2} (\nu_p - \nu_n) = 2.35 \quad (7)$$

a intensidade relativa das transições de $\Delta T=0$ e $\Delta T=1$ será $-(0.2/2)^2 = 10^{-2}$. Portanto, no caso geral o termo de inversão de spin domina.

No caso de núcleos conjugados, como $T=0$, somente transições com $\Delta T=1$ são permitidas (regra de seleção de Morpurgo⁽³⁾). Isso limita o número de transições M1 que podem ocorrer nesses núcleos. As transições permitidas, ou seja, as de $\Delta T=1$, são para níveis de energia relativamente altos (> 10 MeV) porque esses níveis são níveis análogos de núcleos vizinhos ($\Delta T = \pm 1$).

Kurath⁽⁴⁾ obteve uma regra da soma para M1:

$$\sum_n \omega_n B(M1, \omega_n) = -a (\nu_n - \nu_p + \frac{1}{2})^2 \times$$

$$\times \langle J_1 M_1 | \sum_{j=1}^A \vec{L}^{(j)} \cdot \vec{s}^{(j)} | J_1 M_1 \rangle \quad (8)$$

onde o parâmetro a depende do modelo utilizado. Dois comentários são importantes a respeito dessa soma:

a) Como para núcleos leves e conjugados existem poucos níveis M1, o resultado experimental para essa soma pode ser obtido e através do mesmo a intensidade do acoplamento spin orbital.

b) Essa soma pode ser utilizada para se ter uma idéia do comportamento da intensidade de M1 através da tabela periódica. Para um núcleo esfericamente simétrico, no modelo de camadas simples, a função de onda do estado fundamental é uma auto-função do operador $\vec{L} \cdot \vec{s}$ e o autovalor é

$$\vec{L} \cdot \vec{s} = \frac{1}{2} [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)] \quad (9)$$

Por exemplo, para calcular a soma para o ^{20}Ne , onde no modelo

de camadas simples os últimos 4 nucleons estão na camada $1d_{5/2}$, teremos:

$$l = 2, s = \frac{1}{2}, j = 5/2.$$

Portanto,

$\vec{L} \cdot \vec{s} = 1$ na eq. (9) e $\Sigma \vec{L} \cdot \vec{s} = 4$ (porque há 4 nucleons nessa camada).

Prosseguindo com outros nucleos conjugados, no preenchimento da camada (s-d), observa-se que $\vec{L} \cdot \vec{s}$ atinge um máximo de 12 para o ^{28}Si e ^{32}S e a partir daí decresce para 6 no ^{36}Ar e naturalmente é zero no ^{16}O e ^{40}Ca .

Assim, as maiores intensidades de $M1$ deveriam ser encontradas entre o ^{24}Mg e o ^{32}S e deve haver pouco $M1$ no ^{16}O e ^{40}Ca .

No item seguinte as previsões da teoria serão comparadas com resultados experimentais. Antes, porém, é conveniente rever algumas definições.

Ao estudar transições $M1$, estamos em geral interessados em extrair da experiência o elemento de matriz reduzido $B(M1, \omega)$. Em medidas efetuadas por espalhamento de eletrons a 180° , a secção de choque é proporcional a $B(M1, q)$. Os resultados experimentais devem ser extrapolados para $q \rightarrow \omega$ (ponto de fóton). Em medidas de secção de choque de fotoexcitação, a secção de choque de fotoabsorção, integrada sobre a largura do nível, está relacionada com a correspondente largura radioativa, Γ_0 , através de:

$$\int \sigma_Y(\omega) d\omega = (\pi \hbar)^2 \frac{2 \cdot J_f + 1}{2J_1 + 1} \Gamma_0 \quad (10)$$

onde $J_1 (J_f)$ é o spin do estado fundamental (excitado).

Por outro lado, pode-se relacionar os elementos de matriz

$B(Ml, \omega)$ com Γ_0 .

Os elementos de matriz $B(\lambda L, \omega)$ estão relacionados com a secção de choque de fotoabsorção através de:

$$\int \sigma_Y^{\lambda L}(\omega) d\omega = \frac{8\pi^3}{\hbar c} \frac{(L+1)}{L} \frac{\omega^{2L-1}}{L[(2L+1)!!]^2} B(\lambda L, \omega) \quad (11)$$

Para o caso particular de $\lambda L = Ml$ temos:

$$\int \sigma_Y^{Ml}(\omega) d\omega = \frac{8\pi^3}{\hbar c} \frac{2}{9} \omega B(Ml, \omega) \quad (12)$$

Como é usual fornecer $B(Ml, \omega)$ em unidades de ν_0^2 , podemos reescrever (12):

$$\begin{aligned} \int \sigma_Y^{Ml}(\omega) d\omega &= \frac{8\pi^3}{\hbar c} \frac{2}{9} \omega \left(\frac{e\hbar}{2m_p c}\right)^2 \frac{B(Ml, \omega)}{\nu_0^2} = \\ &= \frac{4\pi^3 \alpha \omega}{9} \left(\frac{\hbar c}{m_p c^2}\right)^2 \frac{B(Ml, \omega)}{\nu_0^2} \end{aligned} \quad (13)$$

Utilizando-se:

$$\begin{aligned} \alpha &= (137,035982)^{-1} \\ \hbar c &= 197,32858 \text{ MeV-fm} \\ m_p c^2 &= 938,2796 \text{ MeV} \end{aligned}$$

obtem-se

$$\int \sigma_Y^{Ml}(\omega) d\omega = 4,4478 \times 10^{-2} \omega \left[\frac{B(Ml, \omega)}{\nu_0^2} \right] \text{ MeV.mb} \quad (14)$$

Utilizando-se as eq. (13) e (10) podemos relacionar $B(M1, \omega)$ e Γ_0 :

$$\frac{B(M1, \omega)}{\nu_0^2} = (\pi \lambda)^2 \frac{2J_f+1}{2J_i+1} \frac{\Gamma_0}{4,4478 \times 10^{-2} \omega \text{ (mb)}}$$

ou,

$$\frac{B(M1, \omega)}{\nu_0^2} = \frac{86,40}{[\omega \text{ (MeV)}]^3} \frac{2J_f+1}{2J_i+1} \Gamma_0 \text{ (eV)} \quad (15)$$

Em termos de Γ_0 a regra da soma da eq. 8 pode ser escrita para transições $0^+, T = 0 \rightarrow 1^+, T = 1$ como:

$$61 \sum_i \frac{\Gamma_{0i}}{\omega_{0i}} = -a \langle 0 | \sum_i \vec{L}_i \cdot \vec{S}_i | 0 \rangle \quad (16)$$

Nas eqs. (11) a (15) o $B(M1)$ está relacionado com a absorção e com a largura radioativa Γ_0 e é muitas vezes indicado na literatura como $B(M1)^\uparrow$ para diferenciar de $B(M1)^\downarrow$ que está relacionado com a meia vida do estado excitado.

As definições de $B(\lambda L)^\uparrow$ e $B(\lambda L)^\downarrow$ são:

$$B^\uparrow = B(\lambda L, J_0+J) = |\langle J | |M(\lambda L)| | J_0 \rangle|^2 / (2J_0+1) \quad (17)$$

e

$$B^\downarrow = B(\lambda L, J+J_0) = |\langle J_0 | |M(\lambda L)| | J \rangle|^2 / (2J+1) \quad (18)$$

onde J_0 é o spin do estado fundamental e J spin do estado excitado.

como,

$$\langle J | |M(\lambda L)| | J_0 \rangle = (-1)^{J_0-1} \langle J_0 | |M(\lambda L)| | J \rangle \quad (19)$$

temos que:

$$B \downarrow (2J+1) = B \uparrow (2J_0+1) \quad (20)$$

e, para o caso de transições M1 do tipo $0^+ \rightarrow 1^+$, $B \uparrow = 3B \downarrow$.

III - COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS

As previsões acima discutidas são razoavelmente bem comprovadas pela experiência para os núcleos leves.

No ^{12}C , os 6 prótons e 6 nêutrons preenchem os níveis $1s_{1/2}$ e $1p_{3/2}$ (utilizando-se o modelo de camadas de partícula independente, IPM). A transição de inversão de spin permitida, de energia mais baixa ($0^+ \rightarrow 1^+$) é a promoção de um nucleon do nível $1p_{3/2}$ para o $1p_{1/2}$. Além do mais, como o ^{12}C tem $T=0$, somente a transição para um nível com $T=1$ é permitida de acordo com a regra de seleção de Morpurgo.

A Fig. 1 mostra os níveis excitados do ^{12}C . Se a regra de seleção de Morpurgo fosse exata, não deveria ocorrer a foto ou eletroexcitação do nível $1^+,0$ em 12,71 MeV e só a transição para o nível $1^+,1$ em 15,11 MeV seria permitida. A Fig. 2 mostra a excitação relativa dos níveis 15,11 e 12,71 MeV por espalhamento de elétrons a 180° ⁽⁵⁾. O valor de r_0 para o nível de 15,11 MeV ($1^+,1$) é $37,0 \pm 1,1$ eV enquanto que para o nível de 12,71 MeV ($1^+,0$) r_0 é $0,35 \pm 0,05$ eV.

Para o ^{20}Ne , os últimos 4 nucleons estão na camada $1d_{5/2}$, portanto a única transição de inversão de spin possível é $1d_{5/2} \rightarrow 1d_{3/2}$.

A Fig. 3 mostra o espectro de elétrons espalhados a 180° no ^{20}Ne e o único nível M1 observado⁽⁶⁾. Conforme discutido no item anterior, a regra da soma de M1, que é proporcional ao valor esperado do operador $\vec{L} \cdot \vec{S}$ no estado fundamental, prevê que a intensidade de M1 deve crescer do ^{20}Ne para o ^{28}Si , onde o valor esperado de $\vec{L} \cdot \vec{S}$ atinge o máximo. A tabela I mostra a inten

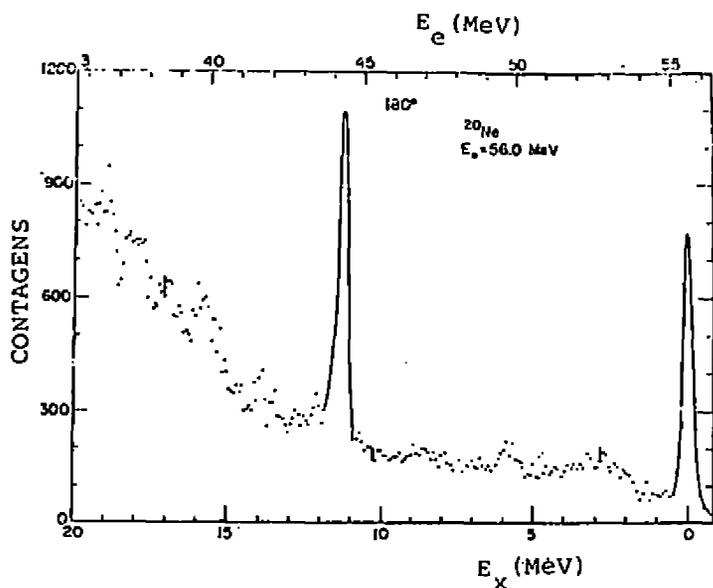


FIG. 3 - Espectro de elétrons espalhados a 180° no ^{20}Ne .

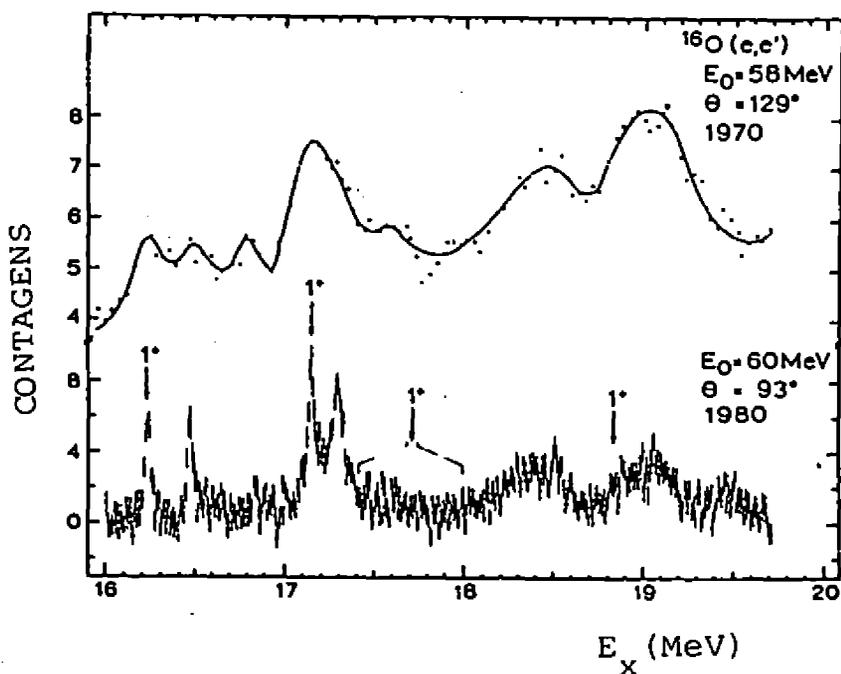


FIG. 4 - Espectro de elétrons espalhados no ^{16}O . Os dados experimentais são de Darmstadt. Na parte superior da figura espectro de baixa resolução e na parte inferior os dados recentes com alta resolução. Os níveis identificados com 1^+ estão indicados.

sidade total de M1 observada para os núcleos dessa região (A=20 a A=28), bem como os valores calculados usando-se o IPM.

Tabela I

Nucleos	$61\epsilon\Gamma_1/E_1^2$	teórico
	Exp	
^{20}Ne	5.5	8.0
^{22}Ne	4.7	12.0
^{24}Mg	14.1	16.0
^{26}Mg	19.6	20.0
^{28}Si	18.8	24.0

Como os núcleos ^{16}O e ^{40}Ca de acordo com IPM possuem camadas fechadas saturadas em spin, não há transição de inversão de spin possível e portanto não deveria haver excitação de M1 nesses núcleos.

A Fig. 4 mostra níveis M1 observados por espalhamento de elétrons no ^{16}O (7). A intensidade de M1 total observada é $B(M1) = 1.0 \pm 0.1 \mu_0^2$. Para o nível de 15.11 MeV do ^{12}C , $B(M1) = 2.8 \mu_0^2$. A intensidade de M1 relativamente alta observada no ^{16}O pode ser explicada, pelo menos qualitativamente, em termos do modelo de camadas com componentes 2p-2h (2 partículas - 2 buracos) na função de onda do estado fundamental do ^{16}O . Os resultados desse cálculo estão mostrados na Fig. 5, juntamente com a intensidade observada experimentalmente (7). Comparando os resultados experimentais com o cálculo, estima-se que a quantidade de 2 buracos na camada p é 17%, ou equivalente, que o número médio de nucleons na camada p é $\langle n_p \rangle = 11.66$ em vez de 12.

A Fig. 6 mostra a distribuição de intensidade M1 observa

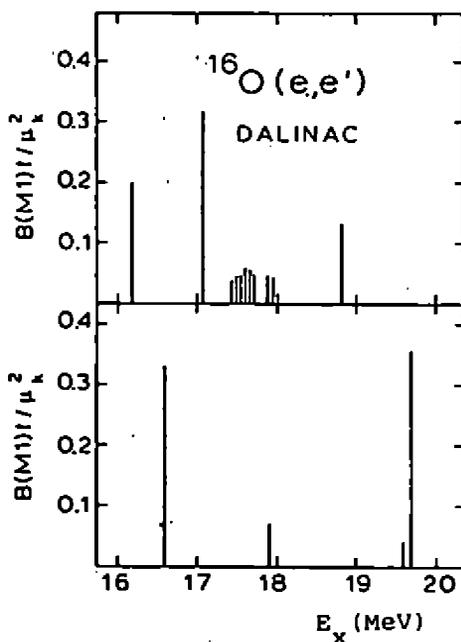


FIG. 5 - $B(M1)$ observado experimentalmente (parte superior da figura) e $B(M1)$ calculado (parte inferior da figura) para o ^{16}O .

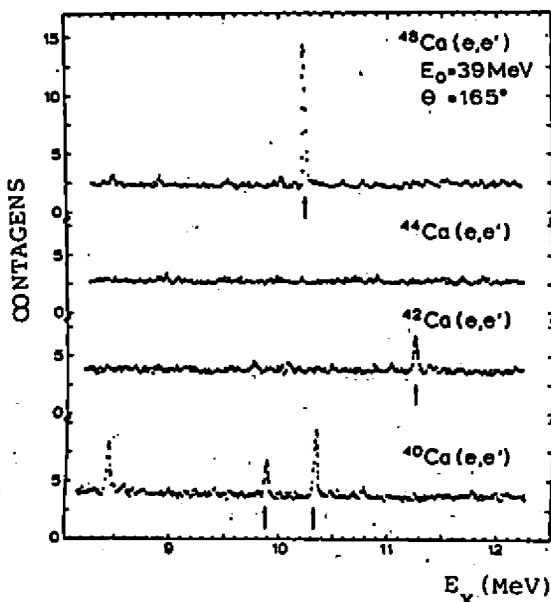


FIG. 6 - Níveis de $M1$ observados por Darmstadt em isótopos do Ca.

da por espalhamento de elétrons em isótopos do Ca. O IPM que prevê intensidade zero para o M1 no ^{40}Ca , prevê, também, que indo do ^{42}Ca para o ^{48}Ca , a intensidade de M1 deve tornar-se mais intensa com o aumento do número de neutrons preenchendo a camada $f_{7/2}$. No núcleo ^{48}Ca , de camada fechada não saturada em spin, toda a intensidade de M1 deve estar concentrada em um único estado.

As previsões do IPM são confirmadas para o ^{48}Ca . A não existência de M1 no ^{44}Ca é inexplicável até o presente e a intensidade de M1 no ^{40}Ca pode ser explicada de forma análoga ao ^{16}O , deduzindo-se que o número de ocupação da camada $d_{3/2}$ é $\langle n \rangle = 6$ em vez de 8⁽⁷⁾.

É interessante o estudo efetuado por Darmstadt⁽⁷⁾ para as transições M1 $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ em isotonos de $N = 28$: ^{50}Ti , ^{52}Cr e ^{54}Fe . Esse estudo mostra efeitos de polarização do caroço com a adição sucessiva de 2 protons a um caroço de ^{48}Ca . As excitações M1 observadas nesses núcleos estão mostradas na Fig. 7. Cálculos foram efetuados para esses núcleos utilizando um espaço que inclui as configurações: $1f_{7/2}^n$ e $1f_{7/2}^{n-1} (2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2})^1$ onde $n = A - 40$. As intensidades M1 calculadas estão mostradas na parte inferior da Fig. 8 e as observadas experimentalmente encontram-se na parte superior. Os cálculos produzem uma concentração de transições M1 na região 9-10.5 MeV para os 3 núcleos que podem ser identificadas como transições de inversão de spin de neutrons: $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ e podem ser consideradas como equivalentes da intensidade de M1 observada no ^{48}Ca . As intensidades calculadas para energias de excitação mais baixas podem ser interpretadas como transições de inversão de spin de prótons (por exemplo, o estado em $E_x = 8.6$ MeV no ^{50}Ti). Os cálculos efetuados em $1p - 1h$ não conseguem reproduzir a fragmentação de M1 observada experimentalmente e a intensidade total cal

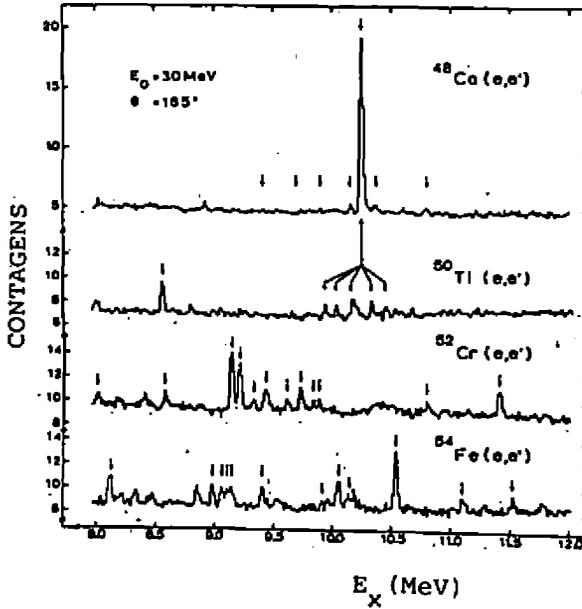


FIG. 7 - Níveis de M1 observados por Darmstadt em isotonos de $N=28$.

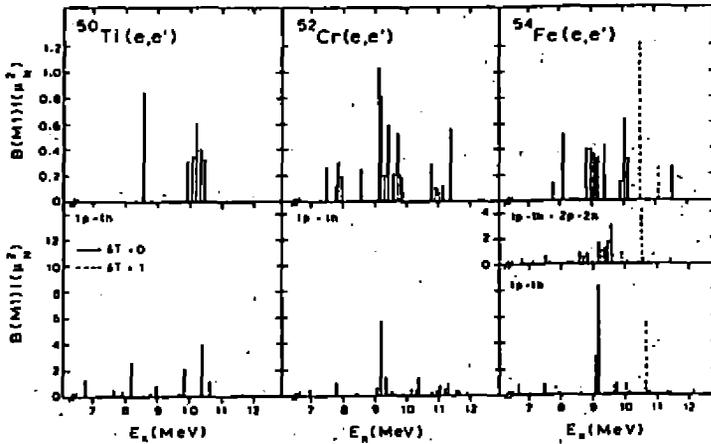


FIG. 8 - Níveis de M1 observados em isotonos de $N=28$ (parte superior) e a previsão teórica para esses núcleos (parte inferior).

culada é maior.

A tabela II mostra as intensidades medidas e as calculadas (7).

Tabela II

Núcleo	exp	IB(M1) / μ_0^2	calc
^{48}Ca	4.6 ± 0.5		12
^{50}Tl	3.4 ± 0.4		16
^{52}Cr	5.0 ± 0.5		19
^{54}Fe	6.3 ± 0.6		23

Para o caso do ^{48}Ca foi efetuado um cálculo que inclui todas as possíveis configurações dos A-40 nucleons nas 4 orbitas da camada fp (8). A intensidade de M1 resultante é $9\mu_0^2$, porém é ainda o dobro do valor experimental.

Na Fig. 8 é mostrado, para o ^{54}Fe , o efeito da inclusão de configurações $1f_{7/2}^{n-2} (2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2})^2$. A inclusão de excitações 2p-2h produz uma fragmentação maior e reduz em 15% a intensidade calculada usando 1p-1h. Entretanto, estas correções estão longe de explicar a discrepância entre os valores medidos e os calculados.

Para núcleos pesados, o único que foi extensivamente estudado é o ^{208}Pb . Para esse núcleo, dentro das idéias aqui discutidas, utilizando-se o modelo de camadas, são previstas duas transições M1, uma resultante da transição de prótons: $|h_{11/2}^{-1}, h_{9/2}\rangle$ e outra de neutrons $|i_{13/2}^{-1}, i_{11/2}\rangle$. Estas transições estão esquematizadas na Fig. 9. As estimativas teóricas para a intensidade total de M1 nesses dois níveis variam entre 20 e $50\mu_0^2$.

Os resultados experimentais obtidos até o presente, para

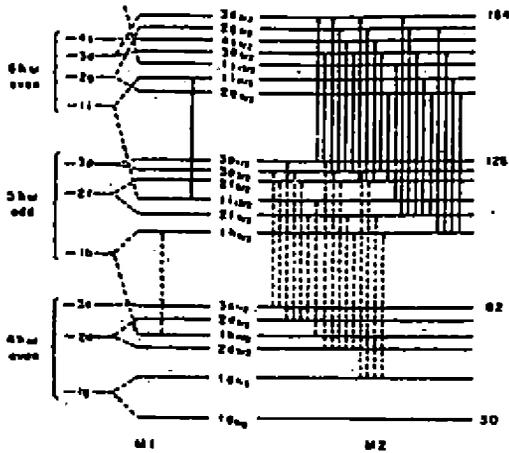


FIG. 9 - Transições M1 e M2 previstas para o ^{208}Pb , as linhas cheias se referem a transições de prótons e as pontilhadas a transições de neutrons.

a excitação M1 no ^{208}Pb , estão em desacordo com as previsões teóricas. A intensidade total de M1 no ^{208}Pb , observada experimentalmente é de $8.5\mu_0^2$ aproximadamente. Uma revisão das várias experiências efetuadas para se obter a intensidade de M1 no ^{208}Pb foi feita por Raman⁽⁹⁾. A intensidade de $\sim 8.5\mu_0^2$ está dividida em 35 níveis muito próximos, concentrados na região entre 7.25 e 7.82 MeV. Os níveis situados entre 7.40 e 7.82 MeV foram obtidos através de medidas de captura de neutrons polarizados no ^{207}Pb ^(9,10) e por essa razão a experiência não pode estudar regiões de energia acima de 9 MeV. Para energias acima de 9 MeV a reação (γ, n) no ^{208}Pb pode popular estados excitados do ^{207}Pb e conseqüentemente não pode ser obtida através da reação de captura. Dessa forma, a intensidade de M1 detetada pode ser vista como um limite inferior da intensidade de M1 no ^{208}Pb . Além dessa intensidade de M1 observada por Raman⁽⁹⁾ há mais $\sim 2\mu_0^2$ distribuídos em alguns níveis abaixo do limiar de emissão de neutrons, somando uma intensidade total de $10.5\mu_0^2$.

Além da intensidade de M1 acima mencionada, há uma outra experiência⁽¹¹⁾ que obtém mais $3.5\mu_0^2$, distribuídos em 7 níveis situados entre 8.22 e 9.40 MeV. Entretanto, a identificação desses níveis como M1 é questionável e depende de confirmação. Esses níveis foram identificados através de medidas da distribuição angular dos neutrons emitidos na reação (γ, n) no ^{208}Pb . O efeito observado na distribuição angular e atribuído à interferência E1-M1 poderia, também, ser explicado por interferência E1-E2. Os autores comparam os níveis observados, que poderiam ser E2 ou M1 com experiências de (e, e') efetuadas na região do pico do fator de forma E2. Os picos que não foram observados em (e, e') são identificados como M1.

O método tradicional de estudar transições M1 através de espalhamento (e, e') a 180° apresenta dificuldades no caso do ^{208}Pb . Em primeiro lugar, a intensidade de M1 até o presente observada é tão fragmentada que está abaixo do nível de detecção das experiências de Darmstadt (os níveis de M1, por serem pouco intensos, confundem-se com a cauda radiativa, sempre presente nas experiências de espalhamento de elétrons).

Recentemente, foi realizado um estudo detalhado do ^{208}Pb por espalhamento de elétrons a 180° . As conclusões mais importantes desse trabalho são que se existirem níveis de M1 acima de 9 MeV e se essa intensidade for fragmentada, a experiência é incapaz de observá-los e para os níveis observados em torno de 7.5 MeV, é impossível extrair com precisão o valor de $B(M1)$.

A figura 10 mostra o espectro de elétrons espalhados a 180° no ^{208}Pb , obtido por Hicks et al.⁽¹²⁾. Os resultados experimentais mostram que não há picos intensos acima de 9 MeV, porém não excluem a existência de M1 altamente fragmentado.

A figura 11 mostra dois prováveis estados de M1 observados por Hicks et al.⁽¹²⁾. O pico observado em torno de 7.5 MeV,

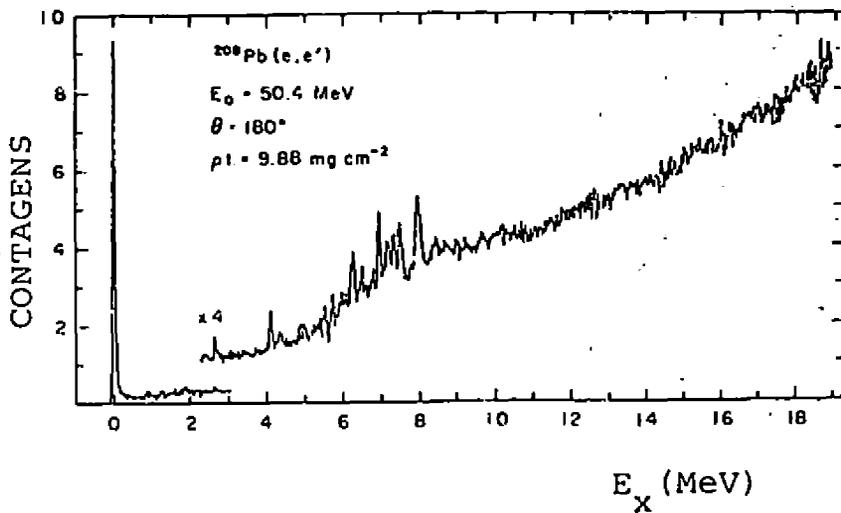


FIG. 10 - Espectro de elétrons espalhados a 180° no ^{208}Pb .

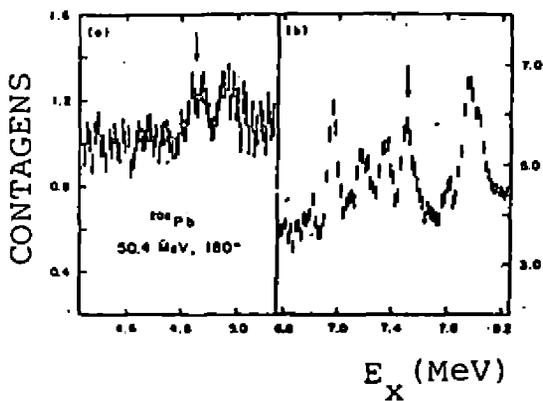


FIG. 11 - Espectro de elétrons espalhados a 180° no ^{208}Pb indicando 2 níveis de M1 em $E_x = 4.84$ e 7.48 MeV.

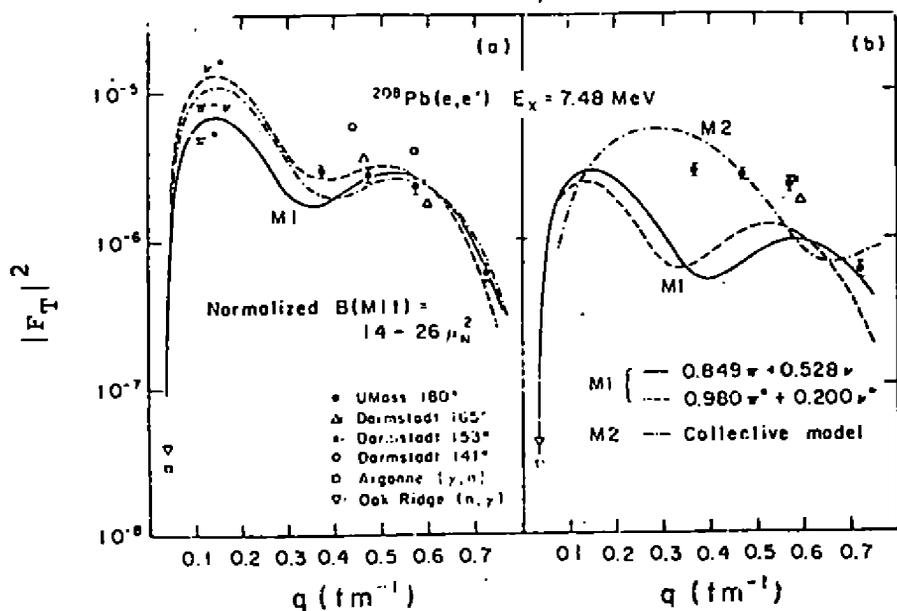


FIG. 12 - Fator de forma ao quadrado para o nível M1 de $E_x = 7.48$ MeV. Na parte a) da figura os resultados experimentais são ajustados a diferentes cálculos, supondo-se que o nível seja M1. Nessas condições, obtêm-se $B(M1)$ entre 14 e $26 \mu_0^2$ dependendo do modelo. Na parte b) da figura, os modelos são normalizados de forma a coincidir com os resultados experimentais para $q = \omega$ (ponto de fóton). Os resultados estão também comparados com o fator de forma para M2.

que é uma soma de vários níveis, deveria ter uma intensidade de $\sim 6.0 \mu_0^2$ de acordo com a experiência de captura de neutrons^(9,10). A figura 12 mostra o fator de forma para esse pico. O principal problema é que, devido à distorção Coulombiana e ao grande raio do núcleo, o primeiro máximo do fator de forma ocorre para valores de q muito baixos e os resultados experimentais situam-se ao redor do segundo máximo. Enquanto que para os núcleos leves e médios os resultados experimentais situam-se sobre o primeiro máximo, no caso de núcleos pesados é tecnicamente inviável obter resultados experimentais para valores de q sobre o primeiro má-

ximo. Para tanto, seria necessário medir espalhamento a 180° de elétrons incidentes com energia 10-15 MeV. Para elétrons de energia tão baixa, a cauda radiativa se torna muito intensa, impedindo a observação de níveis M1. Os autores sugerem que experiências desse tipo poderiam, em princípio, ser realizadas nos futuros aceleradores de elétrons de onda contínua, utilizando medidas em coincidência para eliminar a cauda de radiação.

Assim, há uma limitação experimental importante para os núcleos pesados. Como os resultados experimentais de (e, e') não conseguem atingir o primeiro máximo do fator de forma, a extrapolação para o valor $q = \omega$, necessária à obtenção de $B(M1)$, torna-se muito dependente de modelo. O valor de $B(M1)$ obtido para o grupo de níveis em torno de 7.5 MeV varia entre 14 e $26 \mu_0^2$, dependendo do modelo utilizado, enquanto que o valor obtido por outras experiências^(9,10,11) está em torno de $6.0 \mu_0^2$. Concluem os autores⁽¹²⁾ desse trabalho que para núcleos pesados, as experiências de (e, e') são, presentemente, incapazes de obter a intensidade de M1.

Diante da situação atual, baseados nos resultados experimentais existentes, podemos concluir que no ^{208}Pb , a intensidade de M1 é $> 10.5 \mu_0^2$, das quais $8.5 \mu_0^2$ estão distribuídos em 35 níveis e nenhum deles tem intensidade maior que $1.6 \mu_0^2$. Se levarmos em conta, também, os resultados obtidos por Holt et al., teríamos $B(M1) \geq 19 \mu_0^2$. Assim, o fato de que a intensidade total prevista teoricamente não foi observada pode ser um problema experimental. O fato que está em forte contradição com as previsões teóricas feitas por todos os cálculos RPA⁽¹³⁻¹⁹⁾ é a ausência de estados de M1 intensos, localizados em energia.

A Tabela III resume alguns dos resultados existentes na literatura sobre a intensidade M1 prevista pelo cálculo.

TABELA III

Intensidade de M1 prevista por diferentes cálculos para o ^{208}Pb .

E_x (MeV)	$\frac{\Sigma B(M1) \dagger}{\mu_0^2}$	Tipo de Cálculo	Referência
5.45 e 7.52	49.3	1p-1h	Vergados et al. (17)
=200 níveis entre 6.2 e 9.0	-50.0	2p-2h	Lee and Pittel (18)
7.5 e 8.31	16.7	1p-1h	Ring and Speth (13)
7.41 e 8.0	21.2	1p-1h	Grecksh et al. (14)
6.91 e 7.95	27.0	1p-1h	Kamerzhiev et al. (16)
7.5 e 8.3	-36.0		Bohr and Mottelson (19)
fragmentado entre 7 e 11 MeV	-30.0	2p-2h	Dehesa et al. (15)

Deve-se chamar a atenção neste ponto que em vista da incerteza quanto ao $B(M1)$ experimental e a grande variação dos resultados teóricos, a definição de um fator de supressão de $B(M1)$ no caso do ^{208}Pb é bastante subjetiva.

IV - Estudo de excitações M1 através de reações (p,n) e (p,p')

Recentemente foi desenvolvida uma técnica de estudo de excitações M1 através de reações (p,n) e (p,p').

As reações (p,n) são reações de troca de carga que se processam através de estados análogos (IAS) e tem a vantagem de excitar apenas transições isovetoriais. A Figura 13 mostra os níveis do ^{48}Sc que são populados pela reação $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$. O nível em 6,6 MeV com $T=4$ é o análogo isobárico do estado fundamental do ^{48}Ca e o estado 1^+ em 16,8 MeV é o análogo isobárico do estado 1^+ em 10.3 MeV no ^{48}Ca .

A Fig. 14 mostra o espectro de neutrons a 0° da reação $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ com protons incidentes de 160 MeV (20). As ressonâncias observadas são chamadas de Gamov-Teller (GT), porque o

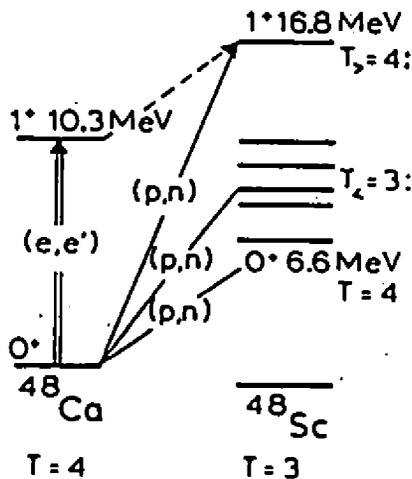


FIG. 13 - Níveis excitados por (p,n) .

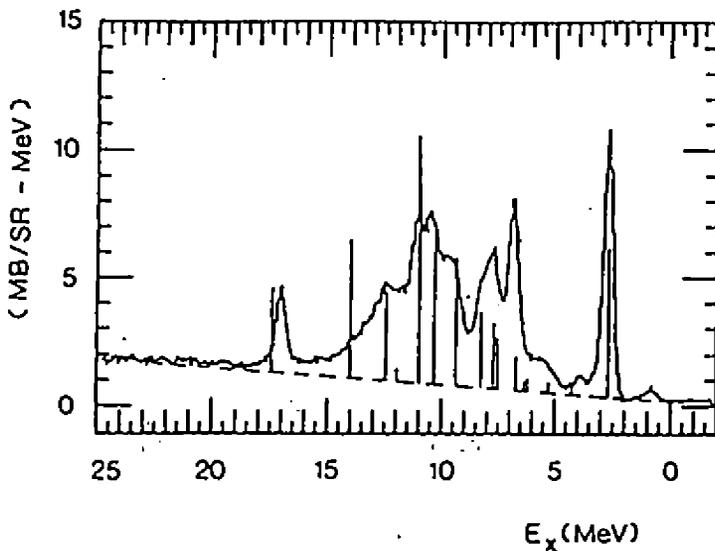


FIG. 14 - Espectro de neutrons a 0° da reação $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ para prótons incidentes de 160 MeV.

operador responsável pela transição é o operador GT do decaimento β , ou seja, o operador de transição é uma combinação dos operadores de spin e isospin⁽²¹⁾:

$$\sum_i (\sigma_i \cdot \sigma_1) (\tau_i \cdot \tau_1) \quad (21)$$

onde os operadores sem índice referem-se ao projétil e os com índice aos nucleons e a soma é sobre os nucleons⁽²¹⁾.

Como a reação (p,n) excita o análogo do M1 do núcleo alvo, é possível, em princípio, determinar a partir da experiência, os elementos de matriz GT para os análogos de estados M1 e compará-los com os elementos de matriz determinados a partir de espalhamento inelástico de elétrons.

É importante, entretanto, chamar a atenção de que para baixos valores de q, a excitação de estados M1 por espalhamento inelástico de elétrons depende da densidade de corrente orbital e da densidade de spin, enquanto que a seção de choque (p,n) depende apenas da densidade de spin. Em princípio, comparando-se os resultados dos dois métodos seria possível distinguir as contribuições devido a parte orbital e de spin. Contudo, no estado atual da arte não é possível extrair B(M1) das reações (p,n) e a comparação entre os estados M1 observados em (p,n) e (e,e') é apenas qualitativa.

Enquanto que para as reações (e,e') a regra da soma para transições M1 é dependente de modelo e precisa ser calculada para cada núcleo, para as reações (p,n) há uma regra de somabastante simples para as transições GT.

Para obter essa regra da soma vamos, inicialmente, definir unidades tais que as probabilidades de transição para o decaimento β do neutron são:

$$\begin{aligned}
 B(F) &= 1 \text{ decaimento Fermi.} \\
 B(GT) &= 3 \text{ decaimentos GT.}
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

Se supusermos um núcleo fictício, composto de N neutrons, todos os neutrons poderiam sofrer decaimento β e a intensidade somada sobre todos os estados finais seria:

$$\begin{aligned}
 \Sigma B(F) &= N \\
 \Sigma B(GT) &= 3N
 \end{aligned}
 \tag{23}$$

Num núcleo real há um bloqueio de Pauli porque há níveis de protons já ocupados, entretanto, se $N > Z$, há pelo menos $(N-Z)$ transições não bloqueadas. Assim⁽²¹⁾:

$$\begin{aligned}
 \Sigma B(F) &> N-Z \\
 \Sigma B(GT) &> 3(N-Z)
 \end{aligned}
 \tag{24}$$

Dessa forma, a intensidade da ressonância GT observada experimentalmente é expressa em termos da fração da intensidade $GT = 3(N-Z)$.

Em espalhamento inelástico de protons de energia incidente maior que 100 MeV, a parte da interação nuclear dependente de spin excita, seletivamente, estados 1^+ para espalhamentos a angulos frontais próximos de 0° .

Um ótimo exemplo é apresentado na Fig. 15 que mostra o espectro $^{48}\text{Ca}(p,p')$ para protons incidentes de 160 MeV espalhados a 7.5° ⁽²²⁾. O estado $J^\pi = 1^+$ no ^{48}Ca na energia de excitação $E_x = 10.23$ MeV é fortemente excitado e domina o espectro da mesma forma em que é observado por (e,e') , mostrado na parte inferior da figura para comparação. Para o estado 1^+ do ^{48}Ca há um excelente acordo entre os resultados obtidos por (e,e') , (p,p') e (p,n) . Entretanto, há vários casos em que os resultados obtidos por (e,e') são incompatíveis com os de (p,p') ou (p,n) . A Fig. 16 mostra um espectro da reação $^{42}\text{Ca}(p,n)^{42}\text{Sc}$ na parte superior, com os estados M1 assinalados em hachura-

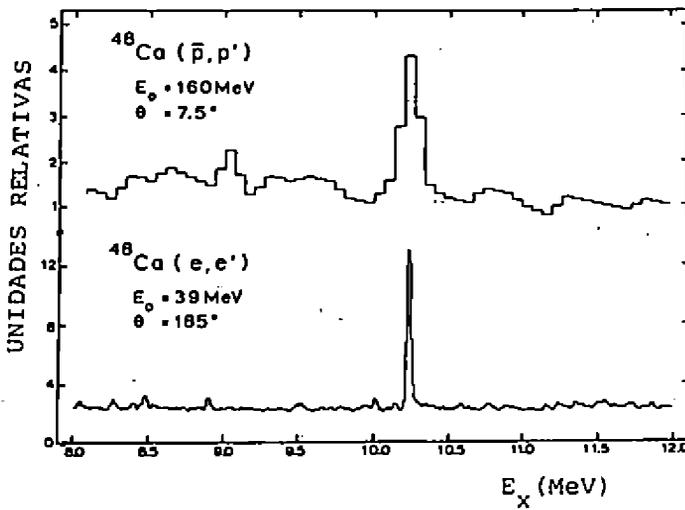


FIG. 15 - Comparação entre os espectros de $^{48}\text{Ca}(\bar{p}, p')$ e $^{48}\text{Ca}(e, e')$

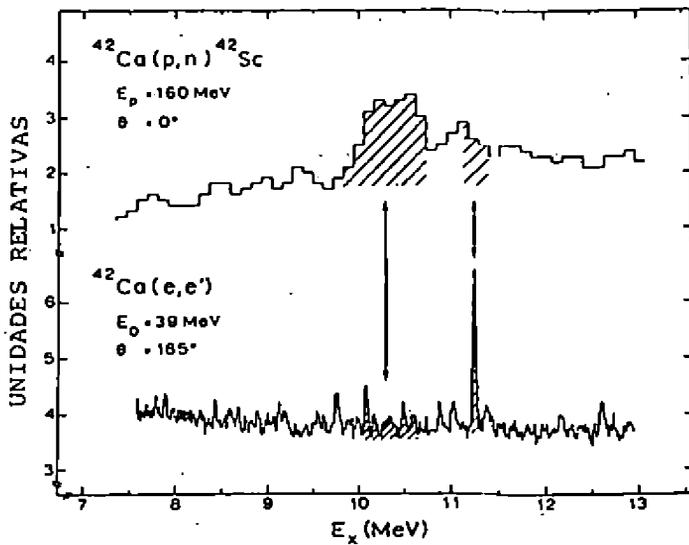


FIG. 16 - Comparação entre os espectros da reação $^{42}\text{Ca}(p, n)$, excitando ressonâncias Gamow-Teller e $^{42}\text{Ca}(e, e')$. Observe a diferença na intensidade para as áreas achureadas.

do ⁽²³⁾ e na parte inferior os resultados obtidos por (e,e') ⁽⁷⁾. Há uma discrepância em relação à localização do M1. Um exemplo mais interessante ainda é a comparação do espectro de ⁵¹V(p,p') ⁽²¹⁾ com o de (e,e') ⁽²⁵⁾ (Fig.17). Enquanto que os dados de (p,p') exibem uma estrutura larga em torno de E_x = 10 MeV, identificados como a ressonância M1, os 3 espectros de (e,e') são surpreendentemente planos nessa região. A Fig. 18 mostra a previsão do modelo de camadas para o ⁵¹V, efetuada de forma análoga ao cálculo para os isótopos do Ca ⁽²²⁾. De fato há uma concentração de intensidade de M1 na região em torno de 10 MeV, onde os dados de (p,p') mostram a existência de M1. Essa intensidade é bastante fragmentada e a magnitude prevista é da ordem da observada experimentalmente para ⁵⁰Ti.

Djalali e colaboradores ⁽²⁴⁾, utilizando a reação (p,p') estudaram o M1 em 17 núcleos, indo do ⁵¹V ao ¹⁴⁰Ce. Estruturas ressonantes identificadas como M1, foram observadas entre 8 e 10 MeV de energia de excitação, mostrando que a localização do M1 é praticamente independente da massa A dos núcleos. As larguras dessas ressonâncias são aproximadamente 2 MeV.

O fato de que a posição do M1 independe, praticamente, do número de massa A é razoável, uma vez que o aumento da separação spin-órbita entre subcamadas com o aumento do valor do correspondente momento angular é compensado pelo decrescimento de separação entre camadas com o aumento de A.

A Tabela IV apresenta um resumo dos resultados obtidos por C. Djalali e colaboradores e a Tabela V compara os resultados obtidos para o ⁵⁸Ni e ⁶⁰Ni com medidas de (e,e') ⁽²⁶⁻²⁹⁾. Embora a concordância entre as posições dos níveis em (e,e') e (p,p') seja boa, a intensidade relativa dos níveis em (e,e') e (p,p') não é a mesma. As intensidades relativas dos níveis em 9.85 e 10.65 MeV, em (e,e'), é 1:1.3 enquanto que na experiên -

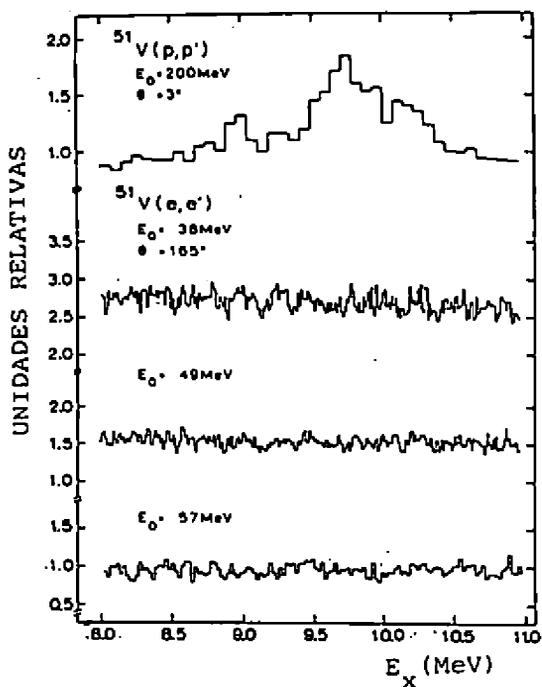


FIG. 17 - Comparação entre os espectros de $^{51}\text{V}(p,p')$ e 3 espectros de $^{51}\text{V}(e,e')$. Observe a ausência de picos intensos (e,e') onde (p,p') exibe uma estrutura interpretada como ressonância M1.

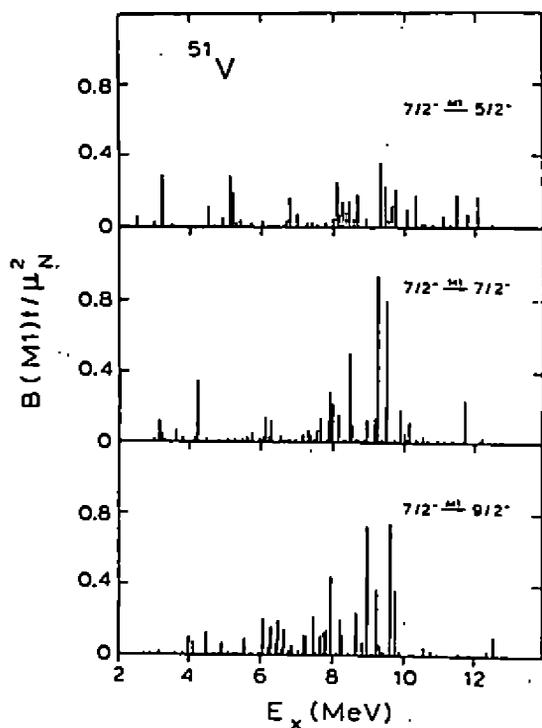


FIG. 18 - Intensidade de M1 calculada para o ^{51}V .

cia (p,p') é 1:5. Os operadores para excitar M1 em (p,p') e (e,e') são um tanto diferentes. Em (e,e') as secções de choque para excitação de configurações proton-buraco e neutron-buraco são diferentes devido a contribuição orbital no caso de proton-buraco. Para (p,p') essas contribuições são praticamente iguais.

TABELA IV

Sumário dos resultados obtidos por (p,p') utilizando protons de 200 MeV para excitação de ressonâncias M1.

Núcleo	E_x (MeV)	Γ (MeV)	E_x (MeV)
	T_0	FWHM	$T_0 + 1$
^{51}V	10.15 ± 0.15	1.35 ± 0.1	13.08
^{58}Ni	8.5 ± 0.1		10.65
			11.36
^{60}Ni	8.9 ± 0.1		11.85
			12.58
^{62}Ni	8.8 ± 0.1		14.03
^{68}Zn	9.6 ± 0.1	1.0 ± 0.1	
	8.6 ± 0.1	0.9 ± 0.1	
^{90}Zr	8.9 ± 0.2	1.5 ± 0.2	
^{92}Zr	8.8 ± 0.2	1.4 ± 0.2	
^{94}Zr	8.7 ± 0.2	1.4 ± 0.2	
^{96}Zr	8.6 ± 0.2	1.2 ± 0.2	
^{92}Mo	9.0 ± 0.1	1.1 ± 0.1	
	7.95 ± 0.1	0.70 ± 0.05	
^{94}Mo	8.6 ± 0.15	2.35 ± 0.15	
^{96}Mo	8.4 ± 0.15	2.3 ± 0.15	
^{98}Mo	8.5 ± 0.15	2.2 ± 0.2	
^{100}Mo	8.5 ± 0.15	2.8 ± 0.2	
^{120}Sn	8.4 ± 0.15		
^{124}Sn	8.7 ± 0.2		
^{140}Ce	8.6 ± 0.2		

TABELA V

Comparação dos resultados de (p,p') com (e,e')

^{58}Ni			^{60}Ni	
(e,e') refs. 26,27	(e,e') refs. 28,29	(p,p') ref. 24	(e,e') ref. 26	(p,p')
6.05			11.87	11.85
6.41			12.34	12.20
7.09				
	7.7	7.7*		12.73
9.85	9.852	9.82	13.11	13.25
10.18	10.224	10.18	13.35	13.55
10.55	10.515	10.48	13.84	13.99
10.66	10.676	10.65		
11.03	11.020	10.98		
	11.92	11.84		
	12.00	12.25		
		12.70		
		13.25		
	14.18			

É possível que as diferenças encontradas entre os resultados obtidos com (p,p') e (e,e') possam ser explicadas, se os cálculos para (e,e') incluírem no operador, além da parte correspondente a corrente de magnetização devido aos spins, também a parte devido a corrente orbital.

Um cálculo foi, recentemente, efetuado⁽³⁰⁾ para o ^{20}Ne , ^{28}Si e ^{32}S , comparando o efeito da inclusão da parte orbital, com o caso em que essa componente não é considerada ($g_L = 0$). Os resultados estão mostrados na Fig. 19. Verifica-se que a inclusão da parte orbital produz um efeito considerável no ^{20}Ne e pouca alteração nos outros dois núcleos. A intensidade de M1 obtida através desse cálculo para o ^{20}Ne está em excelente acor

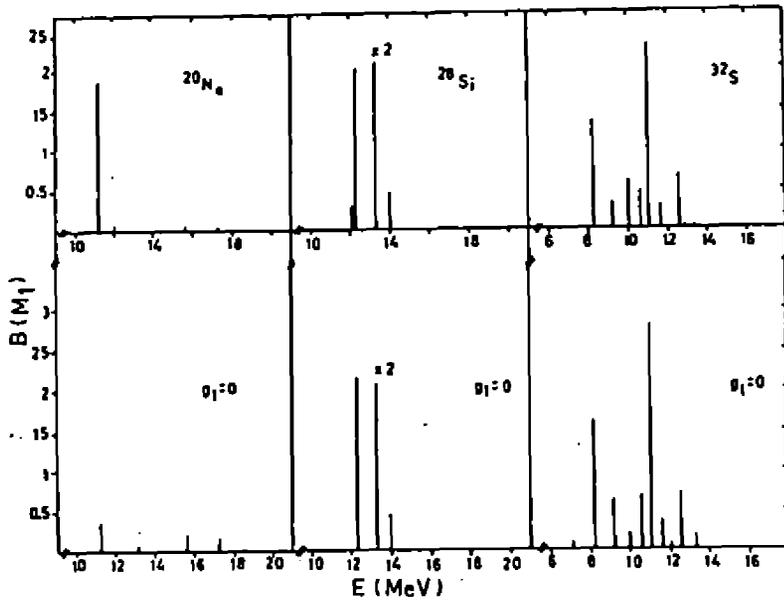


FIG. 19 - Comparação entre os valores de $B(M1)$ calculados desprezando-se a contribuição orbital ($g_{\ell}=0$) e levando em conta a contribuição orbital.

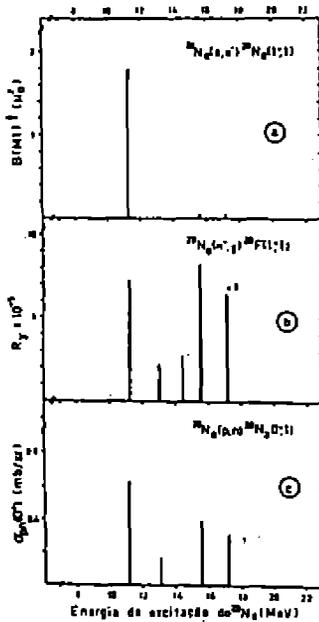


FIG. 20 - Diferenças nos resultados experimentais com diferentes projêteis, levando-se em conta a contribuição da parte orbital.

do com o valor experimental. A Fig. 20 mostra os resultados previstos, quando se leva em conta a contribuição orbital em (e,e') , para a excitação de níveis 1^+ para as reações: $^{20}\text{Ne}(e,e')$, $^{20}\text{Ne}(\pi^-, \gamma)^{20}\text{F}$ e $^{20}\text{Ne}(p,n)^{20}\text{Na}$.

V - SUPRESSÃO DAS INTENSIDADES DE M1 e GT.

Vamos definir um fator γ que chamaremos de fator de supressão:

$$\gamma = \left[\frac{B(M1)_{\text{exp}}}{B(M1)_{\text{teórico}}} \right]^{1/2} \quad (25)$$

A Fig. 21 mostra o fator γ obtido em experiências de (e,e') , bem como a raiz quadrada da fração da intensidade Gamow-Teller observada em reações (p,n) . A figura mostra que há uma supressão tanto da intensidade de M1 como da de Gamow-Teller. É impressionante o fato de que embora haja discrepâncias entre os dados de (e,e') e (p,n) como as discutidas no item anterior, a concordância entre o fator de supressão proveniente de (e,e') e (p,n) seja tão boa para $A > 40$. Na ref. 23) a supressão da intensidade GT é atribuída à mistura de estados Δ -buraco com os de nucleon-buraco.

Entretanto, antes de atribuírmos a supressão de M1 a efeitos não nucleônicos, seria necessário investigar se os resultados experimentais realmente referem-se a todo M1 existente. Todas as técnicas experimentais que estão sendo utilizadas têm pouca sensibilidade para M1 situado acima do limiar de emissão de partículas, onde o M1 poderia ser bastante fragmentado e distribuído numa região de vários MeV. Os resultados do ^{208}Pb mostram que o M1, em núcleos pesados, pode ser bastante fragmentado.

Outro ponto que deveria ser estudado com mais detalhes é

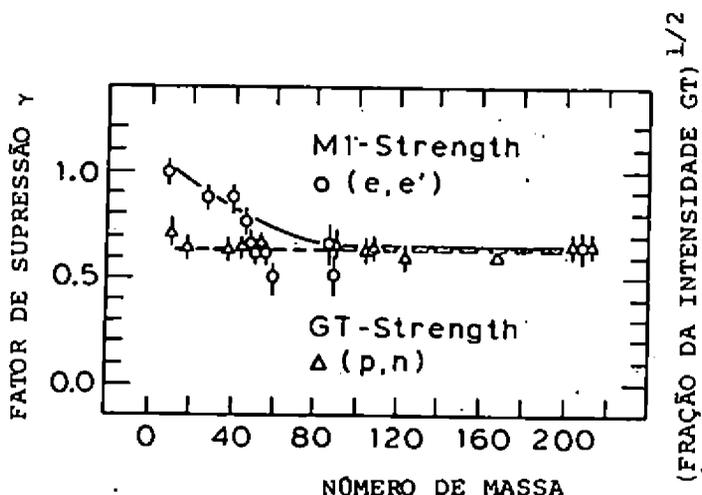


FIG. 21 - Dependência com o número de massa do fator de supressão para transições M1 (círculos) e transições Gamow-Teller (triângulos). As linhas sólida e pontilhada, apenas unem os pontos, não são resultantes de cálculos.

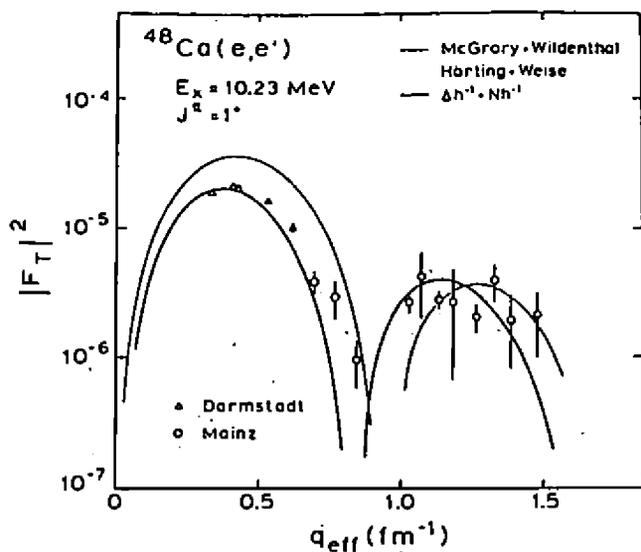


FIG. 22 - Fator de forma para o estado 1⁺ do ⁴⁸Ca. Os dados experimentais estão comparados com a previsão do cálculo convencional utilizando o modelo de camadas (linha fina) e com um modelo que inclui excitações Δ-buraco (linha grossa).

se todos os efeitos nucleônicos estão incorporados nos cálculos. A regra da soma GT certamente ignora efeitos de correlação e sua precisão deveria ser investigada.

A interação de troca de um pion, OPE, é a fonte do campo piônico estático nos núcleos. Se dois nucleons interagem no meio nuclear, o campo piônico virtual polariza o meio, através da excitação virtual de pares nucleon-buraco e Δ -buraco que carregam os números quânticos do pion. Os estados piônicos, que são estados de paridade não natural ($J = 0^-, 1^+, 2^- \dots$) atingidos por transições com $\Delta T = 1$, se acoplam diretamente a um campo que carregue os números quânticos do pion. Como os pions se acoplam fortemente aos nucleons, formando seu primeiro estado excitado, a $\Delta(1232)$, espera-se que componentes Δ -buraco tenham uma contribuição importante em excitações piônicas.

O efeito da supressão induzida por excitações Δ -buraco na intensidade de M1 calculada utilizando o modelo de camadas foi recentemente discutido extensivamente em dois artigos (31,32) e o valor de $B(M1)$ medido experimentalmente pode ser explicado. A Fig. 22 mostra os resultados experimentais para o fator de forma do estado 1^+ do ^{48}Ca . A curva fina é a previsão utilizando o modelo de camadas (8) e a curva mais grossa é uma extensão do mesmo cálculo com a introdução de excitações virtuais Δ -buraco (31). Na Fig. 23 os resultados experimentais para o fator de forma referente ao estado 1^+ com $E_x = 3.49$ MeV do ^{88}Sr é comparado com a previsão teórica do modelo de camadas (linha contínua) e com o resultado do cálculo que inclui excitações Δ -buraco (linha tracejada). Não há dúvida de que a inclusão de excitações Δ -buraco melhora o acordo do cálculo com os resultados experimentais.

Entretanto, existem cálculos mostrando que a inclusão de excita-

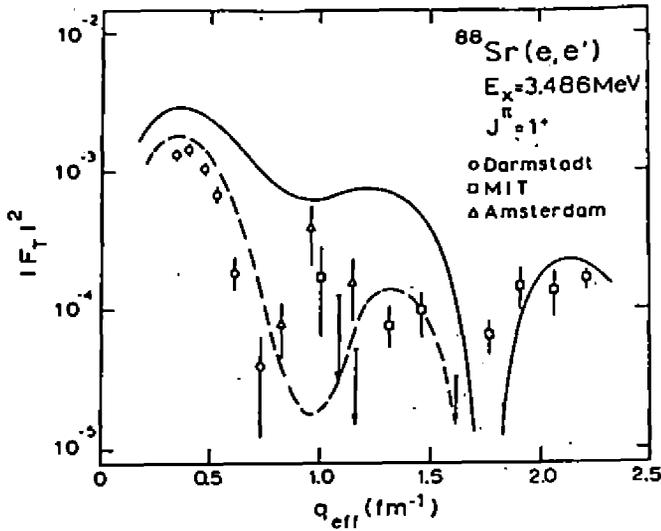


FIG. 23 - Fator de forma para o estado 1^+ com $E_x = 3,49$ MeV do ^{88}Sr . Os resultados são comparados com o cálculo convencional (linha cheia) e com um cálculo que inclui excitações Δ -buraco (linha tracejada).

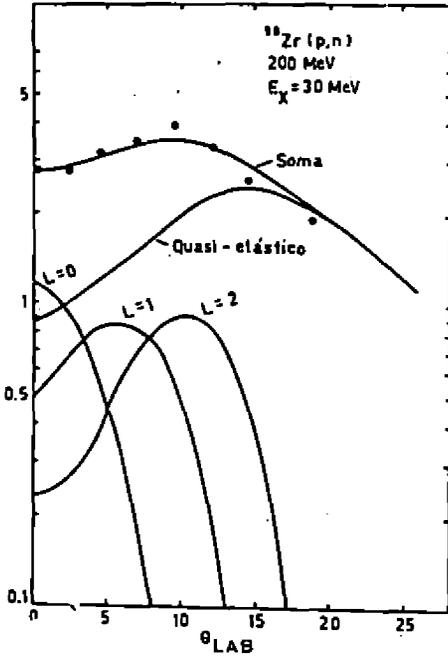


FIG. 24 - Decomposição do contínuo em suas componentes multipolares.

ções Δ -buraco não consegue explicar toda a supressão indicada na Fig. 21. Kohno e Sprung⁽³³⁾ efetuaram cálculos levando em conta correlações 2p-2h, excitações Δ -buraco e correntes pionicas. Os cálculos foram efetuados para o ^{12}C , ^{48}Ca , ^{90}Zr e ^{208}Pb . A Tabela VI mostra os resultados obtidos para o ^{208}Pb .

TABELA VI

B(M1) calculado para o ^{208}Pb (ref. 33).

	$\frac{B(M1)}{\mu_0^2}$
função de onda de partícula única utilizando interação Skyrme III, aproximação de ordem zero -----	40.31
Correlação 2p-2h	{ força dental (p-p) ----- -6.74
	{ força tensorial (p-p) ----- -0.40
	{ força central (p-n) ----- -2.59
	{ força tensorial (p-n) ----- +2.74
excitação Δ -h	{ \bar{n} - exchange ----- -4.74
	{ ρ - exchange ----- -3.24
Corrente pionica -----	+8.91
Corrente de pares de pions -----	<u>-3.15</u>
Total -----	31.15
Redução -----	77%

Por outro lado, O. Scholten e colaboradores⁽³⁴⁾ estudaram a decomposição multipolar da distribuição angular do continuum que é subtraído para se obter a intensidade GT. O estudo foi efetuado para a reação $^{90}\text{Zr}(p,n)$ a 200 MeV de energia de bombardeamento. A Fig. 24 mostra essa decomposição para 30 MeV de energia de excitação. Uma intensidade significativa de L=0 é encontrada em uma larga faixa de energia de excitação, que contém mais da metade da intensidade GT suprimida.

VI - ESTUDOS DE EXCITAÇÕES M1 UTILIZANDO MEDIDAS DE ELETRODESINTEGRAÇÃO NUCLEAR.

No Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP estamos efetuando medidas de eletrodesintegração nuclear com o objetivo de obter a intensidade de M1 que se situe, eventualmente, acima do limiar de emissão de partículas.

A secção de choque de eletrodesintegração por emissão de uma partícula x , $\sigma_{e,x}(E_0)$ pode ser obtida a partir da correspondente secção de choque de fotodesintegração, $\sigma_{\gamma,x}(E)$, através de uma integral sobre os espectros de intensidade de fotons virtuais $N^{\lambda L}(E_0, E, Z)$ (35):

$$\sigma_{e,x}(E_0) = \int_0^{E_0 - m} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E) N^{\lambda L}(E_0, E, Z) \frac{dE}{E} \quad (26)$$

Na equação (26), E_0 é a energia total do eletrón incidente e E é a energia de excitação referente à multipolaridade λL . Embora a soma seja infinita é fácil mostrar que para eletrons de energia menor que 100 MeV somente termos até $L = 2$ contribuem (36).

A Fig. 25 mostra os espectros de fotons virtuais E1, E2, M1 e M2 para eletrons de energia total $E_0 = 10$ MeV espalhados inelásticamente por um núcleo de ouro. Como a intensidade dos espectros M1, E2 e M2 é maior que o E1, esses multipolos são enfatizados na eletroexcitação.

A Fig. 26 mostra resultados experimentais obtidos para a secção de choque de eletrodesintegração do ^{197}Au por emissão de um neutrón. Nessa figura, os triângulos foram obtidos por detecção direta dos neutros emitidos e os círculos abertos foram obtidos através de medidas de atividade residual.

Num núcleo pesado como o ^{197}Au , a barreira Coulombiana inibe a emissão de partículas carregadas e a desintegração nu-

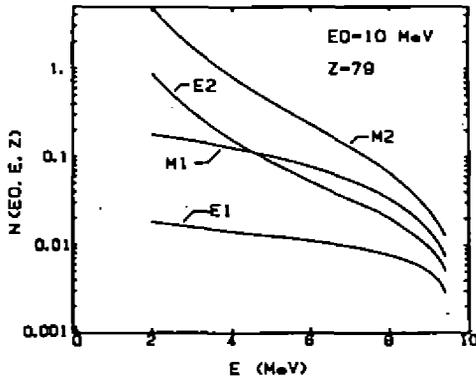


FIG. 25 - Espectros de fótons virtuais E1, E2, M1 e M2 para elétrons de 10 MeV espalhados por um núcleo de Au.

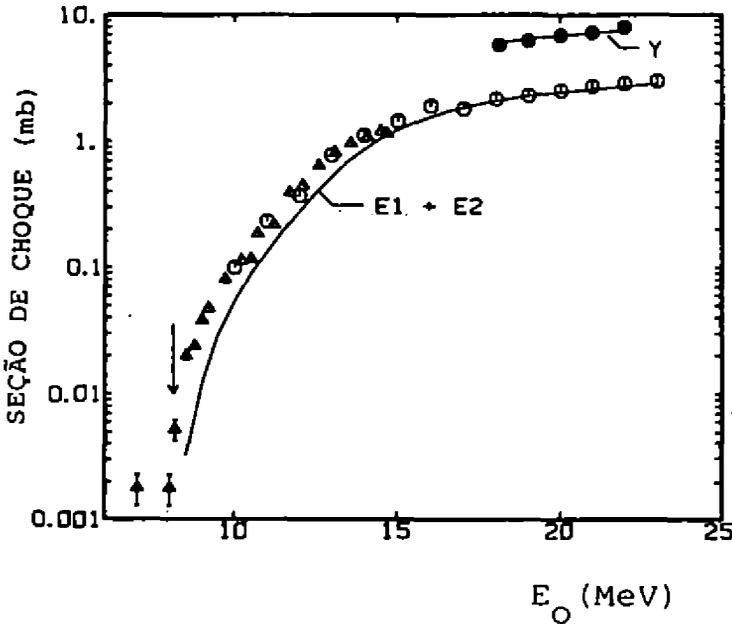


FIG. 26 - Resultados experimentais para a seção de choque (e,n) no ^{197}Au (círculos e triângulos). Os círculos cheios mostram a fotodesintegração induzida por bremsstrahlung. A curva entre os círculos cheios é o resultado calculado, utilizando-se a seção de choque (γ,n) medida por Saclay. A curva (E1+E2) é o resultado previsto utilizando-se a seção de choque (γ,n) e supondo que a mesma contém uma regra da soma E2 para a ressonância isoescalar. A seta indica o limiar da reação.

clear por emissão de neutrons, na faixa de energia desta experiência, equivale praticamente à absorção. A secção de choque $\sigma_{\gamma,n}(E) = \int \sigma_{\gamma,n}^{\lambda L}(E)$ é conhecida ^(37,38) por medidas efetuadas com fons monocromáticos. Essas medidas, entretanto, não distinguem os diferentes multipolos. Na Fig. 26 os círculos cheios mostram os resultados obtidos para a reação (γ,n) utilizando-se fons de bremsstrahlung e a curva através dos pontos é o resultado calculado utilizando-se a secção de choque (γ,n) da ref. 37. O acordo entre a fotodesintegração medida e calculada mostra que nossos resultados são compatíveis com a medida de (γ,n) da ref. 37. Podemos então utilizar as medidas de (γ,n) para ajustar os dados de eletrodesintegração. Sabemos que na eletrodesintegração devemos ter pelo menos multipolos E1 e E2. A curva E1+E2 na Fig. 26 mostra a secção de choque (e,n) calculada supondo-se que a componente E2 esgota uma regra da soma E2. Essa hipótese é incapaz de explicar os resultados experimentais abaixo de 15 MeV. Admitindo-se componentes E1, E2 e M1 obtém-se bom acordo entre os resultados experimentais e o calculado, conforme mostrado na Fig. 27. Nessa figura a componente de M1 está indicada, para mostrar que sua contribuição é importante junto ao limiar da reação. A componente E2 esgota 66 ± 26 por cento da regra da soma ponderada em energia, EWSR, em bom acordo com a sistemática existente na literatura.

A Tabela VII mostra resultados obtidos no nosso Laboratório para a componente M1.

Tabela VII - Intensidade de M1.

Núcleo	E_x (MeV)	$\frac{B(M1)}{\mu_0^2}$	reação
^{197}Au	8-9	50 ± 5	(e,n)
^{181}Ta	7.6 - 9.6	17 ± 1	(e,n)

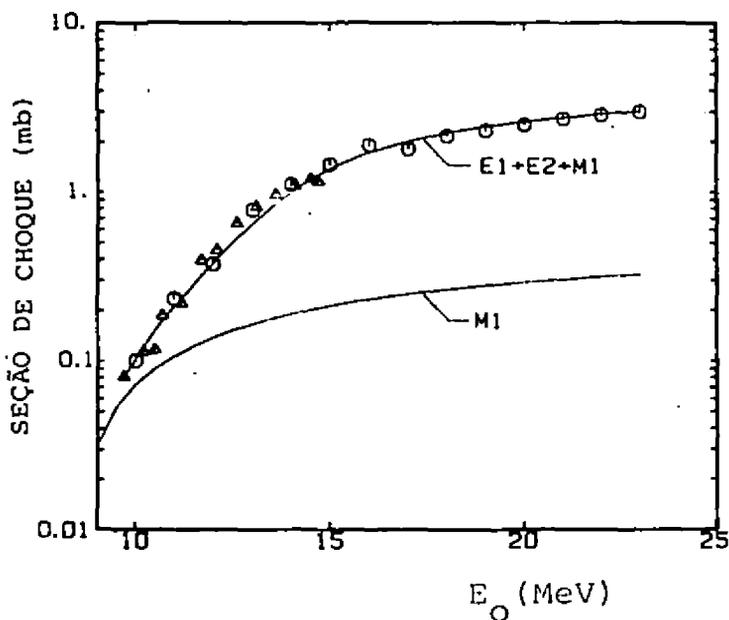


FIG. 27 - Os pontos experimentais para a seção de choque (e,n) no ^{197}Au são os mesmos da Fig. 23. A curva E1 + E2 + M1 mostra o resultado do cálculo supondo-se que a seção de choque (γ,n) contém essas multipolaridades. A curva M1 mostra a contribuição dessa componente.

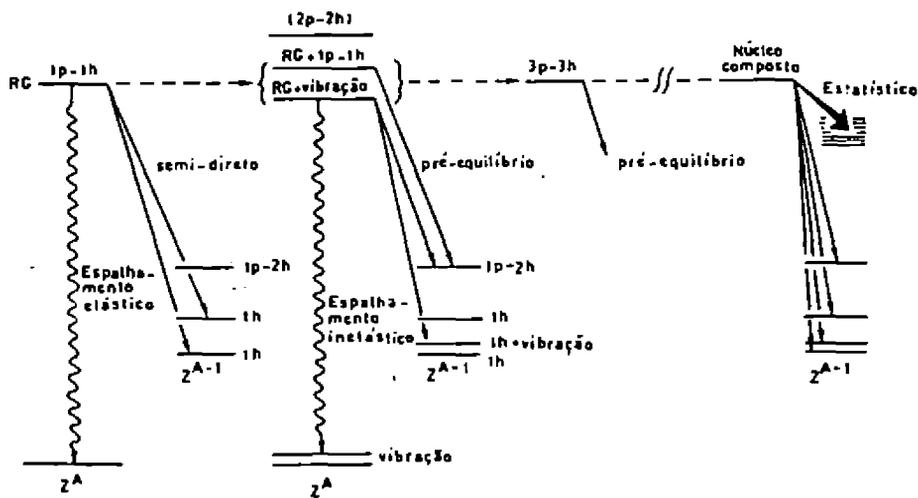


FIG. 28 - Representação esquemática a evolução de um estado na região da Ressonância Gigante que decai por emissão de um neutrón.

Em experiências de eletrofissão realizadas no nosso laboratório por Arruda Neto e colaboradores, foi observado, sistematicamente, a existência de intensidade M1 na região próxima à barreira de fissão. Esses resultados estão apresentados na Tabela VIII. Deve-se lembrar que nesse caso apenas o M1 que decai por fissão é observado, enquanto que para os resultados da Tabela VII, a reação (e,n) equivale à absorção.

Tabela VIII - M1 observado no canal de fissão.

Núcleo	Posição do pico (MeV)	Largura (MeV)	$\frac{B(M1)}{\mu_0^2} (\Gamma_f/\Gamma)$
^{234}U	6.4 ± 0.3	1.4 ± 0.2	5.7 ± 1.8
^{236}U	5.8 ± 0.2	1.0 ± 0.2	2.4 ± 0.9
^{238}U	6.5 ± 0.3	1.5 ± 0.2	4.2 ± 1.2

A técnica que utilizamos tem a desvantagem de ser insensível a detalhes da distribuição de M1, porém tem a vantagem de ser bastante sensível à intensidade total integrada. Os resultados mostrados na Tabela VII são ainda preliminares. Estamos aprimorando a técnica e pretendemos efetuar essas medidas para vários outros núcleos. Seria importante que cálculos fossem efetuados para a intensidade M1 no ^{197}Au e no ^{181}Ta , a fim de compararmos o resultado experimental com o previsto pelo modelo de camadas.

Estamos, também, estudando o ^{208}Pb , porém, temos ainda poucos pontos experimentais. Uma análise desses resultados mostra que $B(M1) > 16 \mu_0^2$.

VII - DECAIMENTO DAS RESSONÂNCIAS GIGANTES

O estudo das propriedades do decaimento das ressonâncias gigantes multipolares poderá dar importante contribuição à compreensão destes modos fundamentais da excitação nuclear, uma vez que pode fornecer informações sobre o acoplamento desses modos normais com outros modos normais do sistema nuclear. Um dos pontos mais importantes seria entender como o núcleo dissipa a energia armazenada nesses modos coletivos de excitação. A Fig. 28 mostra esquematicamente a evolução de um estado excitado na região da Ressonância Gigante, decaindo por emissão de um nêutron.

A classificação experimental dos ramos do decaimento como direto, semi-direto, pré-equilíbrio e estatístico é bastante ambígua, pois na maioria dos casos não existe um procedimento experimental que permita identificar um dado decaimento como sendo um particular mecanismo de reação. O que se tem feito é recorrer a comparações das propriedades médias observadas no decaimento com as previsões específicas de modelos de reação.

No caso particular das ressonâncias gigantes dipolares e elétricas (RGE1) as conclusões existentes na literatura são baseadas em espectros de nêutrons emitidos por vários núcleos ou resultados obtidos por reações de captura.

Um exemplo típico desses espectros de nêutrons é mostrado na Fig. 29. Nessa figura é mostrado o espectro de nêutrons emitido pelo ^{208}Pb quando excitado por fótons monocromáticos de 13.27 MeV (39). A curva tracejada mostra o espectro de nêutrons previsto pelo modelo estatístico, supondo-se que a densidade de níveis do ^{207}Pb possa ser descrita por:

$$\rho = \rho_0 e^{-u/T} \quad (27)$$

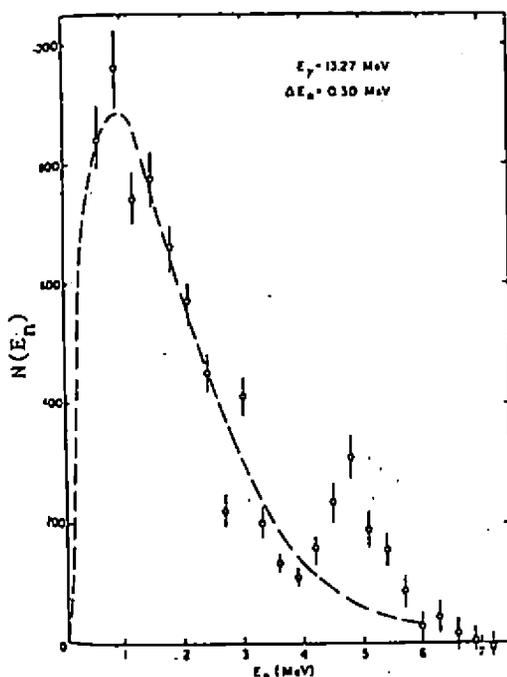


FIG. 29 - Espectro de neutrons observados quando o ^{208}Pb é excitado com fótons monocromáticos de 13.27 MeV. A curva tracejada é o espectro previsto pelo modelo estatístico, admitindo-se que a densidade de níveis do ^{207}Pb é bem representada pela expressão (27).

onde u é a energia de excitação e T é a temperatura do núcleo suposta constante. O excesso de neutrons, em relação a curva tracejada é interpretado como neutrons diretos.

Baseando-se em análises análogas ao exemplo, acima, conclue-se que para a RGE1, nos núcleos leves o decaimento é quase que 100% direto e nos pesados é 85% estatístico e o restante direto (39).

Convém lembrar que a expressão (27) não representa a densidade de níveis dos primeiros 2-3 MeV acima do estado fundamental. Dessa forma é temerário concluir que o excesso de neutrons

observados é devido a reações diretas. Seria conveniente reinterpretar os espectros de neutrons medidos experimentalmente, comparando-os com um cálculo de Hanser-Pesbach, onde os níveis excitados do núcleo residual fossem levados em conta, até uma energia de excitação suficientemente elevada para que a densidade de níveis possa ser representada pela expressão (27).

Uma outra forma de se estudar a fração (estatístico/direto) é através de medidas da razão das secções de choque ($\gamma, n/\gamma, 2n$). O modelo estatístico prevê que a secção de choque γ, n deve se tornar desprezível uns 2 ou 3 MeV acima do limiar da $\gamma, 2n$. Aqui, também, os resultados experimentais são contraditórios. As medidas efetuadas pelo Laboratório de Saclay indicam uma componente direta de 20% para núcleos pesados, enquanto que as medidas de Livermore indicam que o decaimento é predominantemente estatístico (40).

Um trabalho recentemente efetuado no Laboratório do Acelerador Linear⁽⁴¹⁾ mostra que as diferenças entre os resultados de Saclay e Livermore é causada por um erro de análise, na separação dos neutrons medidos em eventos γ, n e $\gamma, 2n$.

Como vemos, mesmo num problema relativamente simples como o decaimento da RGE1 estamos necessitando de progressos teóricos e experimentais para a compreensão dos mecanismos de dissipação de energia pelo núcleo.

REFERÊNCIAS

1. L.W. Fagg, Rev. Mod. Phys. 47, 683 (1975).
2. D.J. Horen, in Giant Multipole Resonances, edited by Fred E. Bertrand, Harwood Academic Publishers, New York, 1980.
3. G. Morpurgo, Phys. Rev. 110, 721 (1958).

4. D. Kurath, Phys. Rev. 130, 1525 (1963).
5. F.E. Cecil, L.W. Fagg, W.L. Bendel and E.C. Jones, Phys. Rev. C9, 798 (1974).
6. W.L. Bendel, L.W. Fagg, S.K. Numrich, E.C. Jones Jr., and H. F. Kaiser, Phys. Rev. C3, 1821 (1971).
7. A. Richter, in High Energy Physics and Nuclear Structure , edited by P. Catillon, P. Radvanyi and M. Porneuf, North-Holland Publishing Co., 1982.
8. J.B. McGroory, and B.H. Wildenthal, Phys. Lett. 103B,173 (1981).
9. S. Raman, in Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy, edited by R.E. Chrien and W.R. Kane (Plenum, New York, 1979) P. 193.
10. S. Raman, M. Mizumoto and R.M. Laszewski, Phys. Rev. Lett. 39, 598 (1977).
11. R.J. Holt, H.E. Jackson, R.M. Laszewsky and R.H. Specht , Phys. Rev. C20, 93 (1979).
12. R.S. Hicks, R.L. Huffman, R.A. Lindgren, B. Parker, G.A. Pette-
rson, S. Raman and C.P. Sargent, Phys. Rev. C26, 920 (1982).
13. P. Ring and J. Speth, Phys. Lett. 44B, 477 (1973).
14. E. Grecksch, W. Knüpfner and M.G. Huber, Lett. Nuovo Cimento 14, 505 (1975).
15. J.S. Dehesa, J. Speth and A. Faessler, Phys. Rev. Lett. 38, 208 (1977).
16. S.P. Kamerdzicv, I.N. Borzov and V.N. Tkachev, Acta Phys .
Polonica B8, 415 (1977).
17. J.D. Vergados, Phys. Lett. 36B, 12 (1971).
18. T.S.H. Lee and S. Pittel, Phys. Rev. C11, 607 (1975).
19. A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure, vols. I and
II (Benjamin, Reading, Mass., 1969 e 1975).
20. B.D. Anderson, J.N. Knudson, P.C. Tandy, J.W. Watson, R.
Madey and C.C. Foster, Phys. Rev. Lett. 45, 699 (1980).

21. C.D. Goodmann, in High Energy Physics and Nuclear Structure, edited by P. Catillon, P. Radvanyi and M. Porneuf, North Holland Publishing Co., 1982.
22. K.E. Rehm, P. Kience, D.W. Miller, R.E. Segel and J.R. Comfort, Phys. Lett. 114B, 15 (1982).
23. C.D. Goodmann, C.C. Foster, D.E. Bainum, S.D. Bloom, G.C. Gaarde, J. Larsen, C.A. Goulding, D.J. Horen, T. Masterson, S. Grimes, J. Rapaport, T.N. Taddeucci, and E. Sugarbaker, Phys. Lett. 107B, 406 (1981).
24. C. Djalali, N. Marti, M. Morlet, A. Willis, J.C. Jourdain, N. Anantaraman, G.M. Crawley, A. Galonsky and P. Kitching, Nucl. Phys. A388, 1 (1982).
25. A. Richter in "Inelastic Electron Scattering, Fine Structure of M1 Giant Resonances and Gamow-Teller States, Proceedings of the Nordic Meeting on Nuclear Physics", Fuglso, Dinamarca, 1982..
26. R.A. Lindgren, W.L. Bendel, E.C. Jones, L.W. Fagg., X.K. Maruyama, J.W. Lightbody and P.P. Fivozinsky, Phys. Rev. C14 (1976) 1789.
27. D.J. Horen, Proc. Conf. on giant multipole resonances, Oak Ridge 1979, ed. F.E. Bertrand (Harwood Academic) p. 299.
28. R. Frey, A. Friebel, H.D. Gräf, T. Grundey, G. Kühner, W. Mettner, D. Meuer, A. Richter, G. Schrieder, A. Schwierczinski, E. Spamer, O. Titze and W. Knüpfner, Int. Conf. on nuclear structure, Tokyo, 1977 (ed. Phys. Soc. of Japan).
29. A. Richter, Lecture at the Int. School on nuclear structure, Alushta, USSR, 1980.
30. W. Knüpfner and B.C. Metsch, Phys. Rev. C27, 2487 (1983).
31. A. Harting, W. Weise, H. Toki and A. Richter, Phys. Lett. 104B, 261 (1980).
32. T. Suzuki, S. Krewald and J. Speth, Phys. Lett. 107B, 9 (1981).
33. M. Kohno and D.W.L. Sprung, Phys. Rev. C26, 297 (1983).

34. O. Sholten, G.F. Bertsch and H. Toki, Phys. Rev. C27, 2975 (1983).
35. W.W. Gargaro and D.S. Onley, Phys. Rev. C4, 1032 (1977).
36. E. Hayward, in Giant Multipole Resonances, edited by F.E. Bertrand (Harwood, New York, 1980).
37. A. Veysière, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos and A. Leprette, Nucl. Phys. A159, 561 (1970).
38. S.C. Fultz, R.L. Bramblett, J.T. Caldwell and N.A. Kerr, Phys. Rev. 127, 1273 (1962).
39. S.S. Hanna, in Giant Multipole Resonances, edited by Fred. E. Bertrand, Harwood Academic Published, New York, 1980.
40. E. Wolynez, A.R.V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V.A. Serrão and M.N. Martins, "Photoneutron Cross Sections", IFUSP/P-404.
41. E. Wolynez, A.R.V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V.A. Serrão and M.N. Martins, "Photoneutron Cross Sections Measured by Saclay and Livermore", em impressão no Phys. Rev. C. e comunicações E-11 e E-12 da VI Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil.

I. Introdução

Pretendemos aqui fazer apenas uma rápida visão das vibrações nucleares e de seu tratamento microscópico.

Como definição de trabalho, consideraremos as vibrações nucleares como sendo excitações coletivas do núcleo, onde, nosso critério de coletividade será simplesmente baseado no tipo de resposta nuclear a um operador externo. Um modo (por exemplo, uma vibração) será coletivo quando produzir uma grande resposta a algum operador externo. É claro que, para um dado operador, o fato de não haver uma grande resposta nuclear para um determinado modo de vibração não implica que este modo não seja coletivo, podendo-se tratar apenas de um operador não adequado para excitá-lo. Uma grande resposta nuclear se traduz essencialmente por um grande crescimento localizado da seção de choque (um "bump"). Este tipo de comportamento é exemplificado na fig 1⁽¹⁾ onde vemos para dois diferentes ângulos de espalhamento a reação (α, α') em ^{208}Pb a 120MeV.

Claramente há dois "bumps" bem localizados, com larguras de cerca de 3MeV e cuja intensidade (altura) relativa é dependente do ângulo, o que indicaria a presença de duas vibrações nucleares: a monopolar e a quadrupolar.

As vibrações nucleares serão encaradas como uma oscilação de alguma grandeza característica. Identificaremos duas grandes categorias de vibrações: aquelas ligadas a uma oscilação de densidade nuclear (protons e neutrons se movendo localmente, coletivamente, em fase ou não) e as vibrações ligadas a uma oscilação do número de partículas, num abstrato espaço de gauge. A estas últimas denominaremos vibrações de emparelhamento ("Pairing").

Uma oscilação no número de partículas é obtida em se criando ou destruindo pares correlacionados de partículas num núcleo no estado fundamental, o que nos leva a núcleos vizinhos, ou, no caso de se criar e se destruir pares de partículas, podemos atingir um estado

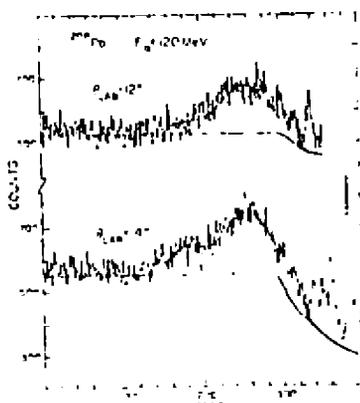


Fig. 1

excitado (estado vibracional de dois fonons) do próprio núcleo. Assim, estados caracterizados por uma vibração de pairing devem apresentar uma grande superposição com o estado fundamental de um núcleo de camada fechada onde se faça atuar 1, 2, ... pares de operadores de criação (ou de destruição) ou se faça atuar pares de pares de operadores de criação e de destruição; assim sendo, os elementos de matriz $\langle N-2 | a a | N \rangle$, $\langle N | a a | N+2 \rangle$, $\langle N | a^\dagger a^\dagger a a | N \rangle$ devem ser grandes (vide por exemplo ref. 3)

Na fig. 2 (2) temos a secção de choque de transferência de dois neutrons para Sn, num processo direto. Vemos que há uma enorme preferência para a transferência de dois neutrons correlacionados, acoplados a momento angular zero (transição ao estado fundamental), indicando o grande overlap entre o estado $\langle {}^{118}\text{Sn} + (2 \text{ neutrons})^{J=0} \rangle$ e o estado $\langle {}^{120}\text{Sn} \rangle$, ou seja, que o elemento matriz $\langle {}^{120}\text{Sn} | q^\dagger a^\dagger | {}^{118}\text{Sn} \rangle$ é grande.

O análogo quântico da variação da densidade nuclear é a densidade de de transição. Assim, vibrações decorrentes de oscilações de densidade, devem ter uma densidade de transição típica. Com efeito, se pode distinguir as vibrações superficiais das de volume, conforme a sua densidade de transição tenha um pico na superfície ou no

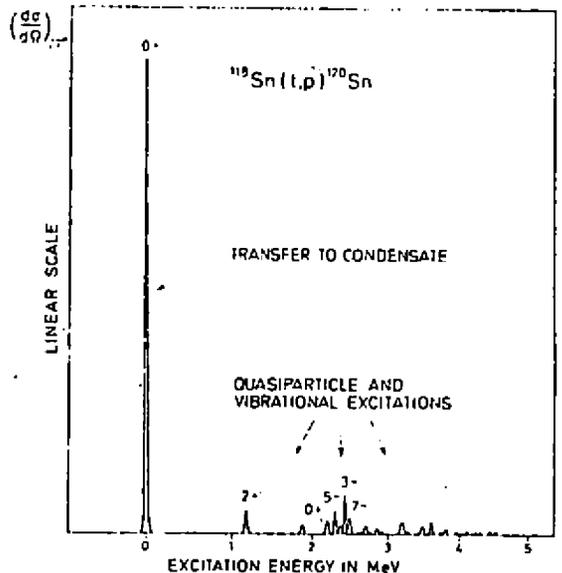


Fig. 2

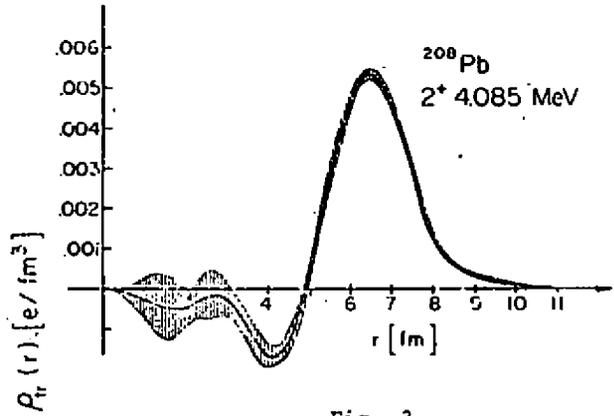


Fig. 3

interior nuclear.

Na fig. 3 (4) temos a densidade de transição para o estado 2^+ a 4.085 MeV no ^{208}Pb . Este é um estado bastante coletivo e indica claramente sua condição de vibração superficial, com a densidade de transição apresentando um pico a aproximadamente 6,5 fm, que é a região da superfície nuclear. A região hachurada representa a incerteza dos dados experimentais e a linha cheia o resultado de um ajuste fenomenológico.

A fig. 4 (5) apresenta o resultado de uma previsão teórica para a densidade de transição do dipolo isoescalar, recentemente descoberto no ^{208}Pb a cerca de 22 MeV. Este modo de vibração é caracteristicamente volumétrico, sua densidade de transição tendo um máximo por volta de $r=2\text{fm}$, ou seja, no interior nuclear. Esta característica volumétrica era esperada da teoria, visto que um dipolo isoescalar superficial não se constituiria numa excitação intrínseca, um assim chamada estado espúrio, indicando uma translação do núcleo como um todo. As duas curvas representam as componentes isoescalar (linha cheia) e isovetorial (linha pontilhada) da densidade de transição.

O fluido nuclear é composto de prótons e nêutrons, e na medida em que desejamos estabelecer vibrações coletivas desta massa nuclear, devemos atentar se os prótons e nêutrons oscilam em fase (caso em que denominaremos de vibração de isoescalar) ou fora de fase (isovetorial) denominando-as de acordo com o isospin da vibração. Da mesma forma distinguiremos as vibrações onde partículas de spin para cima oscilam em fase com aquelas de spin para baixo (chamemo-las elétricas) daquelas em que oscilam fora de fase (magnéticas).

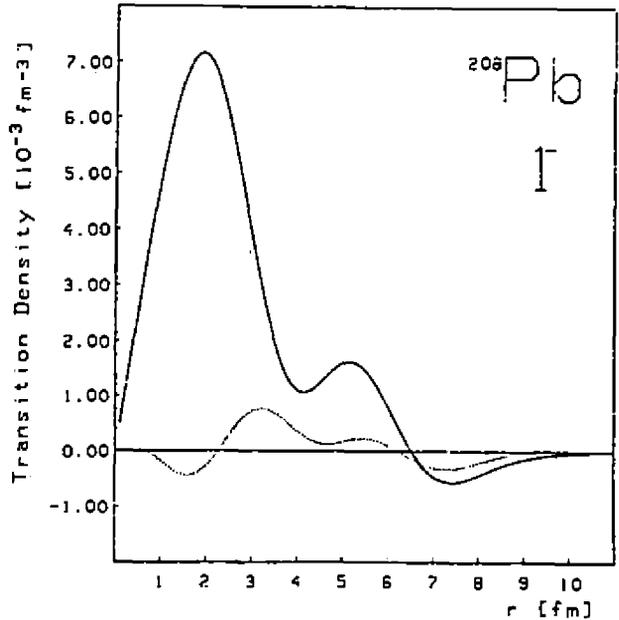


Fig. 4

É claro, que analogamente a uma gota líquida, podemos, em função da deformação associada ao movimento, fazer uma análise multipolar. Assim, uma vibração que mantém o núcleo esférico é monopolar, uma que tenha uma simetria axial, dipolar, etc. As principais rotulações indicadas são apresentadas pictoricamente na fig. 5.

Para vibrações elétricas, vemos, experimentalmente, que para uma dada multipolaridade, há um estado bastante coletivo de baixa energia (usualmente isoescalar, exceto no caso do dipolo elétrico, que é isovetorial, visto que o dipolo elétrico isoescalar superficial corresponderia a uma translação do núcleo como um todo, sendo, como já dissemos, em termos intrínsecos, inexistente). Para as multipolaridades mais baixas (até o octupolo), verificou-se haver um estado de grande coletividade em energias mais altas (10-30 MeV), que carrega a maior parte da intensidade (strength) prevista

para o modo. São as chamadas ressonâncias gigantes. A existência de dois estados coletivos reflete essencialmente a estrutura de camadas do núcleo, podendo ser prevista mesmo nas teorias mais inqênuas.

Como um bom exemplo citamos o $^{208}_{82}\text{Pb}$, que experimentalmente, apresente uma série de estados vibracionais já identificados⁽¹⁵⁾. Em baixas energias (entre 2,6 e 7,0 MeV) identificou-se todas as multipolaridades, desde o dipolo, até o 2¹⁰-polo, assim como uma vibração de pairing de dupla transferência de fonon, a cerca de 4,9 MeV. Em energias mais altas (9,5 a 30 MeV) já foram identificadas as ressonâncias gigantes de monopolo (isoescalar), dipolo (isovetorial e isoescalar de compressão), quadrupolo (isoescalar), havendo fortes indícios do octupolo isoescalar, assim como de multipolaridades mais altas.

A vibração octupolar, isoescalar de baixa energia é um exemplo de vibração superficial e coletiva.

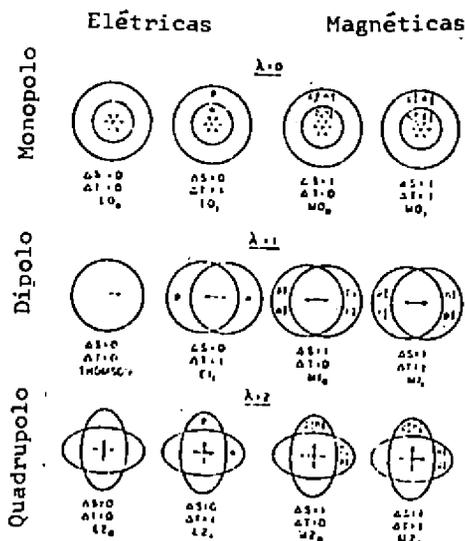


Fig. 5

Na fig. 6 mostramos a densidade de transição deste estado como função da distância radial, e vemos que ela apresenta essencialmente um pico na superfície nuclear (a cerca de 7 fm), além de oscilações internas que provêm da estrutura de camadas, e de outros fatores quânticos, e talvez relativísticos, ligados à sua estrutura microscópica. Esta vibração é a mais baixa em energia no ^{208}Pb e já foi medida com grande precisão.

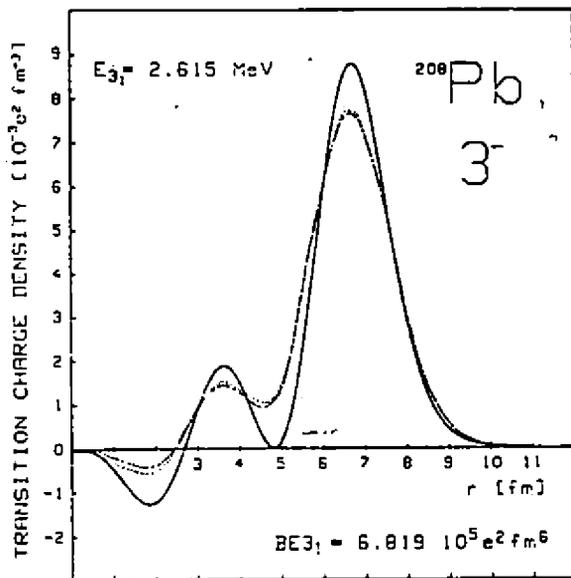


Fig. 6

II. Formalismo

O formalismo que iremos apresentar, em pinceladas gerais, aplica-se, com leves alterações, também ao tratamento de vibrações de pairing; contudo, estaremos no que se segue, sempre nos referindo a vibrações de densidade.

1. Base

A base de uma descrição microscópica de vibrações nucleares, tanto das de baixa energia como das ressonâncias gigantes, é a teoria de partícula-buraco (p-h). A suposição básica é de que, partindo de um núcleo no estado fundamental (não excitado), a excitação nuclear se traduzirá na criação ou na destruição de um par partícula-buraco, e sua propagação se dará pela sucessiva criação e aniquilação de pares p-h.

Partimos, então, de um caroço não perturbado, que supomos possa ser (bem) descrito por um potencial auto consistente, ou fenomenológico, do tipo Woods-Saxon. Conhecendo-se este potencial nuclear, conhecemos todo o conjunto de energias E_i e de funções de onda $(\rho_i(r), (i=1, \dots, R))$ que descrevem os estados discretos, assim como

as funções de onda $\varphi_i(\epsilon, r)$, ($i = k+1, \dots$) que descrevem os estados do continuum, conforme representado na fig. 7 pelas regiões hachuradas.

Assim, o conjunto $\{\epsilon_i, \varphi_i\}$ é a nossa descrição do estado fundamental do núcleo não perturbado (caroço). A energia de Fermi E_F arbitrariamente escolhida acima do último estado ocupado e abaixo do primeiro não ocupado, definindo o nível de Fermi, é pictoricamente descrita na fig. 7 pela linha ondulada.

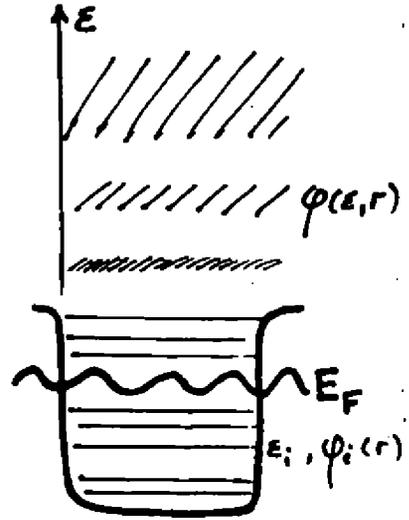


Fig. 7

Criar uma excitação (um par) partícula-buraco corresponde a se retirar uma partícula de um estado (ocupado) abaixo do nível de Fermi e elevá-lo a um estado (desocupado) acima do nível de Fermi, deixando um buraco no nível que anteriormente era totalmente ocupado. Uma excitação é assim a criação (ou destruição) de um par p-h.

Podemos descrever então a função de onda nuclear do núcleo excitado como sendo a função de onda do par p-h criado, multiplicada pela função de onda do resto do caroço, obtendo $N_p \times N_h$ possíveis estados excitados, onde N_p e N_h são, respectivamente, o número de estados de partícula e de buraco acessíveis. Da figura 8 podemos ver que a energia de um dado estado excitado

$$\epsilon_{ij} \text{ será dada pela diferença de energia entre os níveis de partícula e de buraco, } \epsilon_{ij} = \epsilon_{p_i} - \epsilon_{h_j} .$$

Contudo, o que se observa, é que nenhum dos estados excitados assim construído é coletivo, não correspondendo portanto ao que se espera da descrição de uma vibração.

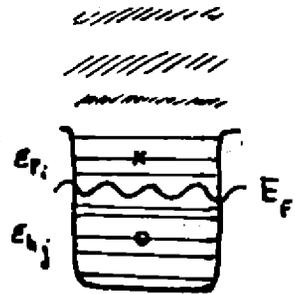


Fig. 8

Na parte superior da fig 9 apresenta-se a probabilidade de transição para cada uma destas excitações p-h em função de sua energia para o ^{208}Pb . Como o módulo da probabilidade de transição é essencialmente uma medida de coletividade do estado, vê-se

que nenhum estado apresenta maior coletividade, visto nenhum se destacar dos demais.

A resposta ao problema está na existência de uma interação residual entre pares p-h ⁽⁶⁾, que corresponde, na hamiltoniana de muitos corpos, a todos os termos de interação superiores ao termo de um corpo. Em outras palavras, esta interação residual exprime as distorções do campo médio que descreve o caroço provenientes da presença do pares p-h.

$$(1) \quad H = H_{\text{caroço}} + H_{\text{residual}}$$

2. O Formalismo de RPA (Random Phase Approximation)

a) Formulação - O problema que se coloca agora é como tratar o termo referente à força residual, em se conhecendo a hamiltoniana que descreve o caroço e suas soluções.

A maneira mais simples de se chegar às equações de RPA é através das equações do movimento ⁽⁷⁾. Tomemos H como a hamiltoniana completa do problema, e Ψ_n um conjunto de autofunções de H. Então

$$(2) \quad H \Psi_n = E_n \Psi_n$$

Podemos dizer que há um operador que leva o estado fundamental Ψ_0 a um estado excitado Ψ_n e o chamaremos Q_n^+ :

$$(3) \quad \Psi_n = Q_n^+ \Psi_0$$

A equação (2) se escreve:

$$(4) \quad H Q_n^+ \Psi_0 = E_n Q_n^+ \Psi_0$$

Como

$$(5) \quad H \Psi_0 = E_0 \Psi_0$$

Aplicando-se Q_n^+ à esquerda,

$$(6) \quad Q_n^+ H \Psi_0 = E_0 Q_n^+ \Psi_0$$

Subtraindo-se a eq. (6) da eq. (4) temos:

$$[H, Q_n^+] \Psi_0 = (E_n - E_0) \Psi_0$$

ou seja

$$(7) \quad [H, Q_n^+] \Psi_0 = E \Psi_0$$

que é a equação de movimento do problema e que até aqui é inteiramente equivalente à equação de Schrödinger exata.

Contudo, para se resolver esta equação, necessitamos, antes de tudo definir Q_n^+ . É exatamente o tipo de Ansatz que usaremos para Q_n^+ que resultará nas diferentes ordens de aproximação para a solução.

Fisicamente, suporemos agora que só existam excitações de $1p-1h$, desprezando as de $2p-2h$, $3p-3h$, etc., tomando a função de onda como uma superposição de operadores de criação e de destruição de partículas, aos pares:

$$(8) \quad Q_n^+ = \sum_{pk} \underbrace{[X_{pk} a_p^+ b_h^+ + Y_{pk} b_h a_p]}_{\text{TDA}} \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{RPA}}$$

Conforme indicado, se consideramos somente a possibilidade de criação de pares $p-h$ (primeiro termo do lado direito teremos a aproximação de Tamm-Dankoff (TDA), enquanto que o Ansatz total corresponde à RPA. A aproximação de Tamm-Dankoff pode ser interpretada como descrevendo a criação de pares $p-h$ num estado fundamental onde não existe nenhum par (núcleo "gelado"). A RPA, por sua vez, supõe que possam existir flutuações neste estado fundamental expressas por pares $p-h$, que podem por sua vez ser destruídos (2º termo do lado direito da eq. (8)). Assim, diz-se, que a RPA, introduz, além do nível da TDA, as correlações de estado fundamental.

A hamiltoniana de muitos corpos H pode ser expressa também em termo de operadores de criação e de destruição de partículas (em segunda quantização). O trabalho de deduzir as equações de RPA reduz-se ao cálculo do comutador da eq. (7), utilizando-se para Q_n^+ o Ansatz da eq. (8).

O sistema de equações de RPA pode ser escrito como (5).

$$(9) \quad -[E - (\epsilon_p - \epsilon_h)] X_{pk}(\epsilon_p) + \int d\epsilon_p' \sum_{p'h'} \left[\langle p'h | V | p'h' \rangle X_{p'h'}(\epsilon_p') + \langle p'h | V | h'p' \rangle Y_{p'h'}(\epsilon_p') \right] = 0$$

onde

ϵ_p e ϵ_h são as energias do estado de partícula e de buraco, respectivamente;

V é a interação residual entre os pares ph e $p'h'$;

$X_{ph}(\epsilon_p)$ e $Y_{ph}(\epsilon_p)$ são as amplitudes de RPA, que indicam a probabilidade de que um determinado par ph participe na função de onda do estado excitado

A dependência em ϵ_p das amplitudes X_{ph} e Y_{ph} , assim como a integral em $d\epsilon_p$ são decorrentes de levarmos em consideração explicitamente os estados do continuum de uma partícula, conforme indicado anteriormente.

Se consideramos apenas TDA, o último termo das eqs (9) se anula, e em forma matricial temos apenas

$$(10) \quad [A][X] = [W]$$

O lado direito desta equação aparece explicitamente quando se trata corretamente o polo de $X(\epsilon_p)$, visto ter-se uma singularidade sempre que

$$(11) \quad [E - (\epsilon_p - \epsilon_h)] = 0$$

No caso de considerarmos apenas estados discretos, para uma redução do espaço, ou por se colocar o sistema numa caixa de paredes infinitas, o lado direito da eq. (11) se anula, ou seja na eq. (9), a integral sobre ϵ_p se transforma numa somatória sobre o número quântico associado à energia.

O sistema de equações expresso em (11) pode ser resolvido numericamente, mas apresenta sérias desvantagens: como a dimensão da matriz A é N_{ph} , o nº de pares $p-h$ possíveis, se tratarmos um espaço modelo realístico, o sistema se torna rapidamente intratável, visto que o número de operações a serem efetuados crescerá com N_{ph}^2 . Por outro lado, o sistema supõe automaticamente uma discretização da variável de energia, tornando A uma matriz cúbica $N_{ph} \times N_{ph} \times N_E$, onde N_E é o número de pontos que se toma na rede de energia⁽⁸⁾. O resultado é que nesta forma simples, mesmo para pequenos espaços modelo esbarra-se numa impossibilidade numérica, em especial para núcleos pesados; contudo já há formalismos que nos permitem ampla aplicação das equações de RPA.

b) Resultados

As soluções das equações de RPA descrevem bem algumas características procuradas, tais como a coletividade e (desde que se trate corretamente o contínuum) as larguras das vibrações.

Na fig. 9⁽⁹⁾ apresentamos um típico resultado da teoria de p-h (parte superior) e da RPA (parte inferior). A diferença entre as duas é essencialmente a inclusão da interação residual. Na figura superior conforme já foi discutido, não há nenhum estado coletivo. No caso inferior vê-se que dois estados, um em baixa energia ($\approx 4,5$ MeV) e outro em energias mais altas (≈ 10 MeV) têm uma probabilidade de transição (BE-value) muito maior que os demais estados, indicando sua coletividade, em total acordo com o que esperávamos das observações experimentais. A interação residual neste caso, "canalizou" a intensidade de cada estado (que se vê na parte superior da fig(9)), preferencialmente a dois estados. Estes são uma superposição (coerente) das funções de onda de partícula independente associadas a cada um dos estados originais, que pode ser expresso pela equação abaixo.

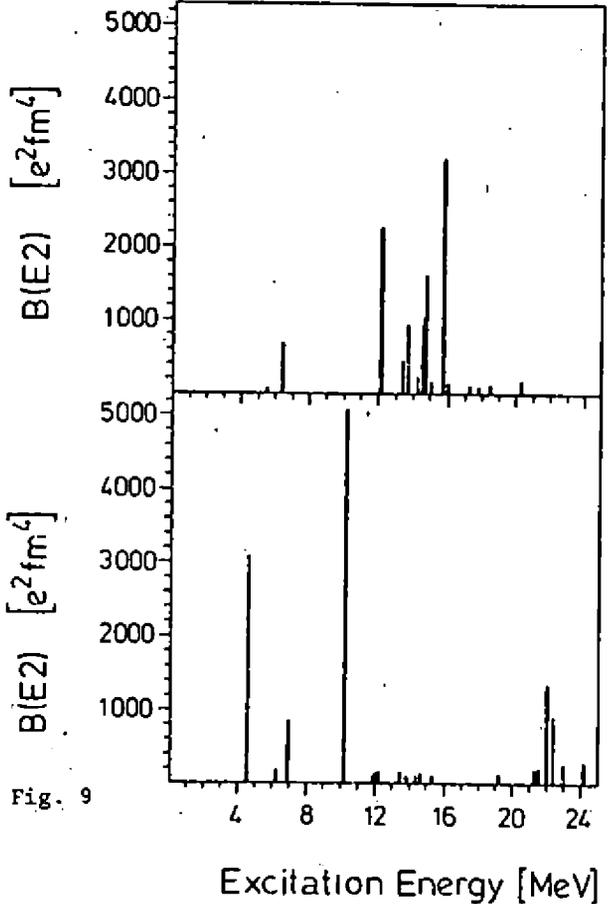


Fig. 9

$$(12) \quad \Psi_n = \sum_{pk=1}^{N_{pk}} [X_{pk} \psi_{pk} + Y_{pk} \chi_{kp}]$$

onde

$$(13) \quad \varphi_{ph} = a_p^+ b_h^+ |\psi_0\rangle$$

e

$$(14) \quad \chi_{hp} = b_h a_p |\psi_0\rangle$$

e $|\psi_0\rangle$ é o estado fundamental do núcleo em questão e as amplitudes X_{ph} e Y_{ph} podem ser obtidas das eqs. (0)

De maneira geral, a RPA dá uma boa descrição das localizações das vibrações. Contudo, na forma apresentada, ela frequentemente superestima as intensidades das vibrações e, para núcleos pesados, subestima suas larguras, numa indicação clara que devemos acrescentar outros ingredientes físicos à teoria.

Como um exemplo, apresentamos na figura 10 a intensidade das ressonâncias gigantes do monopolo (parte superior) e de quadrupolo (parte inferior), que são as vibrações mais coletivas destas multipolaridades para o ^{208}Pb .

A localização do monopolo ($E_0=13,9$ MeV) e do quadrupolo ($E_2=10,9$ MeV) são muito bem descritas pelo cálculo teórico. Contudo a largura de decaimento medida para o monopolo e para o quadrupolo é de cerca de 3 MeV, enquanto que aquela prevista neste cálculo é de cerca de 0,1 MeV para ambas as multipolaridades.

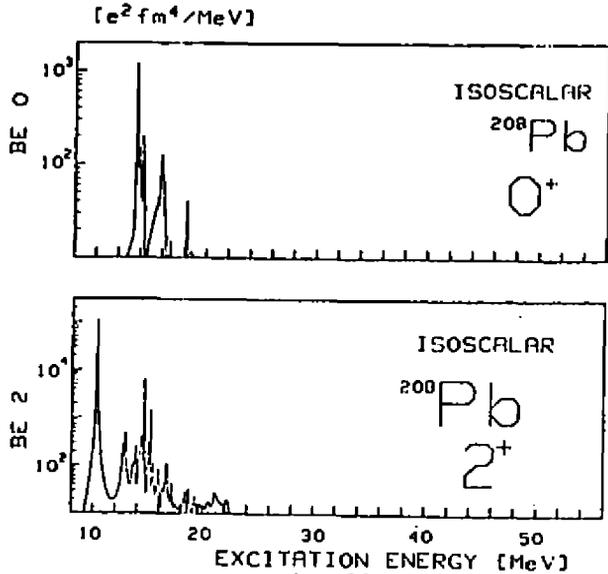


Fig. 10

c) Extensão

A razão básica para esta discrepância é que a RPA, tal como descrita, leva em conta somente excitações de uma partícula - um buraco (1p-1h) desprezando toda a hierarquia superior de p-h. Contudo,

os processos envolvendo $2p-2h$ tem um papel importante na definição das larguras das vibrações^(10,11). As excitações de $2p-2h$ descrevem a interação entre os núcleons e o campo médio nuclear assim como a própria alteração deste campo por estas interações.

Graficamente podemos relacionar a vibração nuclear à propagação das excitações de $1p-1h$ (superposição de todos os possíveis pares) como indicado na fig. 11.

A interação de um núcleon com o campo nuclear pode ser descrita como a criação de uma vibração, posteriormente absorvida.

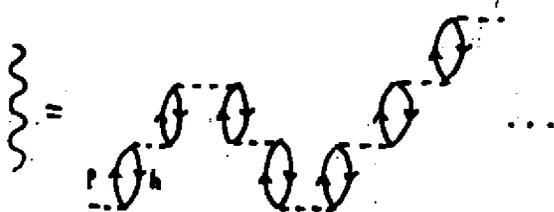


Fig. 11

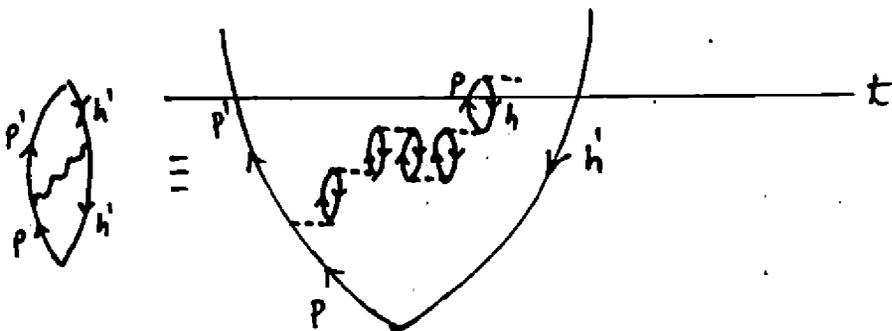


Fig. 12

Na figura 12, em qualquer instante que olhemos (linha horizontal) vemos (no mínimo) duas partículas e dois buracos, como consequência da existência da vibração. Assim vemos que criar uma vibração pela interação com o campo médio nuclear implica em excitações de $2p-2h$.

Uma maneira formalmente simples de se estabelecer esta hierarquia de excitações $p-h$ é escrevendo uma equação de Dyson para o propaga

dor nuclear.

Assim, a RPA, tal como descrita anteriormente seria expressa por (12):

$$(15) \quad \pi^{RPA}(\omega) = \pi^{SM}(\omega) + \pi^{SM}(\omega) V_{ph} \pi^{RPA}(\omega)$$

onde

π^{RPA} é o propagador de polarização nuclear, que descreve a propagação de uma excitação p-h no campo nuclear.

π^{SM} é o propagador calculado sem a interação residual entre os pares p-h (cálculo em nível de shell-model). V_{ph} é a interação residual. Para a RPA de lp-lh ela é independente da energia de excitação ω .

Graficamente a mesma equação pode ser expressa pela figura 13.

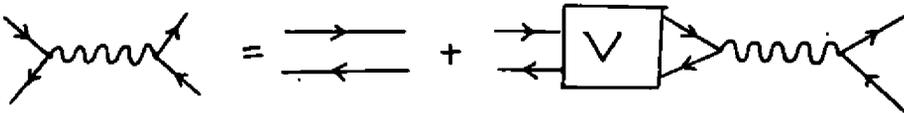


Fig. 13

onde os símbolos são intuitivos.

Se passamos agora a um cálculo em nível de 2p-2h, partimos do propagador de RPA (previamente calculado) ao invés de partir do propagador de shell-model:

$$(16) \quad \pi^{2p-2h}(\omega) = \pi^{RPA}(\omega) + \pi^{RPA}(\omega) K(\omega) \pi^{2p-2h}(\omega)$$

onde

$K(\omega)$ é agora a interação entre pares já alterada pela própria existência destes, e dependente da energia. Graficamente esta equação será dada pela fig. 14.

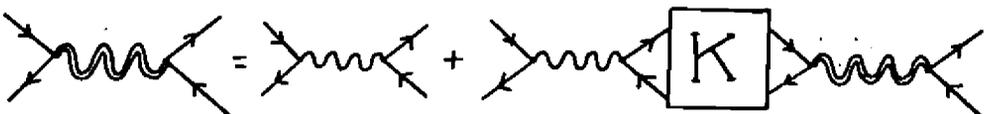


Fig. 14

Cálculos de localizações, intensidades e larguras de vibrações nucleares em nível de 2p-2h já foram realizados nos últimos anos, apresentando um aperfeiçoamento significativo em relação à RPA de 1p-1h.

Em especial no caso das larguras das vibrações evidenciou-se a necessidade de um correto tratamento do contínuum.

Na fig. 15 apresentamos o resultado de dois cálculos microscópicos utilizando a RPA de 2p-2h, para o quadrupolo em ^{208}Pb . Num deles (linha pontilhada) ⁽¹⁴⁾ somente se considerou estados discretos, e no outro (linha cheia) ⁽¹³⁾ tomou-se em conta o contínuum de uma partícula. Como vimos anteriormente, um problema em aberto em nível de 1p-1h era a largura do quadrupolo em ^{208}Pb (~ 3 MeV), que era subestimada por um fator de 30.

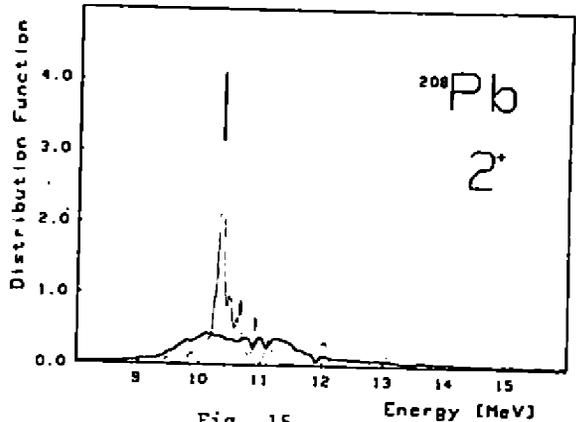


Fig. 15

Vemos que no caso do cálculo sem o contínuum, continuamos a não conseguir descrever apropriadamente a largura (obtem-se

um estado fortemente concentrado), enquanto que para o cálculo com o contínuum, a distribuição de probabilidade de se encontrar o estado, que temos nas ordenadas é menos localizada, resultando numa largura de 3.1 MeV, em bom acordo com a experiência.

A importância das contribuições de 2p-2h na análise das vibrações, em núcleos pesados é facilmente visualizada nas figs 16 e 17 ⁽¹³⁾. Em ambas apresentamos a função estrutura para o quadrupolo no ^{208}Pb . Esta é essencialmente a resposta nuclear a um operador externo ⁽⁷⁾, tanto em função da energia (strength function) quanto em termos de momento (fator de forma). Na fig 16 temos a função estrutura para um cálculo de

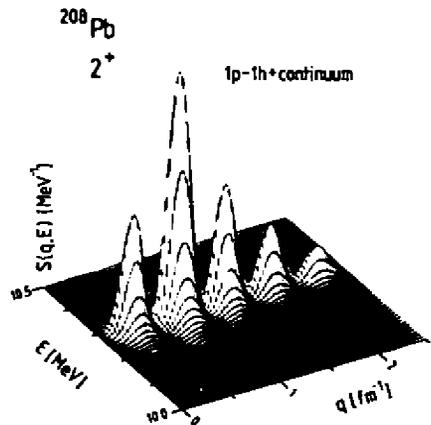


Fig. 16

RPA de $1p-1h$, prevendo uma ressonância a cerca de 10,3 MeV, com uma largura MeV, com uma estrutura bastante simples como função do momento.

Na fig 17, temos um cálculo de RPA de $2p-2h$, tomando em conta o continuum. Aqui, o máximo da ressonância está em torno de 11 MeV (centroide em 10,8 MeV) e largura de 3,1 MeV, revelando um bom acordo com a experiência. Vale notar que também a estrutura obtida no máximo da ressonância, como função do momento é consistente com o fator de forma extraído experimentalmente, para esta vibração nas reações (α, α').

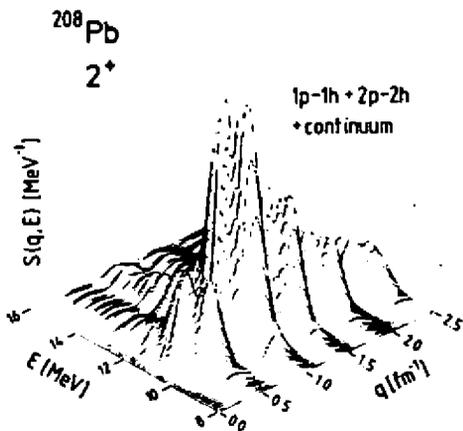


Fig. 17

Em resumo, vemos que as vibrações nucleares podem, microscopicamente, ser descritas pela RPA, sendo necessário porém incluir as excitações de $2p-2h$ com a correta inclusão do continuum.

O fato de que processos de hierarquia $p-h$ mais alta são fortemente desfavorecidos pelos denominadores de energia (ordens de perturbação mais alta) e a boa concordância com os dados experimentais nos levam a concluir, que para excitações fortemente coletivas como as apresentadas, não necessitamos de nos preocupar com correlações mais elevadas, indicando que a via da termalização é muito pouco provável.

O estágio atual da teoria já nos permite uma boa descrição de algumas vibrações, mas os próximos anos deverão trazer uma grande dose de esforços no sentido de se aperfeiçoar estes cálculos e, muito especialmente, de extê-los a núcleos fora das camadas fechadas, assim como aos núcleos deformados.

Referências:

- 1 - A. van der Woude em "Nuclear Structure", ed. por K. Abrahams, K. Allaart, A. E. Dieperink, Plenum Press, 1980
- 2 - A. Bohr, B. Mottelson - Ann. Rev. Nucl. Sci, 23 (1973) 363
- 3 - P. Ring, P. Schuck - "The Nuclear Many-Body Problem" - Springer Verlag, 1980
- 4 - J. Heisenberg - Adv. Nucl. Phys. 12 (1970), Plenum Press
- 5 - R. de Haro Jr., S. Krewald, J. Speth - Nucl. Phys., A388(1982) 265
- 6 - G. E. Brown, M. Bosterli - Phys. Rev. Lett: 3 (1959) 472
- 7 - A. Fetter, S. Walecka - "Quantum Theory of Many-Particle Systems" - McGraw-Hill, New York, 1971
- 8 - S. Krewald, J. Birkholz, A. Faessler, J. Speth - Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1385.
- 9 - J. Speth, A. van der Woude - Rep. Progr. Phys. 44 (1981) 719
- 10 - J. S. Dehesa - PhD Thesis - Univ. Bonn, 1977, não publicada
- 11 - J. Sawicki - Phys. Rev. 126 (1962) 2231
- 12 - J. Wambach, V. K. Mishra, Li Chu-Hsia - Nucl. Phys. A380 (1982) 285
- 13 - R. de Haro Jr. - KFA-Report, Juel-1789 (1982)
- 14 - J. Wambach - Comunicação privada
- 15 - J. Speth, E. Werner, W. Wild - Phys. Rep. 33C (1977) 127

NUCLEAR STRUCTURE EFFECTS IN HEAVY-ION
ELASTIC SCATTERING[†]

Mahir S. Hussein*

Instituto de Física, Universidade de São Paulo
C.P. 20.516, São Paulo, S.P., Brazil

ABSTRACT

Heavy-ion elastic scattering is discussed as containing two features; over all optical behavior characterized by several physical parameters such as the size of the system, the strength of the Coulomb interaction, etc., and deviations from this behaviour related directly to some aspects of the underlying nuclear structure. Two examples of such deviations are discussed in detail. The first is the anomalous back-angle scattering of α -nuclei. The second example is connected with the effect of deformation.

I. INTRODUCTION

In discussing heavy-ion elastic scattering one usually emphasizes at length the wave optical behaviour. Such behaviour comes about as a result of several gross properties of the system. Its relatively large size, the strong absorption present (diffraction), strong Coulomb repulsion and nuclear attraction (refraction, rainbow and glory) and a well-defined surface region (determining the fall-off of $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ in the shadow region). These features, quite common in most heavy-ion systems, constitute

[†]Based on lectures delivered at the VI Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, Itatiaia, R.J., September 1983.

*Supported in part by the CNPq.

a convenient and useful "language" with which the elastic scattering may be described and analyzed.

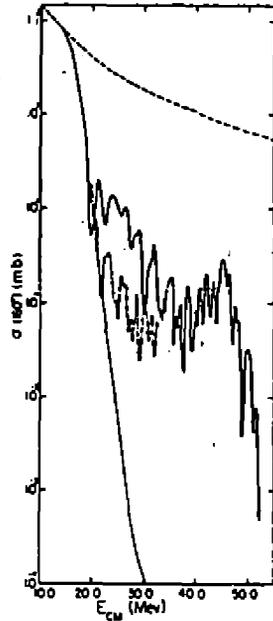
Nuclei clearly exhibit other features besides the gross ones mentioned above. These other properties are more closely related to specific nuclear structure aspects, e.g., deformation. Therefore one would expect several important deviations from the optical behavior. Here, we shall discuss in detail two such deviations.

The paper is divided into two sections. The first, section II deals with the anomalous large-angle scattering of α -nuclei. We shall concentrate on direct reaction interpretation of the anomalous behaviour and leave out completely intermediate structure resonance explanation. In section III we turn to the effect of nuclear deformation on $\frac{\sigma}{\sigma_R}$ at not too large energies. A convenient vehicle through which one may discuss the effect of the coupling to low-lying collective states is long-range absorption, which we shall discuss in detail.

II. ANOMALOUS BACK-ANGLE SCATTERING

A well-known case usually cited as exhibiting deviations from pure optical behaviour is that referring to systems behaving anomalously at back angles (α -scattering, $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, etc.). What one usually discovers in these systems is a large increase in $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}(\theta)$ at back angles accompanied by a rather regular angular structure. Further, the excitation function $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}(\pi, E)$ at $\theta = \pi$ exhibits quite a conspicuous intermediate structure with an average width of about 1 MeV. To put the situation into perspective we show in Fig. 1 a plot of the experimental excitation function $\frac{d\sigma_{\text{el}}}{dr}(E, \pi)$ for $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ and $^{16}\text{O} + ^{30}\text{Si}$. One sees clearly that the data sit

Fig. 1: Cross-sections at $\theta = 180^\circ$ vs. $E_{C.M.}$.
 Dashed line is the pure Coulomb elastic scattering cross-section for $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$.
 Dotted line is the cross-section obtained with the E-18 potential. Full curve is the experimental 180° -excitation function for $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, and dashed-dotted one for $^{16}\text{O} + ^{30}\text{Si}$.



at a mid-point between a pure Rutherford (no nuclear structure whatsoever) and a pure strong absorption, E-18 (nuclear structure manifested purely optically).

Several interpretations have been advanced in the quest for a consistent description of the data. For a detailed discussion we refer the reader to the recent review by Braun-Munzinger and Barrette²⁾. These interpretations range from a pure resonance, intermediate structure, picture affecting both the angular distributions and the excitation functions, to a pure-direct picture involving basically coupled channels feed-back-type effects. Neither of these extreme pictures seems to account for all facets of the data. Although recent measurements of angular distributions of α -transfer reactions, as well as inelastic scattering, of systems such as $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ indicate that a pure, isolated resonance generated, intermediate structure interpretation of the gross structure of the anomalous back angle elastic scattering is not viable, owing to the lack

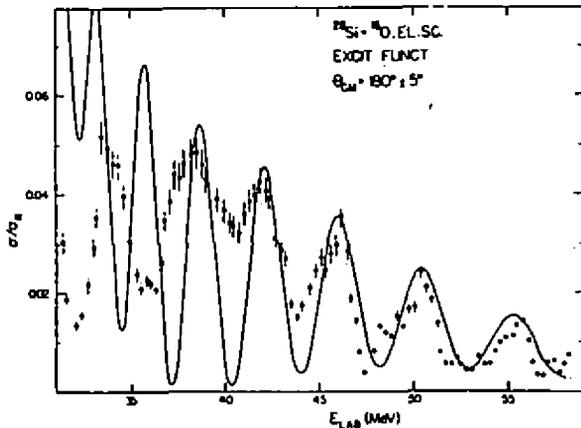
of clear channels correlations, some type of resonancebased phenomenon is, however, certainly taking place and generating, at least the fine structure seen in most excitation functions.

Simple "direct" models have also been proposed for the purpose of explaining the gross features of the cross section at back angles. These range from simple changes in the "normal" optical potentials to simple changes in the "normal" elastic S-matrix. The necessity for invoking these changes in the normal "E-18" type description arose from two important observations; (a) the quite conspicuous rise in $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}$ (180°) to a value, at $E_{\text{cm}} = 35 \text{ MeV}$, almost four orders of magnitude bigger than the corresponding "E-18" value, and (b) the period of the angle oscillations, $\Delta\theta$, supplies a value of the contributing angular momentum $l_\theta(E)$ through $\Delta\theta = \frac{\pi}{l_\theta(E)}$, which is twice as large as the angular momentum, $l_E(E)$ that determines the period, ΔE , of the energy oscillation in the 180° -excitation function, $\Delta E = 1 / \frac{\partial l_E(E)}{\partial E}$.

The first anomaly has been accounted for through the use of the so-called surface transparent potentials. These optical potentials are characterized by an imaginary part with very small diffusiveness which results in an increased reflection. However, these potentials, though quite adequate in describing the angular distributions, fail dramatically in describing the second anomaly associated with the excitation function. This clearly points to the need for a second important modification of the normal optical E-18 potential, namely the addition of a small, albeit important parity-dependent component (proportional to $(-)^l$), which would not modify the angular distribution since it contributes mostly at back-angles. The 180° excitation function would then behave approximately $-\sin^2 \left(\frac{l_E(E)}{2} \pi \right)$, thus giving rise to a local period $\Delta E =$

$$= \frac{2}{\frac{\partial \ell_E(E)}{\partial E}}, \text{ permitting the identification } \ell_\theta(E) = \ell_E(E). \text{ Ref. 3, exhibits the type of fit to the E-oscillations obtained by the Minnesota group with the above-mentioned two modifications in the optical potential describing } ^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}. \text{ A fit of a similar quality to the E-oscillations in the } 180^\circ \text{ excitation function was obtained in Ref. 4 using, as a starting point, the S-matrix description (Fig. 2). The elastic S-matrix used contains a normal optical E-18 type contribution, a parity-independent "window-like" contribution that peaks at an } \ell,$$

Fig. 2: Fit to the 180° - excitation function of $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ obtained in Ref. 4.



slightly lower than the grazing one, and a small parity-dependent "window". The elastic S-element without the parity-dependent window was found to resemble very much the one generated from the surface transparent optical potential. The findings of Ref. 4 clearly support the conclusions reached by the Minnesota group concerning the need for a surface-transparent, parity-dependent optical potential.

A possible mechanism that gives rise to the anomalous behaviour of the heavy-ion system could be the coupling of the elastic channel to several important α -transfer channels. In the case of $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, we may associate the parity independent

window to the process depicted in Fig. (3). Similarly the parity dependent window can be attached to the diagram shown in Fig. (3c). This diagram does give rise to a $(-)^L$ term since

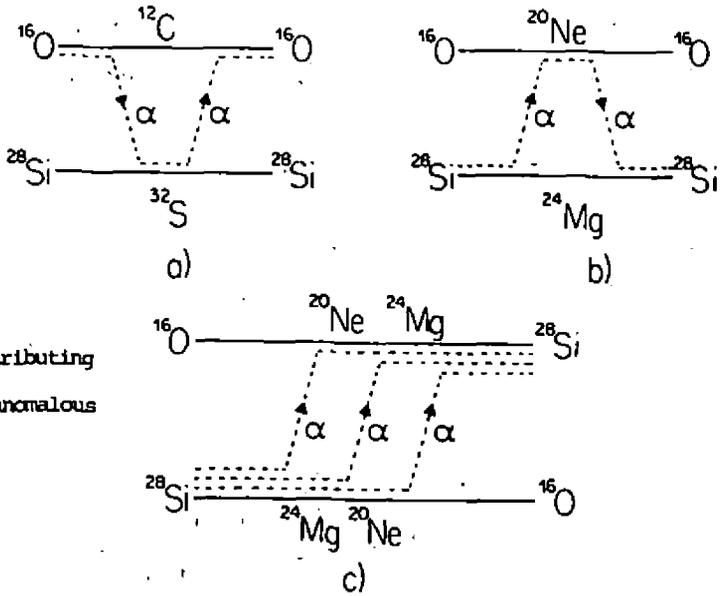


Fig. 3 - Contributing processes to anomalous scattering.

it represents an effective elastic transfer process.

We endeavour here to present a short account of how these diagrams generate ℓ and E windows.

The T-matrix representing the scattering in the elastic and α -transfer channels subspace may be given by

$$T = \overset{\circ}{T} + \overset{\sim}{\Omega}_0^{(+)} T \overset{(+)}{\Omega}_0 \quad (1)$$

where $\overset{\circ}{T}$ is diagonal and represents the "optical" E-18-type contribution, $\overset{\sim}{\Omega}_0$ is the corresponding Müller distorting operator

$$\overset{\sim}{\Omega}_0 = 1 + \overset{(+)}{G}_0 \overset{\circ}{T} \quad (2)$$

and T' is given by

$$T' = V + V G_0^{(+)} T' \quad (3)$$

and thus contributes to the transition. (V is assumed to be non-diagonal in channel space).

The elastic element of T may be generated perturbative

$$T = \overset{0}{T} + \Omega_0 V G_t^{\circ(+)} V \Omega_0^{(+)} + \Omega_0 V G_t^{\circ(+)} V G_t^{\circ(+)} V \Omega_0^{(+)} \quad (4)$$

The second term corresponds to the diagram shown in Fig. (3a,b).

In order to exhibit the general characteristics of the contributing processes, we shall present a simple evaluation of these corrections based on the following approximations⁽⁵⁾

- 1) Consider only the on-shell part of $G_t^{\circ}, G_t^{\circ} \rightarrow -i\pi\delta(E_t - H_t^{\circ})$
- 2) Use no-recoil.

The partial wave amplitude corresponding to a process of order n is then given by (ignoring angular momentum transfer)

$$(4\pi)^{2n+1} \prod_{j=n+1}^1 K_j(k_j, k_{j-1}) \prod_{j=1}^n \left[-i\pi \sqrt{\frac{\mu}{2(E-\xi_j)\hbar^2}} \right]$$

$$\dots \prod_{j=1}^{n+1} I_j(k_j, k) \prod_{j=1}^{n+1} [A_j] \quad (5)$$

where I_ℓ is the usual DWBA radial integral, K_ℓ is given by a corresponding integral involving the dual radial wave function ϵ_j , the Q-value and A_j are spectroscopic factors. The K_s s appearing in K_ℓ are bound state wave numbers. As shown in Ref. 5, the product $K_\ell I_\ell$ has a clear window shape whose details are determined by, among other things, the Sommerfeld parameter, and the K_s s.

The elastic transfer diagram shown in Fig. (3c) can be evaluated along similar lines. Actually the fit obtained in Ref. (4) was partly tailored according to the description given above. The higher the order of the process, the narrower the resulting ℓ -window would be, as expected in any coherent multistep process.

The product KI also exhibits an energy-window shape⁶⁾. To exhibit this characteristic of our anomalous transfer contribution to the elastic scattering T matrix, we use a semiclassical description of the transfer process, originally developed for the DWBA amplitude by Brink⁽⁷⁾ and Broglia and Winther⁽⁸⁾, and recently generalized to multistep transfer processes by Kammuri and Matsuoka⁽⁹⁾. The transition amplitude for a two-step sequential transfer via an intermediate state m is given by

$$C_{if}^{(2)} = (i\hbar)^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} f_{mf}^{(1)}(t) dt \int_{-\infty}^t f_{in}^{(1)}(t') dt' \quad (6)$$

where $f^{(1)}$ is the one-step form factor given by KM⁽⁹⁾.

Specifying the intermediate state to be $^{12}\text{C} + ^{32}\text{S}$ and considering elastic scattering $f = 1$, we obtain for $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ ⁽⁶⁾

$$C_{ii}^{(2)} = \frac{\pi N_1 N_2 R}{2i \hbar \bar{\delta}} \left(1 + \frac{2}{i\sqrt{\pi}} F(x) e^{-x^2} \right) \frac{1}{\Delta E} e^{-(0.23 \Delta E + \frac{6.45}{\Delta E})} \quad (7)$$

where

$$x = \frac{2.54}{\sqrt{\Delta E}} \quad , \quad F(x) \text{ is Dawson's integral}$$

$$\bar{\delta} = \sqrt{\frac{2m_\alpha \bar{E}_\alpha}{\hbar^2}} \quad , \quad N_1, N_2 \text{ are normalization consts.}$$

$$\Delta E \equiv E - \bar{E} = E - 17.8$$

In the above treatment absorption is not taken into account since it is implicitly assumed that one is considering only the grazing l . We modify the above expression by considering the following estimate for the absorption

$$A = \exp \left[-\frac{2\mu}{\hbar^2} \int_{r_t}^{\infty} \frac{W_{E18}(r)}{k(r)} dr \right] \quad (8)$$

when, as implied, W_{E18} is the imaginary part of the E-18 optical potential which is used rather widely to describe the elastic scattering of $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ at small angles. The energy window associated with the round-trip α -transfer contribution to the elastic scattering is identified as the product $A C_{ii}^{(2)}$, which can be written as

$$A C_{ii}^{(2)} \cong \exp \left[-0.35 \Delta E - 11.44 (\Delta E)^{-1/2} \right] \quad (9)$$

Figure (4) shows the result of applying Eq. (9) to the $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ system, both for the parity-independent component of the anomalous E-window, Eq. (9) and the parity-dependent window $A C_{ii}^{(3)}$, with $C_{ii}^{(3)}$ calculated following the same procedure

as the one used for evaluating $C_{11}^{(2)}$, Eq. (7)⁶⁾. In both cases

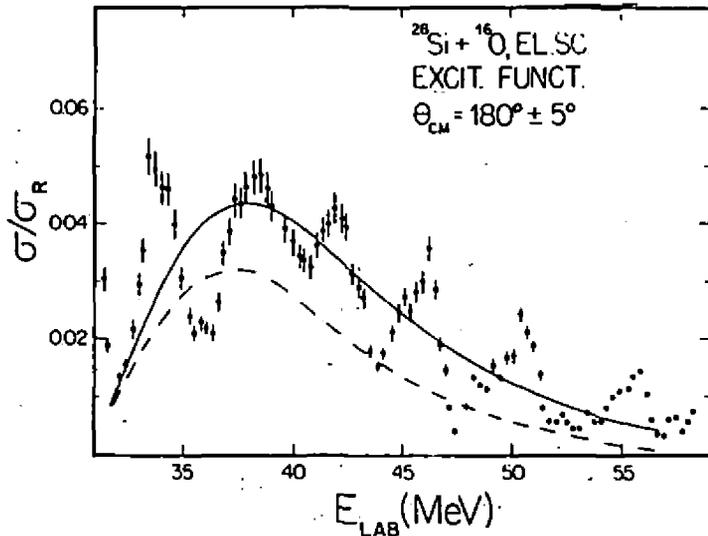


Fig. 4 - Energy windows calculated using Eq. (9). (From Ref. 6).

the same anomalous radius parameter, $\bar{R} = 7.6$ fm (used previously in Ref. (4)) was employed.

As one can see the agreement of E_2 with the average trend of the excitation function data is quite good. The fine structure oscillations, according to our model, result from the interference between $AC_{11}^{(2)}$ and $AC_{11}^{(3)}$ (see Figs. (3a) and (3c)).

We should stress that there is no a priori reason that suggests the same value of \bar{R}_0 for both $AC_{11}^{(2)}$ and $AC_{11}^{(3)}$. As a matter of fact it would seem more natural to take a smaller value for \bar{R} in $AC_{11}^{(3)}$ than that in $AC_{11}^{(2)}$ since the elastic transfer of three α s is a higher order process than the round-trip process of one α . Furthermore

the data points themselves show that there is a second major peaking at about $E_{CM} = 45$ MeV.

In Figure 5 we show our result using $\bar{R}^{(2)} = 7.36$ fm and $\bar{R}^{(3)} = 5.8$ fm.

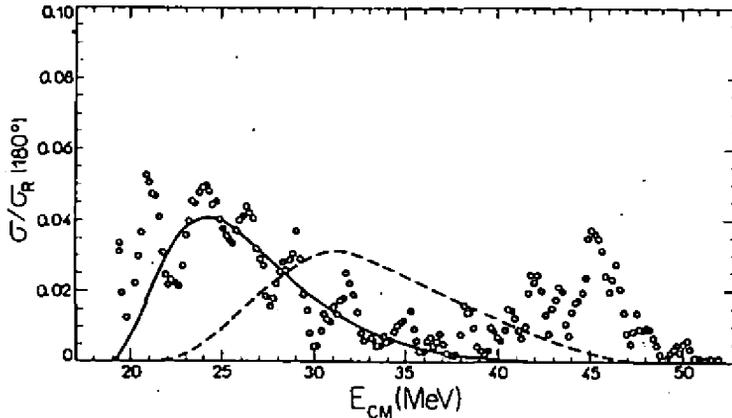


Fig. 5 - Same as Fig. 6, with two values of the anomalous radius.

We could not push the peaking of the $A_{11}^{(3)}$ to higher energies, as that would require the use of an anomalous radius at which W_{E-18} becomes quite large and a more exact treatment of A would be needed.

The sensitivity of our calculated window functions to the distance of closest approach of the corresponding transfer processes, is a possible indication that the anomalous back-angle data may furnish invaluable information concerning the ion-ion interaction at small separation distances. This fact is intimately related to the clear interplay between the quasi-elastic, α -transfer processes, and the elastic scattering.

An important consequence of our findings is connected with the question of de-averaging the $180^\circ \pm 5^\circ$ - excitation function data addressed by Frahn and Kauffmann¹⁰⁾. These authors correctly pointed out that as a result of the quite

common procedure of averaging the data points in an angular interval $-5^\circ \leq \Delta\theta \leq 5^\circ$ around $\theta = 180^\circ$, one would necessarily end up with smaller over-all excitation function than the 180° -one. Clearly when confronted with dynamical models that supply a 180° -excitation function, the data has to be de-averaged.

We would like to point out at this point that this de-averaging procedure is model-dependent. It depends crucially on the value of critical radius attached to the mechanism responsible for the energy-structure in the excitation function. Therefore, in the light of our multi-step α -transfer model, the results of Ref. (10) have to be revised.

To show this, we first consider the results obtained by Frahn and Kauffmann¹⁰⁾. The measured excitation function is an average of the differential cross section $\sigma(\theta)$ over a solid angle element $\Delta\Omega = 2\pi \sin\theta \Delta\theta$ with an interval $\Delta\theta = (\pi-\alpha, \pi)$, divided by the Rutherford cross section at $\theta = \pi$; this function will be denoted by $\bar{p}(E)$

$$\bar{p}(E) = \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \frac{\sigma(\theta, E)}{\sigma_R(\pi, E)} = \frac{1}{1-\cos\alpha} \int_{\pi-\alpha}^{\pi} d\theta \sin\theta \rho(\theta, E) \quad (10)$$

It is clear that \bar{p} can be evaluated if the angular dependence of $\rho(\theta, E) = \sigma(\theta, E)/\sigma_R(\pi, E)$ is known in $\Delta\theta$. It is known, however, that the enhanced large-angle scattering cross section has a universal structure given by

$$\rho(\theta, E) = G(\theta, E) [J_0(\tilde{\lambda}\theta)]^2 \quad (11)$$

$$\rho(\pi, E) = \bar{p}(E) = G(\pi, E)$$

where $G(\theta, E)$ is a slowly varying function of $\pi-\theta$ compared

to the Bessel function $J_0(\tilde{\lambda}\theta)$. The value $\tilde{\lambda} = \tilde{l} + \frac{1}{2} \gg 1$ denotes the anomalous angular momentum of the enhancement-causing part of the partial-wave S-matrix. It is related to the radius parameter through

$$\tilde{\lambda} = k\tilde{R} \left(1 - \frac{\tilde{E}}{E}\right)^{1/2} \quad (12)$$

where \tilde{E} is the "threshold" of the anomaly, $\tilde{E} = 17.8$ MeV⁶⁾.

The de-averaging function $D(\alpha, E)$ defined by

$$D(\alpha, E) = \frac{f(E)}{F(E)} = \left[\frac{1}{1 - \cos\alpha} \int_0^\alpha d\theta \sin\theta \frac{G(\theta, E)}{G(0, E)} \left[J_0(\tilde{\lambda}\theta) \right]^2 \right]^{-1} \quad (13)$$

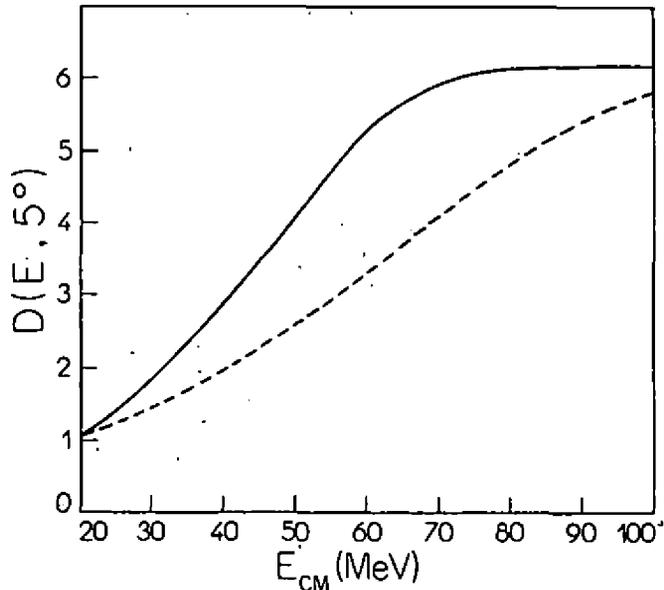
can be evaluated in good approximation as

$$D(\alpha, E) = \left[\left[J_0(\tilde{\lambda}\alpha) \right]^2 + \left[J_1(\tilde{\lambda}\alpha) \right]^2 \right]^{-1} \quad (14)$$

The function $D(\alpha, E)$ is quite sensitive to the values of $\tilde{\lambda}$ and accordingly \tilde{R} . To show this we exhibit in Fig. (6) the above function calculated with the two values of the anomalous radius referred to above $\tilde{R}^{(2)} = 7.36$ fm and $\tilde{R}^{(3)} = 5.8$ fm.

By multiplying the data points of Ref. 2), in the energy range $20 \text{ MeV} < E_{\text{cm}} < 30 \text{ MeV}$ with $D(E, 5^\circ)$ calculated with $\tilde{R}_1 = 7.36$ fm and the points in the energy range $30 < E_{\text{cm}} < 50 \text{ MeV}$ by $D(E, 5^\circ)$ with $\tilde{R}_2 = 5.8$ fm (see Fig. 2), we obtain a de-averaged 180° -excitation function that is more

Fig. 6 - The de-averaging function $D(\alpha, E)$ calculated with $\bar{R} = 7.36$ fm (full line) and $\bar{R} = 5.8$ fm (dashed line).



regular, with the second peaking at $E_{cm} = 45$ MeV attaining a value very close to the first major peaking at $E_{cm} = 23$ MeV. This is in contrast to the finding of Ref. 10) where there was a great disparity in favor of the second peaking.

It would be quite interesting to test the sensitivity of the de-averaging function to the anomalous radius experimentally by measuring averaged data for two different values of the averaging angle interval.

II. STATIC AND DYNAMIC DEFORMATION EFFECTS: LONG RANGE ABSORPTION

Another important case showing a clear deviation from the optical behaviour involves the scattering of deformed targets and/or projectiles at energies close to the Coulomb barrier. As a result of the strong Coulomb excitation of collective states, one expects a gradual depopulation of the elastic channel, even at sub-barrier energies. A nice example showing this effect is presented in Fig. 7 involving the system

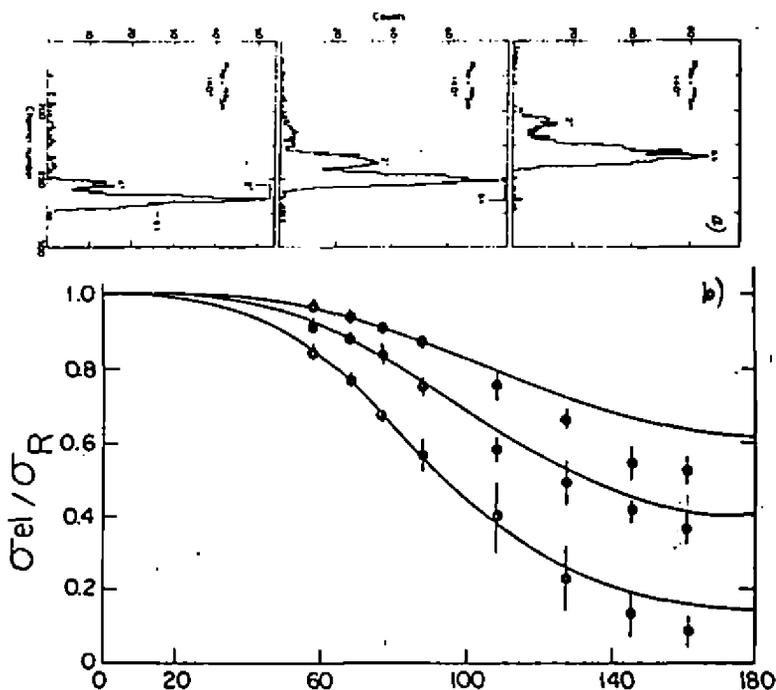


Fig. 7 - Spectra and $\frac{\sigma}{\sigma_R}$ for the system $^{16}\text{O} + A\text{Sm}$. (From Ref. 11).

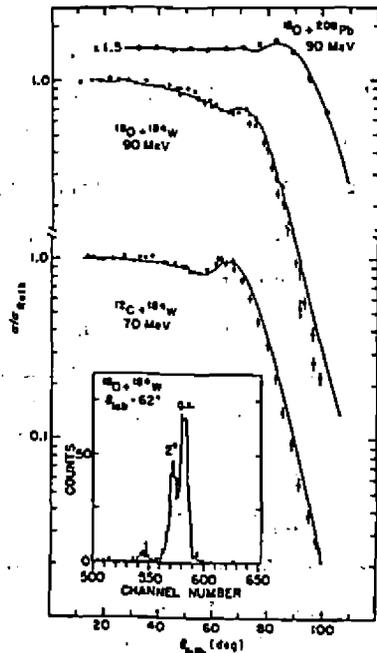
$^{20}\text{Ne} + A\text{Sm}$, $A = 148, 150$ and 152 ¹¹⁾. The strength of the coupling of the elastic 0^+ channel to the 2^+ state increases gradually from vibrational (^{148}Sm) to rotational (^{152}Sm), as is clearly seen in the ^{20}Ne -spectrum (Fig. (7.a)). Consequently the depopulation (absorption) in the $^{20}\text{Ne} + ^{152}\text{Sm}$ is much stronger than either the $^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Sm}$ and $^{20}\text{Ne} + ^{148}\text{Sm}$. The cross-section ratio $\frac{\sigma(\text{Ne} + ^{152}\text{Sm})}{\sigma(\text{Ne} + ^{148}\text{Sm})}$ reaches its smallest value of ~ 0.2 at back angles.

The trend of the data clearly points to the presence of long-range absorption to be contrasted with the nuclear short-range absorption responsible for the diffractive behaviour discussed earlier. Actually the short range nuclear absorption,

at the sub-barrier energies involved in the $^{20}\text{Ne} + ^A\text{Sm}$ system under discussion, would give rise to a minor deviation from the Rutherford scattering, concentrated at angles very close to 180° .

The long-range nature of the absorption referred to above cannot certainly be accounted for by a change in the optical potential, and one has to resort to coupled channels calculations. A more drastic departure from the optical behaviour, arising from the same coupled channels effect is shown in Fig. (8)¹²⁾. The cm energy at which the data were taken is slightly above the Coulomb barrier of $^{18}\text{O} + ^{184}\text{W}$, and then one would expect a conspicuous "Fresnel" form of $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}$ in the forward hemisphere. As one can clearly see the long-range absorption is quite strong even in this higher-energy case, resulting in a drastic modification of the "Fresnel" shape. Similar features are seen in the $^{12}\text{C} + ^{184}\text{W}$ system at $E_{\text{Lab}} = 70$ MeV.

Fig. 8 - $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{R}}}$ for $^{18}\text{O} + ^{184}\text{W}$ at 90 MeV. (From Ref. 12). Also shown in $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{R}}}$ for $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ (90 MeV) and $^{12}\text{C} + ^{184}\text{W}$ (70 MeV).



A way of simplifying the analysis of data such as the one above is through the construction of a component in the optical potential that represents the feed-back of the inelastic 2^+ channel into the elastic channel. This may easily be done through Feshbach's theory of the optical potential, which gives, in the particular case of two channels, the following form of the polarization potential

$$V_{pol.}(\vec{r}, \vec{r}') = V_{02}(\vec{r}) G_2^{(+)}(\vec{r}, \vec{r}') V_{20}(\vec{r}') \quad (15)$$

where $V_{02}(\vec{r})$ is the coupling potential and $G_2^{(+)}(\vec{r}, \vec{r}')$ is the 2^+ -channel Coulomb-modified Green's function.

When expanded in partial waves, the radial part of $V_{pol.}$ would necessarily be angular momentum dependent and non-local. However a locally-equivalent potential may be obtained approximately through the identification

$$\int V_{pol.}(\vec{r}, \vec{r}') \psi_\ell(kr') dr' = V_{pol.}(r) \psi_\ell(kr) \quad (16)$$

where $\psi_\ell(k, r)$ represents the radial wave function in the elastic channel. At sub-barrier energies, $\psi_\ell(k, r)$ may be approximated by the regular Coulomb wave function $F_\ell(k, r)$, which makes possible the construction of $V_{pol.}(r)$. The resulting expression for $V_{pol.}(r)$ may be written as¹³⁾, ignoring the energy loss involved in the excitation process,

$$V_{pol.}(r) = -i \frac{2\pi}{25} \frac{E}{\gamma} \frac{k^4}{\gamma^2} \frac{B(\gamma_2)^2}{Z_1^2 e^2} \left[\frac{3\bar{\ell}^2 + 1}{\bar{\ell}^2 (\bar{\ell} + 1)^2} - \bar{I}^{-2} \tan \bar{\delta} + \frac{4\bar{\ell}^4}{(\bar{\ell} + 1)^2 r} + \frac{2\bar{\ell}^4}{(\bar{\ell} + 1)^2} \frac{a^2}{r^2} \left(\frac{a}{r} \right)^3 \right] \quad (17)$$

$$\equiv -i \int_{pol} V(r)$$

As a result of the assumption that the energy loss is

zero $V_{\text{pol}}(r)$ comes out to be purely negative imaginary. The situation is reversed in the case of large energy losses, as $V_{\text{pol}}(r)$ becomes predominantly real. The reason is that in the former case the vibrational period is much larger than the collision time (sudden limit), therefore the system simply does not have enough time to react during the collision process and accordingly no modification are inflicted on the real interaction. In the large-energy-loss case (virtual excitation of giant resonances), the system manages to execute several vibrations during the collision process, thus resulting in a change in the effective real ion-ion interaction without inflicting much change in the absorptive component. For a detailed discussion on this point see Ref. (14).

The above long-ranged potential is a rather smooth function of both l and r . This feature permits the inclusion in $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}$ of the effect arising from the polarization potential in a simple manner. At energies below the Coulomb barrier the elastic scattering amplitude is dominated by the near-side Coulomb part. Accordingly only one turning point will contribute. Since owing to the fact that effect of long range absorption due to Coulomb excitation is mostly felt at not too high energies, one expects that the nearside amplitude dominates. Further, considering the polarization potential as a small perturbation, we may evaluate the resulting correction to the total phase shift using the WKB approximation

$$\delta_l = \delta_l^0 - \frac{\mu}{\hbar^2} \int_{r_1(l)}^{\infty} \frac{V_{\text{pol}}(r)}{k_l(r)} dr \quad (18)$$

where δ_l^0 is the "spherical" complex phase shift and $k_l(r)$

and $r_t(\lambda)$ is the corresponding local wave number and turning point, respectively. Since $V_{\text{pol}}(r)$ is of a long range and acts in the interval $r_t(\lambda) < r < \infty$, we may replace $k_l(r)$ and $r_t(\lambda)$ by their Coulomb forms.

The stationary phase evaluation of the nearside amplitude $f_N(\theta)$ then yields

$$f_N(\theta) = \frac{1}{k\sqrt{\sin\theta}} \sum_i \left| \frac{\lambda_i}{\Theta'(\lambda_i)} \right|^{1/2} \exp[2i\delta(\lambda_i) - i\lambda_i\theta] \cdot \exp\left[-\frac{\mu}{\hbar^2} \int_{r_t(\lambda_i)}^{\infty} \frac{|\text{Im} V_{\text{pol}}(r)|}{k_l^c(r)} dr\right] \quad (19)$$

At sub-barrier energies, $\Theta(\lambda_i)$ may be considered predominantly Coulomb with a small correction arising from $\text{Re} V_{\text{pol}}(r)$,

$$\Theta(\lambda) = \Theta_{\text{Ruth}}(\lambda) - \frac{1}{E} \frac{\partial}{\partial b} \left[\frac{1}{b} \int_0^{\phi_0} r^2 \text{Re} V_{\text{pol}}(r) d\phi \right] \quad (20)$$

where $\phi_0 = \tan^{-1} \frac{b}{a}$

Our one-stationary-phase-point approximation for $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, then reads

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin\theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right| \exp\left[-\frac{2\mu}{\hbar^2} \int_{r_t^c}^{\infty} \frac{|\text{Im} V_{\text{pol}}(r)|}{k_l^c(r)} dr\right] \quad (21)$$

which, upon evaluating b and $\frac{db}{d\theta}$ to first order in $\Delta\theta$, can be cast into the following

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}(\theta) = \left[1 + \frac{1}{2} \Delta\theta \tan \frac{\theta}{2} + \frac{3}{2} \Delta\theta \cot \frac{\theta}{2} - \frac{d}{d\theta} \Delta\theta \right] \exp \left[-\frac{2k}{\hbar^2} \int_{r_c}^{\infty} \frac{|\text{Im} V_{\text{pol.}}^{\prime}(r)|}{k_1^{\prime}(r)} dr \right] \quad (22)$$

The above formula was found to be quite adequate in describing sub-barrier elastic scattering of heavy ions. For strongly deformed nuclei the inclusion of the low lying 2^+ state in evaluating V results in a almost purely absorptive polarization potential. The correction $\Delta\theta$ due to the real component is quite negligible. Using V' of Eq. (17), then results in

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}(\theta) = \exp \left[-\frac{16}{45} q^2 g(\theta) \right],$$

$$q^2 = \frac{\pi}{5} \frac{k^4}{\hbar^2} \left[\frac{B_T(E_2) g_T(\xi_T)}{Z_T^2 e^2} + \frac{B_P(E_2) g_P(\xi_P)}{Z_P^2 e^2} \right], \quad (23)$$

$$g(\theta) = \frac{9}{4} \left[\frac{1}{3} (\sin \frac{\theta}{2})^4 + (\tan \frac{\theta}{2})^4 \left(1 - (\tan \frac{\theta}{2}) \frac{1}{2} (\pi - \theta) \right)^2 \right]$$

The angular function $g(\theta)$ attains its maximum value of unity at $\theta = \pi$, and it vanishes at $\theta = 0$. The solid lines in Fig. (7a) are simply the $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}$ of Eq. (23) calculated after approximately accounting for the small energy-loss encountered in $^{20}\text{Ne} + ^A\text{Sm}$, through the quantities $g_T(\xi_T)$ and $g_P(\xi_P)$

with $\xi = \frac{1}{2} n \frac{\Delta E}{E}$ (see Refs. 13 and 14).

In the other extreme of scattering of spherical nuclei where Coulomb excitation of low-lying states is negligible, the virtual excitation of giant resonances come into play. Here the adiabatic limit gives a purely real l -independent polarization potential which has the following form for the giant quadrupole case

$$V_{\text{ad. pol.}}^{(2)}(r) = -\frac{4\pi}{25} \left[\frac{z^2 e^2 B_T(E_2) \uparrow}{\Delta E_T^{(2)}} + \frac{z_T^2 e^2 B_p(E_2) \uparrow}{\Delta E_p^{(2)}} \right] / r^6$$

$$\equiv V_0^{(2)} / r^6 \quad (24)$$

where ΔE is the excitation energy of GQR ($\Delta E^{(2)} = \frac{60}{A^{1/3}}$ MeV) and $B(E2)$ is the corresponding reduced excitation probability.

When used in Eqs. (6) and (8), we obtain the following expression for $\frac{\sigma}{\sigma_R}^{(15)}$

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}} = 1 - \frac{V_0^{(2)}}{8E\alpha^6} \frac{\cos^6 \phi_0}{\sin^{10} \phi_0} \left\{ \left[-\frac{3}{2} \tan \phi_0 - \frac{9}{2} \cot \phi_0 \right] \right. \quad (25)$$

$$\left. \begin{aligned} & \cdot \left[-315 \phi_0 + 420 \phi_0 \sin^2 \phi_0 - 120 \phi_0 \sin^4 \phi_0 \right. \\ & \left. + 315 \cos \phi_0 \sin \phi_0 - 210 \cos \phi_0 \sin^3 \phi_0 + 8 \cos \phi_0 \sin^5 \phi_0 \right] \\ & + \frac{1}{2} \left[840 \phi_0 \sin \phi_0 - 480 \phi_0 \sin^3 \phi_0 \cos \phi_0 \right. \\ & \left. - 84 \sin^2 \phi_0 + 960 \sin^4 \phi_0 - 48 \sin^6 \phi_0 \right] \left. \right\} \end{aligned}$$

Though quite small, the deviation from unity of

$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}$ due to the virtual GQR excitation together with other small effects, has been observed recently by Lynch et al.¹⁶⁾.

Although we have presented our expression for $\frac{\sigma}{\sigma_R}$, Eq. (23), that correspond to the case of one real stationary phase point, adequate at sub-barrier energies, the generalization to above barrier energies is quite simple. This comes about as a result of the rather slow l -dependence of $V_{\text{pol}}(r)$, which even in cases involving two stationary phase points, i.e. Coulomb rainbow scattering or Fresnel diffraction, can be factored out as a common factor to both contributions. This is particularly valid near the rainbow angle (or critical Fresnel angle). Therefore we may write in general

$$\frac{d\sigma}{d\sigma_{\text{Ruth}}}(\theta) = \left(\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}(\theta) \right) \exp \left[-\frac{16}{45} q^2 g(\bar{l}(\theta)) \right], \quad (26)$$

where \bar{l} corresponds to the average value of the two stationary phase angular momenta. To show the adequacy of the above description we show in figure (9) the calculation of $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}$ for $^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$ at $E_L = 90$ MeV done both through optical model calculation that included V_{pol} and the result obtained from Eq. (26) with $\left(\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}} \right)_0$ calculated with an optical potential that does not contain V_{pol} . The agreement is very good.

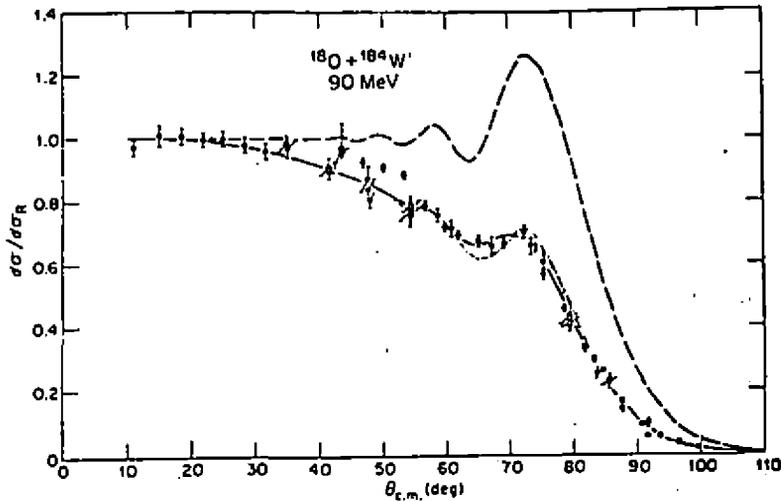


Fig. 9 - Dashed curve is $\left(\frac{\sigma}{\sigma_R}\right)_0$ (Eq. 26) obtained with the optical potential, $V = 40$ MeV, $W = 9.06$ MeV, $r_0 = 1.313$ fm and $a = 0.457$ fm. Full curve is obtained when V_{pol} is added to the potential above. [From W.Love et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 6. The dashed-dotted curve is the result obtained from Eq. (26).

REFERENCES

- 1) See, e.g., M.S. Hussein and K.W. McVoy, "Heavy Ion Optics in the Near/Far Representation", Progress in Particle and Nuclear Physics, in press.
- 2) P. Braun-Munzinger and J. Barrette, Phys. Rep. C87 (1982) 209.
- 3) D. Dehnhard et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 549; erratum, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1574.
- 4) W.E. Frahn et al., Nucl. Phys. A369 (1981) 166.
- 5) W.E. Frahn and M.S. Hussein, Nucl. Phys. A346 (1980) 237.
- 6) L.F. Canto et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 95.
- 7) D.M. Brink, Phys. Lett. 40B (1972) 37.
- 8) R. Broglia and A. Winther, Phys. Rep. 4C (1972) 153.

- 9) T. Kammuri and K. Matsuoka, Nucl. Phys. A366 (1981) 171.
- 10) W.E. Frahn and K. Kauffmann, Phys. Rev. C (1982).
- 11) P. Doll et al., Phys. Lett. 76B (1978) 566.
- 12) C.E. Thorn et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 384.
- 13) A.J. Baltz et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 20; Nucl. Phys. 327A (1979) 221.
R. Donangelo et al., Nucl. Phys. 320A (1979) 422.
- 14) A.J. Baltz, M.S. Hussein and B.V. Carlson. To appear in Phys. Rep.
- 15) A.J. Baltz and M.S. Hussein, Phys. Lett. 132B (1983) 274.
- 16) W.G. Lynch et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 979.

FÍSICA "NÃO NUCLEAR" COM ACELERADORES DE BAIXA E MÉDIA ENERGIA^(*)

Alceu G. de Pinho;

Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica
Cx.P. 38071, Rio de Janeiro, RJ, Brasil

ABSTRACT. Some general aspects of the "non-nuclear" physics that can be done advantageously or even exclusively with low - or medium - energy accelerators are described. A few recent illustrative results are discussed more deeply.

RESUMO. São abordados nesta palestra vários aspectos da Física "não-nuclear" que vantajosa, ou mesmo exclusivamente, podem ser estudados com os feixes iônicos extraídos de aceleradores de baixa e média energia (alguns keV até alguns MeV por núcleon). Numa primeira parte, é apresentado um painel bastante amplo que procura cobrir a maior parte dos tópicos abordados nessa última década. Os pontos onde existe, hoje em dia, uma maior concentração de interesse são destacados. Na parte final, foram escolhidos alguns resultados recentes para exemplificar, com maior detalhe, a natureza dos objetivos, da metodologia e dos resultados obtidos. A apresentação é feita com uma ênfase mais didática que de detalhe técnico. Uma bibliografia atualizada de caráter bastante geral é apresentada.

I - INTRODUÇÃO

Há cerca de quinze anos, com o advento de uma nova geração de aceleradores eletrostáticos, surgiu um grave problema: que tipo de física fazer com os Van de Graaff's de até 6 MeV, com os Cockcroft-Walton's e outras máquinas da mesma categoria? Só nos Estados Unidos, essas máquinas eram quase 200 em 1968.

(*) Trabalho financiado parcialmente pelo CNPq e pela FINEP.

Transcrição da palestra proferida, a convite, em 4/9/83, em Itatiaia, R.J..

Em todo o mundo, talvez 400. Depois da desativação de algumas delas, no início da década de 70, o número de aceleradores desse tipo voltou a aumentar consideravelmente, com a entrada em cena dos implantadores de íons. As soluções encontradas abriram perspectivas tão amplas e inesperadamente tão férteis que, hoje em dia, mesmo nas máquinas mais modernas e de muito maior energia, uma fração importante do tempo é dedicada à física não-nuclear.

Durante quase uma década, sentia-se na atividade não-nuclear em torno dos aceleradores de baixa e, depois, de média energia (até ~15 MeV/nucleon) um ranço de Física Nuclear. Isso devia-se à formação dos profissionais que giravam em torno dos aceleradores e, principalmente, à infraestrutura material disponível. Não havia sentido em abandonar o que já existia, em termos de equipamentos e periféricos, e partir para novos investimentos em campos às vezes ainda mal definidos. Em resumo, faltava uma vocação específica e genuína.

Em 1968, a National Academy of Sciences editou um pequeno livro, encomendado pelo comitê de Física Nuclear do NRC, chamado "Novos usos para os aceleradores de baixa-energia" do qual cerca de metade tratava ainda de Física Nuclear. A esse relatório seguiram-se as reuniões periódicas de Denton, no Texas, (Conferências internacionais sobre as aplicações de pequenos aceleradores), as quais tem sido um excelente fórum de debates sobre que problemas de Física não-nuclear podem ser convenientemente atacados com uma parafernália concebida para outros fins. Acabou-se descobrindo, com um pouco de imaginação, que se dispunha de um arsenal poderosíssimo e frequentemente único para atacar inúmeros problemas de Física Atômica, Física Molecular, Física dos Sólidos, Físico-Química, Física das Superfícies, etc...

Na já mencionada publicação da NAS é dito: "Deve ser considerado que um redirecionamento no uso de um acelerador ou qualquer outro tipo de instrumento deve ser motivado, primariamente, por uma mudança nos objetivos e nas aspirações dos seus usuários. Novos campos e novos conceitos devem ser explorados e novas técnicas devem ser aprendidas. Uma dedicação especial é indispensável, sempre que ocorre um esforço de reorientação significativo".

Esta abertura de novas perspectivas em física, com o uso de aceleradores, foi uma das grandes contribuições dos físi-

cos nucleares que, durante os primeiros anos dessa fase de reorientação, fizeram o esforço praticamente sozinhos. São depois de demonstrada cabalmente a importância dessa nova frente, é que se juntaram a eles físicos com outro tipo de formação e, hoje, já há em torno dos aceleradores numerosos pesquisadores já formados especificamente dentro das novas perspectivas. A etapa dita de transição está definitivamente superada.

Um pequeno ou médio acelerador fornece feixes primários monocarregados desde, tipicamente, algumas dezenas de keV até umas poucas dezenas de MeV. O que se faz é uma física de colisões e, como em Física Nuclear, a ênfase pode ser sobre os mecanismos de colisão ou sobre a estrutura dos sistemas em colisão. As tradicionais conferências internacionais chamadas ICPEAC (Conferência internacional sobre a física das colisões atômicas e eletrônicas) e ICACS (Conferência internacional sobre colisões atômicas em sólidos) e, posteriormente, as conferências X (Física das camadas internas e dos raios X de átomos e sólidos) tornaram-se pontos de encontro de uma multidão de pesquisadores que, partindo de horizontes os mais diversos, encontraram um enorme campo comum de interesse. Esse fenômeno de iluminação mútua foi um dos mais curiosos da evolução recente da Física e deu à atividade que se desenvolve em torno dos aceleradores que foram convertidos (ou são usados prioritariamente) para fins não-nucleares um caráter eminentemente inter-disciplinar. É importante notar que até mesmo ramos estritamente aplicados da física, como as numerosas técnicas analíticas baseadas no uso de aceleradores que foram desenvolvidas na última década, puderam florescer à sombra respeitável da física básica sem as usuais acusações de escapismo.

A contribuição dada pela Física a outros ramos da Ciência, como a Metalurgia e a Ciência dos Materiais em geral, a Ecologia e mesmo a Medicina, através do uso de aceleradores, foi muito grande nesta última década. No entanto, será um erro grosseiro imaginar, como ocorre com alguma frequência, que os aceleradores de baixa energia tenham se direcionado, prioritariamente, para a Física Aplicada ou até para campos fora dos limites tradicionais da Física. É de Física Básica ou Física Fundamental que se trata na grande maioria dos casos. É a Física de sistemas onde a interação é bem conhecida, a velha interação eletromagnética, e dos quais, ingenuamente, imaginava-se já com

preender tudo.

Não será possível, no tempo de que disponho, esgotar o campo extraordinariamente amplo da física não-nuclear que pode ser feita, vantajosamente e mesmo exclusivamente, com aceleradores. Além disso, embora eu esteja há dez anos envolvido com essa espécie de física, não me sinto capaz de aprofundar um painel completo de áreas tão diversificadas quanto complexas. Assim sendo, vou traçar inicialmente um quadro muito geral das atividades que, globalmente, podem ser classificadas dentro do título desta palestra e, em seguida, através de alguns exemplos, procurar ilustrar, com algum detalhe, que tipo de conhecimento se pode ganhar com essa física.

Começarei pois com uma relação, certamente parcial, em que o material foi agrupado de forma um tanto arbitraria. Ela, no entanto, corresponde a cerca de 95% da atividade não-nuclear em torno de aceleradores de ions onde essa percentagem corresponde a pesquisadores x horas de máquina.

Para a parte geral deste relatório indicamos como bibliografia os Anais das Conferências acima mencionadas e o livro da Plenum Press, editado por J. Ziegler, "New uses of ion accelerators" (New York, 1975). Para os trabalhos descritos com algum detalhe, mais adiante, serão dadas as referências específicas.

II - Panorama Geral

I - Processos de Interação e de Excitação

1.A - Átomos isolados ou espectroscopia de feixe de ions.

- i) Espectros atômicos (iônicos) e níveis de energia.
- ii) Tempos de vida e probabilidades de transição. Forças de oscilador.
- iii) Transições proibidas, raios de intercombinação, níveis metaestáveis.
- iv) Espectroscopia de alta resolução e estudos de estruturas finas e hiperfinas. Fatores de Landé.
- v) Batimentos (Stark, Zeeman e quânticos).

Após desempenhar um papel fundamental no desenvolvi-

mento da física moderna no início do século, a espectroscopia atômica parecia estagnada há cerca de duas décadas atrás. Limitações experimentais impediam o acesso a átomos com ionização múltipla bem como a muitas transições provenientes de estados metaestáveis. A técnica introduzida por Kay e Bashkin^{1,2} em 1963-1964 provocou um novo despertar nesse ramo da física, dando lugar a um extraordinário desenvolvimento experimental e teórico. Hoje, outras técnicas se juntaram àquela proposta por Bashkin e podem ser grupadas sob o nome genérico de "espectroscopia de feixes de ions". Elas consistem em produzir estados excitados num feixe de partículas aceleradas estudando-se sua evolução no vácuo, através da observação da radiação eletromagnética emitida. Inicialmente o feixe de ions, de algumas centenas de keV a algumas dezenas de MeV, era excitado ao atravessar um alvo, ou jato de gás (BGS) ou um alvo sólido muito fino (BFS). Mais recentemente, excitações produzidas por um feixe laser vêm sendo utilizadas apresentando a vantagem de serem altamente seletivas.

É possível excitar praticamente a quase totalidade dos elementos (até mesmo com separação de isótopos, se tal for necessário). Com alvos sólidos ou gasosos, os estados de carga obtidos correspondem, geralmente, a uma distribuição de equilíbrio, função da velocidade do ion, selecionando-se, em seguida, o estado de carga de interesse. Desse modo, se consegue facilmente ions pesados multicarregados que são analisados, isolados e conservados por tempos relativamente grandes (em voo) o que seria impossível com os métodos convencionais de espectroscopia.

As grandes vantagens da espectroscopia de feixe de ions são:

a) Uma baixa densidade do "plasma", eliminando os processos de autoabsorção e as colisões secundárias (evitando, por exemplo, a desexcitação por colisão o que permite o estudo de transições proibidas e processos radiativos de ordem superior). Igualmente, é possível o fácil acesso a estados de Rydberg em ions atômicos e até moleculares.

b) A resolução espacial sendo elevada e o tempo de interação sendo breve, consegue-se uma excelente resolução temporal. O método do tempo de voo se impõe como extremamente adequado para o estudo da evolução temporal dos sistemas excitados.

c) É possível aplicar aos estados excitados, num instante escolhido ao longo de sua evolução temporal, perturbações mais ou menos breves como campos elétricos ou magnéticos, constantes ou pulsados. Estudos do deslocamento Lamb em ions hidrogenoides de Z elevado e de batimentos de todos os tipos (inclusive sem campo, como é o caso dos chamados batimentos quânticos) se tornaram acessíveis.

d) A radiação emitida pode ser parcialmente polarizada, em consequência da direcionalidade associada à existência de um feixe. Isso introduz uma anisotropia que se manifesta por um alinhamento parcial dos momentos angulares dos estados excitados.

Além do interesse intrínseco desses estudos, que permitiram uma notável expansão das tabelas espectroscópicas e testes importantes na eletrodinâmica quântica e nas correções relativísticas associadas a ions de Z elevado, há um amplo campo de aplicação ao estudo de plasmas quentes e em astrofísica (p.ex. determinação da abundância relativa dos elementos). A excitação por laser ganha hoje uma importância crescente como método de excitação dos feixes acelerados mas a compreensão do mecanismo de interação alvo-feixe no caso da BFS ficou como um problema ainda em aberto. Este último ponto será novamente abordado em seções seguintes.

Recentemente, Briand et al (Conferência X-82, Eugene, Oregon) produziram, no Super-Hilac, ions de Fe^{25+} de 8,5 MeV/nucleon. Ao invés de, como se faz tradicionalmente, estudaram o deslocamento Lamb através da observação da separação $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$, que depende essencialmente dos efeitos da eletrodinâmica quântica (EDQ) em $2s_{1/2}$, o grupo do LBL observou, separadamente, as transições $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ e $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$, onde o deslocamento Lamb se manifesta, principalmente, em $1s_{1/2}$. O teste na EDQ ainda não é crítico com $Z=26$ mas essa experiência abre perspectivas para que um teste definitivo possa ser feito brevemente.

Com ions hidrogenoides ou helioides, são também interessantes os estudos de processos radiativos de ordem mais elevada que o simples dipolo elétrico, ou de transições de ordem multipolar elevada. A dependência em Z dessas transições é muito mais forte que na transição dipolar. Por exemplo: a) transições

do tipo 2E1 devem variar com Z^6 e devem ser observadas em ions hidrogenóides ($2s \rightarrow 1s$) ou helioides ($1s2s^1S \rightarrow 1s^2^1S$), b) transições M1 relativistas vão com Z^{10} e podem ser observadas em ions helioides ($1s2s^3S \rightarrow 1s^2^1S$), c) transições M2 vão com Z^8 e podem ser observadas em ions helioides ($1s2p^3P_2 \rightarrow 1s^2^1S$).

1.B - Átomos em interação (colisões isoladas)

- i) Excitação coulombiana direta.
- ii) Modelo molecular de colisão. Colisões quase-simétricas.
- iii) Captura eletrônica radiativa.
- iv) Captura e perda de elétrons no contínuo. Elétrons de comboio.
- v) Processos de segunda ordem.

Um acelerador é também instrumento indispensável no estudo da interação íon-átomo. No estudo dessas colisões, o interesse pode ser tanto a espectroscopia de camadas profundas como o mecanismo de interação. Contrastando com a situação da seção anterior, onde se observavam radiação UV, radiação na faixa ótica e até mesmo radiação de comprimento de onda superior, a radiação eletromagnética observada é, agora, tipicamente na faixa dos raios X. O grande desenvolvimento desse campo teve como outro fator estimulante a realização de detectores de alta eficiência e boa resolução para fótons de 2 a 100 keV, como é o caso dos detectores de Si(Li) e de Ge intrínseco. A resolução desses detectores está ainda longe da resolução alcançada com um detector a cristal mas a excelente eficiência compensa, por vezes, essa limitação. No caso de energias muito baixas, é recomendável trabalhar sem janela e evitar qualquer outro meio absorvente entre o alvo e o detector. Uma técnica complementar à detecção de raios X é a observação de elétrons (transições Auger e Coster-Kronig). Justamente, um problema fundamental ainda não resolvido e que, frequentemente, limita a obtenção de melhores resultados e testes mais acurados dos diferentes modelos teóricos é o conhecimento exato das probabilidades relativas dos mecanismos radiativos e não-radiativos em competição. É possível medir seções de choque totais por subcamada (K, L_I, L_{II}, L_{III} , etc...) ou seções de choque diferenciais. Cada ângulo de espalhamento corresponde, numa descrição semi-clássica da interação,

a uma trajetória definida por um parâmetro de impacto. Tanto se pode medir (com um espectrometro magnético ou eletrostático) a perda de energia característica da partícula espalhada em cada ângulo para identificar o processo de colisão como também se pode detectar coincidências entre o projétil espalhado e a radiação (X ou Auger) emitida. A compreensão da dinâmica de colisão parte de dois modelos bem diferentes. Um deles é a excitação coulombiana direta, apropriado quando os projéteis são leves, como prótons e partículas alfa, e energéticos (energias da ordem do MeV), que pode ser tratada em várias aproximações (SCA, BEA, PWBA). O outro é o modelo molecular, apropriado quando as velocidades são muito baixas e/ou o sistema é razoavelmente simétrico. O processo de colisão é então bastante adiabático e a interação entre todas as cargas em presença (nucleares e eletrônicas) deve ser considerada. Forma-se, nesse caso, um sistema intermediário que é uma espécie de "quase-molécula". Em particular os raios-X "moleculares" podem ser observados no caso de colisões sucessivas. Isto permite simular a estrutura eletrônica de um átomo super-pesado (onde o "átomo composto" tem $Z = Z_1 + Z_2 \gg 92$) e, de novo, testes importantes da eletrodinâmica quântica podem ser efetuados (como a emissão de um par elétron-pósitron quando da produção de uma vacância na camada K de "átomos" com $Z \geq 170$, pois, neste caso, a camada K está mergulhada no mar de Dirac).

Mencionaremos, a seguir, alguns exemplos de resultados muito recentes em física atômica, obtidos com ions pesados de alta energia. O primeiro, de Schuch et al., está publicado no número de julho de 83 do J. Phys. B. Trata-se do estudo da dependência da probabilidade de ionização na camada K com o estado de carga do ion incidente. Foram estudadas as colisões simétricas $Kr^{q+} + Kr$ e $Xe^{q+} + Xe$. Para obter estados de carga elevados, com vacâncias até na camada L, são necessárias energias por nucleon muito elevadas sobre um "post-stripper" (6,0 MeV/nucleon no Kr para obter q até 33 e 8,7 MeV/nucleon no Xe para obter q até 47). Ocorre que essas energias são muito elevadas para os estudos de ionização na camada K, numa região em que o modelo de orbitais moleculares permite uma análise cômoda dos resultados. O sistema de pós-aceleração do GSI de Darmstadt foi então utilizado para desacelerar os projéteis de Kr e Xe até 2,8 e 3,6 MeV/nucleon, respectivamente. A desaceleração de ions multi-carregados é também prática corrente na máquina do ANL.

O segundo exemplo é o já mencionado teste da EDQ com a observação de pósitrons na colisão de ions pesados com a captura na camada K de elétrons do mar de Dirac. Em Darmstadt, foram estudadas as colisões U+U e, mais recentemente, Greenberg et al. observaram U+Cm a 5,8 MeV/nucleon (ver artigo de Backe nos anais da Conferência sobre colisões núcleo-núcleo, Michigan, setembro de 82).

Um fenômeno completamente novo que foi observado com projéteis quase nus é a captura eletrônica radiativa. A grandes velocidades e para estados de carga elevados, o acoplamento com o campo eletromagnético é importante mesmo durante um tempo de colisão extremamente curto. O processo de captura eletrônica é acompanhado pela emissão de raios X cujo espectro contínuo reflete a distribuição inicial de momento do elétron capturado. Isto pode ser a fonte de alguns raios X observados em astrofísica (colisões de raios cósmicos muito energéticos com nuvens de gás) e pode ser um processo usado para estudar a distribuição de velocidade dos elétrons de condução nos sólidos.

A física das camadas mais internas difere qualitativamente em vários aspectos importantes daquela relacionada com os elétrons menos ligados. Para vacâncias profundas, os efeitos de correlação são pequenos. Dessê modo, efeitos relativísticos e de EDQ, que podem ser apreciáveis, podem ser melhor explorados com grande precisão porque os aspectos de muitos corpos do problema eletrônico são limitados e as aproximações correntes de campos autoconsistentes tornam-se bastante confiáveis.

Uma vista de conjunto dos problemas básicos a que se refere esta seção é apresentada nos dois volumes do livro "Atomic Inner-Shell Processes" editado por B. Crasemann.³ Destacamos, ali, o artigo de Madison e Merzbacher. É verdade que, após a publicação desses dois volumes, em 1975, uma quantidade extraordinária de resultados experimentais e teóricos foi publicada, mas como ponto de partida para uma abordagem sistemática dos problemas discutidos nesta seção eles são ainda adequados.

1.C - Meios densos

- i) Excitações elementares do meio: eletrônicas e vibracionais.
- ii) Interação das excitações produzidas pelas partí-

culas carregadas. Diferentes aspectos da deposição de energia ao longo da trajetória de partículas carregadas num sólido. Aplicações: detetores de partícula e efeitos biológicos da radiação.

iii) Interações com a superfície. Pulverização, emissão de ions secundários e retrodifusão.

Do ponto de vista da interação partícula carregada-matéria, a passagem de um meio pouco denso para um meio denso se traduz por diversos aspectos novos:

a) A densidade elevada de átomos no alvo implica na importância das colisões múltiplas e num tratamento estatístico.

b) As excitações mais prováveis envolvem os elétrons das camadas externas que estão em estados próprios da fase condensada e não mais dos átomos (ou moléculas) isoladas. A maioria dos efeitos observados devem, pois, ser analisados em termos das excitações elementares características do meio condensado. No caso de excitações de elétrons de camadas profundas, as que não são alteradas pela estrutura da fase condensada, recaímos no que foi discutido na seção anterior.

c) As distâncias médias entre excitações criadas ao longo das trajetórias das partículas (ions primários, elétrons secundários, ...) são, às vezes, suficientemente pequenas para que processos de interação entre os estados excitados se manifestem.

d) Alguns efeitos particulares podem ocorrer na interface do meio denso com o vácuo exterior, fazendo aparecer características físicas e/ou químicas próprias das superfícies.

É usual, na interação partícula-matéria condensada, considerar separadamente os efeitos sobre o meio-alvo e sobre as partículas-projéteis (seção seguinte). É claro que tal distinção não pode ser feita rigorosamente em muitos casos como é um exemplo o efeito esteira que será abordado na próxima seção.

Nossa compreensão da resposta da matéria condensada

ã ação de uma partícula carregada rápida que a atravessa é muito mais rudimentar do que a nossa compreensão dos efeitos sofridos pela própria partícula incidente. As informações que são obtidas sobre o comportamento do meio são, em geral, muito indiretas e difíceis de serem analisadas. Praticamente quase tudo o que sabemos sobre os efeitos de partículas carregadas que incidem sobre a matéria condensada diz respeito a efeitos mais ou menos permanentes e diretamente observáveis, mas todos esses efeitos nada mais são que a consequência final de um conjunto complexo de fenômenos elementares transitórios. Assim, é preciso conhecer a natureza e a evolução das excitações elementares no meio irradiado e as interações entre excitações nas vizinhanças da trajetória das partículas. Os diversos tipos de matéria condensada (metais, semi-condutores, isolantes...) que apresentam espectros de excitação diferentes devem ser considerados separadamente.

é evidente que do ponto de vista de aplicações esta é uma área particularmente fértil. Citaremos apenas os detectores de partículas como a aplicação mais óbvia.

O impacto de ions ou de átomos neutros, a partir de uns poucos keV de energia, sobre alvos sólidos provoca a ejeção de átomos ou grupos de átomos, de ions simples ou poliatômicos de carga positiva ou negativa, de ions multicarregados bem como a emissão de fótons e elétrons. Quanto aos componentes do feixe incidente eles podem se implantar ou serem retroespalhados pelas camadas mais superficiais do alvo. Apesar dos progressos importantes realizados nos últimos 15 anos no estudo de tais fenômenos, a variedade dos processos e sua complexidade são tais que muito tem ainda que ser feito simplesmente para completar o inventário das características experimentais das diversas emissões, sem falar nos modelos ou teorias que pretendem explicá-las. Estes fenômenos são largamente aproveitados nos diferentes métodos de microanálise que serão citados mais adiante e os progressos no conhecimento fundamental desses fenômenos contribuirão para melhorar as técnicas existentes ou a fazer aparecer técnicas novas.

Atualmente há um interesse considerável nos estudos de pulverização (erosão) de superfícies pelo bombardeio de diferentes ions. O rendimento do processo (número de ions emitidos por ion incidente) pode ser surpreendentemente elevado (10^3

a 10^6 !) o que torna crucial o entendimento do processo de rápida transferência de energia. Nessa linha mencionaremos os estudos de desorção e as técnicas de implantação de íons seguida da erosão da superfície, de grande importância na tecnologia de fabricação de componentes para micro-eletrônica.

1.D - Passagem de partículas carregadas através da matéria

- i) Meios não cristalinos. Perda de energia média e dispersão, alcance, espalhamento múltiplo, trocas de carga. Estados de carga no interior de um sólido.
- ii) Efeito de esteira.
- iii) Meios cristalinos. Canalização. Aplicações variadas, inclusive em Física Nuclear (medida de tempos de vida muito curtos pelo método do bloqueio).

Quando um projétil rápido penetra num sólido, ele sofre interações com os elétrons, com os átomos e mesmo diretamente com os núcleos atômicos do meio atravessado. Essas interações tendem a reduzir sua velocidade, a defletir sua trajetória e, eventualmente, a provocar no projétil uma excitação atômica ou a modificar seu estado de carga. Na matéria condensada não ordenada (meios não cristalinos), o estudo teórico se reduz a uma sucessão de colisões independentes mas é preciso levar ainda em conta as interações entre os átomos do meio, isto é, a estrutura eletrônica do sólido. Essas interações explicam as diferenças de comportamento observadas nos fenômenos de penetração nos meios sólidos amorfos e nos gases. Num meio cristalino, o correlacionamento das deflexões por átomos ao longo de um eixo ou de um plano cristalino pode dar à partícula incidente uma trajetória quase oscilante. Esse efeito direcional, conhecido como canalização, se transformou numa linha de pesquisa totalmente nova iniciada a partir do início dos anos sessenta por sugestão de Robinson e Oen⁴. Finalmente, nos sólidos policristalinos observa-se uma superposição estatística do efeito dos diversos grãos, efeito ainda mal explorado e conhecido.

Num meio não cristalino, o íon incidente é desacelerado por colisões com os elétrons do meio (poder de freiamento e-

letrônico) ou por choque átomo-átomo que deslocam os núcleos do meio, efeito conhecido como poder de freiamto nuclear. Só para velocidades incidentes muito baixas, inferiores à velocidade de Bohr, $v_0 \sim 2 \times 10^8$ cm/s, o freiamto nuclear se torna importante (essa velocidade corresponde aproximadamente a protons de 20 keV). O estudo do poder de freiamto eletrônico, dominante para todas as demais velocidades incidentes, constitui um problema teórico de grande complexidade ao qual se consagraram, desde várias décadas, muitos físicos eminentes, a começar por Niels Bohr. Recentemente, problemas novos trazidos por informações experimentais como a canalização, o conceito de esteira deixada por um ion rápido no gás de elétrons do sólido atravessado e resultados obtidos com ions pesados vieram reativar interesses experimentais e teóricos. Os pontos mencionados em 1-D-i são muito conhecidos para que nos detenhamos sobre eles⁵. E no domínio das trocas de carga, com a determinação das seções de choque dos processos elementares de captura e perda de elétrons, bem como a determinação da distribuição dos estados de carga de equilíbrio, que foram feitos progressos recentes mais significativos. De interesse especial foi a verificação experimental de que sistemas com um número reduzido de elétrons (como H^0 , H_2^+ , He^+ no caso de sistemas com um elétron ou He^0 , H_3^+ no caso de sistemas com dois elétrons) podem atravessar folhas finas com uma probabilidade significativa de não perder seus elétrons. Esta constatação leva a indagações sobre a descrição de tais sistemas no interior dos sólidos. Evidentemente, o sólido não se comporta simplesmente como um meio gasoso de densidade mais elevada e os estados de carga normalmente observados no equilíbrio não são necessariamente os mesmos no interior do sólido. Igualmente importante é o estudo de fenômenos que, aparentemente, ocorrem na interface sólido-vácuo como os já mencionados elétrons de comboio⁶. Aliás um problema fundamental é a distinção dos efeitos de volume dos efeitos de superfície.

Os fenômenos de esteira são melhor evidenciados com feixes de ions moleculares pois, nesse caso, há projéteis que se deslocam dentro do sólido a poucos angstroms uns dos outros e um deles pode se deslocar na esteira deixada pelo outro. Além disso, alguns elétrons podem ser aprisionados no potencial de esteira criado pelo ion em movimento e isso introduz um elemento novo em problemas como troca de carga ou recombinação de ions

moleculares na superfície de saída do ion.

Uma característica marcante da canalização de partículas através de um meio cristalino é a redução da taxa de produção de processos físicos que decorrem de colisões com pequenos parâmetros de impacto, como as reações nucleares e até a ionização de camadas internas.

Já que a assistência é exclusivamente de físicos nucleares vale a pena dizer algo sobre a utilização de técnicas de canalização em Física Nuclear. O aspecto mais específico dessa utilização é a medida direta de tempos de vida de 10^{-15} a 10^{-18} s os quais não são acessíveis por outros métodos. Para tal, estuda-se a distribuição angular de saída de partículas emitidas por um núcleo de recuo inicialmente em posição substitucional dentro de um cristal. Se a partícula foi emitida enquanto o núcleo de recuo está ainda nas vizinhanças imediatas de sua posição inicial, isto é, a uma distância da ordem da amplitude média das vibrações térmicas ou seja $\sim 0,1\text{\AA}$, a probabilidade de ela sair do cristal paralelamente a uma dada direção cristalográfica é extremamente pequena; trata-se do bem conhecido efeito de bloqueio.

Em outras palavras, quando partículas carregadas positivamente são espalhadas ou emitidas por núcleos que ocupam suas posições normais numa rede cristalina, estas partículas não podem sair do cristal segundo eixos ou planos cristalinos de baixo índice devido à inevitável colisão que sofrerão com outros átomos ao longo dessas direções. A distribuição angular das partículas emergentes mostra mínimos acentuados ao longo dessas direções. A largura desses mínimos é, tipicamente, uns poucos décimos de grau. No caso de uma reação nuclear, se o núcleo composto é formado pela colisão de uma partícula de massa m e energia E com um alvo de massa M , ele irá recuar com energia igual a $Em/(M+m)$; sua energia será tipicamente de alguns MeV e sua velocidade da ordem de 10^8cms^{-1} . Se o núcleo composto tem uma vida média de 10^{-17} s, ele percorre uma distância da ordem de $0,1\text{\AA}$ antes de emitir o produto da reação que pode ser uma partícula carregada secundária ou um fóton, no caso de uma reação de captura. Se o recuo é perpendicular a um plano ou um eixo de baixo índice, então as partículas emitidas em distâncias maiores que a amplitude da vibração térmica da rede não são bloqueadas, como seriam caso não houvesse recuo, no caso da observação ser feita ao lon-

go do plano ou eixo considerado. As modificações observadas na distribuição angular permitem determinar a distância média de recuo e , a partir daí, conhecida a velocidade de recuo, o tempo de vida com um erro típico de 20 a 30%.

2. Modificações estruturais induzidas nos sólidos por irradiação

2.A-i) Criação de defeitos nas redes e estudo das propriedades dos defeitos.

ii) Estruturas de não equilíbrio.

2.B - Efeitos macroscópicos da irradiação

- i) Modificação nas propriedades de transporte atômico.
- ii) Modificação nas propriedades mecânicas, elétricas e magnéticas.
- iii) Aplicações.

A irradiação pode modificar profundamente as propriedades de um sólido. Trata-se de um fato conhecido desde o início do século mas que só começou a ser estudado sistematicamente a partir dos anos 40, quando da construção dos primeiros reatores. A proximidade desse campo com as preocupações tecnológicas é evidente mas, com o desenvolvimento do que se chama hoje Ciência dos Materiais, muitos problemas fundamentais associados ao estudo dos "efeitos de radiação" cresceram em importância. As modificações de propriedades produzidas pela irradiação decorrem da desorganização da estrutura cristalina devida à transferência de momento entre partículas incidentes e átomos do alvo, a reações nucleares ou a ambas ao mesmo tempo. Elas podem ser analisadas em termos de defeitos de rede que, por ordem de complexidade crescente, podem ser puntiformes (lacunas, intersticiais, impurezas), lineares (discordâncias), ou a duas ou três dimensões. Os defeitos de rede desempenham um papel fundamental nas propriedades óticas, elétricas, magnéticas e mecânicas dos sólidos. A implantação iônica, originariamente simples processo de dopagem, tornou-se um poderoso meio de estudo das propriedades dos sólidos, permitindo mesmo que se criem novos sistemas com pro-

priedades especiais. O aparecimento, há vinte anos, de computadores rápidos e de grande capacidade de memória muito ajudou no desenvolvimento desse campo, permitindo simulações antes impensáveis. Por outro lado, foi a indústria dos computadores uma das grandes beneficiadas com o grande progresso conseguido na indústria de semicondutores com a implantação por meio de aceleradores de partículas.

A criação de novas ligas e compostos, em particular ligas supercondutoras e compostos semicondutores, a amorfização e profundas modificações em propriedades mecânicas (propriedades volumétricas ou superficiais) e catalíticas, por implantação iônica, são pontos de grande interesse prático que, de tão bem conhecidos, é inútil enfatizar aqui. Trata-se de tecnologias que em poucos anos passaram da bancada do pesquisador para a produção industrial em série, muito embora tenham ficado para trás numerosos e complexos problemas fundamentais a resolver.

Apenas a título de exemplo, citaremos alguns campos onde a atividade em pesquisa é grande nos dias de hoje. Vamos distinguir a implantação em alvos grossos, onde essencialmente alteram-se as propriedades da superfície, da implantação em filmes finos, em que todo o volume irradiado tem suas propriedades modificadas. No primeiro caso, a alteração substancial da resistência ao desgaste, corrosão e oxidação de vários metais e ligas quando bombardeados com doses adequadas de certos ions é fato já incorporado às tecnologias correntes até em mecânica pesada (embora os fenômenos que estão por trás dessas transformações sejam mal compreendidos e, portanto, sejam objeto de intensas investigações). No segundo caso, as alterações de resistividade elétrica e os fenômenos de ordem-desordem são os pontos de maior interesse atual. Interessantes são também os estudos recentes de difusão colisional de filmes em substratos.

Citamos como referência geral, a série "Defeitos em Sólidos Cristalinos" editado pela North Holland, em especial os volumes 1, 8 e 10.⁷ No final da seção 3 deste capítulo, quando tratarmos de técnicas analíticas, voltaremos a apresentar como exemplos alguns problemas mencionados acima.

3. Microanálise elementar e isotópica (Aplicações)

O conhecimento das leis que governam o comportamento

das diversas partículas tais como fótons, elétrons, prótons, alfas, nêutrons etc foi adquirido, em grande parte, através da observação de suas interações com a matéria ou, mais precisamente; com alvos de natureza bem conhecida. A microanálise por feixe de partículas consiste em inverter os dados do problema: conhecidas as leis de interação das partículas com a matéria, podemos, observando os efeitos de um feixe bem caracterizado bombardeando um alvo de natureza desconhecida, obter informações sobre este último. Os feixes e aceleradores que os produzem são utilizados, nestes casos, apenas para provocar o fenômeno objeto das observações (emissão de raios X, espalhamento coulombiano, reações nucleares, etc). O conjunto de técnicas baseadas no uso de aceleradores permite atingir grande sensibilidade e reprodutibilidade. Em alguns casos podemos fazer análise multielementar, noutros análise isotópica, noutros estudos de superfície, noutros estudos de volume, inclusive com o levantamento de perfis de concentração em função da profundidade. A primeira técnica analítica baseada em métodos nucleares a ser largamente empregada foi a análise por ativação com neutrons. Mais recentemente, muitas outras técnicas foram desenvolvidas, utilizando feixes de partículas carregadas. As técnicas mais em voga podem ser grupadas do seguinte modo:

A. Análise por ativação por meio de partículas carregadas.

B. Microanálise pela observação direta de radiações induzidas por feixes de partículas carregadas com energia da ordem de MeV.

- i) Observação direta de reações nucleares com destaques para reações inversas que permitem a análise de elementos leves como H e He.
- ii) Retrodifusão coulombiana (RBS).
- iii) Observação de raios X induzidos por íons (PIXE).
- iv) Observação de íons secundários (SIMS).
- v) Observação de elétrons Auger induzidos por íons (AES).

C. Microanálise com feixes iônicos de baixa energia (estudo da primeira camada atômica de um sólido).

D. Caracterização de estados cristalinos e localização de defeitos por canalização.

Será talvez oportuno comentar aqui como as técnicas analíticas podem ser utilizadas para a interpretação de resultados de experiências de física feitas em outro contexto. Por exemplo, o bombardeamento de superfícies por ions de energias de alguns keV até alguns MeV, provoca o fenômeno de pulverização (sputtering). É essencial conhecer o rendimento (número de átomos emitidos no semi espaço de onde provem o feixe, por ion incidente), a natureza dos átomos emitidos, no caso do alvo ser uma liga ou uma mistura, e sua distribuição angular. Para tanto, é comum cobrir o alvo com uma pequena calota esférica com um furo em sua parte central por onde passa o feixe incidente colimado. Os átomos ou agregados de átomos pulverizados vão se incrustar na parede interna da calota, em geral de carbono ou revestida de alumínio. Técnicas de PIXE e RBS são usadas para fornecer respostas às perguntas acima formuladas.

Vale a pena mencionar também o aspecto complementar dos aceleradores de que estamos nos ocupando. Um implantador de ions trabalha normalmente com tensões que vão até 200 ou 400kV. Dependendo das massas da matriz e do material implantado, a técnica de RBS se impõe para analisar o perfil da implantação. Ora, o implantador só pode fornecer ions He^{++} até 400 ou 800 keV, conforme sua tensão máxima. Isso limita enormemente sua utilidade como instrumento de análise. Um acelerador de 2 a 6 MV é então indispensável para a análise por RBS. Apenas para ilustrar, mencionaremos o problema muito atual de mistura (ion beam mixing) em que uma camada superficial fina é empurrada para dentro de uma amostra por colisões devidas a um feixe, frequentemente de um terceiro elemento (em geral um gás como o argônio). Sendo as massas que se misturam comparáveis, o perfil da distribuição final deve ser obtido com alta resolução que pode mesmo exigir a execução de RBS com ions pesados de alta energia, se as massas forem muito próximas.

Quando se trata da implantação de ions leves (hidrogênio, bolhas de hélio etc...), outras técnicas analíticas se impõe como as reações nucleares inversas. Enfim, boa parte das experiências de implantação são complementadas com o uso de outro acelerador com o qual se determinarão os efeitos da implantação.

III - Exemplos

Neste capítulo apresentamos alguns exemplos que ilustram a natureza dos resultados que podem ser obtidos em colisões de feixes atômicos ou moleculares sobre diversos alvos. Ora vamos nos interessar pelas propriedades do feixe, ora pelas propriedades do alvo. Esses exemplos são trabalhos publicados a partir da segunda metade de 82, ou em fase de publicação, ou ainda em fase de realização ou testes preliminares. Na seleção desses trabalhos foram adotados os critérios de serem trabalhos recentes e, ao mesmo tempo, de serem compressíveis de modo a se manterem ainda compreensíveis, quanto a objetivos, métodos e resultados, em pouco mais de cinco minutos de exposição cada um. Houve também a preocupação de cobrir diferentes técnicas como BFS, dE/dx , efeito esteira, emissão de raios X pelo alvo etc. A escolha é, portanto, arbitrária, não tendo entrado nela qualquer critério de valor relativo.

III.1 - Observação de estados de vida longa nas moléculas H_3 e HHe e a natureza dos estados observados.⁹

É fato bem sabido que as moléculas H_3 e HHe não são estáveis em seus estados fundamentais, ao contrário dos ions H_3^+ e HHe^+ .

Os ions moleculares com carga $q = +1$, ao atravessarem um alvo, em geral se dissociam. Entretanto, se o alvo for muito fino (como se pode conseguir mais facilmente com um alvo gasoso) esses ions podem capturar um elétron e, conseqüentemente, se neutralizar. No caso dos ions moleculares H_2^+ e HD^+ , entre outros, o feixe neutro observado (H_2 , HD) alguns centímetros após emergir do alvo está, essencialmente, todo ele, no estado fundamental. Qualquer ion X^+ tem uma certa probabilidade de capturar elétrons em estados de Rydberg. No caso H_2^+ essa probabilidade é muitíssimo menor que a captura em si só o que explica que o feixe resultante está, essencialmente, no estado fundamental. Por outro lado, se a molécula neutra X^0 é instável no estado fundamental, é possível que um estado de Rydberg tenha uma vida média maior que a do estado fundamental e, nesse caso, um feixe neutro com moléculas em estados altamente excitados pode ser observado. Por exemplo, identificaram-se estados com tempos de

vida maiores que 3×10^{-7} s nas moléculas H_3 e HHe .

O dispositivo experimental, apresentado na fig. 1, compõe-se de duas câmaras a gás (Argônio) separadas por distância variável que podia ir até 1,7m. Ele se destina ao estudo da sequência colisional $X^+ + X^0 \rightarrow X^+$ em função da pressão do gás em cada uma das câmaras. Na primeira, o feixe incidente (133 a 800 keV/uam) é neutralizado e, na segunda, ele é reionizado. Entre as duas câmaras, um campo elétrico ou magnético elimina as partículas carregadas. Assim, o feixe emergente da segunda câmara é certamente produzido pelo feixe neutro que chegou até ela. O feixe emergente X^+ é então analisado por um espectrômetro de

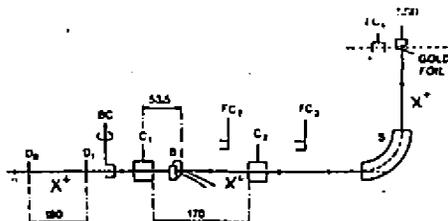


Fig. 1 - Arranjo experimental para o estudo da sequência colisional $X^+ + X^0 \rightarrow X^+$. D_0 e D_1 são colimadores, C_1 e C_2 são câmaras gasosas de pressão variável, FC são copos de Faraday removíveis, S é um eletroímã analisador de alta resolução, SSD é um detector de barreira de superfície e B é o campo magnético que remove, do feixe que sai de C_1 , a componente carregada. As distâncias são dadas em cm.

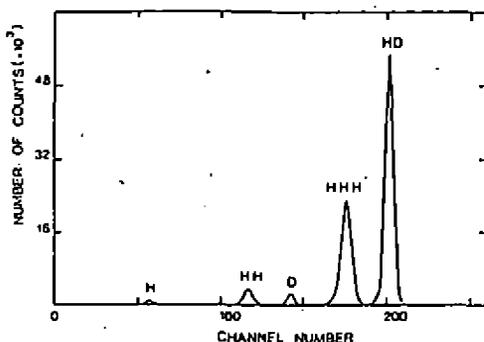


Fig. 2 - Espectro de energia das partículas de massa 3 com 750 keV vista pelo detector SSD através de uma folha de ouro de 2300\AA localizada 2mm antes do detector. A separação entre HD e os três protons provenientes de H^3 é muito boa. Os pequenos picos correspondem a fragmentos de HD ou H^3 quando pelo menos uma das componentes do projétil é espalhada pela folha e não atinge o detector.

massa. No caso de H_3^+ incidente, as partículas emergentes carregadas, de massa 3, podiam ser H_3^+ ou HD^+ , este último ion devido à contaminação, inevitável, do feixe primário. O sistema de detecção de partículas era precedido de uma fina folha de ouro, onde ocorria a dissociação molecular e a perda de energia que permitem separar as duas componentes do feixe de massa 3 (fig.2).

Foram medidas as seções de choque de dissociação do H_3^+ , de perda $H_3^+ \rightarrow H_3^+ + e^-$ e de captura $H_3^+ + e^- \rightarrow H_3^0$, (σ_c). Esta última é a mais interessante porque fornece indicações sobre o estado metaestável em que o elétron é capturado. A determinação de σ_c é indireta e depende do conhecimento do rendimento máximo na produção final de X^+ em função da pressão em ambas as câmaras.

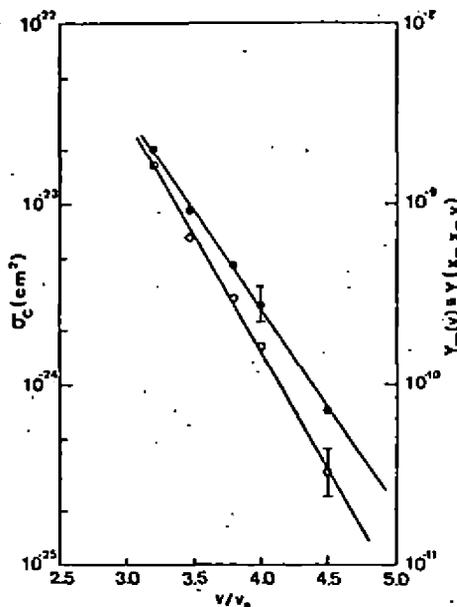


Fig. 3

Rendimento máximo Y_m para a sequência $H_3^+ \rightarrow H_3 \rightarrow H_3^+$, isto é, H_3^+ saindo de C_2 para cada H_3^+ entrando em C_1 e a seção de choque de captura σ_c obtida a partir de Y_m . Os estados considerados são aqueles que sobrevivem a um campo elétrico de 20 kV/cm aplicado entre C_1 e C_2 . A distância entre C_1 e C_2 era igual a 170cm. Y_m é o círculo cheio e σ_c o círculo vazio.

O caso $X^+ = H_2^+$ foi examinado para servir de termo de comparação para o caso de ions que, por captura eletrônica, formam moléculas não-estáveis. Com o feixe H_3^+ obteve-se uma dependência na forma $\sigma_c \propto v^{-n}$ onde $n = 10$ (fig. 3), em contraste com o valor $n=6$ obtido no caso de captura no H_2^+ ou da captura dissociativa com o feixe H_3^+ . Um valor de n da ordem de 10 está próximo ao que é típico da captura no contínuo, indicando a ocorrência de captura em estados de Rydberg, isto é, quase no contínuo. Além disso, o valor absoluto de σ_c , no caso da neutralização do ion H_3^+ , é várias ordens de grandeza inferior ao obtido

no caso de captura dissociativa ($H_3^+ + e^- \rightarrow 3H^0$ ou $H_2 + H$). Para tentar entender a natureza dos estados observados, colocou-se um campo elétrico variável entre as câmaras, em adição ao pequeno campo já mencionado, necessário para remover a componente carregada do feixe que sai da primeira câmara. O campo podia variar até 50 kV/cm e era aplicado longitudinalmente. Com isso, a ionização dos estados de Rydberg podia ocorrer e estudou-se a intensidade do feixe emergente da segunda câmara em função do campo aplicado (fig. 4). A conclusão é de que os estados metaestáveis observados possuem não apenas um número quântico principal elevado (entre 4 e 10) mas também um número quântico de momento angular orbital elevado. Os resultados para HHe são semelhantes. Cálculos teóricos indicam que tais estados possuem, efetivamente, tempos de vida compatíveis com os limites obtidos. Um valor elevado de λ reduz drasticamente a probabilidade

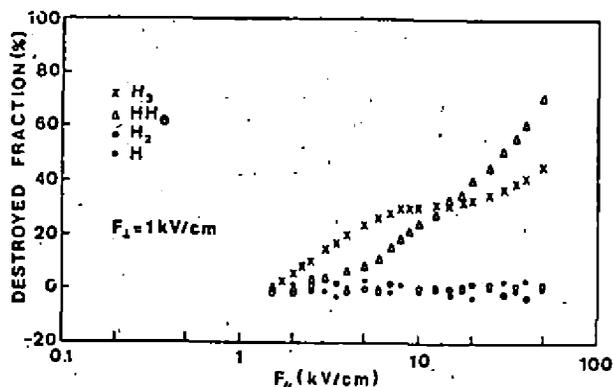


Fig. 4 - Fração do feixe molecular destruído por um campo longitudinal variando de 1,5 kV/cm até 50 kV/cm. O campo transversal era de 1 kV/cm e a energia de todos os feixes era de 250 keV/uam. Notar a diferença de comportamento entre as moléculas estáveis no EF (H_2) e as não estáveis (H_3 e HHe).

de autoionização, em que a energia vibracional do caroço X^+ é transferida para o elétron de Rydberg. Com isso, a vida média desses estados pode ser tornar bastante grande ($\geq 10^{-7}$ s).

III.2 - Produção preferencial de átomos neutros excitados em folhas finas a partir de íons atômicos e moleculares¹⁰.

A transmissão de projéteis incidentes transportando

um elétron (H^0 , He^+ , H_2^+) ou dois elétrons (H^- , He^0 , H_3^+) através de alvos muito finos é compatível com a idéia de que estados ligados desses átomos ou íons (atômicos ou moleculares) possam sobreviver, como tais, dentro de um alvo sólido. No caso molecular, quando ocorre dissociação, elétrons que entraram no alvo com o projétil podem sair ligados a um dos prótons, resultando daí um feixe neutro. Estudou-se o feixe neutro emergente no caso de projéteis H^0 , H_2^+ e H_3^+ . Simultaneamente com a identificação do estado de carga, foi estudada, pelo método BFS, a evolução da população relativa do nível $n=2$, através da observação da transição $n=2 \rightarrow n=1$.

O arranjo experimental é apresentado esquematicamente na figura 5.

Os feixes H_2^+ e H_3^+ são obtidos diretamente do acelerador. O feixe H^0 é obtido a partir de um feixe H_2^+ cujos íons moleculares se dissociam num alvo gasoso, sendo o feixe emergente submetido a um campo magnético (~ 800 Gauss) que deflete as componentes carregadas; a componente neutra prossegue na direção inicial, atingindo um alvo fino de carbono. Imediatamente após a folha de carbono, numa região em que o vácuo é tipicamente melhor que 1×10^{-7} Torr, está o equipamento para a observação da linha Lyman α (vide figura 5), consistindo numa fotomultiplica-

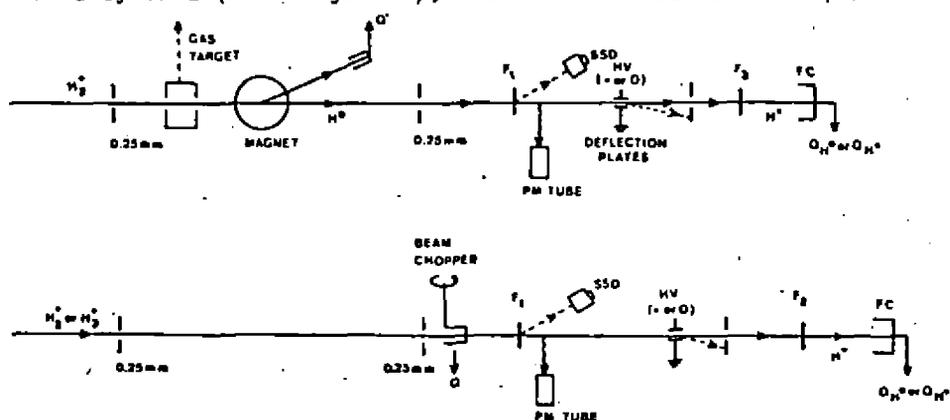


Fig. 5 - Arranjo experimental para o estudo, por BFS, da linha Lyman α do hidrogênio. Na parte superior da figura o feixe incidente é H_2^+ e estuda-se a transmissão, através de um alvo de carbono F_1 , do H^0 produzido num alvo gasoso. Na parte inferior da figura estuda-se a emissão de radiação pelo átomo H^0 proveniente da dissociação do H_2^+ ou do H_3^+ na folha de carbono F_1 . Em ambas, F_2 é uma segunda folha de carbono que transforma H^0 em H^+ , quando isso for desejável.

dora com janela filtrante. Mais adiante, um campo elétrico, ao ser ligado, permite a passagem s̄o da componente neutra que emerge do alvo. A intensidade do feixe de átomos neutros H⁰ é medida transformando-se o feixe neutro num feixe carregado fazendo-o passar através de uma segunda folha fina de carbono coletando-se, em seguida, esse feixe ionizado num copo de Faraday.

A geometria da montagem experimental era tal que o espalhamento múltiplo e a explosão coulombiana das moléculas não afetavam as medidas de estado de carga e da intensidade da linha.

Uma experiência semelhante foi feita preliminarmente com feixes de ³He⁺ e ⁴He⁺ a cinco velocidades diferentes, observando-se as transições n=4 → n=3 com resultados que indicam que, no estado n=4, a probabilidade do elétron atravessar o alvo ligado ao núcleo de hélio é desprezível e que, portanto, a captura ou a excitação para o nível n=4 ocorre na superfície de saída. Isso se deve ao fato do raio médio neste estado ser comparável à distância interatômica média no alvo.

A normalização da intensidade da linha Lyman α foi feita em relação à fração de cargas no equilíbrio. Sendo t o tempo de trânsito, F₁(t) é a fração da população incidente que passa no estado de carga q=1. Assim, F₁(∞) é o valor de equilíbrio. Define-se a intensidade normalizada por

$$\phi(t) = \frac{\text{n}^\circ \text{ de f}^\circ\text{tons emitidos pelo } \text{i}^\circ\text{on monocarregado ap}^\circ\text{s } t}{\text{n}^\circ \text{ de f}^\circ\text{tons emitidos pelo } \text{i}^\circ\text{on carregado no equil}^\circ\text{brio (t} \rightarrow \infty)} \cdot F_1(\infty)$$

No caso de um feixe incidente de átomos de hidrogênio neutros, obteve-se R = φ(t)/F₁(t) = 2 no regime de não equilíbrio e R = 1 no regime de equilíbrio. Trata-se de uma indicação da existência de átomos neutros excitados com n=2 dentro do alvo de carbono (fig. 6).

No caso de íons moleculares incidentes, H₂⁺ e H₃⁺, observou-se o átomo neutro H⁰ na saída. A comparação com o estado de carga é feita para prótons de mesma velocidade (o que é obtido facilmente com um alvo duplo onde o primeiro, situado 2mm antes do segundo, dissocia a molécula sem alterar apreciavelmente sua velocidade).

Para H₂⁺ a 2.4 MeV, obteve-se R = 3.5 se t < 1 fs e R = 2 se 2 < t < 6fs (fig. 7). Uma estrutura em patamares da curva R(t) foi também obtida para H₃⁺ de 2,4 MeV e, menos caracterizadamen-

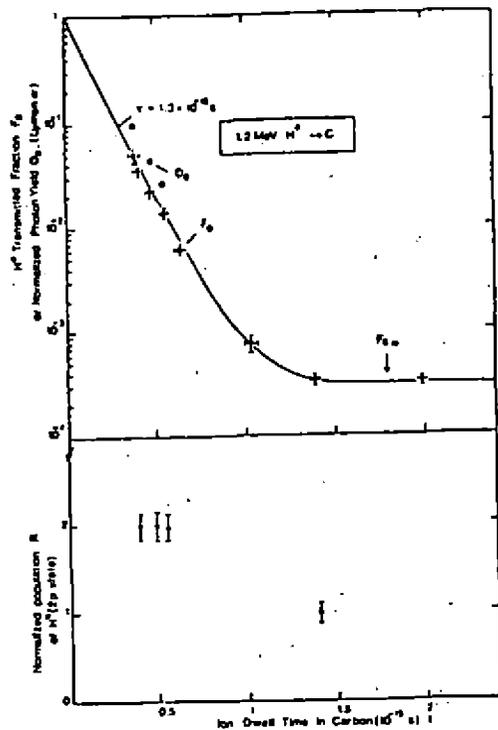


Fig. 6 - Parte superior: Fração neutra transmitida F_0 e taxa de produção de fótons Lyman α , ϕ_0 , normalizada para que $F_0(\infty) = \phi_0(\infty)$, em função do tempo de travessia para feixes H^+ de 1,2 MeV. Parte inferior: População normalizada dos estados 2p de H^0 , isto é, $R_{2p}(t) = \phi_0(t)/F_0(t)$.

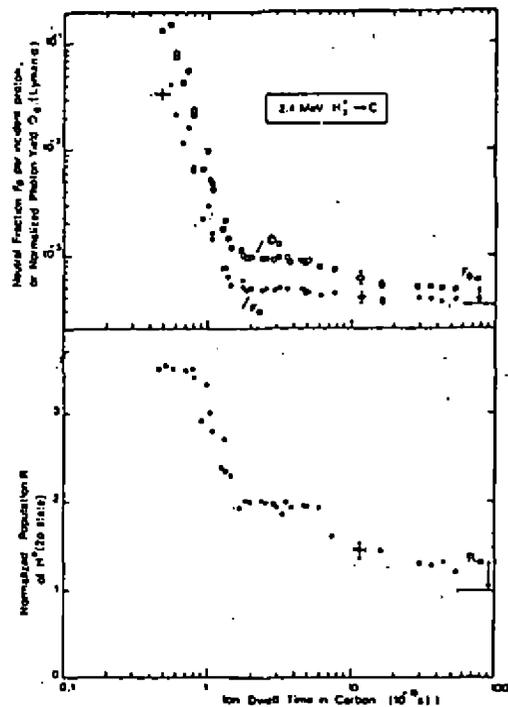


Fig. 7 - Parte superior: Fração neutra F_0 , isto é, átomo H^0 produzido por ion H^+ incidente e taxa de produção de fótons Lyman α , ϕ_0 , normalizada para que $\phi_0(\infty) = F_0(\infty)$, em função do tempo de travessia para H^+ de 1,2 MeV/uam. Parte inferior: População normalizada do estado 2p de H^0 , isto é, $R_{2p}(t) = \phi_0(t)/F_0(t)$.

te, para projéteis moleculares de 1,2 MeV, quando o tempo de transito é maior. Favorecimento na população de estados excitados na situação de não equilíbrio pode ser explicado com modelos simples envolvendo os estados dissociativos das moléculas, mas é impossível compreender todos os detalhes observados experimentalmente apenas com tais modelos.

É o próprio processo de excitação, quando da passagem ou da criação do átomo neutro H^0 pela folha, que requer uma descrição apropriada. Na situação de não equilíbrio, o tempo de travessia é tipicamente da ordem de uma fração de fs. Isto significa dizer que o átomo é submetido a uma perturbação impulsiva de duração da ordem de $t \sim 0,5$ fs, o que implica numa incerteza em energia da ordem do eV. Exceto o nível $n=1$ de H^0 , os demais provavelmente se fundem numa espécie de contínuo-ligado no interior do sólido o qual se projeta sobre os estados "normais" do H^0 quando da saída do alvo.

III.3 - Observação de efeitos de interferência do potencial de esteira induzido por ions pesados¹¹.

A superposição dos potenciais de esteira, provenientes dos fragmentos resultantes da explosão coulombiana de projéteis moleculares diatômicos penetrando num alvo sólido, causam oscilações do potencial na superfície, as quais podem ser identificadas pela taxa de produção total de elétrons por projétil.

Um íon energético penetrando num sólido induz flutuações na densidade eletrônica do meio ao longo da trajetória do projétil. O potencial oscilante e amortecido resultante depende da carga Z_p e da velocidade v_p do projétil bem como da resposta dielétrica do meio, através da frequência do plasma ω e da taxa de amortecimento das oscilações do plasma. O potencial assim criado, a partir das flutuações da densidade eletrônica, move-se com a velocidade do projétil. O comprimento de onda desse potencial oscilante é dado por $\lambda_w = 2\pi v_p / \omega$. Tipicamente, λ é da ordem de alguns Å que é uma distância comparável com a separação inter-nuclear de algumas moléculas diatômicas. Essas moléculas se dissociam ao penetrar no sólido e os fragmentos interagem não apenas através das forças coulombianas mas também através das "forças de esteira" que, resultando do potencial de esteira, têm um efeito polarizador tendendo a alinhar os fragmen-

tos ao longo da direção de incidência e, portanto, quebrando a simetria duma simples explosão coulombiana. O efeito polarizador do potencial de esteira já foi investigado anteriormente e Frischkorn et al.¹¹ adotaram um enfoque novo e de concepção muito simples para por em evidência a existência da esteira e obter a frequência do plasmon.

Para uma mesma velocidade incidente, foi medido o número total de elétrons emitidos, isto é, integrado sobre todos os ângulos de emissão e sobre todas as energias, por projétil γ , em alvo de carbono. Esta medida foi realizada para os projéteis atômicos, C^+ e O^+ , e moleculares, CO^+ . Conhecidos $\gamma(C)$, $\gamma(O)$ e $\gamma(CO)$, calcula-se a razão $R = \gamma(CO)/[\gamma(C)+\gamma(O)]$. Efeitos moleculares no processo de emissão de elétrons existirão, se $R \neq 1$. Variando a espessura do alvo e a energia incidente, obtém-se R como uma função de r_x/λ_x , que é uma grandeza aproximadamente proporcional a t^2 , sendo r_x a distância entre os fragmentos da molécula na superfície de saída e $t = x/v_p$ o tempo de travessia do projétil num alvo de espessura x .

A velocidade do projétil foi variada de $1,5 \times 10^8$ até $4,0 \times 10^8$ cm/s e a espessura x dos alvos de carbono foi escolhida de modo que ρx ficasse entre 2 e $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. A espessura foi continuamente verificada por meio do espalhamento de Rutherford, sendo o vácuo na câmara melhor do que 1×10^{-7} Torr.

Sendo q_i o estado de carga do projétil incidente e \bar{q}_f o estado de carga médio do projétil após emergência, e sendo Q_T e Q_F as cargas medidas no alvo e no copo de Faraday, respectivamente, a conservação de cargas impõe que $\gamma = \bar{q}_f Q_T/Q_F - (q_i - \bar{q}_f)$.

O arranjo experimental (fig. 8) é particularmente simples. A voltagem U_p , aplicada ao alvo, serve para compensar eventuais potenciais de contacto.

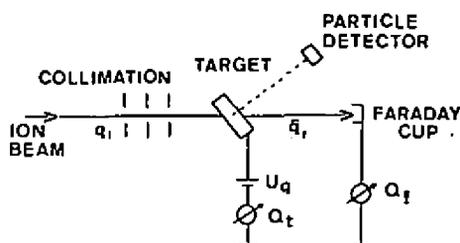


Fig. 8 - Apresentação esquemática do arranjo experimental usado na referência 11.

A grandeza usada como parâmetro em função do qual foi medido R é, como já foi dito,

$$\frac{r_x}{\lambda_w} = \frac{r_x \omega t}{2\pi x}$$

Quando o ion CO^+ penetra no alvo, a distância média entre os núcleos é $r_0 = r(t \leq 0) = 1,13\text{\AA}$. Devido à explosão dentro do sólido, $r(t)$ evolui segundo a equação

$$\mu \ddot{r} = \frac{\bar{q}_1 \bar{q}_2 e^2}{4\pi \epsilon} \cdot \frac{1}{r^2}$$

onde \bar{q}_1 e \bar{q}_2 são cargas médias dos fragmentos dentro do sólido, cuja constante dielétrica é ϵ , e μ é a massa reduzida. Esta grandeza é calculada na saída, isto é, para $r_x = r(x = v_p t)$.

Pode ocorrer interferência construtiva ou destrutiva entre os dois potenciais de esteira próximo à superfície dependendo da relação entre λ_w e a distância inter-iônica.

Os resultados experimentais indicam que $R(r_x/\lambda_w)$ é uma função oscilante que, no máximo, é igual a 1 podendo ser aproximada por (vide Fig. 9)

$$R = A + B(x) \sin(r_x/\lambda_w + \psi)$$

onde A, B e ψ são parâmetros ajustáveis. O comprimento de onda da oscilação e o parâmetro A não dependem da espessura do alvo. Para alvos muito finos $\psi = 0$ e para alvos espessos $\psi > 0$. Estas oscilações refletem flutuações periódicas da densidade eletrônica nas proximidades da superfície do sólido resultantes da superposição dos potenciais de esteira $\phi(C)$ e $\phi(O)$ produzidos pelos dois fragmentos do projétil molecular CO .

A frequência de plasma no carbono é conhecida experimentalmente como sendo $21,4 \text{ eV}/\hbar$. Com esse resultado e com v_p , obtêm-se λ , o comprimento de onda do potencial de esteira.

Há vários mecanismos que contribuem para a emissão de elétrons de sólidos atravessados por íons. Há, em todos eles, um fenômeno de transmissão de elétrons através da superfície que é sensível a mudanças do potencial na superfície como, por exemplo, as mudanças devidas a um potencial de esteira oscilante.

O fato de R ser diferente de 1 indica a existência de

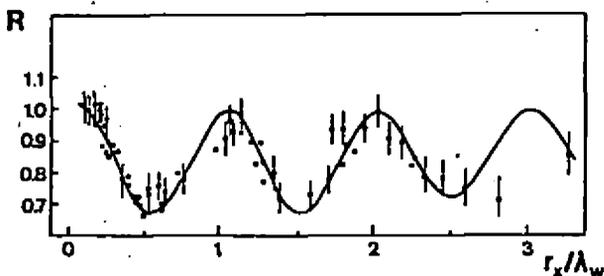


Fig. 9 - A relação $R = \gamma(C)/[\gamma(C)+\gamma(0)]$ contra o parâmetro r_x/λ_w para alvos de carbono. A curva é um melhor ajuste com a função $A+B \text{ sen}(r_x/\lambda_w+\phi)$ com $w = 23 \text{ eV}/\hbar$. Os parâmetros B e ϕ dependem da espessura do alvo.

um efeito molecular. Experimentalmente, $B < 0$ indica uma redução no potencial negativo devido à interferência destrutiva, o que reduz a emissão eletrônica.

As oscilações de $R(r_x/\lambda_w)$ ocorrem com $r_x/\lambda_w = 1$ o que fornece $w = 23 \text{ eV}/\hbar$, em bom acordo com os resultados já conhecidos, e, neste caso, se tem para, p.ex., $v_p = 3.7 \times 10^8 \text{ cm/s}$, o valor $\lambda_w = 6.7 \text{ \AA}$.

Assim, o íon molecular serve como uma sonda para examinar as propriedades dinâmicas do sólido em regiões de dimensão de uns poucos Angstroms.

Notemos que, apesar da nitidez dos resultados experimentais, não foram selecionados os pares de íons orientados na direção de incidência. A experiência sugere que quaisquer efeitos que dependam da densidade eletrônica na superfície podem apresentar comportamento oscilatório quando produzidos pelo íon que segue na esteira de um outro pois essa esteira provoca flutuações na densidade de elétrons.

III.4 - Perda de energia e estado de carga de um íon dentro do sólido¹².

Sistemas com um único elétron, como H^0 e He^+ , têm uma probabilidade não nula de atravessar um alvo fino sem perder o seu elétron. Esse fato foi inequivocamente demonstrado há seis ou sete anos atrás. A fig. 10, reproduzida da referência 10, mostra as populações relativas do estado de carga He^+ para um feixe incidente He^+ , em função do tempo de travessia do alvo sólido

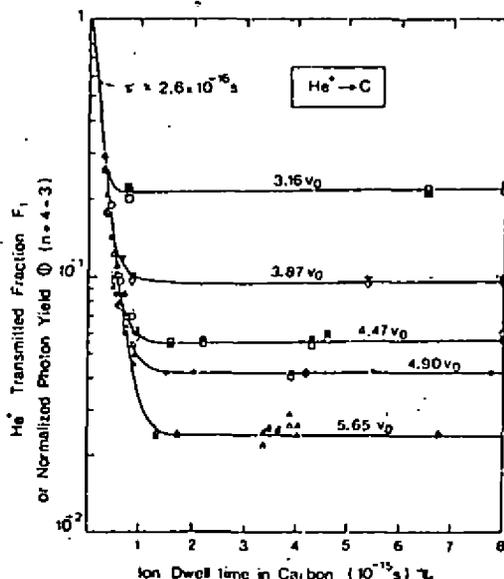


Fig. 10

A fração de estados monocarregados F_1 transmitida no caso de um feixe incidente de He^+ . Foram utilizados isótopos de massa 3 e 4. Os símbolos abertos representam a taxa de emissão de transição $n = 4 + n = 3$, que não é discutida nesta apresentação.

($\tau = d/v$). Para $\tau \geq 1$ fs a fração F_1 (= He^+ emergente por He^+ incidente) é uma constante que só depende de v . Isso corresponde ao que se chama situação de equilíbrio e reflete o fato de que, neste caso, independentemente da espessura, F_1 é fixado pelo que ocorre na superfície de saída. Porém, para tempos de travessia muito curtos, F_1 cai exponencialmente com o tempo de travessia. É uma curva típica de transmissão e sua inclinação está ligada diretamente à seção de choque de perda do elétron, σ_L . É o que se chama situação de não-equilíbrio.

Ora, um feixe de He^+ perde energia ao atravessar um alvo sólido. A componente "normal" atravessa o alvo como uma partícula $\alpha(\text{He}^{++})$, quando $v > v_0$. A componente não-equilibrada atravessa o alvo como um "proton pesado" (He^+). As cargas efetivas sendo diferentes, as perdas de energia serão também diferentes, para a mesma energia incidente e a mesma espessura do alvo. Conclusão: o poder de freiamento ("stopping-power") dE/dx que depende de E , como é bem sabido, também depende de x , espessura do alvo, pois a fração em não-equilíbrio depende de x (para E fixo) e, portanto, a sua carga efetiva Z_{ef} (que é simplesmente igual a $2 - F_1$, quando τ é suficientemente pequeno para F_1 ser bem maior que o valor de equilíbrio) também dependerá de x . Como dE/dx varia com Z_{ef}^2 e F_1 pode alcançar valores de 10 a 20% em alvos mais finos que $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ e energias de 2 a 4 MeV, os efeitos são

importantes. A experiência é, contudo, muito difícil de ser realizada pois os valores absolutos das perdas de energias são muito pequenos.

Alguns resultados preliminares referentes a He^+ sobre C podem ser adiantados. Foi medido o poder de freiamto em três energias diferentes e para várias espessura entre $43 \pm 5 \text{ \AA}$ e $160 \pm 6 \text{ \AA}$. Para a espessura maior, em cada uma das energias, temos a situação de equilíbrio e o valor do poder de freiamto é compatível com os valores tabelados que são obtidos com alvos espessos. Assim, o estado de carga no interior do alvo de 160 \AA já é igual ao estado de carga característico do alvo espesso o qual, na faixa de energia considerada, é essencialmente igual a 2.

A figura 11 mostra Z_{ef} contra τ , onde a carga efetiva foi obtida com a hipótese que ela já é igual a 2 quando $\Delta x = 160 \text{ \AA}$ para as três energias. O valor de Z_{ef} é compatível com o que se obtém a partir da figura 10.

O arranjo experimental é tal que um feixe de He^+ incide sobre alvos de carbono e a componente He^+ do feixe emergente passa por uma imã analisador capaz de distinguir o feixe direto (energia E) do feixe que perdeu energia no alvo (energia $E - \Delta E$). A corrente final de He^+ é medida por um pequeno copo de Faraday com uma fenda de entrada de 0,2mm e que pode se deslocar micrometricamente ao longo do plano focal. Mede-se o deslocamento do centróide dos picos, observados nas várias condições de absorção, em relação ao pico direto.

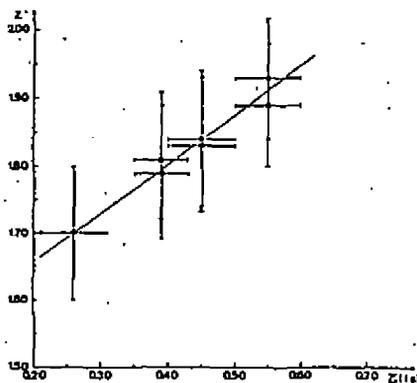


Fig. 11 - Carga efetiva (Z^*) contra o tempo de travessia (τ) no caso de ions incidentes e emergentes no mesmo estado de carga, a saber, He^+ . A reta traçada pelos pontos experimentais serve apenas para guiar os olhos não sendo o resultado de nenhum ajuste ou teoria.

III.5 - Efeitos de vizinhança na produção de raios X em colisões de ions moleculares com a matéria.

Quando um ion molecular com $v \geq v_0$ atinge um alvo, umas poucas colisões são necessàrias para remover os elêtrons de valência do projêtil e os fragmentos iônicos começam a se afastar um do outro, sob a ação de forças coulombianas. Decorrido um tempo suficientemente curto, os fragmentos tem velocidades que ainda diferem muito pouco daquela do projêtil inicial. Quando os fragmentos estão viajando razoavelmente próximos um do outro, podem ocorrer efeitos de vizinhança. O efeito de esteira, observado com um ion molecular, e que foi discutido anteriormente, é um deles. Vamos nos interessar aqui por outros tipos de efeitos. Hã efeitos bem conhecidos e já analisados quantitativamente sobre a perda de energia de um aglomerado, a qual não é igual à soma das perdas de energia de cada componente no limite de grandes separações. Em artigo recente, Basbas e Ritchie¹³ discutem teoricamente o problema da excitação de transições eletrônicas na matéria por um grupo de ions rápidos atravessando a matéria suficientemente próximos um do outro e com, aproximadamente, a mesma velocidade. Vamos nos ocupar de possíveis efeitos na taxa de produção de raios X por átomos de uma folha fina atravessada por um feixe de H_2^+ . Lurio et al.¹⁴ procuraram esse efeito em 1978, sem sucesso. Espera-se que os efeitos moleculares devidos à vizinhanças sejam importantes se $d\omega/v \geq 1$ onde $\hbar\omega$ é a energia da excitação observada, v é a velocidade do ion e d é a distância internuclear média do projêtil. No caso mais favorável examinado por Lurio et al., $d\omega/v$ valia 1.05 (excitação de elêtrons L do Al por ions moleculares H_2^+ de 1,975 MeV). A experiência foi retomada por Yamazaki e Oda¹⁵ que, ao invés dos raios X, observaram os elêtrons Auger do Alumínio (L_{23} VV, onde V significa um estado de valência). Eles usaram um feixe de 2.4 MeV de H_2^+ e os elêtrons foram detetados em ângulos superiores a 150° . A taxa de produção dos elêtrons Auger era mais que o dobro no caso H_2^+ que no caso H^+ , indicando um certo tipo de efeito molecular. Mais recentemente C. - M. Fou e T. Fou¹⁶ bombardearam uma folha de níquel com um feixe de H_2^+ de 1 MeV observando os raios X emitidos em coincidência com os protons que saíam a 90° e 180° . Eles indicam que, no caso da coincidência com prótons espalhados a 180° , foi observado um "efeito molecular" e alegam

que, nesse caso, o eixo molecular deve estar alinhado paralelamente com a direção do feixe, além do fato de que o ion colidirá com parâmetro de impacto zero. O alinhamento seria provocado pela repulsão coulombiana e assim ambos os prótons colidem com parâmetro de impacto zero. Estes resultados, contudo, estão longe de serem conclusivos e a interpretação está ainda sujeita a testes complementares.

O problema merece ser retomado. Em recente publicação de nosso laboratório¹⁷, mostrou-se que, no quadro da aproximação semi-clássica, a amplitude de transição eletrônica $s \rightarrow s$ correspondente à energia $\hbar\omega$ induzida por uma partícula carregada de carga Z_1e é igual a

$$\frac{4\pi i Z_1 e^2}{\hbar\omega^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega t} \vec{v}(t) \cdot \vec{J}[\vec{R}(t)]$$

onde $\vec{v}(t)$ é o vetor velocidade ao longo da trajetória e \vec{J} é o vetor corrente, correspondente à transição em questão, calculado ao longo da trajetória clássica $\vec{R}(t)$. No caso de uma molécula H_2^+ , devemos somar as amplitudes devidas a cada próton. Suponhamos que os dois prótons no ion molecular tenham o mesmo parâmetro de impacto, isto é, o eixo molecular é paralelo à direção de incidência. Então os dois prótons vão atingir um dado ponto de sua trajetória separados por um tempo d/v e mostra-se que a chegada dos fragmentos com tal diferença de fase num alvo produz a emissão de raios X de tal modo que

$$\frac{\sigma(H_2^+)}{2\sigma(H^+)} = 1 + \cos \frac{\omega d}{v}$$

onde, obviamente, as seções de choque $\sigma(H_2^+)$ e $\sigma(H^+)$ referem-se à mesma velocidade do projétil. Esta oscilação em função da velocidade é fortemente amortecida por fatores como a resolução angular do detetor de partículas e a espessura do alvo. Dessa forma, as flutuações em torno de um valor médio igual à unidade, em condições realistas de medida, não devem ser muito maiores que 20%. O alinhamento dos projéteis incidentes, para que se possa afirmar que os dois fragmentos incidiram com o mesmo parâmetro de impacto, é verificado a posteriori, fazendo-se a coincidência entre os raios X e o pico soma resultante da chegada si

multânea de dois prótons num detetor de partículas. A montagem experimental que se pretende usar no nosso laboratório prevê a detecção dos raios X por um contador proporcional e a dos prótons por um detetor anular à frente do alvo.

Assim, o novo enfoque que o chamado formalismo da corrente trouxe para a descrição da ionização das camadas internas permitiu que a medida do efeito possa ser abordada de um ponto de vista diferente e, provavelmente, mais conclusivo.

III.6 - Mapeamento das funções de ondas eletrônicas de camadas internas.

À primeira vista, se poderia pensar que partículas como prótons, alfas ou ions mais pesados seriam sondas extremamente grosseiras para examinar, com algum detalhe, a distribuição eletrônica dentro do átomo. Isso, em geral, é verdade mas ocorre que, em certas circunstâncias, a seção de choque de ionização numa subcamada reflete diretamente a distribuição de velocidades dos elétrons dessa subcamada. É fácil verificar essa afirmativa no limite de baixa velocidade incidente da PNBA. Na ionização, as colisões que transferem o elétron de um estado ligado para estados do contínuo com energia cinética quase zero são muito mais prováveis que as colisões que produzem elétrons rápidos. Se aproximarmos a função de onda final no contínuo, a qual aparece no fator de forma inelástico da aproximação de Born, por seu valor na posição do núcleo e para energia zero, este fator de forma se transforma em algo proporcional à transformada de Fourier da função de onda eletrônica no estado inicial. Dessa forma, a seção de choque diferencial para ionização numa camada interna fica proporcional a $|\phi(q)|^2$ onde $\phi(q)$ é a função de onda de momentum da camada interna do átomo. Em estados ns temos n-1 zeros. Na seção de choque integral, esses zeros aparecem como patamares na curva da seção de choque total contra energia. Esta peculiaridade foi estudada em nosso laboratório¹⁸ para os estados 2s e, mais recentemente e pela primeira vez, para estados 3s. Neste último caso, dos dois patamares, vemos apenas um deles (o não mais interno no espaço de configurações); o outro exigiria energias muito abaixo daquelas que é possível obter, em boas condições, com nosso acelerador e, além disso, as seções de choque seriam baixíssimas. As figuras 12 e 13 resumem os resul-

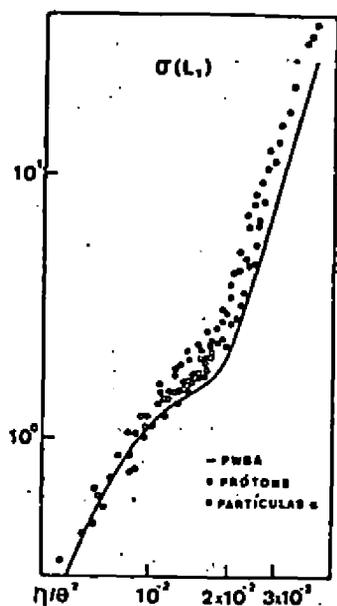


Fig. 12

Seção de choque de ionização reduzida, na subcamada L_1 , para vários átomos pesados (Hf, Ta, W, Au, Tl, Pb, Bi, Th, U) por prótons e partículas alfa.

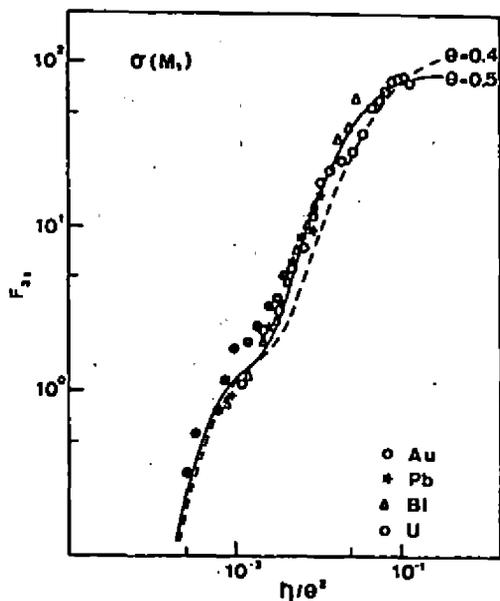


Fig. 13

Seção de choque de ionização reduzida, na subcamada M_1 , para vários átomos pesados (Au, Pb, Bi, U) por prótons. A curva apresentada é PWBA para dois valores do parâmetro θ .

tados. No eixo horizontal figura um parâmetro adimensional η/θ^2 que é proporcional à velocidade do projétil. A faixa de energia é, genericamente, de 300 keV a 4 MeV e os átomos tem tipicamente $Z \geq 72$, os projéteis são p e α , no caso L(2s), e p, no caso M(3s).

IV - Conclusões

Faz muito tempo que um acelerador de íons na faixa do MEV/nucleon deixou de ser um equipamento para se fazer, exclusivamente, Física Nuclear.

Levando em conta os três aceleradores eletrostáticos existentes no país, a saber, o implantador de íons (HVEC) do IF-UFRGS, o Van de Graaff de 4 MeV (HVEC) da PUC/RJ e o Pelletron (NEC) da USP, dispõe-se, com continuidade, de feixes de íons com energias que vão de algumas dezenas de keV a algumas dezenas de MeV. Podem os mesmos ser utilizados, com um mínimo de complementação instrumental, para atacar uma enorme variedade de problemas de física básica e de física aplicada nos domínios da física atômica, da física molecular, da física da matéria condensada e da física dos materiais.

Considerando o tempo de máquina potencialmente disponível, haveria campo de trabalho para mais de uma centena de pesquisadores. Uma interação forte entre esses pesquisadores nos três laboratórios acima mencionados e deles com aqueles que trabalham em campos afins, experimentais que não utilizam acelerador ou teóricos, mobilizaria uma fração importante de físicos brasileiros atualmente em atividade e, principalmente, abriria novas perspectivas para numerosos físicos que estão se formando atualmente. Talvez já fosse tempo da SBF pensar em congregar essas pessoas em reuniões de trabalho do tipo desta que se desenrola aqui em Itatiaia. Pelo menos, a exemplo do que ocorreu no passado em outras áreas da Física, a SBF poderia promover a constituição de um grupo de trabalho que estudasse as potencialidades e as perspectivas para o uso dos aceleradores do país nas áreas que procuramos descrever acima, que estimulasse o intercâmbio de idéias e a discussão em torno da conveniência de reuniões tópicas. O emprego de feixes iônicos acelerados em áreas aplicadas de grande interesse econômico, como a metalurgia e a microeletrônica por exemplo, deveria também merecer um esforço de coordenação, visando a otimização no uso de conhecimentos e recursos humanos e materiais disponíveis no país e a mobilização de esforços para a elaboração de projetos de impacto.

Tanto no campo fundamental como no campo aplicado, há belíssimos trabalhos que podem ser feitos e que poderão esclarecer os mecanismos de interação e as estruturas dos sistemas em colisão.

Agradecimentos

É um prazer agradecer aos amigos E.C. Montenegro e J.M.F. Jeronymo pelas numerosas e valiosas discussões sobre pontos abordados nesta palestra.

Agradeço também meus colegas nucleares que organizaram esta Reunião pela gentileza do convite que me foi feito para vir informá-los sobre uma outra física que se faz, ou se poderia fazer, sob o mesmo teto que o deles.

Referências

1. Kay L., Phys. Lett, 5 (1963) 36.
2. Bashkin S, Nucl. Inst. Meth. 28 (1964) 88.
3. Inner-Shell Processes, Ed. B. Crasemann, (1975) Academic Press (New York).
4. Robinson M.T. e Oen O.S., Conf. Proc.: Le Bombardement Ionique. Ed. J.J. Trillat (1962) CNRS (Paris) e Phys. Rev. 132 (1963) 1385. Ver: Channeling, Ed. D.V. Morgan (1973), Wiley (London).
5. Um excelente conjunto de artigos sobre perda de energia, cargas de equilíbrio e assuntos correlatos encontra-se no volume 17 do Methods of Experimental Physics (1980) Academic Press (New York).
6. Ver artigo de revisão publicado recentemente por Breinig M. et al., Phys. Rev. A 25 (1982) 3015.
7. Nelson, R.S., The observation of atomic collisions in crystalline solids (1968); Dearnaley G., Ion implantation (1973); Lehmann Chr. Interaction of Radiation with solids and Elementary defect production (1977), North-Holland (Amsterdam).
8. Os anais das Conferências internacionais sobre emissão de raios X induzida por partículas carregadas e suas aplicações analíticas, publicados como números especiais de Nucl. Inst. Meth. cobrem um leque mais amplo que as técnicas de PIXE. Sobre PIXE há um artigo de revisão, em português, de A.G. de Pinho et al., An. Acad. Bras. Cie. 51 (1979) 365. Para RBS a referência mais completa que conhecemos é o livro de W.K. Chu, J.W. Mayer e M.A. Nicolet, Backscattering Spectrometry (1978), Academic Press (New York).
9. Gaillard M.J., de Pinho A.G., Poizat J.C., e Remillieux J., Saudi R., Phys. Rev A28 (1983), 1267 e ICPEAC, Berlim (Alemanha), julho de 1983.
10. Clouvas A., Gaillard M.J., de Pinho A.G., Poizat J.C., Remillieux J., e Desesquelles J., Nucl. Inst. Meth. (a ser publicado) e ICACS, Bad-Idburg (Alemanha), julho de 1983.

11. Frischkorn H.J., Groeneveld K.O., Koschar P., Latz R. e Schader J., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1671.
12. Clouvas A., Gaillard M.J., de Pinho A.G., Poizat J.C., e Remillieux J. (resultados preliminares, ainda não publicados).
13. Basbas G. e Ritchie R.H., Phys. Rev. A 25 (1982) 1943.
14. Lurio A., Andersen H.H. e Feldman L.C., Phys. Rev. A 17 (1978), 90.
15. Yamazaki Y. e Oda N., Nucl. Inst. and Meth. 194 (1982) 323.
16. Fou C. - M. e Fou T., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, (1983) 1018.
17. Montenegro E.C., e de Pinho, A.G., Journ. Phys. B: At. Mol. Phys. 15, 1521 (1982).
18. Barros Leite C.V., de Castro Faria N.V. e de Pinho A.G., Phys. Rev. A 15 (1977) 943; Justiniano E.L.B., Nader A.A.G., de Castro Faria N.V., Barros Leite C.V., e de Pinho A.G., Phys. Rev. A 21 (1980) 73; de Castro Faria, Freire Jr. F.L., de Pinho A.G. e da Silveira E.F. Phys. Rev. A 28 2770 (1983).

ACELERADORES DE IONES PESADOS

Mario A. J. Mariascotti

Departamento de Física, Comisión Nacional de Energía Atómica

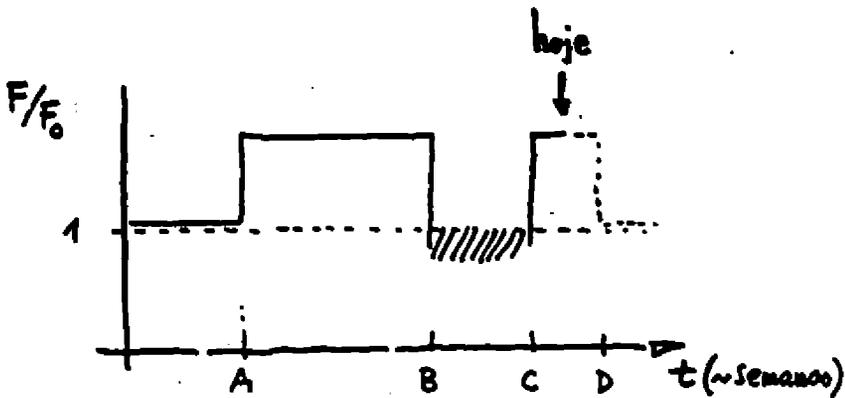
Itatiaia - 5 de septiembre de 1983

I. Introducción y Plan (transparencia 1)

El gráfico que se muestra en la parte superior de la transparencia representa la magnitud Felicidad en función del tiempo, normalizada a un cierto valor arbitrario F_0 correspondiente al estado normal. La curva roja describe mi estado de ánimo en diversos períodos. Antes de recibir la carta de Alinka (A), me encontraba en el estado normal. En el punto A, al recibir la invitación a dar un coloquio -que leí rápidamente sin atender al detalle del temario- pasé a un estado muy feliz $F \gg F_0$: la perspectiva de venir a Itatiaia, lugar que aún no conocía pero del cual tenía excelentes referencias, era razón de más para estar contento. Este estado se interrumpe al leer con cuidado -llegado el tiempo de comenzar la preparación de esta charla- el temario propuesto por Alinka. Entonces leí: "A ideia do coloquio e dar um relato do quadro geral internacional: o que existe, o que esta sendo construído e o que estase projetando, faixas de energia até energias relativísticas, tipos de associacao de aceleradores e (como si esto fuera poco) principalmente, tambem o tipo de física que se podera fazer com estas maquinas". Naturalmente mi estado de ánimo cayó entonces a un valor indefinido por debajo de lo normal debido a la extensión del programa. Este desasosiego desapareció por completo cuando llegué a este magnífico lugar que a pesar del tiempo lluvioso no deja de brindarnos una imagen del paraíso.

He tratado de cumplir con el programa propuesto, hasta donde es posible para una charla de una hora. Lamento que no haya quedado mucho lugar para la discusión de los problemas de física más actuales, habiendo optado por elegir un ejemplo particular.

①



- A - Carta Alinka
- B - Lectura cuidadosa carta de Alinka
- C - Comienzo de Itatiaia
- D - Fin Itatiaia

Plan.

1. Panorama general
2. Un poco de historia
3. Tipos de aceleradores
4. Futuro ac. electrostáticos
5. Catálogo
6. El evento mas energético

En la parte inferior de la transparencia se indica el plan general de la charla.

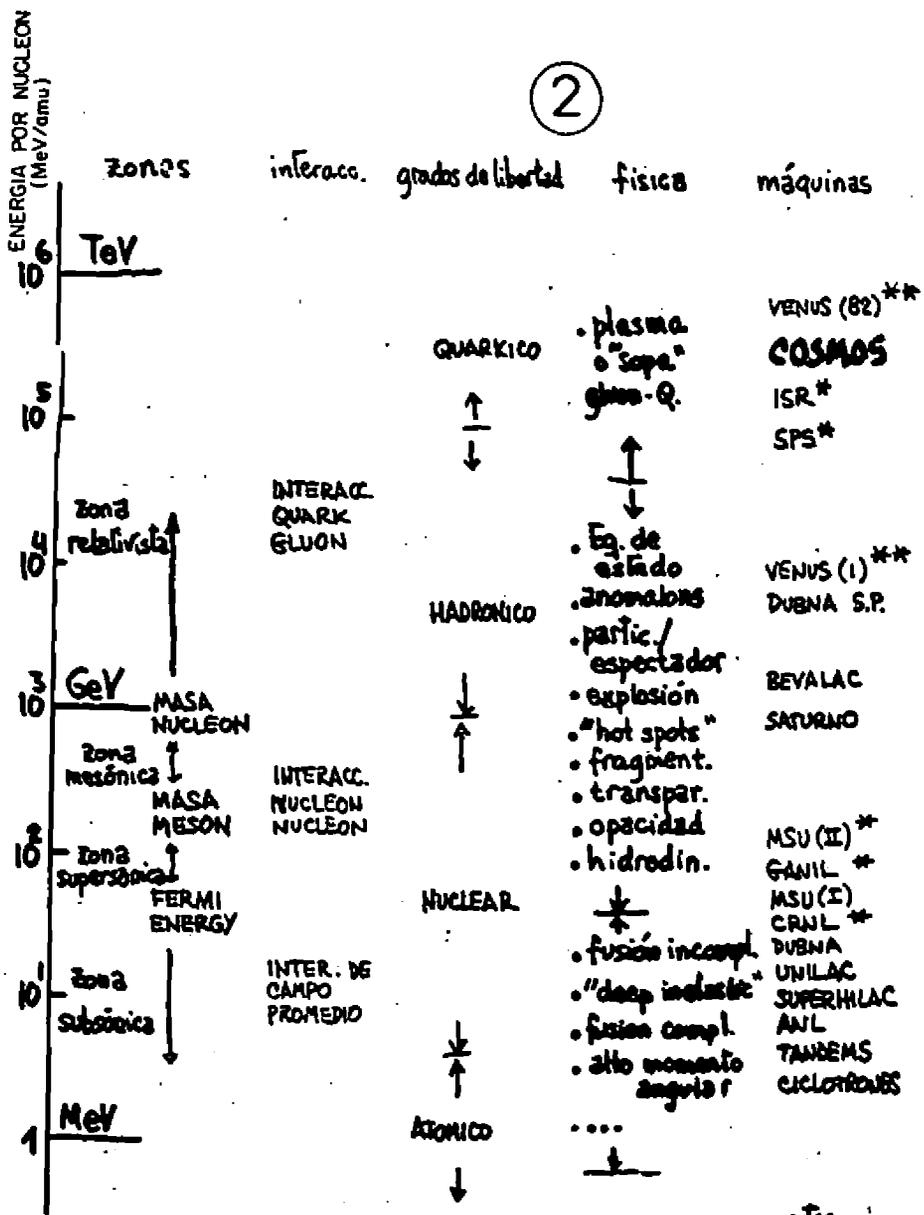
II. Cuadro General en función de la energía (transparencia 2)

La escala de energías en unidades de MeV por unidad de masa atómica cubre el rango de 1 MeV/amu hasta 1 TeV/amu. Por debajo de 1 MeV/amu se encuentran los fenómenos atómicos, moleculares y químicos que se excluyen del marco de esta charla. La energía de Fermi (alrededor de 40 MeV/amu) establece un límite entre lo que se ha dado en llamar zona subsónica y supersónica. La masa del mesón (140 MeV/amu) marca el inicio de la región denominada zona mesónica, y la masa del nucleón (1000 MeV/amu), la zona relativista¹.

Las interacciones predominantes en estas regiones son, respectivamente, la interacción de campo promedio tal cual se utiliza en los cálculos de estructura nuclear a bajas energías, la interacción nucleón-nucleón a energías cercanas a los GeV/amu y finalmente la interacción quark-gluón en el régimen en donde se espera el comienzo de una transición de fase hacia el estado de "deconfinamiento" de quarks². Los grados de libertad que acompañan estos diferentes regímenes interactivos están indicados a continuación³.

En la antepenúltima columna se mencionan sólo algunos de los problemas físicos que se estudian en los distintos intervalos de energía, mientras que en la última se dan las máquinas aceleradoras capaces de producir haces de iones pesados ($A > 4$) a las energías indicadas. Un asterisco significa que se trata de proyectos próximos a finalizar, y dos asteriscos se usan para señalar aquellos proyectos que aún no están iniciados. En consecuencia el sincrofasotróon de DUBNA es la máquina que produce los iones más energéticos actualmente. Sólo iones del cosmos han sido detectados con mayor energía.

2



* proyectos próximos a fin.
 ** otros proy.
 * CERN

III. Datos históricos^{4,5} (transparencias 3 y 4)

Es interesante señalar que los primeros haces de C fueron obtenidos en 1940. Por supuesto no tenían aplicación por la baja intensidad y también por el grado de impureza y contaminación. Estos primeros aceleradores producían C doblemente ionizado y luego había un segundo stripping cerca del centro en el gas circundante para obtener carbono ionizado 6 veces. El primer aparato sin stripping intermedio parece haber sido el acelerador de Oak Ridge preparado para acelerar nitrógeno. Según un relato del propio Zucker⁶ este acelerador fue construido con el objeto de medir la sección eficaz de la reacción $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})^{16}\text{O}$, la cual, se temía, podía encender la atmósfera en el caso de la explosión de una bomba H (la primera explosión de una bomba H ocurrió en 1952).

En 1958 aparecen los primeros Tandems. La lista⁴ que sigue indica los aceleradores de iones pesados existentes en 1969. Es notable la corriente de 20 pμA alcanzada en Dubna. La segunda columna de la tabla indica qué iones se podían acelerar hasta 6 MeV/amu.

IV. Tipos de aceleradores de iones pesados (transparencia 5)

Estos los hemos divididos en 5 grupos, los últimos tres circulares tipo ciclotrón. Las características principales de cada tipo están señaladas en los esquemas mostrados.

V. Comparación de los distintos tipos de aceleradores (transparencia 6)

La tabla en el parte superior da la resolución típica, las características del pulsado, la emitancia (el producto de la distancia al eje por el ángulo, del haz) y los tipos de haces y energía⁷. En el texto que sigue se dan algunas características adicionales. La lista no es completa.

VI. Aceleradores electrostáticos Tandem (transparencia 7)

Los números entre paréntesis para los aceleradores de HVEC indican

(3)

DATOS HISTÓRICOS

1940. Alvares & Tobias - LBL ciclofron 37"
50 MeV C^{6+} 8/seg.
low intensities y contaminación.
1950. 1ª Reacción Nuclear con iones pesados
Miller et al (Phys. Rev. 80 (50) 486).
 10^5 part. 120 MeV C^{6+} con ciclofron 60" LBL
- 1955 - Saclay ciclofron 180 cm
- 1953 - Birmingham " 156 cm
- 1954 - Estocolmo " 225 cm - 130 MeV $C^{2+,4+}$ - 10^{11} /seg.

Todos estos con "stripping" intermedio -
De frente: C^{2+} y luego stripping cerca del
centro en el gas circundante para obtener C^{6+}
demasiada extensión de la fuente "efectiva" →
muy mala definición de energía.

- 50s? - 1er ciclofron sin stripping intermedio, en
Oak Ridge 63"
28 MeV $^{14}N^{3+}$ y haz externo 2 pA!
(Zucker: prueba de escondido de la atmósfera
terrestre) (devido a bombas H)
- Leningrado cicl. 120 cm 14 MeV N, 0.5 pA.

~1955 LINACS: LBL, Yale, Manchester y Kharkov.

④

HISTORIA (cont.)

1958 - Empiezan los Tandems (Chalk River)

~ Situación entre 1958 - 1969.

<u>Linear:</u>	hasta 6. MeV/amu	Int. de C (ppA)
HLAC - LBL	Ar	3
Kharkov	"	
Manchester	"	0.06
Yale	"	0.2

Ciclotrones con frecuencia fija:

Dubna 310 cm	64 Zn	20 !
Kurchatov 150 cm	20 Ne	5
Tokio 160 cm	16 O	0.3

Ciclotrones isócronos

Dubna 200 cm	40 Ar	6
Harwell	20 Ne	7.5
ORIC	20 Ne	1.25
Orsay. 200 cm	40 Ar	0.02

DC.:

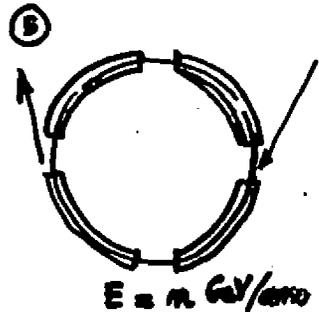
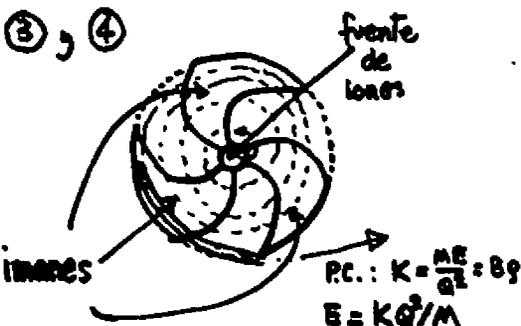
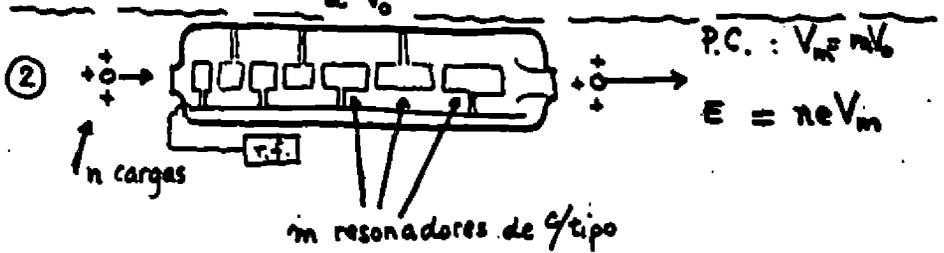
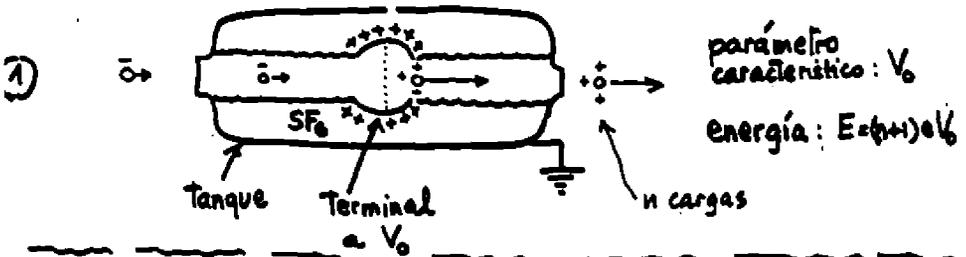
25 EN Tandems	6 MV	3 He	0.25
13 FN "	7.5 MV	3 He	0.25
8 MP "	10 MV	10 B	0.25

→ (5 en USA - 1 en Canada - 2 en Alemania)

5

TIPOS DE ACELERADORES DE IONES PESADOS

- 1 - Electrostáticos
- 2 - Lineales
- 3 - Ciclotrones isócronos
- 4 - " superconductores.
- 5 - Síncrotrones .



6

COMPARACION DE LOS DISTINTOS TIPOS DE ACEL.

	$10 \frac{\Delta E}{E}$	τ (ns)	emitancia (mm.mrad)	haces.
20MV T.	0.2	c.c.	2	250 MeV, U
SuperHILAC	5	-	28	8 MeV/amu
UNILAC	5	0.25	10	2.5 MeV/amu (1q)
	15	0.25	10	2.5 " (5qs)
	10	0.5	20	1.9 "
ORIC	3	3	70 (rad.) 30 (ax.)	40 MeV, p

Electrostaticos: simples - "duty cycle" - baja emitancia -
resolución de energía - bajo consumo -
flexibilidad operacional - variedad de especies -
limitado en energías.

Lineares: no restricción en $E_{m\acute{a}x}$ - alto consumo -
estructura usada una vez - costo -
Bajo "duty cycle".

Ciclotrones: economizan r.f. - costo en imanes -
limitados en especies de iones -
necesidad de inyectores.

Sincrotrones: economizan r.f. e imanes -
bajo "duty cycle" -
requisitos de vacío serios -
único medio de alcanzar muy altas energías.

ACELERADORES ELECTROSTATICOS
TANDEM

7

A) IVEC con $V_0 \geq 10$

MP1	YALE (15)	1966		mejora ESTU planeada
MP2	MINNESOTA (12)			actualmente para aplicaciones
MP3	CHALK RIVER (13)	67		posacelerador en construcción
MP4	ROCHESTER (13)	66		
MP5	HEIDELBERG (13)	67		posacelerador linac
MP6	BNL	(9)	69	} en serie; posac. planeado
MP7	BNL	(16)	68	
MP8	MÜNICH	(12)	70	
MP9	ORSAY	(12)	73	
MP10	STRASBOURG (18)	72		
XTU	PADOVA	(16)	82	comenzando a operar.
HI13	CATANIA	(13)		
HI13	PEKING	(13)		en construcción.

B) NEC con $V_0 \geq 8$

SÃO PAULO	8 UD	71		posacelerador planeado (linac)
CANBERRA	14 UD	77		
REHOVOT	14 UD	77		
OAK RIDGE	25 UR	81		en serie con ORIC
TSUKUBA	12 UD			posac. en construcción (linac)
JAERI	20 UR	81		
BS.AS	20 UD	(84)		

C) OTROS.

OXFORD	folded 9 MV	(79)
DARESBURY	20-30 lineal	(83)

D) PROYECTOS:

BOMBAY	14 UD (NEC),	LANCHOW (CHINA)	20 MV (local)
--------	--------------	-----------------	---------------

los voltajes alcanzados⁸. En este sentido es de destacar las mejoras obtenidas en Brookhaven (BNL) y Estrasburgo. Los números señalados a continuación indican la fecha de comienzo de operación.

VII. Características de los aceleradores electrostáticos

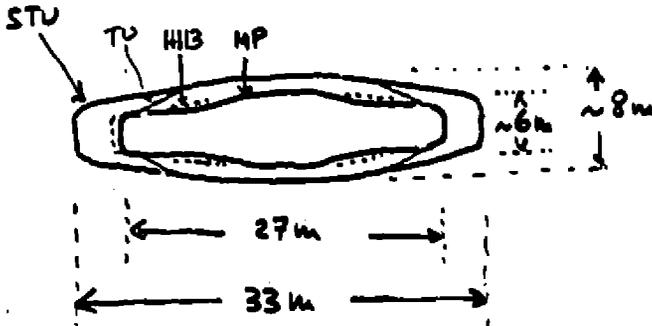
(transparencias 8 y 9)

En primer lugar se muestran las diferencias entre los tanques utilizados para las distintas máquinas de HVEC. Las siglas son las mismas que las utilizadas en la primera columna de la transparencia anterior. En la sección media se ilustra la idea de utilizar tubos extendidos que penetran en las zonas reservadas para las secciones muertas. Esto ha sido aplicado en BNL y en Estrasburgo con éxito, y ha sido causa principal de la mejora en la performance de estas máquinas señaladas en la tabla de la transparencia anterior. Por último se indica el gradiente que los tubos de HVEC y NEC pueden sostener. La primera fila indica los gradientes entre electrodos y la segunda el gradiente global cuando se tiene en cuenta el espacio utilizado para las secciones muertas. Se puede ver que el gradiente "específico" (primera fila) de la NEC es el máximo alcanzado e iguala al obtenido con el TU. Sin embargo el gradiente global obtenido es de los menores en virtud de los espacios inutilizados. Los números 0.92 y 0.68 indican la relación entre los números de la primera fila y la segunda, es decir, una especie de factor de utilización. Esta tabla señala el hecho de que las máquinas NEC debieran mejorarse en este factor de utilización del espacio disponible dentro del tanque.

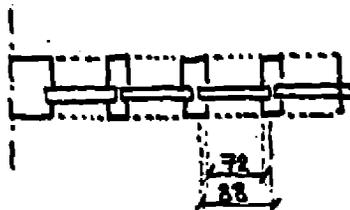
La primera figura de la transparencia 9 indica qué voltajes se pueden obtener con los distintos tanques de HVEC y con los gradientes dados en la tabla de la transparencia anterior. En la parte inferior se muestran las energías alcanzables en función del voltaje del terminal para distintos proyectiles Z_p para el caso de "single stripping" y "doble stripping". Los datos de esta sección han sido tomados de P.Thieberger (ref.8).

8

TANQUES DE MAQ. DE HIBEC.



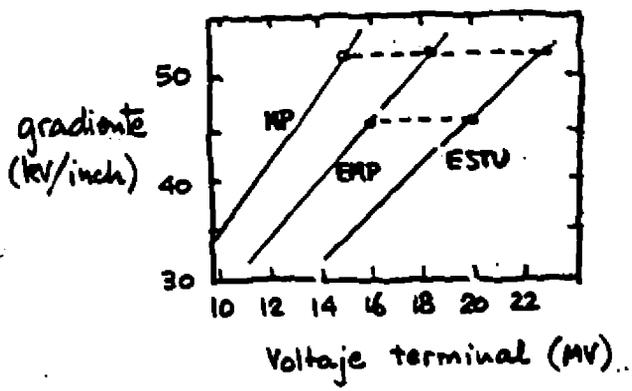
EXTENSION DE TUBOS



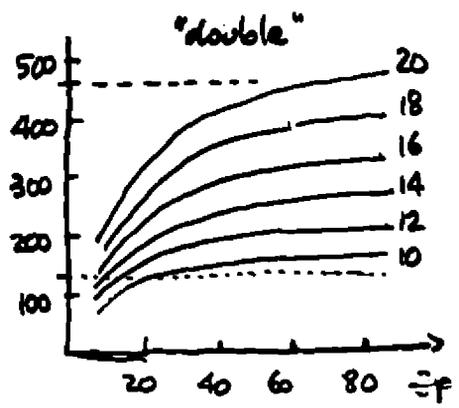
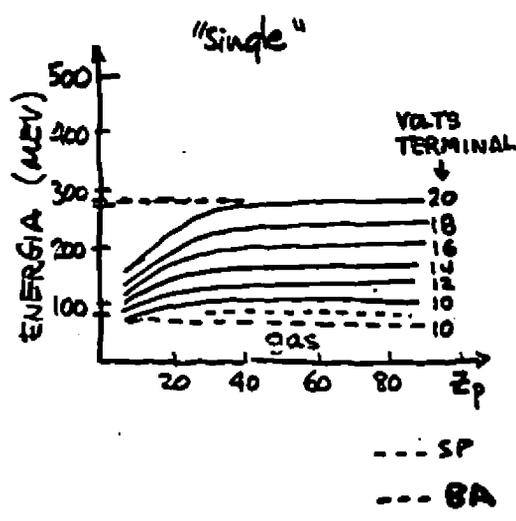
GRADIENTES:

	14.7MV MP7	16MV TU	16MV EMP	(operable) 18MV EMP	NEC
Entre electrodos (kv/pulgada)	51	56	45	51	56
Global	38	42	42	47	38
		↑		↓	↓
		APTube		0.92	0.68
		en tanque nuevo			

9



EFFECTO DE DOBLE "STRIPPING"



VIII. Blindajes intermedios (transparencia 10)

En la parte superior se ilustra como un blindaje intermedio polarizado dentro del tanque puede ayudar a disminuir el valor máximo del campo eléctrico para un dado valor de voltaje o, viceversa, aumentar el máximo voltaje, sin aumentar el campo. El efecto buscado es el de "rectificar" la curva campo eléctrico en función del radio. La figura del medio muestra como se puede instalar un blindaje intermedio y la inferior como se pueden instalar múltiples blindajes, tal cual Lecournel lo ha propuesto en su diseño del Vivitrón⁹.

IX. Datos comparativos para Tandems de 50 MV¹⁰ (transparencia 11)

Se comparan diámetro y altura del tanque y energía almacenada para diversas configuraciones: "folded" sin blindaje (máquina de 25-MV de Oak Ridge), lineal con un blindaje intermedio, "folded" con dos blindajes intermedios y "folded" con tres blindajes intermedios. El número que se alinea con la expresión LB. INT k-1 indica la energía acumulada entre el blindaje intermedio k y 1. Se puede ver que los blindajes ayudan a reducir la energía acumulada cerca del terminal, lo que es importante para evitar daños en las piezas más sensibles del acelerador, ej. los tubos de aceleración.

X. Aceleradores lineales como post-aceleradores^{11,12} (transparencia 12)

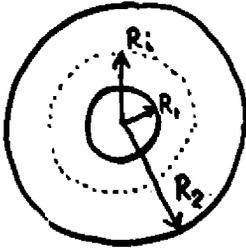
El tipo de máquina utilizada como inyector se indica en la segunda columna. C-W significa Cockcroft-Walton. FN es un modelo de HVEC que típicamente alcanza 8-MV en el terminal. V_m está definido en la transparencia 5. Los valores de V_m entre paréntesis indican valores planeados.

XI. Ciclotrones como post-aceleradores^{11,12} (transparencia 13)

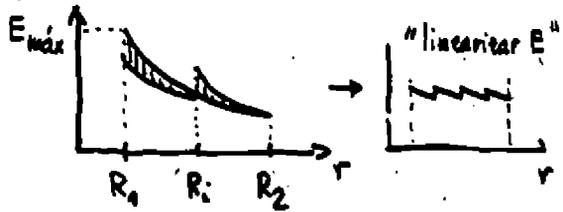
La letra K está asociada al valor del producto masa-energía de un ciclotrón (ver transparencia 5). El prefijo L indica acelerador lineal. La sigla S.C. indica imán superconductor.

10

Blindajes intermedios (Straßbourg - Daresbunry).

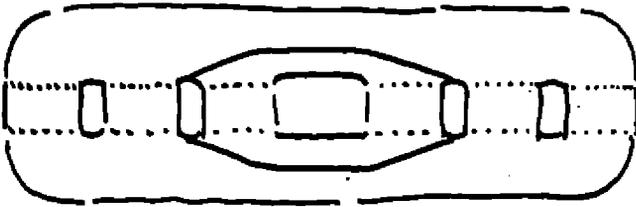


$$V = \int_{R_1}^{R_2} E(r) dr$$



Blindajes abiertos v.s. blindajes cerrados
(Straßbourg) (Daresbunry).

Al linearizar, para $E_{max} = cte$, se puede aumentar V.



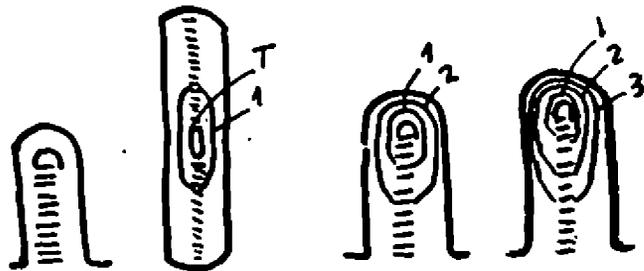
TAUDEM 35 MV DE LETOURNEL et al.
(STRASBOURG).

(11)

TANDEM 50MV (HERB, 1981)

DATOS COMPARATIVOS

	25UR	50UR(1)	50UR(2)	50UR(3)
DIAMETRO TANQUE (m)	10	14	11.6	10.46
ALTURA (m)	31	82	46.4	51
Vol. (m ³)	2200	12000	5000	4000
<u>ENERGIA ALMACENADA (KJOULES)</u>				
BL. INT. T-1		143	28	21
BL. INT. 1-2		1800	200	75
BL. INT. 2-3			940	300
BL. INT. 3-Tanque				950
Totales E	200	1950	1200	1300



12

ACELERADORES LINEALES (como postaceleradores).

	<u>Injector</u>	<u>V_m</u>	<u>Energias típicas (MeV/cmu)</u>
HEIDELBERG	MP	18.5 (22.5)	12 (¹⁶ O) ; 3.2 (¹⁹⁷ Au)
MUNICH	MP	5	25 (⁵⁶ Fe) ;
ARGONNE	FN	15 (50)	25 (¹⁶ O) ; 5 (A ~ 100)
STONY BROOK	FN	18	
SACLAY	FN	(20)	?
BERKELEY (SUPER HILAC)	300 kV CW's		8.5 (A ≤ 60).
UNILAC (GSI)	320 kV		15A (Ne) ; 8.5 (U)

13

CICLOTRONES (como pro aceleradores)

	<u>Inyector</u>	<u>K</u>	<u>Energias típicas (MeV/amu).</u>
CHALK RIVER	MP	520 (S.C.)	40 (¹⁶ O) ; 40 (U)
GANIL (FRANCIA)	K25	400 + 400	100 (¹⁶ O) ; 9 (U)
GRENOBLE (FRA.)	K90	120	20 (C) ; 15 (A)
OAK RIDGE	25UR	100	25 (O) ; 6 (A~160)
ORSAY (ALICE)	L1.2	K75	
BERLIN (WICKSI)	6MV	120	20 (He) ; 10 (A)
MSU (I)	K50	500 (S.C.)	70 (O) ; 2 (U)
MSU (II)	K500	800 (S.C.)	200 (O) ; 20 (U)
DUBNA (U-300)	K156	250	

Proposais :

BNL	MP6 + MP7	1200	150 (O) ; 20 (U)
ORSAY	MP9	570 (S.C.)	75 (O) ; 14 (U)
MUMBAI	MP8	1200 (S.C.)	300 (O) ; 25 (U)
LANCHOW (CHINA)	K70	450	50 (O) ; 6 (Xe)
PADOVA	XTV	550 (S.C.)	55 (O) ; 14 (U)
SAITAMA (JAPAN)	linac	620	120 (O) ; 15 (U)
OSAKA "	K90	230 + 460	550 (O) ; 12.5 (U)
TEXAS	K150	400 (S.C.)	200 (O) ; 20 (U)
OAK RIDGE	25UR	1200 (S.C.)	200 (O) ; 45 (U)
DUBNA (U-400)		625	50 (O) ; 5 (A~100)

XII. Ciclotrones no acoplados a otros aceleradores y Síncrotrones¹²

(transparencia 14)

XIII. Distribución geográfica de aceleradores en el mundo

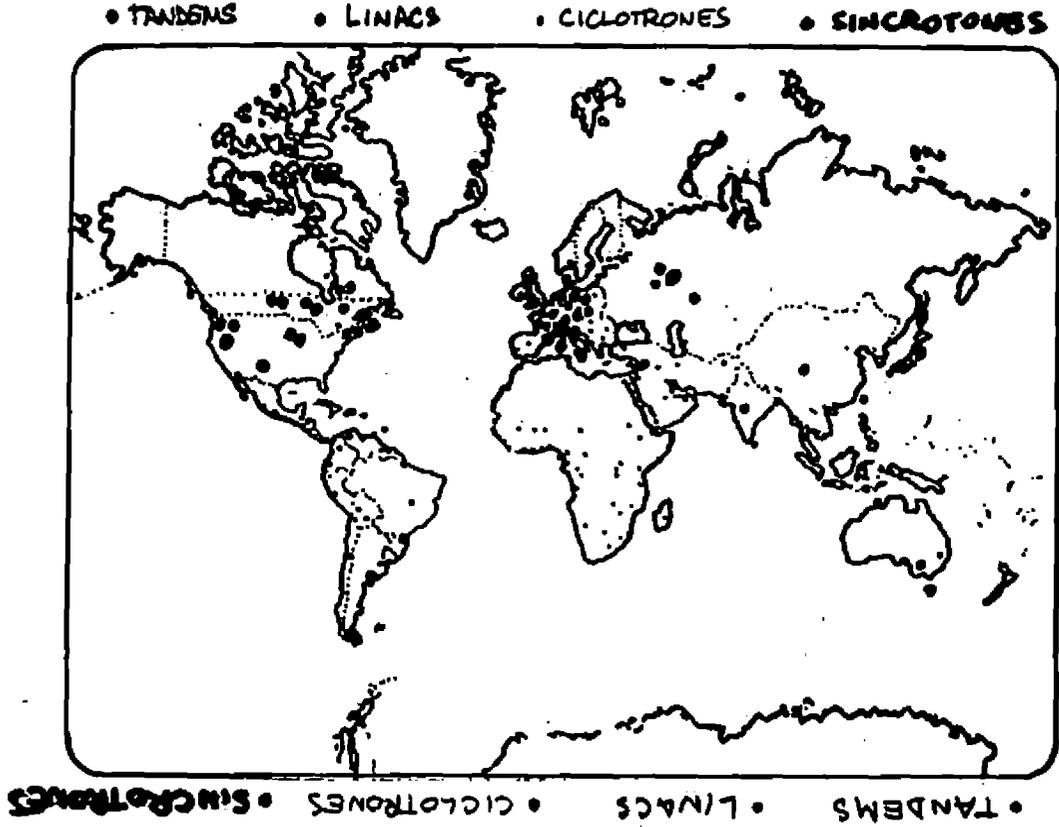
(transparencia 15)

XIV. Intensidades y energías por unidad de masa obtenibles con distintos aceleradores en función de A¹² (transparencia 16)

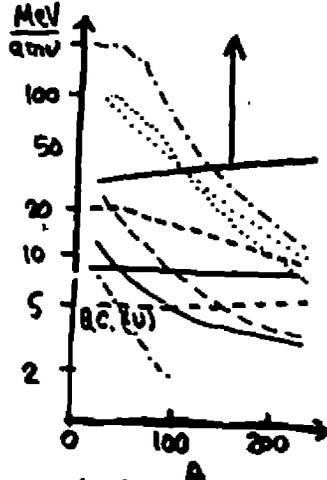
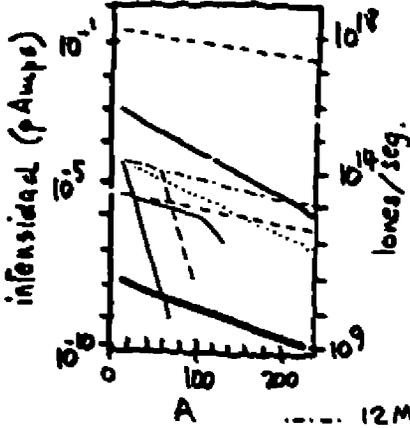
B.C.(U) indica la barrera coulombiana para uranio.

XV. El evento más energético alguna vez observado¹³ (transparencias 17, 18 y 19)

No habiendo más tiempo para esta charla, he seleccionado un experimento particular dentro del amplio rango señalado en el transparencia 2, que está muy lejos de los intervalos de energía más familiares para nosotros y que además se destaca por no haber sido producido con un acelerador hecho por el hombre, sino por un ion acelerado en el cosmos. Se trata de la reacción de Si sobre una placa con iones de Ag, expuesta a la radiación cósmica en un vuelo en globo realizado el año pasado¹³. La idea fundamental del análisis de los resultados es responder a la pregunta de si se ha alcanzado la temperatura crítica más allá de la cual se predice un nuevo estado de la materia nuclear, dominado por una "sopa" de quarks y gluones. La predicción de la Cromodinámica cuántica esta mostrada en el gráfico de temperatura T v.s. densidad bariónica ρ . Lo que sigue a continuación son las expresiones utilizadas¹⁴ para estimar los valores críticos de la temperatura (para densidad cero) y densidad (para T=0). En el primer caso se da la dependencia (gas de Boltzmann) de la presión hadrónica p_H respecto de T. Epsilon es la densidad de energía y n_H son los grados de libertad, en este caso 3 pues para densidad cero se supone que solo se tienen piones y estos tienen tres estados de carga. Más abajo se da la presión para el gas de quarks y gluones. B es la presión adicional



16



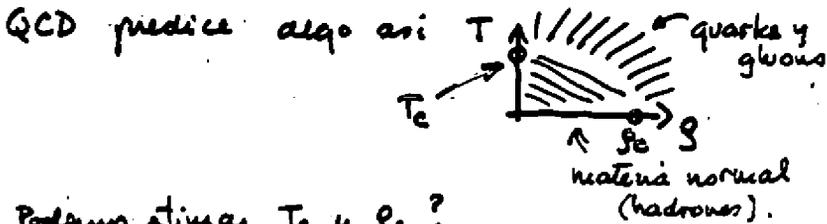
- 12 MV
- 25 MV Tandem (T25)
- - - T25 + K90
- T25 + K400
- Linacs/(Super HILAC)
- - - Propuesto/ UNILAC
- Ciclotron K140
- - - K500 (S.C.)
- K500+K800 (S.C.)
- K400+K400
- **BEVALAC.**

17

El evento más energético alguna vez observado.

$^{28}\text{Si} + \text{Ag}$ (4-5 TeV/u - (0.8 TeV/u eu CM)). Globo (1982)

Se ha llegado a observar la "sopa" de quarks y gluons?



Podemos estimar T_c y g_c ?

a) Aproximación $\beta_B = 0$

$$\left. \begin{aligned} P_H &\sim m_H T^4 \\ E_H &= 3P_H \end{aligned} \right\} T < T_c$$

$m_H = 3$ (3 estados de carga para π).

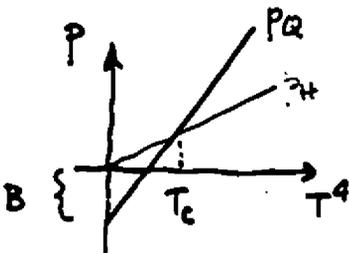
para $T > T_c$

$$P_Q \sim n_Q T^4 - B$$

$$E_Q = 3n_Q T^4 + B$$

$$n_Q \sim 40 \left\{ \begin{array}{l} \text{gluons} \left\{ \begin{array}{l} 2 \text{ spins} \\ 8 \text{ colores} \end{array} \right. \\ (16) \\ \text{quarks} \left\{ \begin{array}{l} 2 \text{ spins} \\ 2 \text{ flavors} \\ 3 \text{ colores} \end{array} \right. \\ (24) \end{array} \right.$$

$$B^{1/4} \sim 200 \text{ MeV} \text{ (confiabilidad).}$$

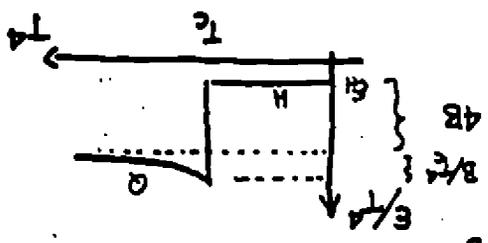


$$T_c \sim 140 \text{ MeV}$$

$$\Delta E \approx 0.8 \text{ GeV/fm}^3$$

$$+ E_H \approx 0.8 \text{ GeV/fm}^3$$

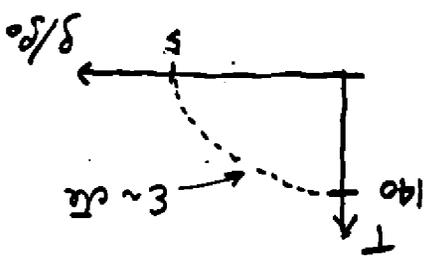
$$E_{\text{neutrons}} \approx 1.2 \text{ GeV/fm}^3$$



¿Cual es la densidad de energía? ($E = 3p$)

$$g_c = 5g_0$$

$$g_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$$



$$g_c = 0.85 B^{3/4}$$

$$g_c = 3g_H \quad \text{y} \quad g_c = 3g_B$$

- $n_H = 4$
 - { protons (2 spins)
 - { neutrons (2 spins)
- $n_Q = 12$
 - { 2 flavors
 - { 3 colors
 - { 2 spins

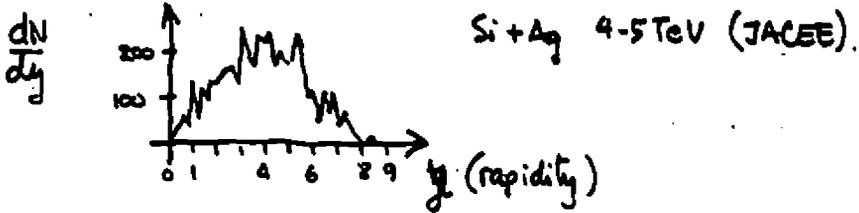
$$g > g_c : p_Q \sim M_Q^{3/2} g_Q - B$$

$$g < g_c : p_H \sim M_H^{3/2} g_H$$

b) Approximacion $T=0$

19

Que energía se observó experimentalmente?



para $y = \ln \frac{1+v//}{1-v//} \sim -\ln(\tanh \Theta_{LAB}/2) \sim 4$

se observan ~ 300 "secundarios"

De reacciones pp $\rightarrow 0.5$ GeV /secundario por ferón

largo de zona de colisión para Si + Ag ~ 1 fm

sección Transversal tiene para Si + Ag $\sim 3-5$ fm de radio

$$\text{Vol} \sim 50 \text{ fm}^3$$

$$\therefore E = E_{\text{sec}} \times N_{\text{sec}} / \text{Vol}$$

$$\boxed{\sim 3 \text{ GeV} / \text{fm}^3} \quad !!$$

huellas digitales?

- Otros eventos, sistemática responde teoría
- Picos en distribución de rapidity
- \bar{K}/\bar{p} ratios
- "flattening" the T y p.

de confinamiento. Como se indica en el gráfico de la parte inferior, para bajas temperaturas la mayor presión se obtiene para el gas hadrónico, mientras que por encima de T_c el estado más probable es el del gas de quarks. Dados los grados de libertad y el valor de B uno obtiene una estimación de T_c .

Un procedimiento similar se utiliza para estimar ρ_0 . Su valor resulta ser 5 veces la densidad de la materia nuclear normal¹⁴. Graficando la densidad de energía se puede entonces evaluar estimativamente la densidad mínima necesaria para alcanzar el régimen de la sopa de quarks y gluones.

La cuestión ahora es: ¿se alcanzó esta densidad de energía en el evento detectado por JACEE¹³? Los resultados experimentales se resumen en el gráfico de la distribución de "rapidez" (una variable invariante Lorentz asociada a la velocidad) de los elementos secundarios detectados como consecuencia del impacto. Para la máxima rapidez $y=4$ se observan unos 300 fragmentos. De las reacciones protón-protón se determina que cada secundario por fermi se lleva 0.5 GeV. El largo de la zona de colisión del Si y la Ag es de aproximadamente 1 fermi y la sección transversal tiene de 3 a 5 fm de radio. Con estos datos se deduce que se ha alcanzado una densidad de energía de 3 GeV/fm^3 ,¹⁴ es decir mayor al valor crítico predicho por encima del cual uno espera encontrar el deconfinamiento de quarks en la mencionada "sopa". ¿Se ha llegado a esto? Aún no se sabe pero junto con otros eventos similares de algo menor energía se puede elaborar una sistemática y esta es bien reproducida por la teoría³. Esto presta apoyo a la hipótesis que el régimen de la sopa ha sido alcanzado. Por otro lado la presencia de picos en la distribución de rapidez, tal como se muestra en el gráfico de la parte superior, se ha interpretado como la señal de formación de gotas de "condensación" en la sopa, lo cual significaría otra evidencia positiva¹⁵. Los resultados están, sin embargo, lejos de ser concluyentes. Es fascinante de cualquier modo pensar en la posibilidad de crear estos nuevos estados de materia y gratifi-

cante para nosotros, físicos nucleares interesados en la física de iones pesados, que sea justamente este campo el que brinde una ventana para su exploración.

Le agradezco a los organizadores de la Reunión la invitación a dar esta charla.

Referencias

1. A.Bromley; Proc.Int.Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, North Holland (1982), G.F.Bertsch y otros, editores, p.6c.
2. H.J.Specht; Proc.Int.Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, North Holland (1982), G.F.Bertsch y otros, editores, p.43c.
3. M.Gyulassy; Proc.Int.Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, North Holland (1982), G.F.Bertsch y otros, editores, p.31c.
4. R.S.Livingston; Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions, North Holland Publ.Co., Amsterdam (1970), R.Bock y W.R.Hering, editores.
5. A.Zucker; Ann.Rev. of Nucl.Sci. 10(1960)27.
6. A.Zucker; comunicación privada al autor (1980).
7. C.Schmelzer; Reactions Between Complex Nuclei, North Holland (1974), R.Robinson et al., editores.
8. P.Thieberger; Proc. del la 3rd Int.Conf. on Electrostatic Acc. Technology (1981) p.35.
9. M.LeTourneil; Proc. del la 3rd Int.Conf. on Electrostatic Acc. Technology (1981) p.247, y Proc. de SNEAP (1982).
10. R.Herb; Proc. del la 3rd Int.Conf. on Electrostatic Acc. Technology (1981) p.258.
11. J.Martin; preprint Oak Ridge, 1979.
12. H.Grunder y F.Selph, Ann.Rev. of Nucl.Sci. 27(1977)353.
13. Colaboración JACEE. Proc. Workshop on Very High Energy Cosmic Ray Interact., Univ. of Penn, Abril 1982. Ver también Nuovo Cimento 69(1982)295.
14. H.Satz; Proc.Int.Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, North Holland (1982), G.F.Bertsch y otros, editores, p.541c.
15. A.Faessler; Proc.Int.Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, North Holland (1982), G.F.Bertsch y otros, editores, p.565c.

VI REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

ATA DA ASSEMBLÉIA (realizada em 06 de setembro de 1983)

Início da Assembléia - 21:30 horas. A coordenadora da Comissão Organizadora, Alinka Lépine-Szily, abre a sessão e passa a direção dos trabalhos a Carlos Roberto Appoloni.

I - Comunicações Gerais

1. Leitura de ofício circular do Secretário da SBF, Gil da Costa Marques, referente a críticas da comunidade em relação à atuação de órgãos financiadores (Carlos R. Appoloni).

2. Criação e cronograma da Comissão Técnico-Científica do Laboratório Pelletron (Depto. de Física Nuclear, IFUSP) (A.F.R. T. Piza).

3. Colóquio Franco-Brasileiro sobre Física Nuclear, em 1984 (A.F.R.T. Piza).

II - Relatórios de Comissões Especiais e Providências Correlatas

1. Comissão Organizadora da 1ª Sessão de Física Nuclear da Escola de Verão "Jorge André Swieca" - Apresentação da proposta de realização, em anos alternados, com os das sessões de Física Nuclear da Escola, de "workshops" experimentais, nos Laboratórios de Física Nuclear, para estudantes de pós-graduação. Proposta do Laboratório Pelletron de sediar tal "workshop" no início de 1984. Aprovada por maioria proposta de "realização, em anos alternados com os das sessões de Física Nuclear da Escola de Verão, de "workshops" sobre Física Nuclear" (emenda da proposta inicial no sentido de ampliar os "workshops" com programação de atividades de teoria). Eleição da Comissão Organizadora do 1º "Workshop" (1984): Celso Luiz Lima (79 votos), Victor H. Rotberg (73 votos), Dirceu Pereira (56 votos), Mahir S. Hussein (38 votos), Jorge Barreto (36 votos), Wayne Allan Seale (32 votos) e Tereza Borello-Lewin (31 votos). Fica a Comissão constituída pelos cinco mais votados. Eleição da Comissão Organizadora da 2ª Sessão de Física Nuclear da Escola de Verão "Jorge André Swieca" (1985): T. Kodama (71 votos), A.F.R. de Toledo Piza (67 votos), Alejandro S. de Toledo (45 votos), Luiz Carlos Gomes (42 votos), Diógenes Galetti (41 votos), Enio Frota da Silveira (39 votos), João Dias de T. Arruda-Neto (26 votos), M.S. Hussein (12 votos). Fica a Comissão constituída pelos quatro mais votados.

2. Comissão Especial de Instrumentação Nuclear da SBF - Comissão proposta: Yamato Miyao, Danilo de Paiva Almeida, Sylvio Dionysio de Souza e Luiz Felipe Coelho. Aprovada por aclamação.

III - Moções

Inicialmente a Assembléia manifesta o seu repúdio ao Decreto-Lei 1982.

1. Moção apresentada pelo Grupo de Trabalho de Física Aplicada:-

"Considerando que no trabalho de Física Nuclear experimental tem-se participação no desenvolvimento de tecnologias de alto vácuo, interfaces com computadores, controle de processos com microprocessadores, detetores a gás, detectores semicondutores, mecânica fina, eletrônica de pulsos;

Considerando que muitas técnicas espectroscópicas de análise de materiais usam aceleradores também utilizados em Física Nuclear e Atômica (PIXE, RBS, CPAA, NAA);

Considerando que muitas aplicações (atenuação de raios, análise de radioisótopos naturais, etc.) usam aparelhagem de Física Nuclear (fontes radioativas, eletrônica rápida);

A comunidade de Física Nuclear propõe às instituições de pesquisa em Física que valorizem a pesquisa em Física Aplicada. Esta valorização significa que:

- devem ser aceitas teses de mestrado e doutorado de pesquisa em Instrumentação e em Física Aplicada;

- deve ser considerado na progressão de carreira, dentro das instituições, como igualmente válida a pesquisa básica, a aplicada e a Instrumentação;

- deve ser considerado pelas idas a congressos também como igualmente válida qualquer das áreas acima".

Após discussão, a Moção é retirada, com o entendimento de que os pontos nela tratados são de competência da Comissão Especial de Instrumentação Nuclear da SBF.

2. Moção de Alceu G. de Pinho Filho à Comissão de Reuniões e Conselho da SBF:-

"Considerando:

1. Que a organização das Reuniões de Trabalho sobre Física Nuclear, Física da Matéria Condensada, Física de Partículas e Campos e Física de Energias Intermediárias promovidas pela SBF foram precedidas pela criação de Comissões indicadas pelo Conse

lho da SBF que avaliaram sua viabilidade, interesse e conveniência;

2. Que existe um número crescente de físicos que não se sentem perfeitamente à vontade das Reuniões de Trabalho existente por exercerem atividades não exatamente enquadradas em nenhuma das categorias mencionadas, tendo, portanto, nas mesmas, uma participação marginal e nenhuma participação na sua organização;

3. Que é óbvio que as áreas acima referidas estão longe de esgotar o domínio de Interesse da Física em geral e, em particular, da Física que é realizada no Brasil, apresenta-se o seguinte:

Proposta:

Que o Conselho da SBF examine a conveniência de criar um grupo de trabalho encarregado de:

I) Avallar os recursos humanos envolvidos em assuntos do tipo: (1) física nuclear aplicada; (2) física não-nuclear com aceleradores; (3) instrumentação científica e áreas correlatas;

II) Examinar as potencialidades dessas áreas procurando fixar suas perspectivas num período a médio prazo;

III) Consultar as pessoas envolvidas nessas áreas sobre a conveniência delas próprias organizarem suas reuniões de trabalho anuais englobando as áreas citadas em (I) ou agrupando algumas dessas áreas com outras (por exemplo: Física não-nuclear com Aceleradores com Física Atômica e Molecular ou Física Aplicada em geral com Instrumentação);

IV) Apresentar seu relatório a tempo de se poder tomar qualquer providência que seja recomendada e aceita pelo Conselho da SBF ainda em 1984".

Moção aceita por aclamação.

3. Moção do Grupo de Trabalho de Instrumentação e diversos:

1. Que a SBF dê apoio a um mini-simpósio de instrumentação em Física a ser realizado junto com a Reunião de 1984 da SBPC. Deste mini-simpósio constarlam, além das sessões já existentes de posters, cursos, palestras e exibição de protótipos;

2. Que o CNPq e as Instituições concedam financiamento para a participação de técnicos neste mini-simpósio;

3. Considerando que é de Direito Privado, que a SBF entre em contacto com a FUNBEC para que o Banco de Produtos Químicos que esta mantém seja ampliado para isótopos enriquecidos e ou-

tros materiais de uso nuclear (tais como Makrofol, Mylar, Fôlhas de Berfílo);

4. Que a SBF solicite ao CNPq maiores informações sobre o programa de instrumentação o qual aparentemente ignora as necessidades de Física Nuclear. Que solicite maior participação de físicos nas decisões deste programa.

5. Considerando que existem vários grupos atualmente trabalhando em instrumentação e que outros grupos já tem instalações prontas e tecnologia comprovada; considerando que estes grupos tem problemas de infra-estrutura e de insuficiência de pessoal para que possam prestar serviços em escala ampliada; considerando que a dificuldade de importação ameaça seriamente a física experimental no Brasil, propõe-se que as seguintes áreas recebam tratamento prioritário para a obtenção de verbas: fabricação de barreiras de superfície, fabricação de eletrônica modular, fabricação de equipamentos de alto vácuo, fabricação e reparo de detectores Ge(Li), fabricação e reparo de detectores a gás".

Itens 1, 2, 3 e 4 aprovados por maioria. Item 5 retirado.

4. Moção de Antonio Bairrio Nuevo Jr. e Luiz Felipe Coelho à Comissão Editorial da SBF:-

"1. A Revista Brasileira de Física deve ter artigos de instrumentação originais (assim como nas outras áreas da Física);

2. Que haja um suplemento da RBF, distribuído nacionalmente e para os assinantes estrangeiros de forma opcional. Neste suplemento devem constar os trabalhos relevantes em âmbito nacional mas não originais em âmbito internacional (por exemplo, construção de detectores de Ge(Li) e Geiger);

3. Que se recomende à SBF que no seu Boletim conste regularmente lista de notas internas e teses de instituições brasileiras. Em particular para a instrumentação é importante a existência de trabalhos detalhados sobre a construção e operação de aparelhos".

Moção retirada.

5. Moção de Alceu G. de Pinho Filho à Comissão Editorial da SBF:-

"Recomenda que a aceitação de artigos para publicação na RBF, inclusive na área de instrumentação, seja decidida em termos de originalidade e qualidade".

Moção aprovada.

IV - Intervenção de Mário Mariscotti (CNEA, Argentina)

Sugerindo a consideração pela comunidade do Brasil de atividades específicas envolvendo colaboração latinoamericana em Ciência, Tecnologia, Física Aplicada e Instrumentação. É sugerida, como exemplo específico, a consideração de uma Facilidade Latino-Americana para a separação de isótopos naturais para fins de pesquisa.

V - Avaliação da Reunião e Eleição da Próxima Comissão Organizadora

A reunião foi avaliada positivamente. Sugeriu-se a manutenção do formato adotado e um maior esforço na organização antecipada dos grupos de trabalho. Foi aprovada por unanimidade a realização, em setembro de 1984, da VII Reunião da série. Eleição da nova Comissão Organizadora: - Raphael de Haro Jr. (62 votos), Frederico F. de Souza Cruz (55 votos), Maria José Bechara (50 votos), Odair Dias Gonçalves (43 votos), Elisa Wolyneç (39 votos), Diógenes Galetti (36 votos), Rajendra N. Saxena (35 votos), Jader B. Martins (33 votos), José Antonio Castilho Alcarás (21 votos), Mahir S. Hussein (21 votos), Solange de Barros (6 votos). Fica a Comissão constituída pelos seis mais votados.

A Assembléia é encerrada às 23:30 horas por Alinka Lépine-Szily, após a direção dos trabalhos lhe ter sido devolvida por Carlos Roberto Appoloni.

LISTA DE PARTICIPANTES

Univ. Fed. Santa Catarina

1. Frederico F. de Souza Cruz
2. José Ricardo Marinelli

Univ. Est. de Londrina

1. Carlos Roberto Appoloni
2. José Noboru Maki

Instituto de Física da USP

1. Alfredo Luiz Bonini
2. Alinka Lépine
3. Angela Maria Pizzo

4. Angelo Passaro
5. Antonio Carlos C. Villari
6. Antonio Fernando P. Toledo Piza
7. Antonio Ricardo V. Martinez
8. Carlos Ourívio Escobar
9. Cesar Rogério de Oliveira
10. Diorandy José Vianna Filho
11. Dirceu Pereira
12. Elisa Wolyneç
13. Giancarlo Ramirez
14. Hélio Takai
15. Hervé Layet Riette

16. João Dias de T. Arruda-Neto
17. José Luciano Miranda Duarte
18. Joseph Max Cohenca
19. Kiyomi Koide
20. Lêda Shizue Yanagihara
21. Lighia Brigitta H. Matsushigue
22. Lilian B.C.Waltenberg de Faro
23. Mahir Saleh Hussein
24. Manoel Tiago F. da Cruz
25. Márcio Maia Vilela
26. Marcos Nogueira Martins
27. Marcus Aloizio M. de Aguiar
28. Maria Cândida P. Martins
29. Marta Lenardon Corradi
30. Maurício Porto Pato
31. Melayne Martins Coimbra
32. Nelson Carlin Filho
33. Nelson Rabello Jr.
34. Nemitala Added
35. Otávio Portezan Filho
36. Philippe Gouffon
37. Raphaël Liguori Neto
38. Rubens Lichtenthaler Filho
39. Sara Cruz Barrios
40. Sebastião Simionatto
41. Silvia Sirota
42. Sílvio Bruni Herdade
43. Sílvio Luis Paschoal
44. Thereza Borelio-Lewin
45. Valdir Augusto Serrão
46. Víctor Hanin Rotberg
47. Waldyr Rigolon
48. Wayne Allan Seale
49. Yamato Miyao
50. Zulmira Carvalheiro

IEAV/CTA - São José dos Campos

1. Edgar Francisco das Chagas
2. Hugo Reuters Schellin
3. Jairo Florentino

4. Milton P. Isidro Filho
5. Odair Lelis Gonçalves
6. Ricardo Affonso do Rêgo
7. Ricardo Camanho Mastroleo
8. Tobias Frederico
9. Vera Lúcia C.P. Veissid
10. William Richard Wylie

Inst. Pesq. Energéticas e Nucleares

1. Artur Wilson Carbonari
2. Brigitte Roxana S. Pecequillo
3. Cibele Bugno Zamboni
4. Laércio Antonio Vinhas
5. Luiz Paulo Geraldo
6. Luzia Venturini
7. Márcia A. Picchi Alves
8. Marco Antonio P.V. de Moraes
9. Rajendra N. Saxena
10. Renato Matheus

Instituto de Física Teórica

1. José Antonio C. Alcaras
2. Salomon S. Mizhari
5. Valdir C. Aguilera Navarro

Instituto de Pesquisas Espaciais

1. Nelson Veissid
2. Sérgio Roberto M. Pellegrino

Univ. Fed. de São Carlos

1. Maristela Olzon M.D. de Souza
2. Sylvio Dionysio de Souza

Instituto de Física - UNICAMP

1. Ross Allan Douglas

UNESP - Rio Claro

1. Alfredo Pio N.R. Galeão

INSTITUTO DE FÍSICA da UFRJ

1. Ana Maria S. Breitschaft
2. Antonio Bairrio Nuevo Jr.
3. Armando N. Faria Aleixo
4. Carlos Augusto Bertulani
5. Carlos Eduardo M. de Aguiar
6. Carlos Márcio do Amaral
7. Celso Luiz Lima
8. Danilo de Paiva Almeida
9. Deise Miranda Vianna
10. Iraci Oliveira de Souza
11. Jorge Luis V. Barreto
12. Jürgen Eichler
13. Luiz Felipe Canto
14. Luiz Felipe de S. Coelho
15. Márcia M. Campos Torres
16. Marcos Binderly Gaspar
17. Maria Helena H. Villano
18. Maria Helena P. Martins
19. Marta Feljô Barroso
20. Nadya Maria de S. Prado
21. Odair Dias Gonçalves
22. Paulo Carilho Soares Filho
23. Raphael de Haro Jr.
24. Raul José Donangelo
25. Rui Alberto M. dos S. Nazareth
26. Solange May C. de Barros
27. Vaitarani M. Costa
28. Valmar Carneiro Barbosa

Centro Brasileiro de Pesq. Físicas

1. Alberto Correa dos Reis
2. Chung Kai Cheong
3. Edgar Correa de Oliveira
4. Emil de Lima Medeiros
5. Jader B. Martins
6. José Thadeu P.D. Cavalcante
7. Luiz Carlos Gomes
8. Maria Nazareth S. de Araújo
9. Mioco Foshina

10. Sérgio Joffily
11. Sérgio José P. Duarte
12. Takeshi Kodama

Inst. Engenharia Nuclear

1. Alfredo Victor B. Bernedo
2. Julio Cezar Suita
3. Leila Jorge Antunes
5. Luiz Telmo Auler
6. Sérgio Chaves Cabral
7. Ubirajara M. Vinagre Filho
8. Vilmar Leal da Costa

COPPE/UFRJ

1. Ana Maria de O. Rebelo
2. Luis Eduardo P. Brandão
3. Vera Solange de O. Farias
4. Verginia Reis Crispim

Pont. Univ. Católica/RJ

1. Alceu Gonçalves de Pinho Filho
2. Cláudia S. Cardoso de Castro
3. Enio Frota da Silveira
4. Fernando Lázaro Freire Jr.

Univ. Fed. Fluminense

1. Isa Costa

Inst. Radiopr. e Dosimetria - CNEN

1. Evaldo Simões da Fonseca
2. José Luiz de S. Carvalho

Univ. Fed. da Bahia

1. Tereza Sakai

Univ. Fed. de Pernambuco

1. Sadhan Kumar Adhikari

Univ. Fed. do Piauí

1. Francisco Luciano Viana

Universidade de Chile

1. Francisco A. Brieva

Com. Nac. Energia Atomica (CNEA)

1. Araceli Proto

2. Cristina Cambiaggio

3. Cayetano Pomar

4. Hugo A. Huck

5. Mário Mariscotti.