

**X REUNIÃO
DE TRABALHO**

CAXAMBU - 1987

**FÍSICA
NUCLEAR**

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

**X REUNIÃO
DE TRABALHO**

CAXAMBU-1987

**FÍSICA
NUCLEAR**

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

ÍNDICE

Apresentação	1
Programa da Reunião de Física Nuclear e da Reunião Paralela de Física Não-Nuclear	3
Colóquios	
- Sonia Frota Pessoa - Supercondutores	13
- F. Iachello - Symmetries in Molecular and Nuclear Physics ...	40
Seminários de Revisão	
- Roberto V. Ribas - Aplicação do Campo Magnético Transiente na Medida de Momentos Magnéticos Nucleares	63
- Raul Donangelo - Fragmentação Nuclear	80
- I.B. Nemirovsky - Física Atômica En Laboratorio Tandar.	100
- Néstor R. Arista - Interaccion de Iones con Solidos y Plasmas	113
- T.A. Tombrello - Modification and Analysis of III-V Semiconductors by MeV ions (Summary)	132
Palestras Convidadas	
- A. Etchegoyen - The $^{10}\text{B}(^7\text{Li},^7\text{Be})^{10}\text{Be}$ Charge Exchange Reaction	142
- F. Iachello - Symmetry Aspects of Heavy Ion Physics ...	151
- Daniel Abriola - Fusion and Quasi-Elastic Processes Near the Coulomb Barrier	177
- D.A. Lind - Charge Exchange Reactions Experimental Techniques and New Results ...	195
- Anibal Gattone - The EMC Effect and Nuclear Physics: Current Status	211
- J.N. Urbano, M. Folhais, K. Goeke - O nucleão como um solitão quirial	228
Ata da Assembléia de Encerramento	243
Lista de Participantes	246

X REUNIÃO DE TRABALHO DE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

APRESENTAÇÃO

A Primeira Reunião de Trabalho de Física Nuclear no Brasil (I RFTNB) teve lugar em Cambuquira, M.G., durante a 1ª semana de setembro de 1978. Havia 70 participantes que assistiram aos seminários e integraram os 5 grupos de trabalho que foram formados. A preparação prévia dos grupos de trabalho era intensa e, após várias sessões durante a reunião, cada grupo apresentava um relatório final. Foram feitos levantamentos dos recursos humanos e de equipamentos dos principais laboratórios, além de uma apresentação das linhas de pesquisa.

Durante o último fim de semana de agosto de 1987, realizou-se a décima reunião (X RTFNB), de uma série ininterrupta de reuniões de caráter formativo e informativo. No decorrer de nove anos as reuniões evoluíram para a forma atual: desde 1985 (VIII RTFNB) há quase 180 pesquisadores e estudantes participando nos trabalhos de duas sessões paralelas, uma de Física Nuclear e outra de Interação de Íons e Elétrons com a Matéria. Esta última evoluiu do grupo de trabalho sobre "Física não-nuclear e física aplicada utilizando equipamentos e/ou técnicas nucleares" (e contou com a presença de aproximadamente 40 pessoas). Seguindo sugestão apresentada na assembléia geral da IX RTFNB, a comissão organizadora procurou fazer uma reunião comemorativa dos 10 anos, convidando pesquisadores estrangeiros e tentando conseguir mais tempo para diminuir a densidade da reunião. Entretanto, as condições financeiras impediram a realização de uma reunião de quatro dias, mas foi possível contar com a presença de 5 estrangeiros, entre os 8 seminaristas de Física Nuclear, e 6 estrangeiros, entre os 9 seminaristas de Interação de Íons e Elétrons com a Matéria.

Foram apresentados dois colóquios: "Supercondutividade" e "Symmetries in Molecular and Nuclear Physics", continuando a apresentação de tópicos mais gerais na programação noturna instituída em 1981 (IV RTFNB). Seguindo uma política estabelecida em 1985 (VIII RTFNB), todas as comunicações são apresentadas oralmente com duração prevista de 10 a 20 minutos, não havendo sessões de painéis (IV, V, VI, VII RTFNB). Foram aceitos 43 resumos em Física Nuclear e 18 em Interação

de Ions e Elétrons com a Matéria, distribuídos em sete e três sessões, respectivamente.

Os grupos de trabalho, instituição tradicional desde 1978 (I RTFNB), ainda tiveram um espaço reservado no programa. Não houve, porém, aparentemente, a preparação prévia verificada nas primeiras reuniões. Os grupos se limitaram a uma troca de informações ou a uma discussão informal. Em compensação, a presença de maior número de pesquisadores e, estudantes provenientes de um número grande de instituições dispersas no país, fez com que os contatos profissionais fossem grandemente incentivados durante esta reunião, sem os arranjos formais da constituição de grupos de trabalho. Durante a I RTFNB havia 10 lugares representados, e 14 na II RTFNB. Nesta décima reunião (X RTFNB) 24 instituições foram representadas, das quais 14 delegações tinham menos do que 6 pessoas. Os 180 participantes representam aproximadamente 60% da comunidade.

Esta publicação contém os textos (ou cópias das transparências) preparadas pelos conferencistas convidados, recebidos até março de 1988. São incluídas também o programa da Reunião, a ata da assembléia de encerramento e a lista de participantes. O volume de contribuições foi entregue aos participantes ao chegar a Caxambú.

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, da FAPESP e da CNEN. Um agradecimento especial cabe à equipe da Secretaria Executiva da SBF pelo seu eficiente e dedicado trabalho: Concelção A. Vedovello, Viviane Ribenboim, Sidnei Souza Moraes.

COMISSÃO ORGANIZADORA

Fernando Lazaro Freire Jr. (PUC-RJ)
Juan Carlos Acquadro Q. (IFUSP)
Raphael de Haro Jr. (UFRJ)
Rogério Livi (UFRGS)
Ross Douglas (UNICAMP)
Silvio Herdade (IFUSP)
Wayne A. Seale (IPUSP) - Coordenador

PROGRAMA DA REUNIÃO DE FÍSICA NUCLEAR

Quarta-feira - 26 de Agosto

17:30h - Grupos de Trabalho

20:30h - Colóquio - Sônia Frota Pessoa (IFUSP)
"Supercondutividade"

Quinta-feira - 27 de Agosto

09:00h - Seminário de Revisão - Roberto V. Ribes (IFUSP)
"Aplicação do Campo Magnético Transiente na Medida do
Momento Magnético Nuclear"

10:00h - Palestra Convidada - R. Etchegoyen (CNEA - Argentina)
"Charge - Exchange Reactions"

11:00h - Comunicações I

14:30h - Palestra Convidada - F. Iachello (Yale Univ.)
"S-Matrix Model of Heavy Ion Collisions"

15:30h - Comunicações II

17:30h - Comunicações III

20:30h - Colóquio - Cristina Wiedmann (UFRJ)
"Colisão e Separação Continental"

Sexta-feira - 28 de Agosto

09:00h - Seminário de Revisão - R. Donangelo (IFUSP)
"Fragmentação Nuclear"

11:00h - Comunicações IV

14:30h - Palestra Convidada - D. Abriola (CNEA- Argentina)
"Fusion and Quasi - Elastic Processes near the Coulomb
Barrier: $^{16}\text{O} + ^{151}\text{Sm}$ Systems"

17:30h - Grupos de Trabalho

20:30h - Assembléia

Sábado - 29 de Agosto

09:00h - Palestra Convidada - D. Lind (Univ. of Colorado)
"Charge Exchange n-p at 500 MeV"

10:00h - Palestra Convidada - A.O. Gattone (CNEA - Argentina)
"EMC Effect Current Status"

11:00h - Comunicações V

14:30h - Seminário de Revisão - C.E.M. Aguiar (IFUSP)
"Efeito da gota líquida na fusão de íons pesadas abaixo
da barreira coulombiana"

17:30h - Comunicações VI

20:30h - Colóquio - F. Iachello (Yale University)
"Symmetries in Molecular and Nuclear Physics"

Domingo - 30 de Agosto

09:00h - Resumo e Avaliação da Reunião.

X REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL
 CAXAMBO - MG 26 a 30 de Agosto de 1987.

FÍSICA NUCLEAR

26/8 4a.F 27/8 5a.F 28/8 6a.F 29/8 Sab 30/8 Dom

9:00	SEMINÁRIO DE REVISÃO R. Ribas	SEMINÁRIO DE REVISÃO R. Donangelo	PALESTRA CONVIDADA D. Lind	RESUMO E AVALIAÇÃO DA REUNIÃO
10:00	PALEST. CONV. A. Etchegoyen		PALEST. CONV. A.O. Gattone	
10:30	Café	Café	Café	
11:00	COMUNICAÇÕES I	COMUNICAÇÕES IV	COMUNICAÇÕES V	
12:30	ALMOÇO	ALMOÇO	ALMOÇO	
14:30	PALESTRA CONVIDADA I. Iachello	PALESTRA CONVIDADA D. Abriola	SEMINÁRIO DE REVISÃO C.E.M. Aguiar	
15:30	COMUNICAÇÕES II	LIVRE	COMUNICAÇÕES VI	
17:00	Café	Café	Café	
17:30	COMUNICAÇÕES III	GRUPOS DE TRABALHO	COMUNICAÇÕES VII	
19:00	JANTAR	JANTAR	JANTAR	
20:30	COLOQUIO Sônia Prota-Pessoa	COLOQUIO Cristina Wiedmann	ASSEMBLEIA	COLOQUIO Francesco Iachello

PROGRAMA DA REUNIÃO DE INTERAÇÃO DE IONS E ELÉTRONS COM A MATÉRIA

Quarta-feira - 26 de Agosto

20:30h - Colóquio: Supercondutividade
Sônia Frota Pessoa (USP)

Quinta-feira - 27 de Agosto

09:00h - Seminário: Fotoionização Seletiva através do emprego de luz síncrotron.

G. Gerson B. de Souza (IQ-USP)

10:00h - Seminário: Estudos da captura eletrônica Radiativa

I. Nemrowski (TANDAR - CNER)

11:00h - Comunicações I

15:30h - Seminário: Electron capture et high velocities

R. Schuch (Oak-Ridge)

16:30h - Comunicações II

20:30h - Colóquio: Colisão e Separação continental

Cristina Wiedmann (UFRJ)

Sexta-feira - 28 de Agosto

09:00h - Seminário: Anodic Films: Preparation and Analysis

D. Cocke (TAMU)

10:00h - Seminário: Particle Desorption Mass Spectrometry (PDMS):
Surface Analysis

E. Schuelkert (TAMU)

11:00h - Seminário: Defects in Semi conductors

D. Sadana (IBM)

15:30h - Seminário: Interação de ions com sólidos e plasmas

N. Arista (Bariloche)

16:30h - Comunicações III

20:30h - Assembléia

Sábado - 29 de Agosto

09:00h - Seminário: Implantação Iônica em Alta Energia

Moni Behar (UFRGS)

10:00h - Seminário: Molecular Beam Epitaxial (MBE)

Alfredo Gontijo (UFMG)

15:30h - Seminário: Difractometria de raios-

Odair Gonçalves (UFRJ)

16:30h - Grupo de Trabalho

20:30h - Colóquio: Symmetries in Molecular and Nuclear Physics

Francesco Iachello (Yale)

X REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL
 CAXAMBO - MG 26 a 30 de Agosto de 1987.

INTERAÇÃO DE IONS E ELETRONS COM A MATÉRIA

	26/8 4a.F	27/8 5a.F	28/8 6a.F	29/8 Sab	30/8 Dom
9:00	SEMINÁRIO G.G.B.de Souza	SEMINÁRIO D.Cocke	SEMINÁRIO M.Bohar		
10:00	SEMINÁRIO I.Memrowski	SEMINÁRIO E. Schweikert	SEMINÁRIO A. Gontijo		
11:00	COMUNICAÇÕES I	SEMINÁRIO D. Sadana	SEMINÁRIO T. Tombrello		
12:30	ALMOÇO	ALMOÇO	ALMOÇO		
14:30	LIVRE	LIVRE	LIVRE		
15:30	SEMINÁRIO R. Schuch	SEMINÁRIO N. Arista	SEMINÁRIO O. Gonçalves		
16:15	Café	Café	Café		
16:30	COMUNICAÇÕES II	COMUNICAÇÕES III	GRUPO DE TRABALHO		
19:00					
JANTAR	JANTAR	JANTAR	JANTAR		
20:30					
COLÓQUIO Sônia Frota- Passoa	COLÓQUIO Cristina Wiedmann	ASSEMBLÉIA	COLÓQUIO Francesco Iachello		

FÍSICA NUCLEAR - COMUNICAÇÕES I
Quinta-feira - 27/08 - 11:00 às 12:30h

- 1) Determinação da Seção de Choque de reação para sistema de íons pesados
A. Lepine-Szily, A.C.C. Villari, J.M. Oliveira Jr., R. Lichtenthaler F., M.M. Portezan F., N. Addad (10 min.)
- 2) Fusão Nuclear nos Sistemas $^{12}\text{C} + ^{63-65}\text{Cu}$
C.A. Rocha, D. Pereira, L.C. Chamon, G. Ramirez, C.P. da Silva, D. Sala (15 min.)
- 3) Estudo do Processo Periférico no sistema $^{16}\text{O} + ^{63-65}\text{Cu}$
G. Ramirez, D. Pereira, D. Sala, L.C. Gomes (15 min.)
- 4) Estudo da Limitação da Seção de choque de Fusão para os Sistemas $^{19}\text{F} + ^{19}\text{F}$ e $^{10-11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$
R.M. Anjos, V. Guimarães, A. Szanto de Toledo, E.M. Szanto, N. Carlin F., M.N. Coimbra, N. Addad, M.C.S. Figueira, L. Fante Jr., R. Asche (10 min.)
- 5) Identificação dos Mecanismos de transferência seguida de emissão e decaimento sequencial do projétil nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ e $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ nas energias de 4 a 5 MeV/A
N. Carlin F., M.M. Coimbra, N. Addad, R.M. dos Anjos, L. Fante Jr., M.C.S. Figueira, V. Guimarães, E.M. Szanto, A. Szanto de Toledo, D. Civitarese (15 min.)
- 6) Medidas das seções de choque de fusão dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63-65}\text{Cu}$
R. Liguori Neto, J.C. Acquadro, A. Szanto de Toledo, N. Carlin F., M.M. Coimbra, E. Crema, P.R.S. Gomes (15 min.)

FÍSICA NUCLEAR - COMUNICAÇÕES II
Quinta-feira - 27/08 - 15:30 às 17:00h

- 1) O modelo $Sp(I,R)$ em uma base deformada, aplicado ao ^9Be
S.S. Avancini, E.S.V. de Passos (10 min.)
- 2) Nuclear Interaction in the Spin-Isospin Channel
A.R. Salvetti, A.F.R.T. Piza (10 min.)
- 3) O efeito da deformação nuclear na densidade de estados de excitação
R.A. Rego, G. Reffo, M. Herman (10 min.)
- 4) Um método híbrido de calcular densidades de níveis de partícula-buraco
B.V. Carlson, A.C. Merchant (10 min.)

- 5) Densidade de transições para estados de partícula-buraco
B.V. Carlson, T. Frederico, R.C. Merchant, R.A. Rego (15 min.)
- 6) Comparação entre as representações de Wigner e dos pacotes gaussianos
M. Nielsen, A.F.R.T. Piza (15 min.)
- 7) Aproximação semi-clássica pelo método dos cumulantes: a prescrição de Strutinskii
D. Galetti, S.S. Mizrahi (15 min.)

FÍSICA NUCLEAR - COMUNICAÇÕES III

Quinta-feira - 27/08 - 17:30 às 19:00h

- 1) Eletrodesintegração do ^{232}Th por emissão de um neutrão
L.A.A. Terremoto, M.N. Martins, E. Wolyneć (15 min.)
- 2) Fotofissão do ^{235}U na região do quase-deuteron com fótons monoenergéticos e polarizados
J.B. Martins, O.A.P. Tavares, V.C. de Oliveira, J.D. Pinheiro F., C. Schaefer, S. D'Angelo, R. Bernabei, M.P. de Pascale (15 min.)
- 3) BaF_2 Scintillators: application to γ -rays and charged particles
R.N. Saxena (10 min.)
- 4) A reação de "break up" $\text{D}(d, np) X, Y$
S. Cabral, G. Borker, H. Klein, W. Mannhart (10 min.)
- 5) Seção de choque de captura térmica de reação $^{60}\text{Ni}(n, \gamma)^{61}\text{Ni}$
A.W. Carbonari, B.R.S. Pecequillo (10 min.)
- 6) Produção de fontes de calibração para detectores de raios-x: ^{57}Fe , ^{57}Co e ^{109}Cd
J.A. Osso Jr. (10 min.)
- 7) Medida absoluta da taxa de desintegração do ^{137}Cs por coincidência 4 (BS) $e^- - x$
M.F. Koskinas, M.S. Dias (10 min.)
- 8) Influência da geometria de anodo na resposta de um cintilador gasoso proporcional
C.C.B. Tobias (10 min.)

FÍSICA NUCLEAR - COMUNICAÇÕES IV

Sexta-feira - 28/08 - 11:00 às 12:30h

- 1) Fragmentação nuclear: percolação por tetraedro
N.C. Chao, K.C. Chung (15 min.)

- 2) Determinação dos coeficientes cinéticos para reações proton-núcleos a altas energias
M.C. Nemes, C.M. Rizzatto (20 min.)
- 3) Um modelo de reações de Pré-equilíbrio
B.V. Carlson (15 min.)
- 4) Aproximação gaussiana da equação de Fokker-Planck discutida à luz da simulação de Langevin
M.P. Pato, L.C. Gomes (15 min.)
- 5) El billar elíptico retante: Um problema de interesse para a Física Nuclear
M. Bernath, A.J. Fendrik, P. Lebeef, R..P.J. Perazzo, M. Sarraceno (20 min.)

FÍSICA NUCLEAR - COMUNICAÇÕES V
Sabado - 29/08 - 11:00 às 12:30h

- 1) Triaxialidade no IBM
C.A. Nunes, C.L. Lima (15 min.)
- 2) Bandas rotacionais em ^{132}Pr
L.G.R. Emediato, E.W. Cybulska, M.N. Rao, W.A. Seale, R.V. Ribas, S. Botelho, N.H. Medina, J.R.B. de Oliveira, M. de Almeida (15 min.)
- 3) Estrutura nuclear de ^{132}La e ^{130}La
J.R.B. de Oliveira, M. de Almeida, E.W. Cybulska, M.N. Rao, W.A. Seale, R.V. Ribas, S. Botelho, N.H. Medina, L.G.R. Emediato (10 min.)
- 4) Excitação coulombiana de ^{130}Os
S. Botelho, W.A. Seale, R.V. Ribas, E.W. Cybulska, M.N. Rao, N.H. Medina, L.G. Emediato, J.R. Brandão, M. Almeida (10 min.)
- 5) Razão giromagnética de estados excitados de ^{107}Ag
N.H. Medina, R.V. Ribas, M.N. Rao, W.A. Seale, E.W. Cybulska, L.G. Emediato, J.R. Brandão, S. Botelho, M. Almeida (15 min.)

FÍSICA NUCLEAR - COMUNICAÇÕES VI
Sabado - 29/08 - 15:30 às 17:00h

- 1) Medida da seção de choque para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$
N. Added, N. Carlin, M.M. Coimbra, R.M. dos Anjos, V. Guimarães, E.M. Szanto, M.C.S. Figueira, L. Fante Jr., A. Szanto de Toledo (15 min.)
- 2) Efeito da polarização no sistema $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$
R. Liehtenthaler F., A. Lepine-Szily, A.C.C. Villari, J. Martins Jr., M.N. Obuti (15 min.)

- 3) The generations of rotational bands by deep, diffuse potentials
A.C. Merchant (15 min.)
- 4) Alpha particle cluster states in ^{40}Ca
A.C. Merchant (15 min.)
- 5) Descrição simplificada de emissão múltipla do núcleo composto
B.V. Carlson (15 min.)

FÍSICA NUCLEAR - COMUNICAÇÕES VII
Sábado - 29/08 - 17:30 às 19:00h

- 1) São os efeitos relativísticos essenciais à saturação da matéria nuclear no modelo - ?
M.N. Nemes, E. Gonçalves (15 min.)
- 2) Efeitos relativísticos sobre polarização efetiva no espalhamento quase-livre
G. Krein, T. Maris, E. Veit (15 min.)
- 3) Cálculo de polarização com força N-N separáveis
T. Frederico, I.D. Goldman (15 min.)
- 4) Cálculo da razão D/S para o ^4He
T. Frederico, S.K. Adhikari, I.D. Goldman (10 min.)
- 5) An analytic one - dimensional model for an N-Boson condensate showing saturation
A.C. Merchant, M.P. Isidro F. (10 min.)

INTERAÇÃO DE IONS E ELETRONS COM A MATÉRIA - COMUNICAÇÕES I
Quinta-feira - 27/08 - 11:15h

- 1) Alcances de ions implantados (10-400 keV) em SiO_2
P.L. Grande, P.F.P. Fichtner, M. Behar, R.P. Livi e F.C. Zawislak (15 min.)
- 2) Perfis de implantação de ions pesados implantados em filmes de carbono amorfo
P.L. Grande, P.F.P. Fichtner, M. Behar, L. Amaral, R.P. Livi e F.C. Zawislak (15 min.)
- 3) Frações de equilíbrio para os estados de carga do hidrogênio. Medidas em filmes metálicos evaporados in situ
F.L. Freire Jr., N.V. de Castro Faria, R.G. de Pinho, R. Kirsh e D.P. Almeida (15 min.)
- 4) Estudo da concentração de Torio no ar
K. Moore da Cunha, C.V. Barros Leite, G.B. Baptista e S.M. Carvalho (15 min.)

COMUNICAÇÃO II

quinta-feira - 27/08 - 16:45h

- 1) Estabilidade térmica e difusão de Bi implantado no fotoresistor AZ111
R.B. Guimarães, L. Amaral, R.P. Livi, J.P. de Souza, M. Behar e F.C. Zawislak (15 min.)
- 2) Estudo da influência dos complexos de He-vacâncias nos compostos formados no aço inox 316 implantado com nitrogênio
S.M.M. Ramos, L. Amaral, A. Vasquez, M. Behar, F.C. Zawislak (15 min.)
- 3) Análise do efeito da implantação de partículas nos compostos formados em aço 1020 implantados com diferentes doses de nitrogênio
S.M.M. Ramos, A. Vasquez, L. Amaral, M. Behar e F.C. Zawislak (10 min.)
- 4) Estudo da interdifusão e reação induzidas por bombardeamento iônico em bicamadas de Fe-Al: parte I - Análise por retroespalhamento Rutherford
M.A.Z. Vasconcellos, S.R. Teixeira, P.H. Dionísio, W.H. Schreiner e I.J.R. Baumvol e F.L. Freire Jr. (10 min.)
- 5) Estudo da interdifusão e reação induzidas por bombardeamento iônico em bicamadas de Fe-Al: parte II - Resistência de folha e microscopia eletrônica
S.R. Teixeira, M.A.Z. Vasconcellos, P.H. Dionísio, W.H. Schreiner e I.J.R. Baumvol (10 min.)
- 6) Estudo da interdifusão e reação induzidas por bombardeamento iônico em bicamadas de Fe-Al: parte III - Difração de raios-x e espectroscopia Mossbauer e elétrons de conversão
M.A.Z. Vasconcellos, S.R. Teixeira, P.H. Dionísio, W.H. Schreiner e I.J.R. Baumvol (10 min.)
- 7) Formação do óxido de Zr no processo eletrolítico e a distribuição de dopantes - uma análise por RBS
B.K. Potnick, C.V. Barros Leite, G.B. Baptista, L. Guimarães, E.A. Schweikert, N. Magnussen e D.L. Cocke (15 min.)
- 8) Efeito de ciclos de hidrogenação-desgasificação no aço inoxidável AISI304 implantado com nitrogênio
A. Saavedra, C.N. Elias e R. Pascual (15 min.)

COMUNICAÇÕES III

Sexta-feira - 20/08 - 16:45h

- 1) Difusão de elétrons em líquidos
C. Malamut, A.S. Paschoa e P.J.S. Paes-Leme (15 min.)
- 2) Determinação experimental de seção de choque diferencial inelástica total do espalhamento de elétrons por hidrogênio na faixa de energia intermediária
I. Iga, J.C. Pinheiro, L. Mu-Tao e J.C. Nogueira (15 min.)
- 3) Fotoionização acompanhada de fotoexcitação em átomos
G.B. Baptista (15 min.)
- 4) Captura e perda de elétrons por íons de hélio em colisões com gases nobres
F.L. Freire Jr., N.V. de Castro Faria e A.G. de Pinho (15 min.)
- 5) Cálculo de seções de choque vibracionalmente elástica e excitação vibracional (0 l) para espalhamento de elétrons de baixa energia por molécula de hidrogênio
L. Mu-Tao e D. Treu Filho (15 min.)
- 6) Excitação eletrônica do N_2 ao estado σ' por impacto de elétrons
C.E. Bielschowsky, M.A.C. Nascimento e E. Hollauer (15 min.)

SUPERCONDUTORES

Sonia Prota-Pessoa, Instituto de Física da USP

INTRODUÇÃO

O impacto criado pela descoberta de supercondutores cerâmicos de alta temperatura crítica, anunciada em novembro de 1986 por Bednorz e Müller, ultrapassou os meios acadêmicos, atingindo os jornais, afetando o mercado de ações e despertando a curiosidade do público em geral.

A potencialidade do ponto de vista tecnológico é inegável, embora os meios de comunicação tenham por vezes exagerado, prevendo a curto prazo soluções que no momento têm ainda o sabor de ficção científica.

Por outro lado, a descoberta dos supercondutores cerâmicos toca em questões fundamentais, do ponto de vista acadêmico, pois existe a possibilidade de estar em ação um novo mecanismo nesses materiais diferente do aceito para os supercondutores metálicos tradicionais.

Nessa palestra abordarei de forma breve a evolução da área, desde a descoberta dos supercondutores até o advento dos supercondutores cerâmicos. Faremos uma breve introdução à teoria BCS, de importância para o desenvolvimento teórico da área e discutiremos algumas propriedades que tornam os materiais supercondutores interessantes do ponto de vista tecnológico. Finalmente abordaremos os supercondutores cerâmicos, sua potencialidade tecnológica e principalmente as questões que foram levantadas com o advento desses novos materiais, mobilizando a comunidade científica em busca de respostas adequadas.

O Efeito Meissner

O fato mais notável na supercondutividade é a passagem de corrente sem dissipação e foi a observação de K. Onnes

de que a resistência do Hg caía a zero abaixo de 4K que, em 1911, levou à descoberta da supercondutividade. Hoje em dia sabe-se que a grande maioria dos metais torna-se supercondutor abaixo de uma certa temperatura crítica T_c , que varia com o material. No entanto, o supercondutor não é apenas um condutor perfeito, mas também um diamagneto perfeito expulsando o campo magnético do seu interior.

Para analisar a diferença entre um condutor perfeito e um supercondutor vamos analisar o comportamento do condutor perfeito em presença de campo. Usaremos a definição de corrente \vec{j} , a força sobre um portador de carga q e as equações de Maxwell para obter o valor da indução magnética num condutor perfeito.

$$\vec{F} = q \vec{E} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \qquad \nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (1)$$

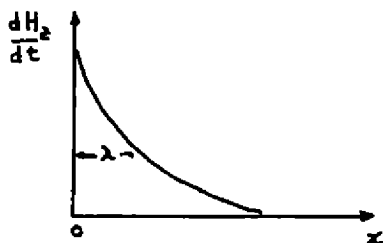
$$\vec{j} = nq\vec{v} \qquad \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\vec{H}}{dt}$$

onde n é a densidade de portadores.

Usando as equações acima obtemos:

$$\nabla^2 \left\{ \frac{d\vec{H}}{dt} \right\} = \frac{1}{\lambda^2} \frac{d\vec{H}}{dt} \quad \text{onde} \quad \lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi nq^2} \quad (2)$$

Para uma interface plana localizada em $x = 0$ temos:



$$\frac{dH_z(x)}{dt} = \frac{dH_z(0)}{dt} e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (3)$$

Fig. 1

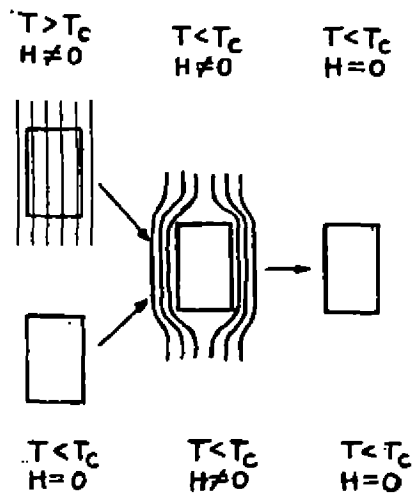
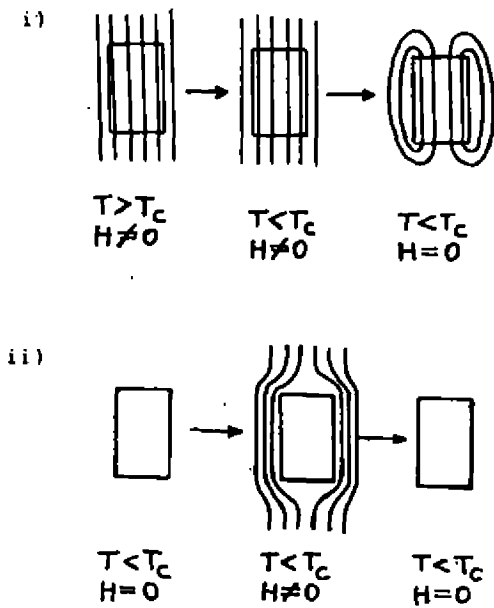
Como consequência, desprezando a camada de espessura λ (algumas centenas de Å), o campo no interior de um condutor perfeito não varia. Na figura 2a, consideramos duas situações, onde um material hipotético se torna um condutor perfeito na presença (situação i) ou na ausência (ii) de um campo aplica

do. Vemos que o fato de existir ou não campo no interior de um condutor perfeito depende da história progressiva, ou seja, de como o estado foi preparado.

O comportamento do supercondutor é diferente e está ilustrado na Figura 2b. O supercondutor é um diamagneto perfeito, isto é, sempre expulsa o campo do seu interior. Esse comportamento, denominado efeito Meissner foi verificado pela primeira vez por Meissner e Oschfeld em 1933.

Fig. 2a - Condutor Perfeito

Fig. 2b- Supercondutor (diamagneto perfeito)



Em 1935, London sugeriu que o efeito Meissner seria compatível com um tratamento semelhante ao que usamos para o condutor perfeito, desde que, no resultado final (eqs 2 e 3) fossem omitidas as derivadas temporais. Teríamos então:

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{\vec{H}}{\lambda_L^2} \quad (4)$$

$$H_z(x) = H_z(0) e^{-\frac{x}{\lambda_L}}$$

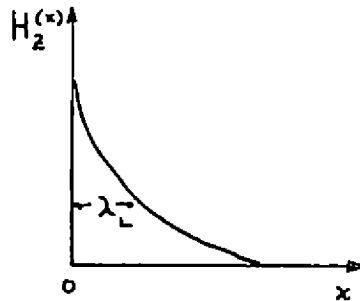


Fig. 3

A distância λ_L , conhecida como distância de penetração, é um parâmetro importante em supercondutores. Em metais puros e simples, ela é da ordem de 200 - 500 Å, mas em sistemas mais complexos e metais impuros pode chegar a 10^{-4} cm.

London mostrou que as equações acima (sem derivadas temporais) só são satisfeitas se $\nabla \times \vec{p} = 0$, onde $\vec{p} = m\vec{v}_s + q\vec{A}$ é o momento canônico, \vec{A} o potencial vetor tomado de forma a ter $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ e \vec{v}_s a velocidade \vec{v} do portador.

Numa região simplesmente conexa (ou seja num supercondutor maciço) a condição se torna $\vec{p} = 0$, sugerindo que todos os portadores estão no mesmo estado (rigidez da função de onda). Como é aceito que os portadores são elétrons, o resultado é surpreendente, pois elétrons são Férmions e não podem ocupar o mesmo estado. Este impasse só seria resolvido em 1957 com a teoria BCS da supercondutividade.

É interessante notar que o supercondutor se torna um metal normal não só para temperaturas acima de temperatura crítica T_c , mas também para campos acima do campo crítico H_c e correntes acima da corrente crítica j_c . Esses 3 parâmetros são de extrema importância para aplicações tecnológicas da supercondutividade.

Para entender a existência de um campo crítico H_c , é preciso notar que uma certa energia é gasta para distorcer as

linhas de fluxo e impedir que o campo penetre no interior do supercondutor. Pode-se mostrar que essa energia (por unidade de volume) é dada por $\frac{H^2}{8\pi}$, onde H é o valor do campo externo. Como o estado supercondutor é energeticamente favorável com relação ao estado normal para $T < T_c$, vale a pena expulsar o campo se a energia de coesão ganha ao se tornar supercondutor compensar a energia gasta em expelir o fluxo. A energia de coesão é dada por $G_N - G_S(0)$, onde G_N é a energia do estado normal e $G_S(0)$ a energia do estado supercondutor a campo nulo. Em presença de um campo H, a energia do supercondutor é dada por

$$G_S(H) = G_S(0) + \frac{H^2}{8\pi} \quad (5)$$

onde a energia gasta por expulsar o campo foi acrescentada. À medida que o campo cresce, a energia $G_S(H)$ cresce. Uma transição do estado supercondutor para o estado normal acontece em presença de um campo crítico H_c tal que a energia $G_S(H_c)$ seja igual à G_N . Para $H > H_c$ o estado normal tem energia mais baixa e é favorecido.

$$G_S(H_c) = G_S(0) + \frac{H_c^2}{8\pi} = G_N \quad (6)$$

É fácil ver que a energia de coesão pode ser expressa em termos do campo crítico na forma:

$$G_N - G_S(0) = \frac{H_c^2}{8\pi} \quad (7)$$

Como já frizamos, altos valores de T_c , H_c e j_c são importantes em grande parte das aplicações tecnológicas. Além disso, os materiais devem ser resistentes, dúteis, não degradar com tempo e reciclagem, etc. Entre os melhores materiais tradicionais temos: NbTi, Nb₃Sn e Nb₃Ge. Graças a uma sofisticada técnica de fabricação desenvolvida nos anos 60, eles podem ser obtidos em forma de fios com as propriedades desejadas. São todos supercondutores do tipo II que como veremos criam re

giões normais em seu interior, deixando penetrar parte do fluxo. Os melhores valores de T_c , H_c e j_c para supercondutores tradicionais são dados abaixo:

$$T_c \sim 23K$$

$$H_c \sim 400kG$$

$$j_c \sim 10^7 \text{ A/cm}^2$$

As aplicações tecnológicas da supercondutividade são muitas e variadas. Uma das mais importantes, já amplamente usada hoje em dia, é a construção de bobinas supercondutoras para geração de altos campos magnéticos. Essas bobinas são usadas com os mais variados fins; confinamento de plasmas em fusão, separação magnética em indústrias e ecologia, física de altas energias, etc.

Outras aplicações:

- transmissão sem perdas (ex: para reduzir o tamanho de computadores).
- Medição de pequenas variações de campo (SQUIDS)- (ex: estudo de atividade cerebral através do campo H).
- Computadores usando o efeito Josephson (desenvolvido pela IBM, não foi considerado economicamente viável na época).

Os supercondutores podem ainda ser usados em geradores, linhas de transmissão, levitação magnética em trens e inúmeras aplicações de pequena escala baseadas no efeito Josephson. Esse efeito, que não será discutido nessa palestra, é uma das áreas importantes da supercondutividade, sendo também extremamente útil do ponto de vista prático.

Teoria BCS da Supercondutividade

Embora a supercondutividade tenha sido descoberta em 1911, só em 1957, com a teoria de Bardeen, Cooper e Schrieffer (BCS) ficou claro, qual o mecanismo microscópico responsável pela supercondutividade usual em metais. Para que se

possa apreciar a polêmica gerada com o advento dos supercondutores cerâmicos é importante introduzir, ainda que de forma simples, os conceitos básicos da teoria BCS.

Antes de mais nada, vamos introduzir aqui um modelo simples para o metal normal (isto é, para o metal quando não se encontra no estado supercondutor). O metal normal pode, em primeira aproximação, ser visto como um gás de elétrons livres, não interagentes confinados numa caixa que representa os limites da amostra. A solução para uma partícula é dada por:

$$\psi_{\vec{k}} = e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}} \quad \text{com} \quad \vec{p} = \hbar \vec{k} \quad (8)$$

$$\epsilon_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

onde ϵ_k é a energia e \vec{p} o momento do elétron. Se temos N elétrons no estado fundamental, preenchemos os $\frac{N}{2}$ estados de mais baixa energia com dois elétrons de spin opostos. Assim, o último elétron tem energia $\epsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}$, onde ϵ_F é a chamada energia de Fermi.

Portanto para o metal normal a $T = 0K$ temos:

- Todos os estados com $|\vec{k}| < k_F$ estão ocupados.
- Os estados com $|\vec{k}| > k_F$ estão vazios.
- Se acrescentarmos dois elétrons ao sistema a energia aumenta de $2\epsilon_F$.

A situação quanto à distribuição de energia ϵ_k e o momento $\hbar \vec{k}$ é resumida na figura abaixo:

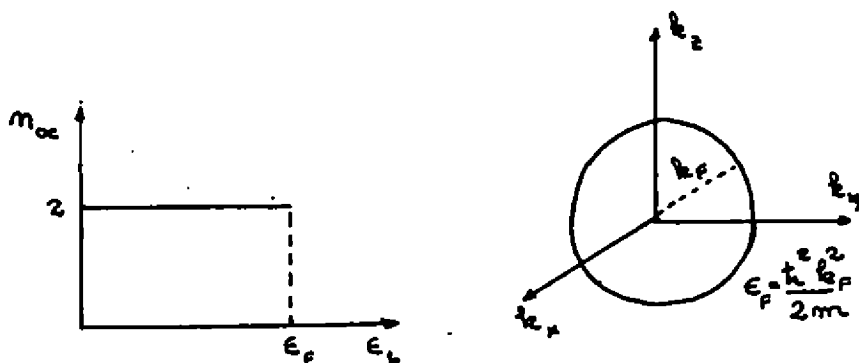


Fig. 4

Queremos agora descrever o estado fundamental do estado supercondutor. Para simplificar o problema Cooper resolveu tomar o estado fundamental normal como dado e adicionar dois elétrons fracamente interagentes entre si, ao sistema. Ele verificou que nessa situação, os elétrons adicionais podem formar um par de Cooper, que tem energia menor que $2\epsilon_F$, para qualquer interação atrativa por mais fraca que seja.

Cooper supôs que o par de elétrons adicional de spin opostos tinha momento total nulo (o par de Cooper seria o portador de carga da teoria de London) e que portanto poderia ser descrito por uma função de onda da forma:

$$\Psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_{\vec{k}} g_{\vec{k}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_1} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}_2} \times (\text{parte de spin})$$

onde \vec{r}_1 e \vec{r}_2 indicam as coordenadas de cada um dos elétrons com momento $\hbar\vec{k}$ e $-\hbar\vec{k}$ respectivamente. O coeficiente $g_{\vec{k}}$ é por enquanto arbitrário e está relacionado com a probabilidade de achar o par de elétrons num dado estado $(\vec{k}\uparrow, -\vec{k}\downarrow)$. Os demais elétrons, nesse modelo, apenas impedem que os elétrons adicionais ocupem estados com $|\vec{k}| < k_F$, já ocupados por Férmions.

Como os estados de spin opostos são antissimétricos na troca de spin e a função de onda do par deve ser antissimétrica na troca de spin e coordenada, a parte orbital deve ser simétrica na troca de coordenadas. Lembrando que estados com $|\vec{k}| < k_F$ estão proibidos, a função de onda do par de Cooper toma a forma:

$$\Psi_0(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \sum_{|\vec{k}| > k_F} g_{\vec{k}} \cos \vec{k} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) (\alpha_1 \beta_2 - \beta_1 \alpha_2) \quad (9)$$

\downarrow simétrica \downarrow antissimétrica

onde α indica spin \uparrow e β spin \downarrow .

Substituindo na equação de Schrödinger de duas partículas em presença de um potencial atrativo V_{kk} , da forma dada abaixo, temos (a pós um tratamento não trivial!) a energia do par.

$$E = 2\epsilon_F - 2\hbar\omega_c e^{-\frac{2}{N(E_F)V}} \quad (10)$$

Para obter essa expressão foi tomada uma interação da forma:

$$V_{\vec{k}, \vec{k}'} = \begin{cases} V & \epsilon_P < \epsilon_k < \epsilon_P + \hbar\omega_c \\ 0 & \text{se } k \text{ ou } k' \text{ estiverem fora dessa região} \end{cases}$$

Nesse caso, a energia do par é menor que $2\epsilon_P$ se a função de onda que descreve o par de Cooper for descrita por uma amplitude g_k ($k > k_P$) da forma dada na figura 5.

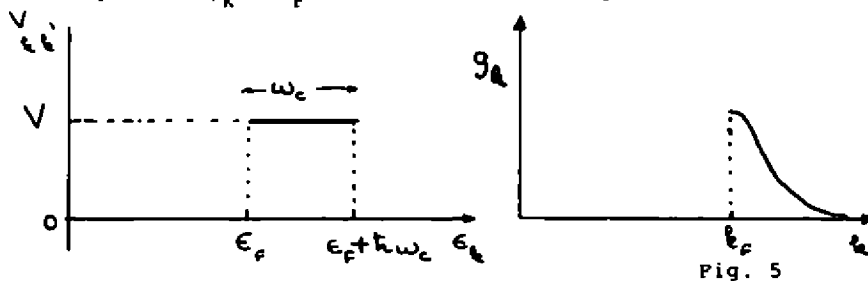


Fig. 5

No estado normal, os dois elétrons ocupariam estados com $k=k_P$ e teriam energia $2\epsilon_P$. No par de Cooper, os elétrons ocupam estados k com $k > k_P$ em torno da energia de Fermi. A probabilidade de encontrar os elétrons com um dado k é dada por g_k , sendo grande se $k \approx k_P$ e pequena se $k \gg k_P$.

Se os dois últimos elétrons podem abaixar sua energia formando um par de Cooper é de se esperar que os dois penúltimos, antepenúltimos, etc., também procurem alterar seus estados em presença de uma interação atrativa, baixando a energia total do sistema.

A função de onda de muitos elétrons que abaixa a energia total do sistema com relação ao estado normal é constituída à $T = 0K$ por uma distribuição de pares $(\vec{k}\uparrow, -\vec{k}\downarrow)$. Note que o par de Cooper tem o momento total nulo, resolvendo o paradoxo proposto por London.

A probabilidade de um par ϵ_k estar ocupado é dado pela distribuição da figura 6.

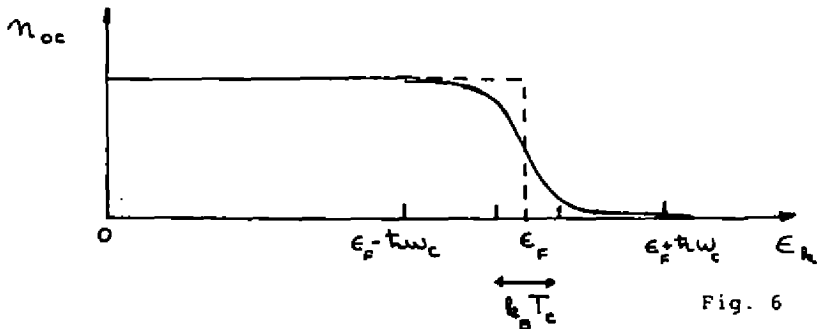


Fig. 6

A linha pontilhada indica a ocupação para o estado normal . Há um forte desvio na ocupação do estado supercondutor com relação ao normal numa região da ordem de kT_c em torno da energia de Fermi E_F . A distribuição do supercondutor a $T = 0K$ é bastante parecida com a do metal normal a uma temperatura $T \sim T_c$. Para $T > T_c$ a agitação térmica quebra a energia de ligação dos pares e ocasiona um retorno ao estado normal. Na teoria BCS, a temperatura crítica é dada por:

$$T_c \cong \frac{\hbar\omega_c}{2} e^{-\frac{1}{N(E_F)V}} \quad (11)$$

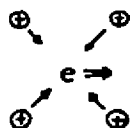
onde $N(E_F)$ é a densidade de estados eletrônicos na energia de Fermi. Nesse modelo, a temperatura crítica é alta se ω_c é alto, $N(E_F)$ é alto e V é grande. Como veremos, ω_c é normalmente associada com ω_D (frequência de Debye) para fônons acústicos.

Vimos que em presença de uma interação atrativa, os dois últimos elétrons abaixam sua energia com relação à do estado normal, formando um par de Cooper. Mas como pode haver uma interação atrativa entre elétrons?! A sugestão BCS é de que essa atração é mediada pelos íons da rede que vibram com frequência característica da ordem de ω_D (Frequência de Debye).

Podemos entender com um modelo bastante simplificado a origem da interação atrativa elétron-elétron via rede . Suponhamos que um elétron se encontre numa região do espaço.

Como o elétron possui carga negativa, ele atrai os íons que começam a se mover em sua direção. O elétron deixa a região e segue seu caminho, mas os íons, devido à sua inércia (têm massa bastante grande comparada com a dos elétrons) não retornam imediatamente, deixando a região por onde o elétron passou com um ligeiro excesso de carga positiva. Essa carga pode atrair elétrons gerando uma interação efetiva atrativa elétron-elétron mediada pela rede como ilustrado na figura 7.

(a)



Íons são afastados da posição de equilíbrio pela presença do elétron.

(b)



atração elétron-elétron via íons da rede.

Fig. 7

A participação dos íons na supercondutividade tradicional era conhecida através do efeito isotópico, medido experimentalmente. Numa grande quantidade de materiais, quando se substituíam um elemento por seu isótopo a temperatura crítica T_c mudava obedecendo aproximadamente a lei $T \propto M^{-1/2}$. Como $\omega_D \propto M^{-1/2}$, esta proporcionalidade é confirmada pela teoria BCS.

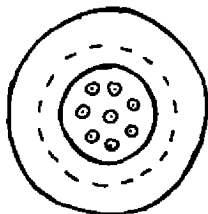
O argumento final em favor do BCS, onde os portadores são pares de Cooper, veio em 1961, com a experiência de quantização de fluxo.

A quantização de fluxo havia sido sugerida, há muitos anos por London através de argumentos simples. Como já vimos na teoria de London, temos para o momento canônico do

portador em presença de campo magnético:

$$\vec{p} = m \vec{v}_s + q \frac{\hbar}{c} \quad (12)$$

Para uma região simplesmente conexa $\vec{p} = 0$, mas isso não é verdade em geral. Tomemos um anel com um campo \vec{H} penetrando através do orifício como mostra a figura. Apliquemos agora a regra de quantização tipo Bohr-Sommerfeld ao longo do per-



curso pontilhado. Isso pode ser feito, uma vez que o supercondutor pode ser visto como um estado quântico macroscópico, pois todos os portadores tem o mesmo \vec{p} .

Fig. 8

$$\oint \vec{p} \cdot d\vec{l} = nh = \underbrace{\oint m \vec{v}_s \cdot d\vec{l}}_{\text{desprezível}} + \oint \frac{q}{c} \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (13)$$

No supercondutor tipo I em equilíbrio em presença de campo magnético, as correntes e, portanto, \vec{v}_s são não nulas apenas na superfície (a distâncias da ordem da distância de penetração). Se o circuito pontilhado for tomado no interior do anel, o primeiro termo é desprezível. Portanto, temos:

$$\oint \frac{q}{c} \vec{A} \cdot d\vec{l} = \frac{q}{c} \iint_S (\nabla \times \vec{A}) \cdot d\vec{s} = \frac{q}{c} \iint_S \vec{H} \cdot d\vec{s} = \frac{q}{c} \Phi$$

$$\oint \vec{p}_s \cdot d\vec{l} = nh = \frac{q}{c} \Phi \quad (14)$$

Assim, o fluxo Φ através do anel é quantizado em unidades de $\Phi_0 = \frac{hc}{q}$.

$$\Phi = \frac{nhc}{q} = n \Phi_0 \quad (15)$$

Medidas de quantização de fluxo fornecem Φ_0 . Como h e c são conhecidos, podemos obter a partir das medidas a carga q do portador. Em 1961, foram feitas as primeiras medidas de quantização de fluxo e uma carga $q = 2e$ foi obtida para o portador,

confirmando os resultados da teoria BCS ($e =$ carga do elétron).

Finalmente, gostaríamos de introduzir outro conceito importante em supercondutividade; a distância de coerência ξ_0 , que representa o "tamanho" do par. Para avaliar a distância ξ_0 , usaremos argumentos qualitativos baseados no princípio de incerteza. Os resultados obtidos estão em boa concordância com os obtidos de forma mais rigorosa dentro da teoria BCS.

Do princípio de incerteza temos as relações:

$$\delta p \delta x \sim \hbar \quad \text{e} \quad \delta E = \delta \left(\frac{p^2}{2m} \right) = \frac{p}{m} \delta p \quad (16)$$

Tomando para δE a energia característica $k_B T_C$ e para $\frac{p}{m}$ a velocidade do elétron no nível de Fermi v_F , temos:

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{k_B T_C} \quad (17)$$

$$\text{onde } \xi_0 \sim \delta p \sim \frac{\hbar}{\delta p} \quad \text{e} \quad \delta p = \frac{v_F}{k_B T_C}$$

A distância de coerência nos dá também uma idéia da distância necessária para destruir a supercondutividade. Por exemplo, para criar uma região normal (sem pares) no interior de uma amostra supercondutora, devemos garantir que os pares gerados na região supercondutora não se propaguem através da região normal. Assim, essa região deve ter pelo menos a extensão de uma distância de coerência ξ . A distância de coerência ξ juntamente com a distância de penetração λ_L , determinam o tipo de comportamento apresentado pelo material supercondutor em presença de campo magnético.

Supercondutores tipo II; campos críticos e vórtices

Como vimos, o campo magnético (a menos da distância λ_L) é excluído de regiões supercondutoras. Assim, para que o campo magnético penetre no interior da a-

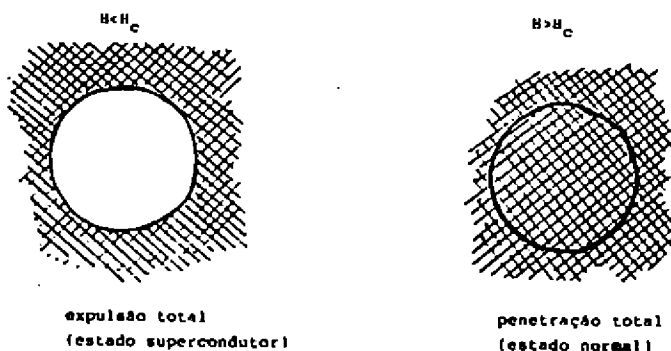
mostra, regiões normais devem ser formadas. Por outro lado, para expulsar o campo é gasta uma energia $\frac{H^2}{8\pi}$ por unidade de volume, e para campos altos, pode ser energeticamente favorável deixar que o campo penetre na amostra. No que diz respeito à penetração do campo, os supercondutores apresentam dois tipos de comportamento. No caso de supercondutores tipo I, as amostras expõem completamente o campo magnético de seu interior até um certo campo H_c e sofrem uma transição para o estado normal para valores do campo superiores a H_c , deixando o campo penetrar em toda a extensão da amostra. O campo H_c está relacionado com a energia de coesão e tem valores baixos da ordem de dezenas a centenas de gauss. As correntes críticas também são baixas, pois a supercondutividade é destruída quando o campo magnético por elas gerado na superfície do fio, atinge algumas centenas de gauss.

Note que para grande parte das aplicações precisamos de campos críticos da ordem de centenas de kgauss (mil vezes maiores que os obtidos em amostras do tipo I!) e altas correntes críticas. Assim, a vasta maioria dos materiais supercondutores utilizados para aplicações práticas são supercondutores do tipo II. No caso de supercondutores tipo II, as amostras expõem completamente o campo magnético do seu interior até um certo valor H_{c1} , quando é formada uma pequena região normal no interior da amostra por onde o campo penetra. Em analogia ao que acontece na superfície, esse campo é então blindado por correntes e decai numa distância de penetração λ_L , enquanto que o restante da amostra permanece supercondutora. À medida que aumentamos o campo acima de H_{c1} , um número cada vez maior de regiões normais são formadas até que para um campo crítico superior H_{c2} , a amostra se torna totalmente normal. Na figura 9, ilustramos o comportamento de supercondutores do tipo I e do tipo II em presença de campo magnético. A figura 9, apresenta

secções retas em uma amostra cilíndrica, perpendiculares ao campo. A região em xadrez indica regiões externas à amostra e regiões normais, onde o campo penetra.

Na figura 10 a e 10b, mostramos gráficos do campo magnético médio B no interior da amostra e da magnetização média M gerada pelas correntes nas interfaces como função do campo externo H para supercondutores do tipo I ($\xi > \lambda_L$) e do tipo II ($\xi < \lambda_L$) respectivamente. A área delimitada pela curva de magnetização só depende da energia de coesão, isto é, de H_c e é a mesma nos dois casos. Assim como a magnetização é menor para supercondutores do tipo II, os campos críticos H_{c2} nesses supercondutores atingem valores bem mais elevados que os campos H_c usuais para supercondutores do tipo I.

Tipo I



Tipo II

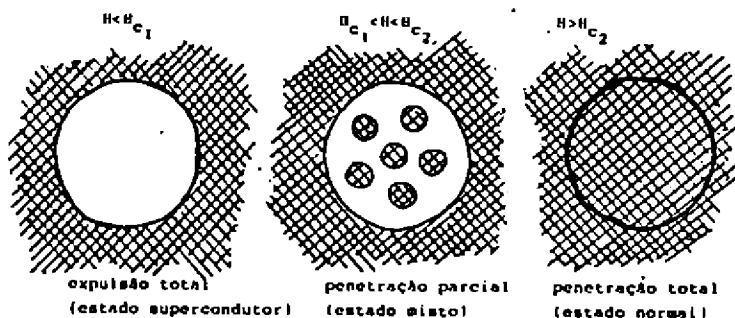
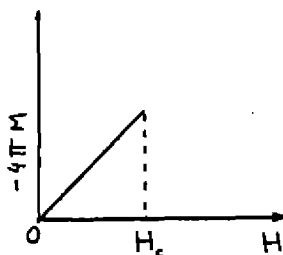
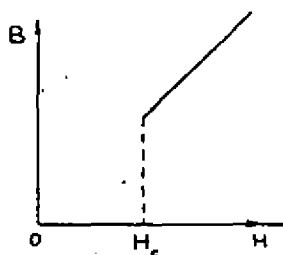
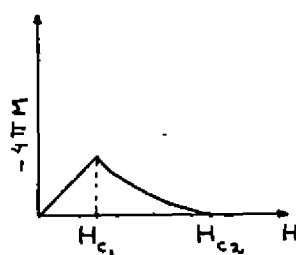
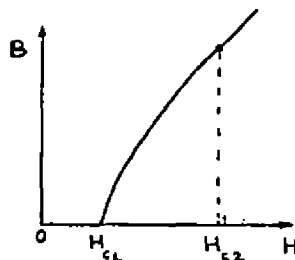


Fig. 9

Fig. 10a - Tipo I ($L > \lambda$)

Tipo I- O campo é expulso ($H < H_c$) ou penetra totalmente ($H > H_c$).

Fig. 10b - Tipo II ($L < \lambda$)

Tipo II- O campo é expulso ($H < H_{c1}$), penetra parcialmente ($H_{c1} < H < H_{c2}$) ou penetra totalmente ($H > H_{c2}$).

Para entender por que os materiais supercondutores tipo I e tipo II apresentam comportamentos tão diferentes, devemos fazer a seguinte pergunta. Em que circunstâncias é energeticamente favorável formar interfaces entre regiões normais e supercondutoras no interior da amostra?

Consideremos, portanto, o que se passa na interface entre uma região normal e uma região supercondutora. Nas figuras 11 e 12 representamos a densidade de pares $n_g(x)$ e o campo magnético $H(x)$ como função da distância junto a uma interface normal-supercondutor. No ponto $x = 0$, o número de pares se anula e o campo penetra totalmente de forma que $H(0)$ é igual ao campo externo.

A densidade de pares decai numa distância característica ξ da pela distância de coerência, enquanto que o campo magnéti-

co decai numa distância de penetração λ_L .

Tomemos o estado supercondutor como referência para estudar a região perto da interface. A energia de coesão associada aos pares é perdida (numa região ξ) perto da interface, à medida que a densidade de pares $n_s(x)$ diminui. Sabendo que a energia de coesão por unidade de volume é dada por $\frac{H_c^2}{8\pi}$ a energia sobe de $\frac{H_c^2}{8\pi} \xi$ por unidade de área da interface devido à falta de coesão.

Por outro lado, perto da interface, o campo penetra no supercondutor por uma extensão λ_L . Na ausência de interface uma energia $\frac{H_c^2}{8\pi}$ por unidade de volume seria necessária para expulsar o campo. Assim, em presença da interface, a energia desce de $\frac{H_c^2}{8\pi} \lambda$ por unidade de área devido a penetração de fluxo.

Se a energia total em presença da interface diminuir com relação ao estado totalmente supercondutor, a interface será criada. Isso

se dá quando

$$\frac{H_c^2}{8\pi} \xi - \frac{H^2}{8\pi} \lambda < 0 \quad (18)$$

ou seja

$$H^2 \geq \frac{\xi}{\lambda} H_c^2$$

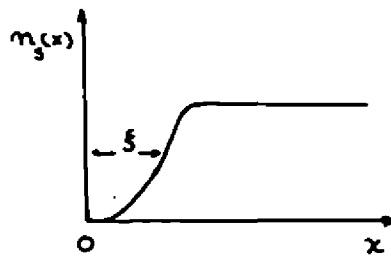


Fig. 11

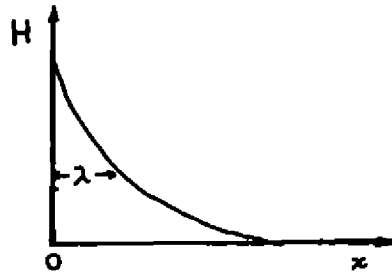


Fig. 12

Mas se o fluxo não penetrar até um campo $H < H_c$, o ma

terial é tipo I, pois vai a normal quando $H = H_c$. Assim, a formação de regiões normais dentro do supercondutor só pode acontecer se o fluxo penetra para valores de $H < H_c$. Mas $H < H_c$ só é condição favorável à criação de interfaces se $\frac{\xi}{\lambda} < 1$, ou seja, $\xi < \lambda$. Assim, um dado supercondutor é tipo I se $\xi < \lambda$ e tipo II se $\xi > \lambda$.

Normalmente, em metais simples e puros $\lambda = \lambda_L \sim 10^{-6}$ cm e $\xi = \xi_0 \sim 10^{-4}$ cm ($\xi > \lambda$) levando a um comportamento tipo I. No entanto, em presença de impurezas λ diminui, ξ cresce e a situação se inverte. Nesse caso, ($\lambda > \xi$) é vantajosa a criação de interfaces normal-supercondutor e o material é do tipo II. Os compostos mais complexos com vários átomos na cela unitária são, em geral, supercondutores tipo II. Este é o caso dos vários materiais supercondutores de aplicação tecnológica como Nb_3Sn , $NbTi$, etc. Tudo indica que os novos supercondutores cerâmicos de alto T_c também se encaixam nessa categoria.

Já vimos que as correntes críticas em supercondutores tipo I são baixas, uma vez que são limitadas pelos campos magnéticos por elas gerados. Nas situações geralmente encontradas em aplicações práticas as correntes existem em presença de campos magnéticos bastante fortes, maiores que o campo crítico H_{c1} dos supercondutores tipo II. Para entender como funcionam esses materiais e como aparecem na prática as limitações de corrente, devemos entender um pouco melhor o supercondutor tipo II no estado misto.

Quando o campo externo supera o campo crítico inferior H_{c1} , uma região normal por onde o campo penetra é criada no interior da amostra. Essa região tem a dimensão mínima necessária à criação da interface para evitar perdas desnecessárias de energia de coesão. Essa região mínima é um cilindro de raio ξ com eixo paralelo ao campo magnético, por onde o campo penetra. Em torno dessa parte central circulam cor

rentes que blindam o campo numa região de dimensões $\lambda \gg \xi$. Devido as correntes de blindagem, esse conjunto é denominado vórtice em analogia com os vórtices usuais. Na figura 13b, um corte ao longo do eixo mostra o comportamento do campo e da densidade de pares na região do vórtice. A estrutura tri-dimensional do vórtice está esboçada na figura 13a, onde a direção das correntes de blindagem é indicada. O vórtice é totalmente rodeado por regiões supercondutoras por onde uma corrente imposta ao fio pode circular sem dissipação. No entanto, numa amostra homogênea, a presença de corrente no material faz com que os vórtices se movimentem causando dissipação. Na prática para se obter altas correntes críticas são introduzidos "defeitos" ou imperfeições nas amostras.

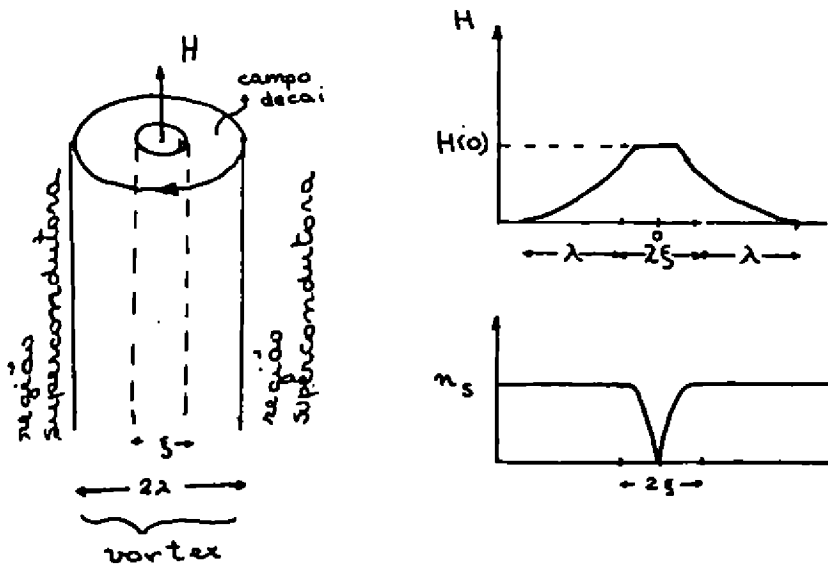


Fig. 13

Esses "defeitos" geram regiões preferenciais para a criação do vórtice de forma que para se movimentar o vórtice tem que vencer barreiras criadas pelas chamadas "forças de pinning". Assim, os vórtices são aprisionados nos centros de "pinning";

são impedidos de se movimentar e não dissipam. A corrente pode então circular sem dissipação na região supercondutora evitando os vórtices e a região normal, buscando sempre o caminho de menor resistência. Dessa forma correntes críticas bastante altas, da ordem de 10^6-10^7 A/cm² podem ser atingidas no estado misto $H_{c1} < H < H_{c2}$.

Como já vimos, a grande maioria das aplicações tecnológicas requer altos campos críticos H_{c2} , altas correntes críticas T_c . Na figura 14, ilustramos as propriedades dos materiais supercondutores tradicionais de maior importância em aplicações tecnológicas. Lembramos que a tecnologia de fabricação desses materiais, descobertos na década de 1960, vem sendo aperfeiçoada desde então, atingindo hoje grande sofisticação.

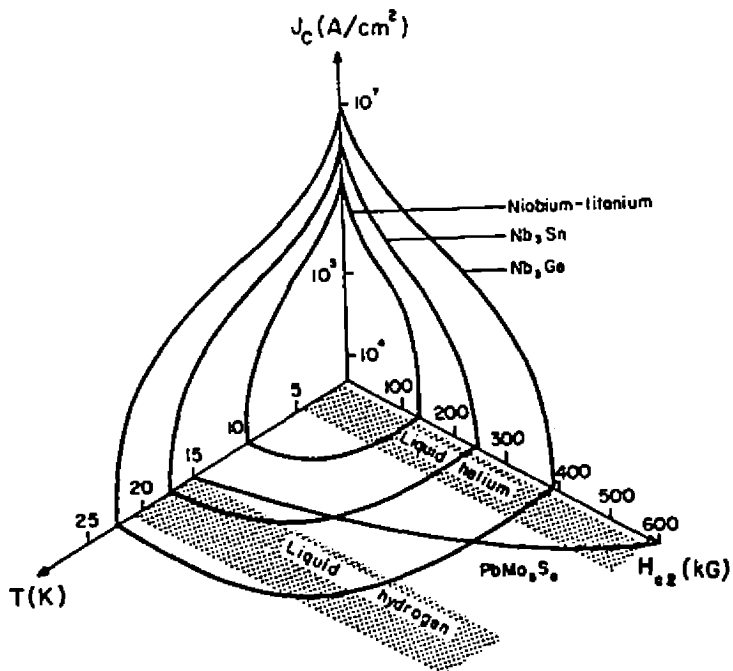


Fig. 14

Os produtos finais são dúteis, maleáveis, recicláveis e podem ser obtidos em forma de fios.

Como veremos, os novos materiais cerâmicos de alto T_c possuem campos críticos H_{c2} elevados e as correntes críticas j_c , embora ainda um pouco baixas, vêm crescendo de forma significativa com a melhoria das técnicas de fabricação.

No entanto, no estágio atual, os materiais cerâmicos são quebradiços, suas propriedades deterioram com a reciclagem e obtê-los em forma de fios não parece tarefa fácil. Assim, apesar de sua potencialidade, vários anos de desenvolvimento serão necessários para que possam vir a competir com os supercondutores tradicionais, na maioria das aplicações de larga escala.

Supercondutores Cerâmicos de alto T_c

Como o material precisa ser resfriado para se tornar supercondutor, a temperatura crítica T_c é de grande importância para aplicações tecnológicas. O máximo T_c já obtido vem crescendo em função do tempo de forma gradual, desde o começo do século quando o fenômeno da supercondutividade foi descoberto. Mesmo assim, até a descoberta dos supercondutores cerâmicos para se obter as temperaturas necessárias para aplicações tecnológicas da supercondutividade, era imprescindível o uso de He líquido, material raro e portanto caro.

Assim a comunidade estava ciente de que um grande avanço viria quando T_c atingisse temperaturas da ordem de 80K, permitindo que a refrigeração fosse feita usando nitrogênio líquido, abundante, seguro e barato. Mas uma extrapolação linear da Fig. 15, que mostra o avanço de T_c com o tempo, deixa claro que este evento não era esperado para esse século. Na verdade, vários cálculos teóricos baseados nas versões ma

is simples da teoria BCS, indicavam um limite máximo da ordem de 50K, para as temperaturas críticas supercondutoras.

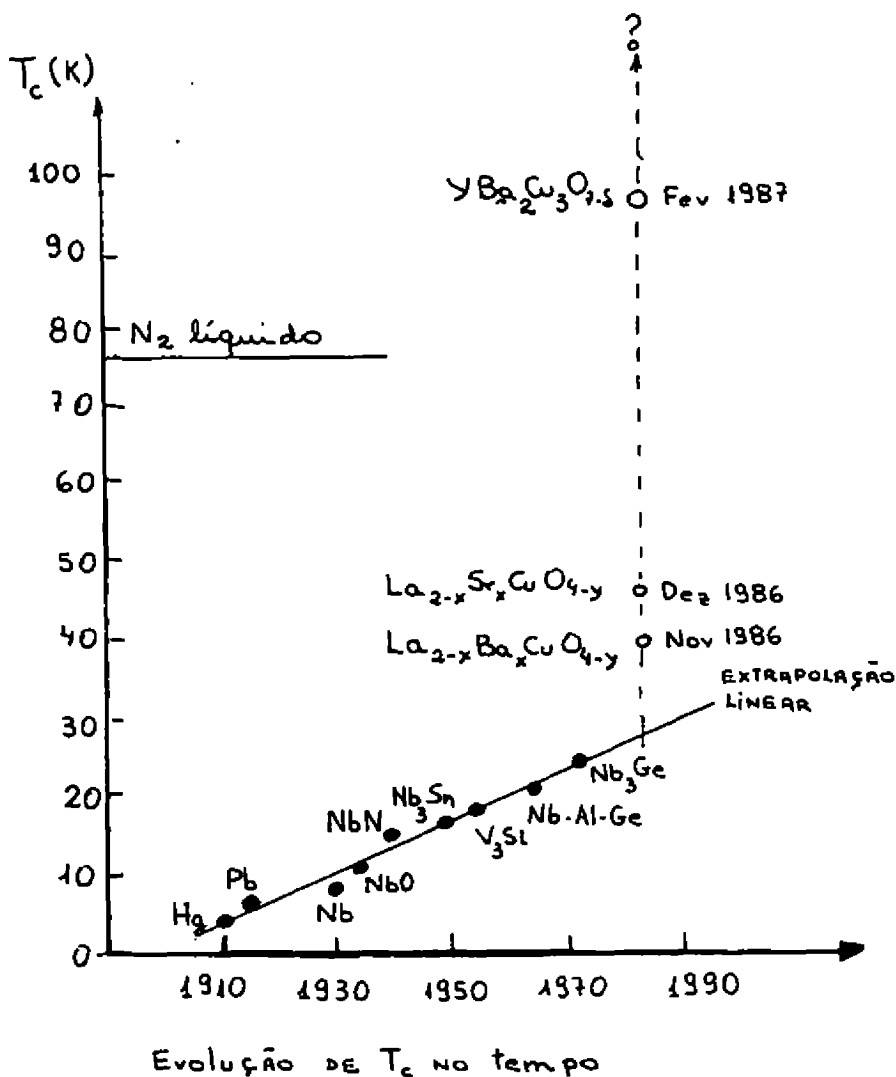
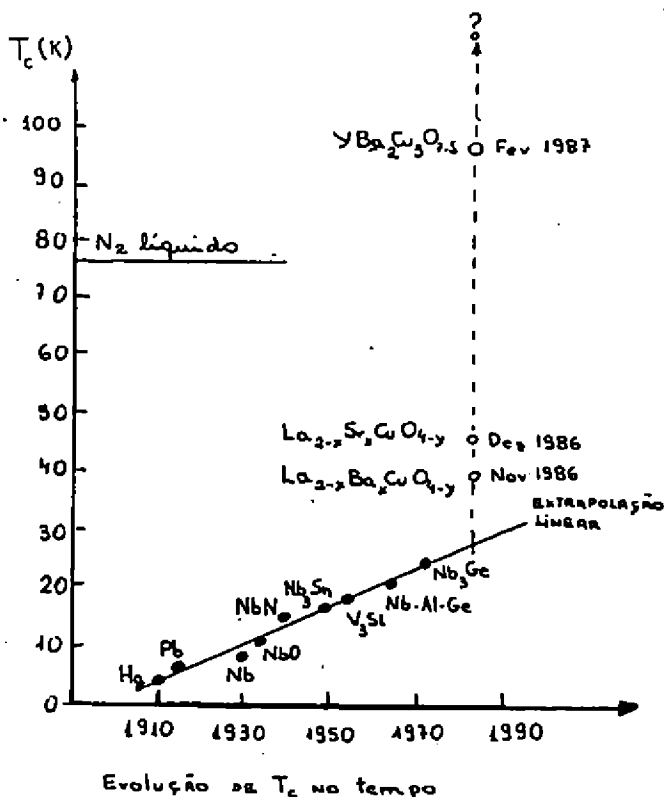


Fig. 15

Assim é fácil entender a agitação que tomou conta da comunidade com a descoberta dos novos supercondutores cerâmicos. Por um lado, esses supercondutores podem ser obti-



dos usando na refrigeração o nitrogênio líquido, tornando as possíveis aplicações tecnológicas mais competitivas. Por outro lado, a teoria BCS usual, não parece oferecer uma explicação satisfatória para os altos T_c dos supercondutores cerâmicos, deixando aberta a possibilidade de um novo mecanismo ser responsável pela supercondutividade nesses materiais.

Para entender melhor as dificuldades da teoria BCS, onde o par de Cooper é mediado por fônons acústicos, chamamos a atenção para a expressão para a temperatura crítica T_c , dada na equação 11. Para obter alto T_c é bom ter ω_c relativamente alto, mas devemos principalmente ter a densidade de estados na energia de Fermi $N(\epsilon_F)$ e a interação elétron-fônon V grandes. No BCS mediado por fônons, a frequência ω_c é fixada

por ω_D que caracteriza a frequência dos modos de fônons acústicos no material depende da massa dos íons (efeito isotópico).

Entre os supercondutores cerâmicos, os compostos de La ($(La_{2-x}SrCu)_4-y$ por exemplo) a substituição de O_{16} por isótopos leva a um efeito isotópico muito abaixo do esperado. Essa mesma substituição nos compostos de mais alto T_C , os chamados compostos um, dois, três ($YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$), apesar das fortes vibrações locais do O na rede, leva a um efeito isotópico nulo, dentro do erro experimental.

Os bons supercondutores tradicionais como o NbTi, Nb₃Ge, etc. apresentam altos valores para $N(\epsilon_F)$ o que, segundo a teoria BCS, favorece valores elevados de T_C . No entanto os compostos cerâmicos possuem $N(\epsilon_F)$ bastante baixos, menores que os encontrados nos metais usuais.

Portanto, apesar do mecanismo BCS usual, mediado por fônons não estar descartado, é pouco provável que esse mecanismo, sem nenhuma outra contribuição, forneça uma boa explicação para os altos T_C dos supercondutores cerâmicos. No entanto, é interessante notar que experiências de quantização de fluxo nos novos supercondutores cerâmicos continuam indicando um valor de $2e$ (sendo e a carga do elétron) para o portador. Esse fato deve ser levado em conta na elaboração de novas explicações teóricas para o fenômeno.

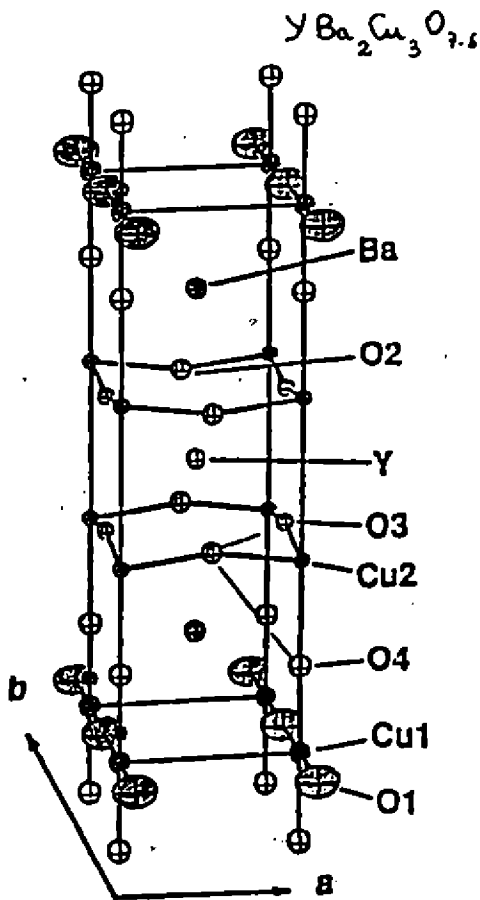


Fig. 16

Na figura 16 , mostramos a estrutura do composto um, dois, três ($YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) que possui um T_c da ordem de 95K. É conhecida a importância das cadeias lineares envolvendo Cu e O (designados por Cu e O₁ na figura) para a supercondutividade, pois quando elas são destruídas, o composto deixa de ser supercondutor. Há também evidências de que os pla

nos com Cu e O (designados por Cu₂ e O₃ na figura) são importantes para o processo. Na verdade, pelo que se sabe até hoje, o Cu e o O parecem ser os responsáveis pela supercondutividade, que é planar (altamente anisotrópica) nesses compostos, enquanto que o Y e o Ba parecem ter apenas a função de separar os planos e redistribuir os elétrons entre os átomos do composto.

Hoje em dia, existe um grande número de teorias sugeridas para a supercondutividade nos supercondutores cerâmicos. Elas se dividem, em geral, em duas categorias principais. Uma boa parte delas retém a idéia de pares de Cooper, mas sugerem excitons, polarons e outras excitações para substituir os fônons do mecanismo BCS tradicional, na mediação da interação atrativa entre os elétrons. Por outro lado, algumas das novas teorias sugerem soluções totalmente novas, abandonando os pares de Cooper, como é o caso da RBV (rassonnant valence bonds) sugerida por P.W. Anderson. De qualquer forma é bem possível que, como no caso dos Férmions pesados, efeitos de muitos corpos tenham um papel importante nesse novo mecanismo supercondutor, tornando difícil uma explicação simples baseada nos cálculos usuais de estrutura eletrônica.

Toda essa atividade teórica gera questões que só podem ser resolvidas de forma definitiva através de experimentos. Parte do problema é que no estágio atual, muitas das propriedades dos novos supercondutores são difíceis de medir devido à má qualidade das amostras, que normalmente não são monocristais e apresentam várias outras fases misturadas à fase supercondutora.

Na verdade, a má qualidade das amostras tornava, há até bem pouco tempo, difícil de avaliar a potencialidade desses novos materiais para aplicações tecnológicas. Os novos materiais, que são supercondutores tipo II, apresentavam, além do alto T_c , excelentes campos críticos H_{c2} . No entanto, os resultados para correntes críticas eram desanimadores, pois estas estavam muito abaixo do necessário para a maioria das aplicações. No entanto, recentemente foram produzidos na IBM amostras bastante puras do composto um, dois, três em forma de filmes finos de 10^{-4} cm de espessura, depositados sobre um substrato. Essas amostras exibiram a 77K

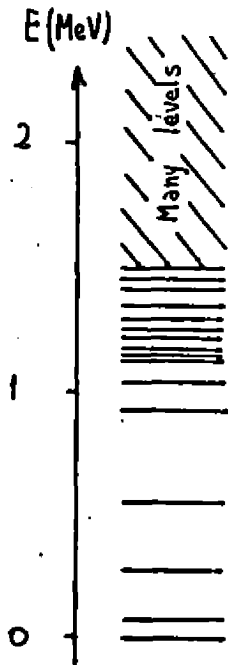
correntes críticas j_c da ordem de 10^6 A/cm², comparáveis à dos melhores supercondutores tradicionais. Cabe porém lembrar que apesar da boa densidade de corrente a geometria planar do filme fino em presença do substrato, não pode competir em termos práticos com os cabos supercondutores tradicionais, que são dúteis, tridimensionais, e de fácil conexão ao restante do sistema, podendo suportar uma corrente total bem maior que o filme.

Naturalmente, a área de supercondutores cerâmicos é muito nova e o progresso deve ser acelerado nos próximos anos. É possível que novos materiais sejam descobertos com melhores características do ponto de vista prático ou que novas técnicas de fabricação venham contornar os problemas que impedem a utilização dos supercondutores cerâmicos para uma grande variedade de aplicações.

De qualquer forma, as aplicações mais imediatas dos novos supercondutores cerâmicos deverão ser as de pequena escala, como componentes eletrônicos, SQUIDS e circuitos de computadores compactos. A meu ver, as aplicações de larga escala como bobinas, etc. deverão ser ainda, na próxima década, dominadas pelos materiais supercondutores tradicionais, cujas técnicas de fabricação vêm sendo aperfeiçoadas desde a década de sessenta.

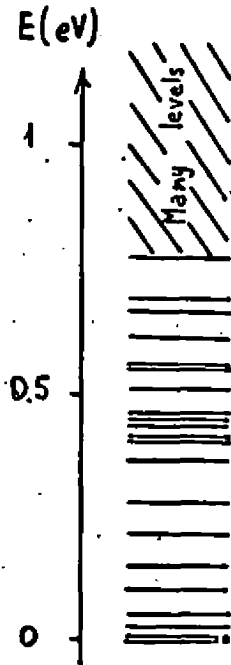
NUCLEI

$^{156}_{64}\text{Gd}_{92}$

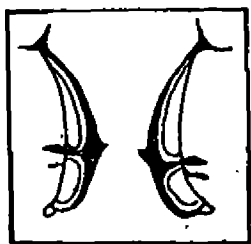


MOLECULES

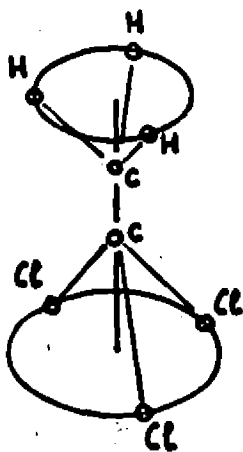
H_2



⇒ Symmetries



FLOOR PATTERN FOUND AT THE MEGARON
IN TYRINS, GREECE (ABOUT 1200 B.C.)



GEOMETRIC SYMMETRIES : THE TWISTED
 $\text{H}_3\text{C}-\text{C}\text{H}_3$ MOLECULE (C_3 SYMMETRY)

Symmetries in physics

(i) Exact symmetries

(a) Poincaré invariance

$$\mathcal{L}(x) = \bar{\psi}(x) \left[i \gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m \right] \psi(x)$$

(b) Rotational invariance

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(x)$$

(ii) Dynamic symmetries

(a) The Hamiltonian has group structure

G

(b) The Hamiltonian can be written in

terms only of Casimir invariants of

a chain of groups $G \supset G' \supset \dots$

\Rightarrow Properties of the system given in closed

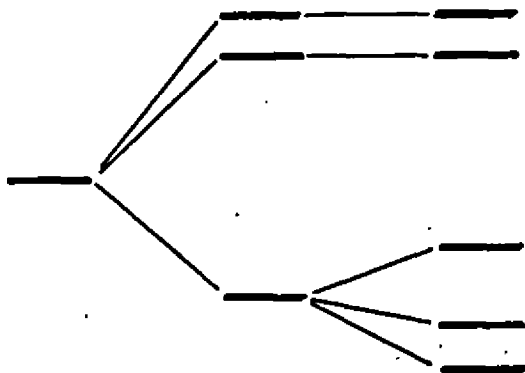
form in terms of quantum numbers

\Rightarrow Classification scheme

\Rightarrow Splitting of the representations of G

by successive addition of invariant

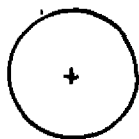
operators



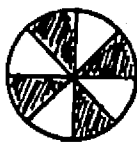
$$G \supset G' \supset G'' \supset \dots$$

$$H = \alpha C(G) + \alpha' C(G') + \alpha'' C(G'') + \dots$$

ILLUSTRATION OF DYNAMIC SYMMETRIES BY
REGULAR BREAKING OF ROTATIONAL INVARIANCE



O(2)



C₄

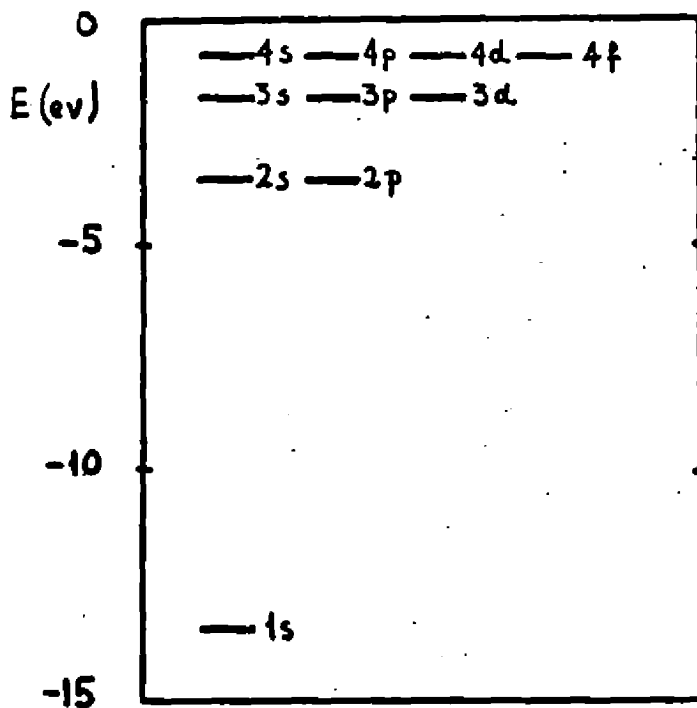


C₂

Examples

(a) The hydrogen atom

$$E(n, l, m_l) = -A/n^2$$



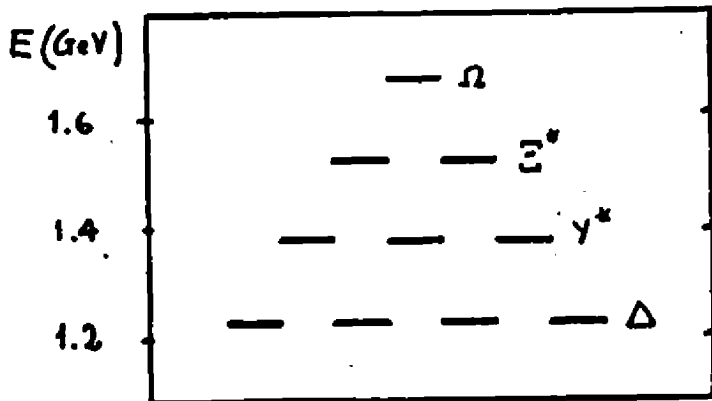
(b) Gell-Mann - Ne'eman SU(3)

$$\begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix} \leftarrow \text{quarks}$$

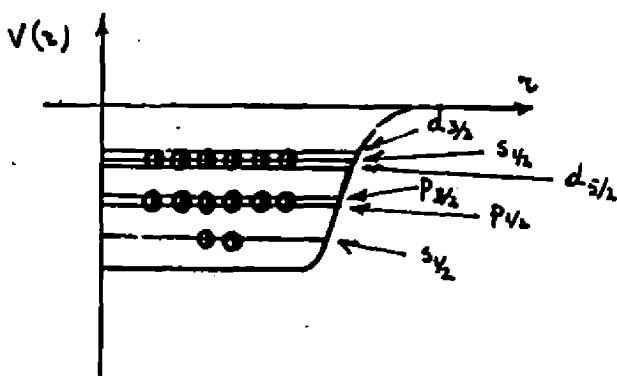
$$\begin{array}{ccccc} G & & G' & & G'' \\ \downarrow & & \downarrow & & \downarrow \\ SU(3) & \supset & SU(2) \otimes U(1) & \supset & SO(2) \otimes U(1) \\ \uparrow & & \uparrow & & \uparrow \\ I & & Y & & I_3 \end{array}$$

⇒ Energy formula (Gell-Mann - Okubo)

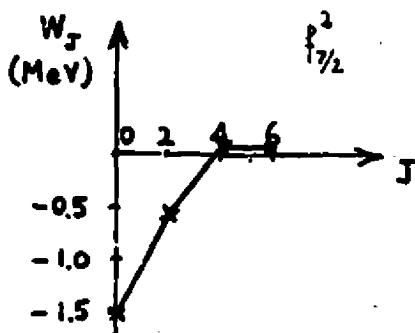
$$E(I, I_3, Y) = a + bY + c \left[\frac{1}{4} Y^2 - I(I+1) \right]$$



NUCLEAR STRUCTURE
CENTRAL FIELD



CORRELATIONS



COOPER PAIRS



S-BOSON



D-BOSON

INTERACTING BOSON MODEL

A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys. (N.Y.) 99, 253 (1976);
111, 201 (1978); 123, 468 (1979).

(a) Building blocks

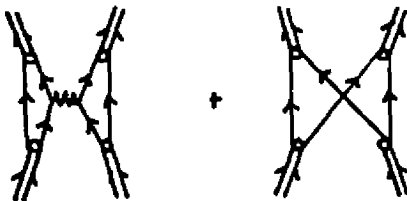
Boson operators

$$b_{\alpha}^{\dagger} (\alpha=1, \dots, 6) \equiv s^{\dagger}, d_{\mu}^{\dagger} (\mu=\pm 2, \pm 1, 0)$$

(b) Hamiltonian

$$H = E_0 + \sum_{\alpha\beta} \epsilon_{\alpha\beta} b_{\alpha}^{\dagger} b_{\beta} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} u_{\alpha\beta\gamma\delta} b_{\alpha}^{\dagger} b_{\beta}^{\dagger} b_{\gamma} b_{\delta}$$

Boson-boson interaction



(c) The interacting boson model $U(6)$

$$\begin{array}{l}
 \nearrow U(5) \supset SO(5) \supset SO(3) \supset SO(2) \quad (I) \\
 \rightarrow SU(3) \supset SO(3) \supset SO(2) \quad (II) \\
 \searrow SO(6) \supset SO(5) \supset SO(3) \supset SO(2) \quad (III)
 \end{array}$$

\Rightarrow Energy formulas

$$\begin{array}{l}
 \nearrow E(N, n_d, \nu, n_\Delta, L, M_L) = \epsilon n_d + \alpha n_d(n_d + 4) + \beta \nu(\nu + 3) + \gamma L(L + 1) \quad (I) \\
 \rightarrow E(N, \lambda, \mu, \kappa, L, M_L) = \kappa(\lambda^2 + \mu^2 + 2\mu + 3\lambda + 3\mu) + n' L(L + 1) \quad (II) \\
 \searrow E(N, \sigma, \tau, \nu_\Delta, L, M_L) = A \sigma(\sigma + 4) + B \tau(\tau + 3) + C L(L + 1) \quad (III)
 \end{array}$$

\Rightarrow Classification scheme for even-even nuclei

(d) Dual interpretation of the bosons

(i) Quantal (or particle)

Correlated pairs of nucleons with $J=0$
and $J=2$ (Cooper-like pairs)

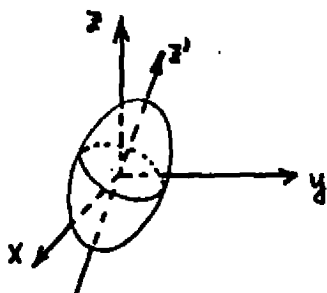


(ii) Classical (or geometric)

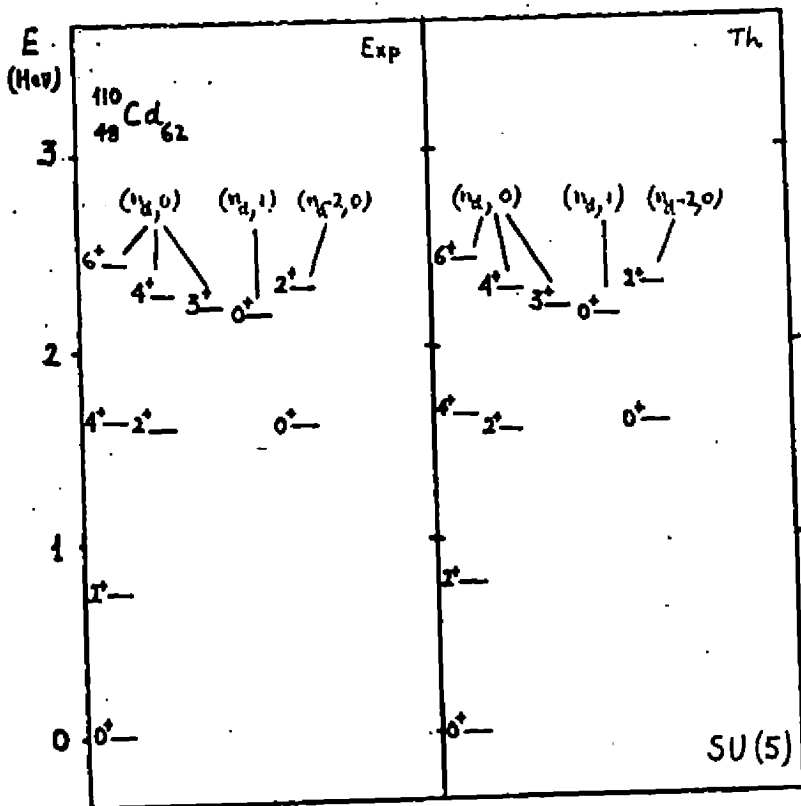
Coherent state

$$|N, \alpha_\mu\rangle = \left(s^\dagger + \sum_\mu \alpha_\mu d_{j_\mu}^\dagger \right)^N |0\rangle$$

↑
Classical variables

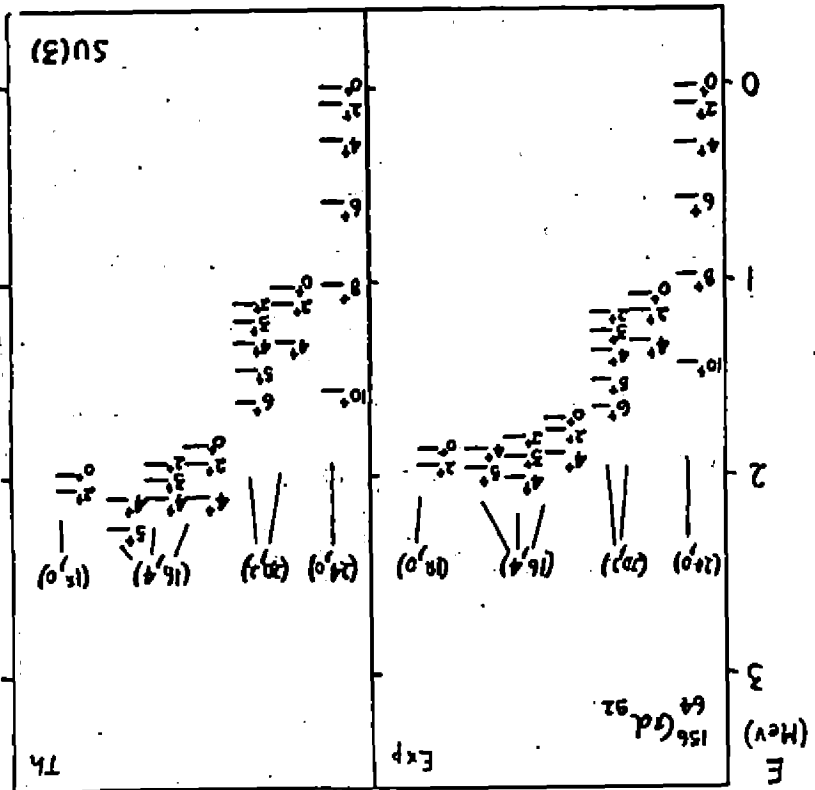


$$R = R_0 \left(1 + \sum_\mu \alpha_\mu y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right)$$



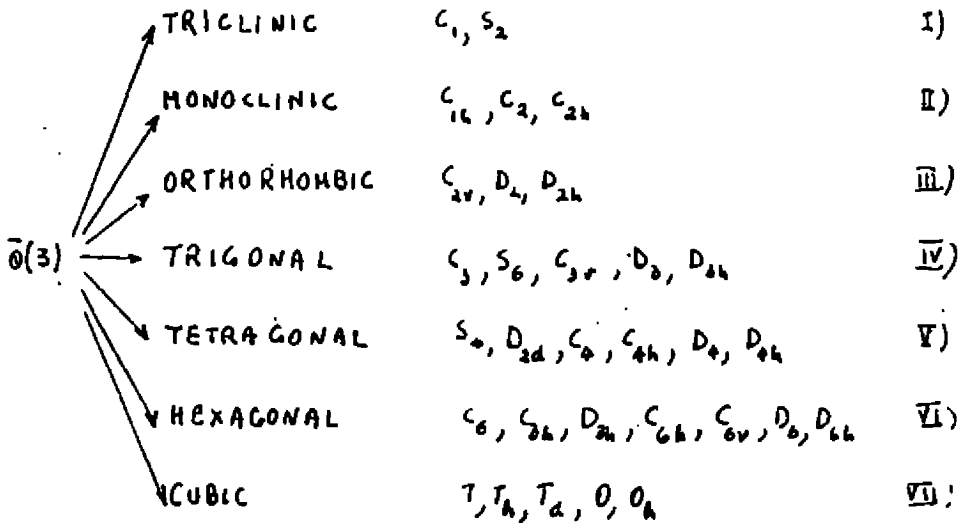
- (I) Spherical shape
- (II) Axially symmetric deformed shape
- (III) Non-axially symmetric deformed shape

⇒ Classification of shapes of nuclei in terms of symmetry groups



CLASSIFICATION OF THE SHAPES OF CRYSTALS

BY MEANS OF POINT GROUPS

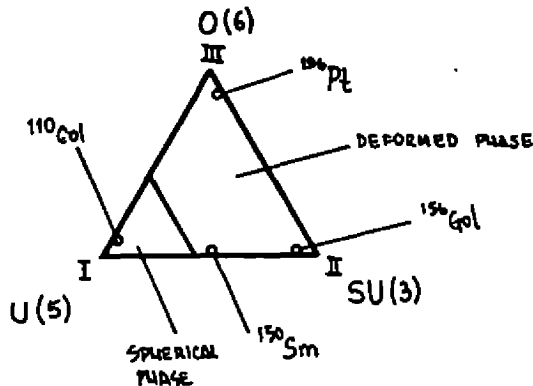


(I) SPHERICAL SHAPE

(II) AXIALLY DEFORMED SHAPE

(III) γ -UNSTABLE DEFORMED SHAPE

SHAPE PHASE DIAGRAM



NORMAL SYMMETRIES

BOSONS \longleftrightarrow BOSONS

OR

FERMIONS \longleftrightarrow FERMIONS

SUPERSYMMETRIES

BOSONS \longleftrightarrow FERMIONS

DYNAMIC SUPERSYMMETRIES

- (i) THE HAMILTONIAN HAS SUPERGROUP STRUCTURE G^* .
- (ii) THE HAMILTONIAN CAN BE WRITTEN IN TERMS ONLY OF INVARIANT OPERATORS OF A COMPLETE CHAIN OF GROUPS (OR SUPERGROUPS).

SUPERSYMMETRIES IN PHYSICS

(i) EXACT SUPERSYMMETRIES

(a) WESS-ZUMINO SUPERSYMMETRIES

$$\mathcal{L}(x) = -\frac{1}{2} (\partial_\mu A(x))^2 - \frac{1}{2} (\partial_\mu B(x))^2 - \frac{i}{2} \bar{\psi}(x) \gamma^\mu \partial_\mu \psi(x)$$

$$-\frac{1}{2} m^2 A^2(x) - \frac{1}{2} m^2 B^2(x) - \frac{1}{2} i m \bar{\psi}(x) \psi(x)$$

$$-g m A(x) [A^2(x) + B^2(x)] - \frac{1}{2} g^2 [A^2(x) + B^2(x)]$$

$$-i g \bar{\psi}(x) [A(x) - \gamma_5 B(x)] \psi(x)$$

(ii) DYNAMIC SUPERSYMMETRIES

(a) THE HAMILTONIAN HAS SUPERGROUP STRUCTURE G^*

(b) THE HAMILTONIAN CAN BE WRITTEN IN TERMS ONLY OF CASIMIR OPERATORS OF A COMPLETE CHAIN OF GROUPS (OR SUPERGROUPS)

$$G^* > G^1 > G^2 > \dots$$

MATHEMATICAL FRAMEWORK

Graded Lie groups

(a) Generators

$$\begin{array}{cc} G_\alpha & F_i \\ \uparrow & \uparrow \\ \text{Bosonic} & \text{Fermionic} \end{array}$$

(b) Commutation relations

$$[G_\alpha, G_\beta] = c_{\alpha\beta}^\gamma G_\gamma$$

$$[G_\alpha, F_i] = f_{\alpha i}^j F_j$$

$$\{F_i, F_j\} = g_{ij}^\alpha G_\alpha$$

SUPERALGEBRAS

$U(m|m)$

GENERATORS

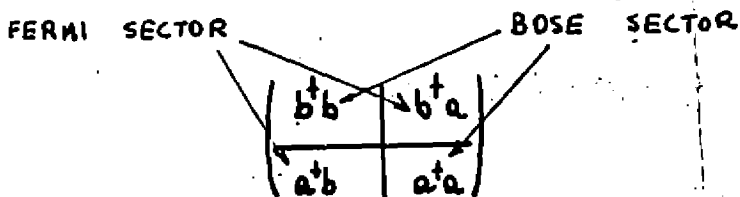
$$G_{\alpha_i}^{(b)} = b_{\alpha}^{\dagger} b_{\alpha} \quad m^2$$

$$G_{\alpha_i}^{(f)} = a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} \quad m^2$$

$$F_{\alpha_i}^{\dagger} = b_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} \quad mn$$

$$F_{\alpha_i} = a_{\alpha}^{\dagger} b_{\alpha} \quad mn$$

$$\frac{mn}{(m+n)^2}$$



REPRESENTATIONS

YOUNG SUPERTABLEAUX

$$[\mathcal{N}] \ni \overbrace{\square \square \dots \square}^{\mathcal{N}}$$

INTERACTING BOSON-FERMION MODEL

F. Iachello and O. Scholten, Phys. Rev. Lett. 43, 679 (1979)

F. Iachello and S. Kingucak, Ann. Phys. (N.Y.) 136, 19 (1981)

(a) Building blocks



S-BOSON



D-BOSON

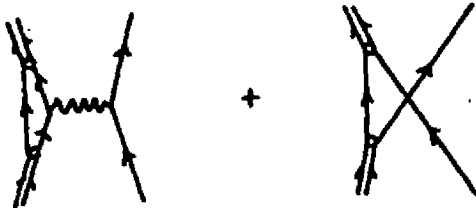


J-FERMION

(b) Hamiltonian

$$H = H_B + H_F + V_{BF}$$

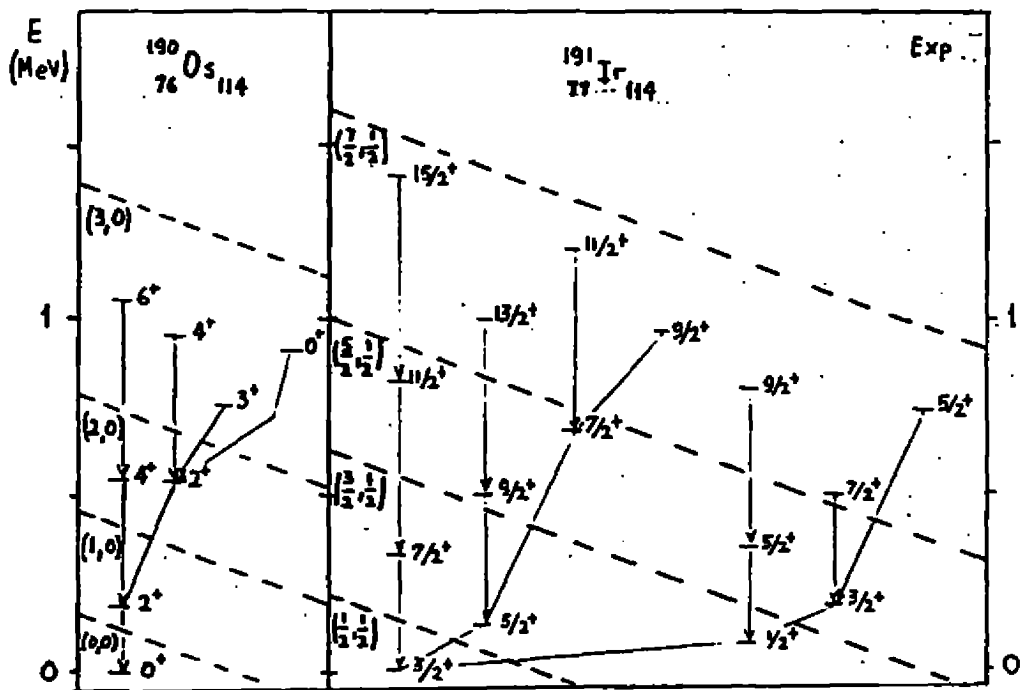
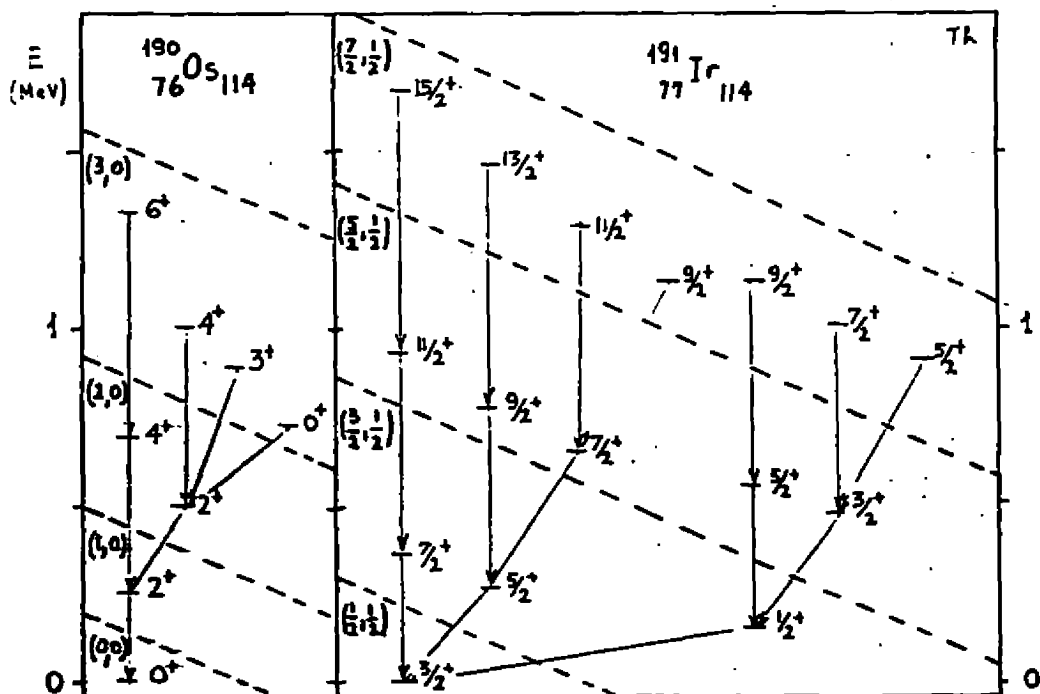
Boson - fermion interaction

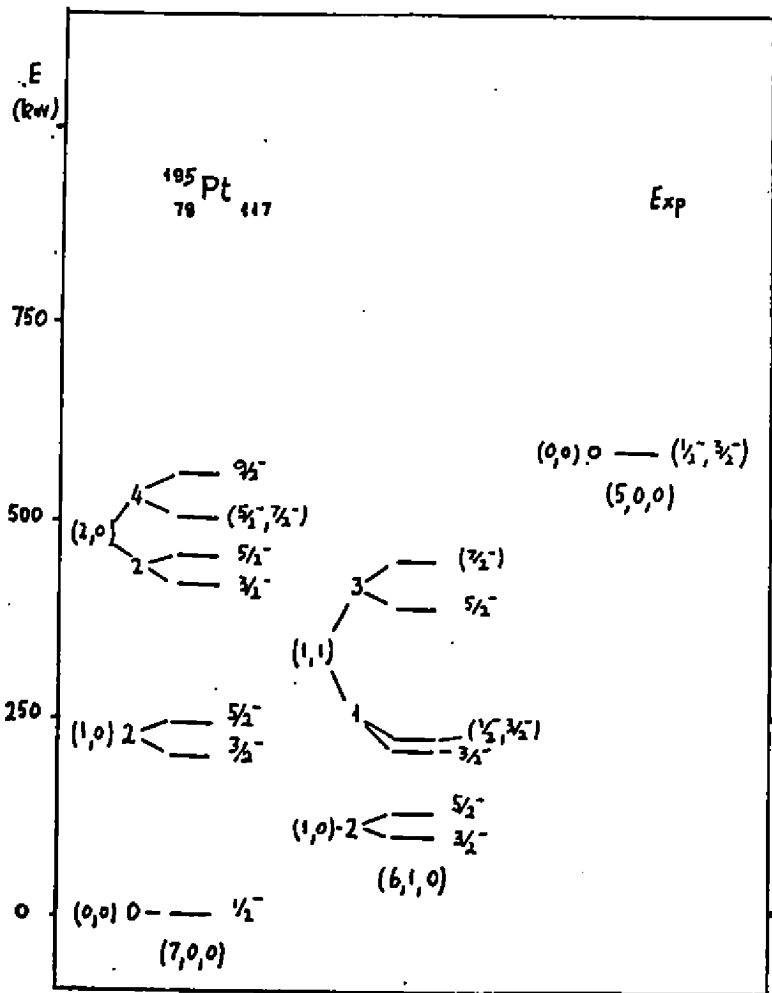


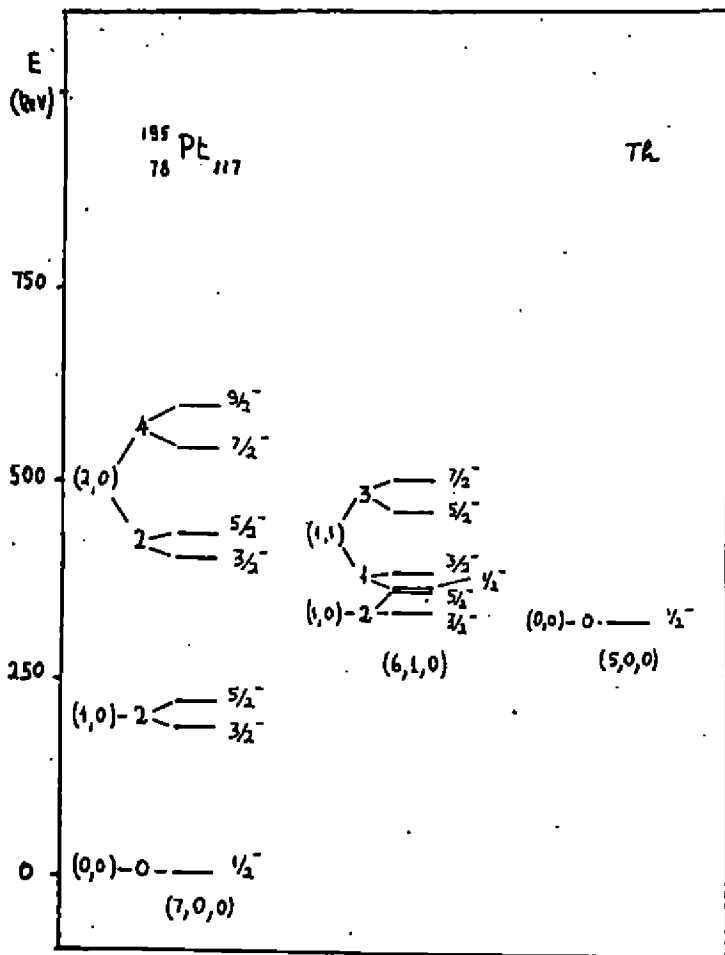
(c) Supersymmetries

⇒ Many classes

⇒ Provide a classification scheme for odd-even nuclei







EXPERIMENTAL RESULTS

		$U(6/4)$	(P, P')	Coupler
^{194}Pt ($\sigma=7$)	2_1^+	1.00	1.00	1.00
	2_2^+	0.00	<0.01	0.005
^{193}Ir ($\sigma=15/2$)	$1/2_1^+$	0.11	≈ 0.08	0.068
	$5/2_1^+$	0.33	0.48	0.44
	$3/2_2^+$	0.00	0.07	0.052
	$7/2_1^+$	0.44	0.40	0.30
	$3/2_2^+$	0.00	0.013	0.017
	$7/2_2^+$	0.00	0.01	0.056
^{191}Ir ($\sigma=17/2$)	$1/2_1^+$	0.14	0.04	0.051
	$5/2_1^+$	0.41	0.64	0.55
	$3/2_2^+$	0.00	0.03	0.068
	$7/2_1^+$	0.54	0.48	0.31
	$7/2_2^+$	0.00	0.07	<0.01

$$1541 \quad 0^+$$

$$192 \text{ Pt}^* \\ 78 \quad 114 \\ N=7, M=2$$

$$\tau = \frac{3}{2} \left\{ \begin{array}{l} 343 \quad 7/2^+ \\ 129 \quad 5/2^+ \\ 82 \quad 1/2^+ \\ \tau = 1/2 \quad 0 \quad 3/2^+ \end{array} \right.$$

$$191 \text{ Ir} \\ 77 \quad 114 \\ N=8, M=1$$

$$\tau = 2 \left\{ \begin{array}{l} 784 \quad 4^+ \\ 612 \quad 2^+ \end{array} \right.$$

$$\tau = \frac{3}{2} \left\{ \begin{array}{l} 539 \quad 7/2^+ \\ 258 \quad 5/2^+ \\ 38 \quad 1/2^+ \\ \tau = 1/2 \quad 0 \quad 3/2^+ \end{array} \right.$$

$$193 \text{ Au} \\ 79 \quad 114 \\ N=7, M=1$$

$$\tau = 1 \left\{ \begin{array}{l} 558 \quad 2^+ \\ 548 \quad 4^+ \end{array} \right.$$

$$\tau = 1 \quad 316 \quad 2^+$$

$$\tau = 1 \quad 186 \quad 2^+$$

$$\tau = 0 \quad 0 \quad 0^+$$

$$\tau = 0 \quad 0 \quad 0^+$$

$$190 \text{ Os} \\ 76 \quad 114 \\ N=9, M=0$$

$$193 \text{ Pt} \\ 78 \quad 114 \\ N=8, M=0$$

U(6|4) SUPERSYMMETRY

3191 6^+

2751 4^+

1524 2^+

0 0^+

$^{42}_{20}\text{Ca}_{22}$

$T_2 = -1$

3250 6^+

2850 4^+

1986 2^+

====

0 0^+

$^{42}_{21}\text{Sc}_{21}$

$T_2 = 0$

3330 6^+

2673 4^+

1554 2^+

0 0^+

$^{42}_{22}\text{Ti}_{20}$

$T_2 = +1$

U(2) ISOSPIN SYMMETRY

CONCLUSIONS

⇒ The use of algebraic techniques (interacting boson and boson-fermion models) has led to major advances in nuclear structure physics.

We are now able to predict properties of complex nuclei within 10-20% and do have a better understanding of the physics involved.

⇒ The exploitation of dynamic symmetries (and supersymmetries) has been of crucial importance in this development. We have found that even complex systems can display, in some cases, simple, easily recognizable, patterns.

Similar techniques have been used recently in molecular physics (Vibron Model)

F. Iachello and R.D. Levine, *J. Chem. Phys.* 77, 3066 (1982)

O.S. van Rossumalen, F. Iachello, R.D. Levine and

A.E.L. Dieperink, *J. Chem. Phys.* 79, 2515 (1983)

- | | |
|--------------------------|--------------------|
| (a) Diatomic molecules | H_2, \dots |
| (b) Triatomic molecules | HCN, CO_2, \dots |
| (c) Polyatomic molecules | H_2O, \dots |

Properties studied :

- (i) Structure (Vibration-Rotation)
- (ii) Transition strengths
- (iii) Electron scattering

It is hoped that the exploitation of dynamic symmetries in this field of physics will be as useful as in nuclear and particle physics.

APLICAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO TRANSIENTE NA MEDIDA DE
MOMENTOS MAGNÉTICOS NUCLEARES.

Roberto V. Ribas
Instituto de Física - USP
Laboratório Pelletron

RESUMO

É apresentado uma pequena revisão do mecanismo de produção do chamado Campo Magnético Transiente (CMT), das técnicas de medida de fator giromagnético nuclear e alguns exemplos de medidas recentes utilizando esta técnica.

1.- INTRODUÇÃO.

A utilização de campos externos (~ 20 kG) ou de campos hiperfinos estáticos em impurezas em redes cristalinas ferromagnéticas (~ 1 MG), durante muito tempo limitaram as medidas de fator-g somente a estados isoméricos, ou de vida média maior que algumas dezenas de ps. Como o fator-g é tipicamente da ordem de 0.5, para se obter rotações de 1° na distribuição angular são necessários campos \sim de 10^7 G no caso de estados com vida média na região de 1 ps. A descoberta de um processo que produz campos locais desta ordem de grandeza na posição do núcleo (CMT) durante o transito do ion num meio ferromagnético, estende a possibilidade de medida de fator-g de estados com vidas médias menores que 1 ps, ampliando enormemente as possibilidades dessas medidas.

2.- O CAMPO MAGNÉTICO TRANSIENTE.

As primeiras evidências da existência de um enorme campo magnético agindo no núcleo de um íon durante a travessia de um meio ferromagnético polarizado apareceram em 1966, num trabalho de Borchers e colaboradores¹⁾, que buscava determinar o fator-g de estados 2+ de isótopos de Te. A técnica utilizada (IMPAC) consistia na implantação do núcleo excitado num meio ferromagnético polarizado (Fe) e observar a rotação média da distribuição angular devido à interação hiperfina estática entre o hospedeiro ferromagnético e a impureza implantada. A rotação média observada é proporcional à vida média do nível:

$$\Delta\theta = - \frac{g\mu_N}{\hbar} H \cdot \tau$$

Entretanto, graficando-se $\Delta\theta$ para os vários isótopos, observa-se uma rotação residual para tempos bem pequenos (fig. (1)). Explorando sistematicamente esta anomalia em outras medidas²⁾, aquele grupo concluiu que havia um campo extra agindo no núcleo durante o tempo de freamento. Supondo que a duração do campo é ~ de 1 ps, as observações implicavam num campo da ordem de 10^7 G.

A primeira interpretação teórica para o fenômeno foi proposta em 1971 por Lindhard e Winther³⁾. Este modelo supõe que o campo é criado pelo aumento da densidade de elétrons do meio ferromagnético na posição do íon em movimento. Este aumento é consequência do espalhamento Coulombiano (atrativo) dos elétrons do meio pelo íon. Como existe uma polarização dos elétrons do meio, esta polarização deve permanecer com o espalhamento, de modo que o aumento da magnetização local aumenta proporcionalmente ao aumento da densidade eletrônica. O modelo prevê aumentos de densidade

na região do núcleo por um fator da ordem de 1000, o que seria suficiente para justificar os campos de cerca de 10 MG observados. Os resultados de LW mostram que a intensidade do campo é proporcional ao número atômico do íon em recuo, à magnetização do meio ferromagnético e é inversamente proporcional à velocidade do íon:

$$B = \frac{8\pi}{3} N_p \mu_B$$

$$N_p = \chi \sigma N_0$$

$$\chi = \begin{cases} 2\pi Z \frac{v_0}{v} & v > v_p \\ 2\pi Z \frac{v_0}{v_p} & v \leq v_p \end{cases}$$

Os estudos iniciais mostraram que o modelo de LW reproduzia bem a dependência com o meio ferromagnético e com o íon (Z). A dependência com a velocidade é mais difícil de ser verificada, uma vez que normalmente se faz medidas integrais, sensíveis ao campo médio observado durante o freamento. Discrepâncias observadas na intensidade do campo médio levaram ao que se convencionou chamar teoria ajustada de LW (ALW), no qual se introduzia uma constante multiplicativa na teoria de LW.

Uma consequência dos resultados de LW foi a concentração das medidas iniciais em baixas velocidades de recuo, onde o campo previsto é máximo. Somente por volta de 1975⁴⁾ percebeu-se que campos ainda maiores eram produzidos a grandes velocidades de recuo. Um outro mecanismo de produção do CMT, o chamado PEC - Polarized Electron Capture⁵⁾ foi sugerido para explicar este novo comportamento do CMT. Deve-se notar que esta idéia havia sido inicialmente proposta nos trabalhos originais de Borchers e

colaboradores, mas abandonada depois do sucesso inicial do modelo de LW.

De acordo com este modelo, durante o trânsito do ion na matéria ele troca elétrons com o meio e mantém uma carga média dependente da velocidade em equilíbrio dinâmico durante o freamento. Como o suprimento de elétrons com spin numa direção é maior que com na direção oposta num meio ferromagnético polarizado, vacâncias de camada N_s devem apresentar-se com a mesma polarização do meio. Essas vacâncias polarizadas de camada n_s seriam responsáveis pelo campo transiente (através do chamado campo de contato ou de Fermi⁽²¹⁾).

Se a seção de choque de perda e captura de eletrons da camada n_s pelo ion são σ_L, σ_C , a fração de ions com vacância nesta camada é dada por:

$$F(t) = \frac{2\sigma_L\sigma_C}{[\sigma_L + \sigma_C]^2}$$

Se B_{N_s} é o campo de contato para um elétron N_s e ξ é a fração de eletrons polarizados no meio ferromagnético, o campo transiente será dado por:

$$B(t) = \sum_N B_{N_s} F_{N_s}(t) \xi_{N_s}$$

A dependência de F_{N_s} com a velocidade é vista na figura 2a para vários orbitais N_s . Como B_{N_s} deve ser maior quanto mais interno o orbital, chega-se ao comportamento crescente de $B(v)$ observado, conforme mostra a fig. 2b. Em velocidades muito altas ($> V_0.2$, onde V_0 é a velocidade de Bohr, o ion deve estar totalmente ionizado e o campo produzido pelo PEC cai a zero.

De 1975 para cá, uma significativa quantidade de dados foi coletada, investigando-se a dependência do CMT com o ion

(2) o material ferromagnético (magnetização) e velocidade. Embora não haja nenhuma teoria quantitativa para previsão do campo em altas velocidades, vários grupos têm tentado obter parametrizações empíricas para o CMT devido ao PEC. Entre elas destaca-se a do grupo de Rutgers⁶⁾:

$$B(v, z) = a \left(\frac{v}{v_0} \right)^{0.45} z^{1.1} \mu_B N_p$$

e a do grupo de Chalk River-Berkeley⁷⁾:

$$B(v, z) = a \left(\frac{v}{v_0} \right) z e^{-\beta v/v_0}$$

Mais recentemente, algumas inconsistências com essas parametrizações simples têm sido observadas⁸⁾, indicando que novidades ainda poderão surgir. A medida que um conjunto de dados mais completo e de melhor qualidade for disponível.

3.- MÉTODO DE MEDIDA.

A determinação experimental do fator-g se faz normalmente observando a rotação da distribuição angular dos raios gama emitidos pelos núcleos que sofrem a ação do campo hiperfino. No caso do CMT onde o tempo de interação é bastante curto (1 ps) observa-se a rotação integral da distribuição angular (IPAC). A rotação se relaciona com o fator-g e com o campo externo por:

$$\Delta \theta = - \frac{g \mu_N}{\hbar} \int_{v_i}^{v_f} e^{-t(v)/\tau} \frac{B(v)}{S(v)} dv$$

onde $v_i(t_i)$ e $v_f(t_f)$ são as velocidades (instantes) de entrada e saída do íon no meio ferromagnético, onde é sentida a ação de B. $S(v)$ é o poder de freamento do meio

ferromagnético. Nas medidas iniciais utilizava-se alvos infinitos com o íon atingindo o repouso no meio ferromagnético, uma vez que de acordo com a teoria de LW o campo seria mais intenso em baixas velocidades. Com a descoberta de que o campo aumenta com a velocidade, passou-se a evitar a região de baixas velocidades de recuo, que é bastante problemática para as medidas, pois além do mecanismo de freamento ser mal conhecido em baixas velocidades, se a vida média do nível é grande, o núcleo sofre a ação do campo estático depois de atingir o repouso, implicando em correções aos resultados muitas vezes difícil de determinar com precisão.

Atualmente as medidas são realizadas utilizando a chamada técnica do alvo de três camadas, conforme é visto na fig.(3) . Nesta técnica, o núcleo atinge o repouso na terceira camada do alvo (normalmente Cu ou Pb), na qual não sofre nenhuma interação, evitando assim as contribuições da região de baixas velocidades e de campos estáticos. Normalmente são utilizados 2 ou 4 detectores (simétricos 2 a 2 em relação ao eixo z), em ângulos onde a inclinação da distribuição angular é máxima. (67 e 123 para transições E2, M=0). Nos casos em que o espectro de energias de raios gama é suficientemente simples, são usados detectores de NaI, devido a sua grande eficiência. Caso contrário são necessários detectores de Ge de alta resolução.

A polarização da folha ferromagnética é feita por um pequeno eletroíma (300 G) e durante a aquisição dos dados, a direção do campo é frequentemente revertida, para se evitar erros sistemáticos. A rotação experimental da distribuição angular é dada por:

$$\Delta\theta = \xi / SL$$

onde

$$\epsilon = \frac{\sqrt{R} - 1}{\sqrt{R} + 1} ; \quad R = \frac{N_{1\uparrow} / N_{1\downarrow}}{N_{2\uparrow} / N_{2\downarrow}}$$

$$\epsilon \quad SL = \frac{1}{W} \frac{dW}{d\theta}$$

ϵ é tipicamente da ordem de 0.02 e portanto as intensidades medidas N_1 , N_2 devem ser da ordem de 10^5 contagens para que o erro estatístico em ϵ seja da ordem de 10 - 20% .

No caso em que o estado de interesse é diretamente populado em $t=0$, a análise dos dados é relativamente simples. Quando vários estados são inicialmente populados, como no caso de excitação Coulombiana múltipla, as rotações observadas são correlacionas com os fatores-g dos estados que decaem para o de interesse, tornando a análise mais complexa⁹⁾. Como as incertezas devido à intensidade do CMT e sua dependência com a velocidade são relativamente grandes, na aplicação do CMT para medida de fator-g normalmente depende-se do conhecimento do fator-g de um outro estado ou de um núcleo vizinho ao de interesse, de modo a se proceder a uma calibração do campo.

4.- EXEMPLOS DE MEDIDAS DE FATOR-G

As medidas dos momentos eletromagnéticos nucleares em geral fornecem informações decisivas para o teste de modelos para a estrutura nuclear: Enquanto dois modelos independentes podem reproduzir igualmente bem os níveis de excitação de um dado núcleo, em geral eles apresentarão resultados bem diferentes para grandezas como $B(E2)$ ou fator-g. Pode-se também dizer que as medidas de $B(E2)$ provam o comportamento coletivo do núcleo, uma vez que o momento quadrupolar coletivo é muitas vezes maior que o de uma unica partícula, enquanto que o momento magnético é muito mais

sensível ao caráter de partícula única de um estado, pois os momentos magnéticos do próton e neutron são bem maiores que o coletivo. Em seguida serão apresentados alguns casos típicos de medidas do fator giromagnético de estados nucleares excitados, e sua utilização no entendimento da estrutura nuclear.

a) O isômero 10^+ de ^{190}Hg .

Devido ao fato do momento magnético do proton ser completamente diferente do do neutron, o fator-g é uma quantidade bastante sensível ao tipo de configuração associada a um estado nuclear:

próton:	$g_1 = 1$	neutron:	$g_1 = 0$
	$g_8 = 5.6$		$g_8 = -3.8$

Este fato tem sido amplamente usado para se decidir sobre configurações (proton ou neutron) de estados excitados. Por exemplo, nos isótopos mais leves de Pb, ($^{194}, ^{196}\text{Pb}$) observa-se um isômero a cerca de 2.5 MeV de excitação e $I = 12^+$ que tem sido interpretado como formado pelo acoplamento para $j = 12$ de dois neutrons da camada $i_{13/2}$. Já os isótopos de Hg ($^{190}-^{196}\text{Hg}$) apresentam um isômero $I = 10^+$ na mesma energia, e o estado 12^+ é encontrado em energias mais altas. Esta sequência não é muito favorável no caso de configurações $(n_{13/2})^2$ e estes estados foram interpretados como o acoplamento para $j = 10$ de um par de protons $(p_{h11/2})^2$. Estas duas configurações devem entretanto apresentar momentos magnéticos bastante diferentes ($g = 1$ para proton e $g = -0.2$ para configuração de neutrons). A determinação experimental do fator-g para esse estado¹⁰⁾ mostra que $g = -0.21 \pm 0.02$ indicando portanto que o estado deve ser $(n_{i13/2})^2$.

b) Fator giromagnético a spins elevados.

Nos últimos anos têm-se mostrado bastante interesse na estrutura nuclear a altos momentos angulares. O fenômeno de backbending descoberto por volta de 1973 tem uma explicação bem estabelecida em termos do cruzamento da banda do estado fundamental, com uma outra estrutura (super-banda) na qual um par de quase-partícula alinha seu momento angular com o eixo de rotação. Nos núcleos da região de terras raras, o backbending é tido como devido ao alinhamento de um par de neutrons $i_{13/2}$. A característica principal desta estrutura contendo 2 q.p. alinhadas é o subitô aumento do momento de inércia, em comparação com o da banda do estado fundamental. No modelo rotacional, o fator-g coletivo pode ser relacionado com os momentos de inércia de protons e neutrons:

$$g = Z/A = \frac{g_p}{g_p + g_n}$$

A subitã mudança de J_{ef} . no backbending implica portanto numa variação equivalente no fator-g. Assim, em spins elevados $g > Z/A$ caso o alinhamento seja de protons, ou $g < Z/A$ caso o backbending seja causado pelo alinhamento de neutrons. Esses resultados são também obtidos em cálculos mais elaborados, com base no cranked shell model (CSM)¹¹ ou cranked Hartree-Fock-Bogoliubov (CHFB)¹². Na fig. (4) são apresentados os resultados da ref. 12, onde se observa claramente a diminuição do fator-g devido ao alinhamento de um par de neutrons $i_{13/2}$. Deve-se notar que o efeito do alinhamento se faz sentir mesmo em baixos spins, no caso do fator-g, enquanto que êle só afeta sensivelmente os níveis de energia acima de $I = 10$. Uma aplicação importante do CMT

tem sido o teste dessas previsões, nas medidas do fator-g de estados de alto spin em bandas rotacionais. Excitação Coulombiana múltipla com utilização de feixes pesados (Ni, Xe, Pb) é usada para popular estados com $I \sim 10 - 14$ em núcleos da região de terras raras, que então precessionam durante o tempo de freamento em Fe ou Gd. Os resultados confirmam a interpretação do backbending como devido ao alinhamento de dois quasi-neutrons nessa região, como por exemplo no caso de ^{166}Er visto na fig. (5)¹³⁾.

Outra medida interessante em spins elevados se refere a um tripleto de estados 8^+ em ^{68}Ge . A banda do estado fundamental deste núcleo, em $I = 8^+$ se divide em três ramos, com energias de cabeça de banda bastante parecidas. Várias interpretações tem sido apresentadas para essas bandas. A. P. de Lima e colaboradores¹⁴⁾ sugerem que a banda 1 seria devida ao alinhamento de um par de prótons, a 2 ao de um par de neutrons e a 3 seria a continuação da banda do estado fundamental, com base em cálculos usando um rotor simétrico + 2 q.p.. Já Petrovici e Faessler¹⁵⁾ usando um rotor triaxial atribuem as bandas 2 3 ao alinhamento de 2 neutrons, e a banda 1 à continuação da banda do estado fundamental. Medidas recentes do fator-g dos estados 8_1 , 8_2 e 6_1 ¹⁶⁾ mostram que os fatores g daqueles estados 8^+ são menores que a previsão rotacional e que portanto ambos devem ser atribuídos ao alinhamento de neutrons. O terceiro estado deve ser então a continuação da banda do estado fundamental, em completo desacordo com ambas as interpretações teóricas.

c) ^{100}Mo

Na totalidade dos casos observados, o primeiro backbending é sempre atribuído ao alinhamento de neutrons. Uma possível exceção seria ^{100}Mo . Os isótopos mais leves de

Mo apresentam um espectro típico de um vibrador e os mais pesados têm bandas rotacionais bem definidas. ^{100}Mo , um núcleo de transição, apresenta características claras de um rotor, embora com pequena deformação ($E_2^+ = 536 \text{ keV}$). A banda do estado fundamental sofre uma brusca mudança em $I = 8^+$ (fig.(6)), e esta mudança tem sido atribuída à excitação de um boson de protons^{17,18}). Este seria um caso interessante para medida de fator-g, pois as mudanças no fator-g seriam positivas e muito mais acentuadas que no caso do alinhamento de neutrons.

5.- CONCLUSÕES

O Campo Magnético Transiente tem permitido um aumento significativo na faixa de vidas médias para as quais é possível se medir o fator giromagnético nuclear. Em particular possibilitou a medida do fator-g em spins elevados, campo em que apresenta inúmeros interesses na física nuclear atual. Um estudo mais aprofundado das origens do CMT e sua aplicação na medida de momentos magnéticos nucleares pode ser visto em (19,20,21).

6.- REFERÊNCIAS

- 1 - R. R. Borchers, J. D. Bronson, D. E. Murnick, N. J. Bradford - Phys. Rev. Lett. 17, 1099 (1966)
- 2 - R. R. Borchers, B. Harskind, J. D. Bronson, L. Grodzias, R. Kalish, D. E. Murnick - Phys. Rev. Lett. 20, 424 (1968)
- 3 - J. Lindhard and A. Winther - N. Phys. A166, 413 (1971)
- 4 - M. Forterre, J. Gerber J. P. Vivien, M. B. Goldberg, K.-H. Speidel - Phys. Lett. 55B, 56 (1975)
- 5 - J. L. Eberhardt, G. Van Middelkoop, R. G. Horstman and H. A. Doubt - Phys. Lett. 55B, 329 (1975)

- 6 - N. K. B. Shu, D. Melnik, J. M. Brennan, W. Semmek and N. Benkzer-Koller - Phys. Rev. C21, 1828 (1980)
- 7 - H. R. Andrews, O. Hausser and D. Ward - N. Phys. A383, 509 (1982)
- 8 - N. Benkzer-Koller, D. J. Ballon and A. Pakon - Hyp. Int. 33, 37 (1987)
- 9 - O. Hausser, D. Ward, H. R. Andrews - N. I. Meth. 169, 531 (1980)
- 10 - S. A. Hjorth, I. Y. Lee, J. R. Beene, C. Roulet, D. R. Haenni, N. R. Johnson, F. E. Obenshain and G. R. Young - Phys. Rev. Lett. 45, 878 (1980)
- 11 - Y. S. Chen and S. Frauendorf - N. Phys. A393, 135 (1983)
- 12 - A. Ansari, E. Wust and K. Muhlans - N. Phys. A415, 135 (1984)
- 13 - C. E. Doran, H. H. Bolotin, A. E. Stuchbery and A. P. Byrne - Z. Phys. A325, 285 (1986)
- 14 - A. P. de Lima et al. - Phys. Rev. C23, 213 (1981)
- 15 - A. Petrovici e A. Faessler - N. Phys. A395, 44 (1983)
- 16 - M. E. Barclay, L. Cleemann, A. V. Ramayya, J. H. Hamilton, C. P. Maguire, W. C. Ma, R. Soundranayagam, K. Zhao, A. Balanda, J. D. Cole, R. B. Piercey, A. Faessler and S. Kuyucak - J. Phys. G12, L295 (1986)
- 17 - D. Hook, J. L. Durrell, W. Gelletly, J. Lukasiak and W. R. Phillips - J. Phys. G12, 1277 (1986)
- 18 - M. Sambarato and G. Molnar - N. Phys. A376, 201 (1982)
- 19 - N. Benkzer-Koller, M. Hass and J. Sak - Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30, 53 (1980)
- 20 - N. Benkzer-Koller - Hyp. Int. 24, 461 (1985)
- 21 - N. Rud and K. Dybdal - Phys. Scripta 14, 561 (1986)

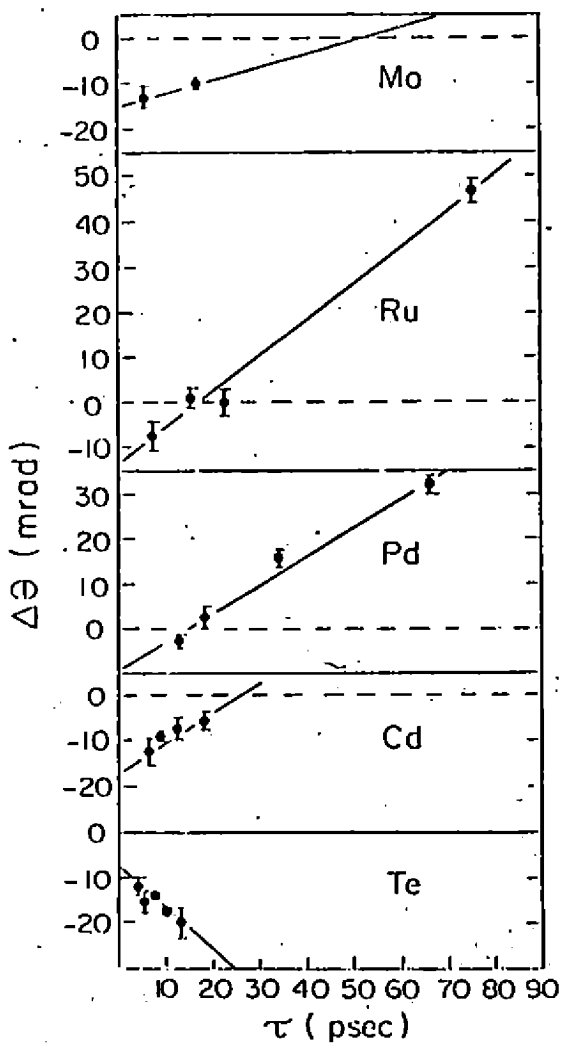


Fig. 1.

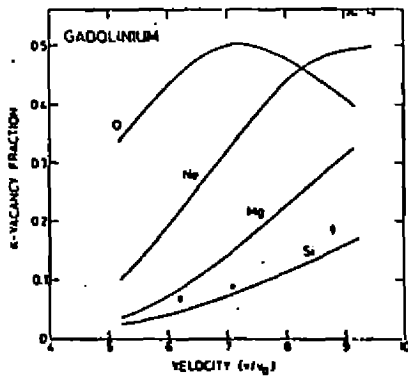


Fig. 2a.

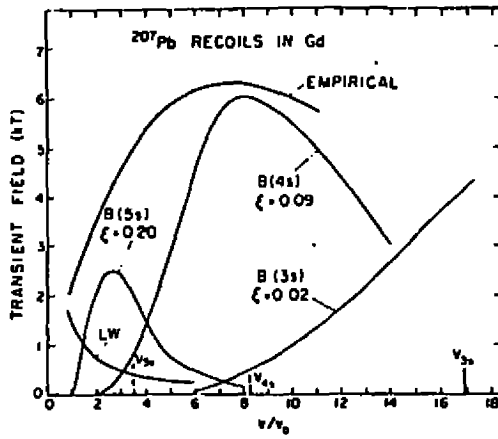


Fig. 2b

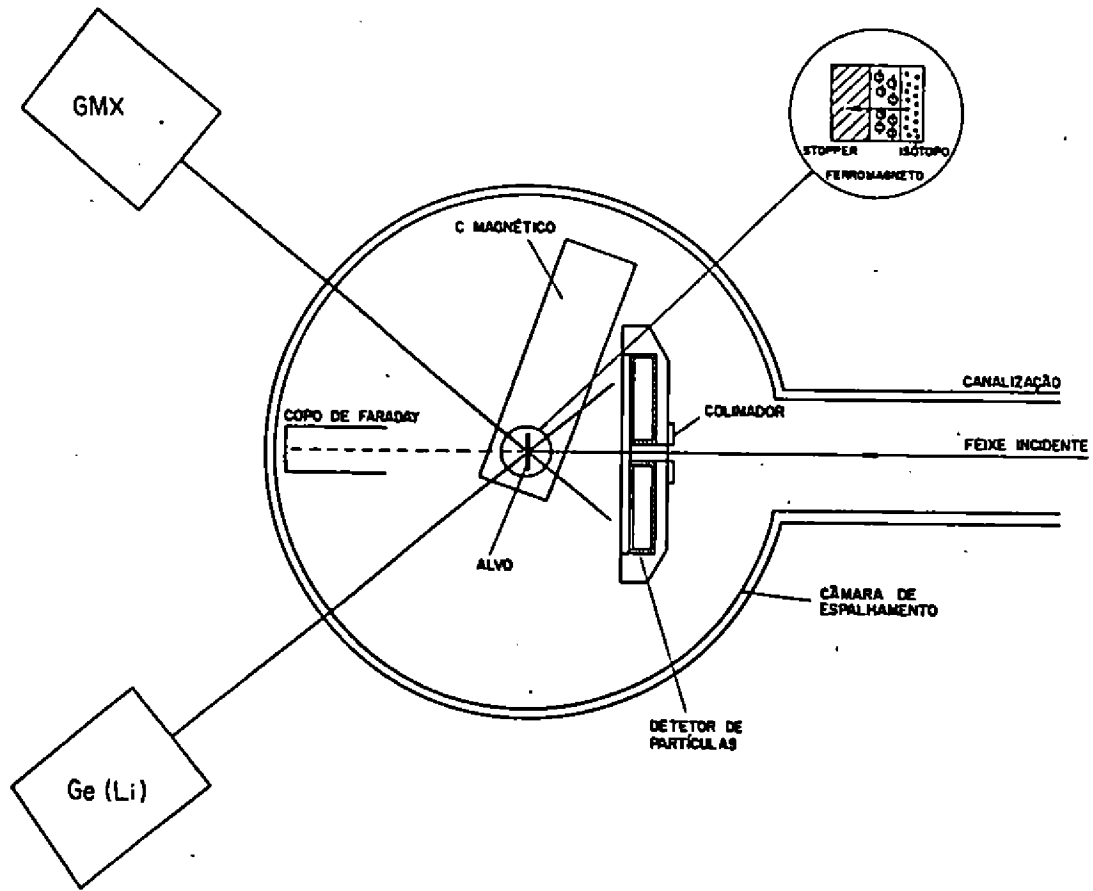


FIG. 3.

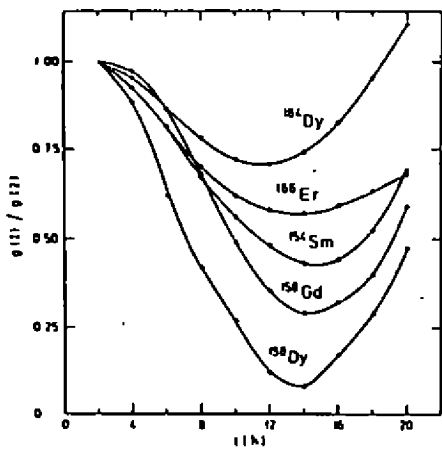


Fig. 4

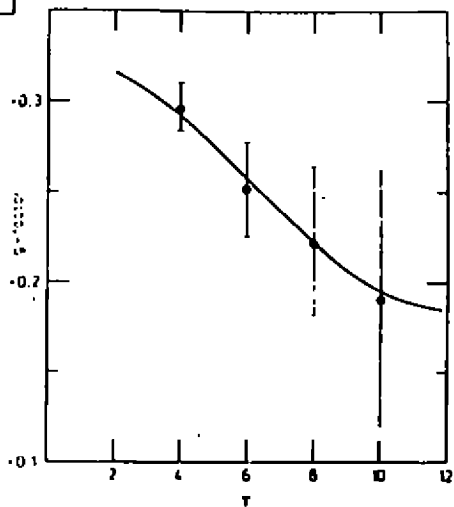


Fig. 5

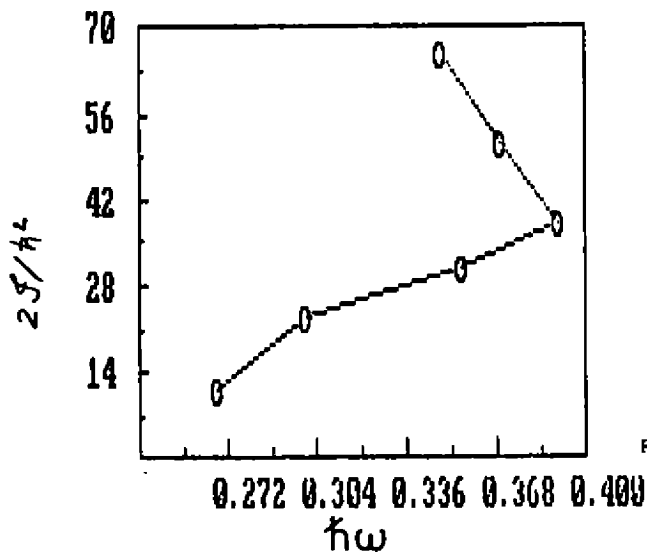


Fig. 6.

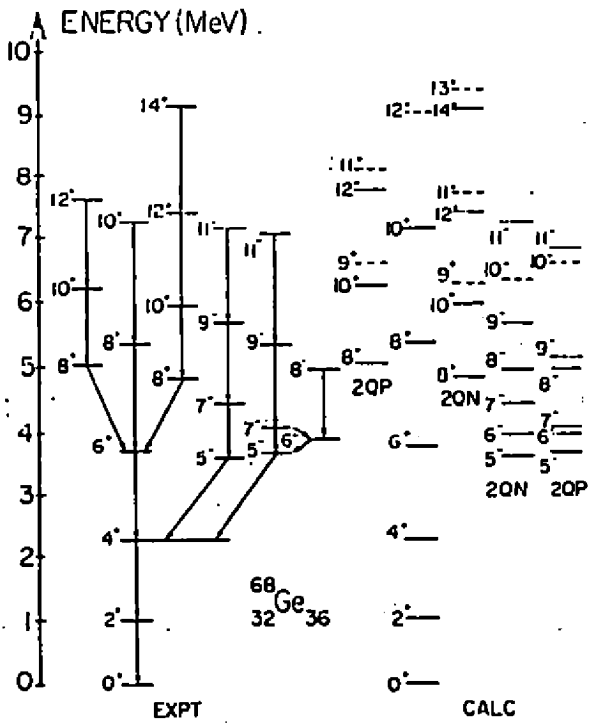


Fig. 7.

Fragmentação Nuclear

Raul Donangelo

Instituto de Física da U.F.R.J

1. Introdução :

Um objeto fragmenta-se quando, submetido a tensões de algum tipo, ele separa em pedaços menores. No caso dos objetos usuais nós temos bastantes exemplos de que esse processo de fragmentação existe e que é bastante comum. No caso dos núcleos também sabemos que o processo existe, já que, como mostra a primeira transparência, podemos tirar fotografias do mesmo.

Uma vez estabelecida a existência do processo, a pergunta seguinte é: Qual o mecanismo que faz o núcleo se fragmentar em uma colisão? Antes de entrar neste assunto vamos comparar as propriedades da fragmentação nuclear com as da fragmentação da matéria usual. Na segunda transparência vemos que a distribuição de massas dN/dm dos asteróides no sistema solar, e de duas rochas de basalto que colidem em diferentes velocidades, seguem leis semelhantes.

B. JAKOBSSON *Z. Phys.* **A302** (1982) 293

B. Jakobsson et al.: Disintegration of Nuclei in Violent Heavy Ion Interactions

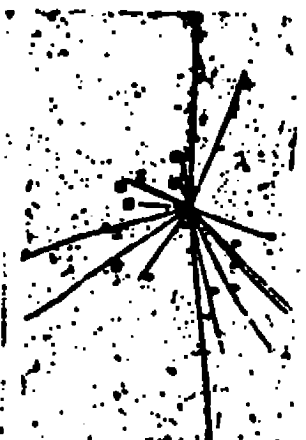
¹²C + Ag (br) , E_{beam} = 56-110 A MeV

①

Track	Z	AZ	A	FA	E (amu)	E _{cm} =972 MeV	E (amuV) * E _{cm} (amuV)	E _{cm} (amuV)	E _{cm} (amuV)	θ (deg)
1	1	0	1	+1	0.160	4.8	4.2	4.0	4.0	153.8
2	1	+1	1	+1	0.197	5.2	5.0	21	27	80.8
3	1	0	2	+1	1.65	29	18.4	21	27	51.4
4	8	+2	16	23	0.030	27	26	48	48	21.1
5	2	0	2	+1	1.33	24	22	23	23	23.8
6	1	0	0	0	2.89	24	22	22	22	20.7
7	1	0	2	-1	7.61	40	43	42	42	7.8
8	1	-1	7	-4	2.65	20	20	20	20	7.5
9	1	0	1	0	1.97	18	18	18	18	11.6
10	1	-1	2	-2	0.204	1.9	1.3	2.2	7.9	26.5
11	1	+1	1	+3	0.290	7.8	7.9	21	21	84.8

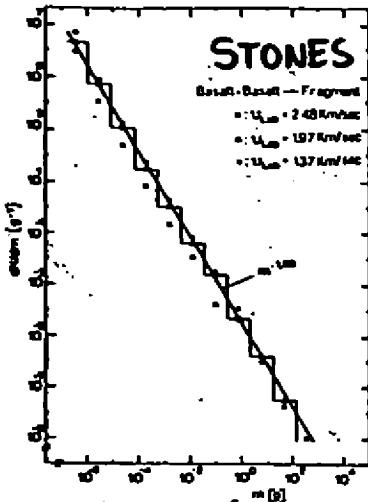


NUCLEI FRAGMENT!

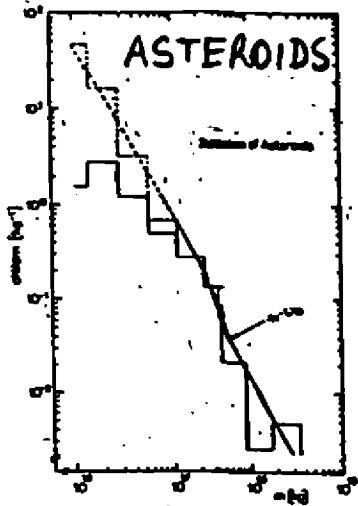


Track	Z	AZ	A	FA	E (amu)	E _{cm} =972 MeV	E (amuV) * E _{cm} (amuV)	E _{cm} (amuV)	E _{cm} (amuV)	θ (deg)
1	2	0	4	-1	0.190	20	18	21	20	126.7
2	1	0	2	+1	0.175	19	17	20	20	72.5
3	1	0	2	+1	2.17	102	60	140	140	42.7
4	2	0	2	-1	0.276	23	21	25	25	46.5
5	1	0	2	+3	0.208	20	19	20	20	41.6
6	1	+1	2	+3	0.420	13.7	9.6	11	11	41.5
7	4	0	7	0	0.423	96	43	145	145	26.5
8	4	+1	9	7	0.628	7.8	5.7	145	145	18.9
9	3	+1	7	0	0.191	41	29	47	47	41.4
10	3	0	2	-1	0.206	19	18	23	23	24.8
11	2	0	4	+1	0.188	19	17.5	20	20	72.6
12	2	0	2	+1	0.209	13	11	11	11	71.5
13	2	0	4	+1	0.163	17.5	16	17	17	68.9
14	2	-1	6	-1	0.176	26.5	17.5	40	40	58.6
15	2	-1	4	-1	0.244	15.5	13	21	21	124.5
16	2	+1	4	-1	0.232	20	21	48	48	153.6

MECHANICAL INSTABILITIES

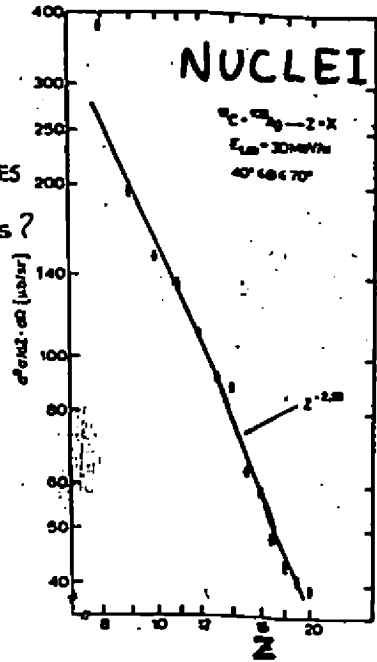


$$\frac{dN}{dm} \sim m^{-1.68}$$



$$\frac{dN}{dm} \sim m^{-1.70}$$

DIFFERENT SLOPES
 \Rightarrow DIFFERENT MECHANISMS?



$$\frac{d^2N}{dZ^2} \sim Z^{-2.28}$$

No caso nuclear a lei é ainda uma potenciação mas o expoente é marcadamente maior. Isto é motivo suficiente para acreditar que o processo de multifragmentação acontece de maneira diferente no caso nuclear e no caso da matéria usual. Vamos ver alguns modelos que descrevem a fragmentação no caso nuclear e comparar eles entre si e com os dados experimentais.

2. Modelo de Evaporação

Os cálculos de evaporação de partículas do núcleo composto excitado formado em uma colisão são bem conhecidos e rotineiros. Na maioria dos casos é considerada a evaporação de partículas leves, num tratamento como indicado na transparência 3. Ele pode ser generalizado para o caso de partículas pesadas com bastante êxito, como mostram os bons resultados obtidos com este modelo e ilustrados na transparência 4.

3. Transições de fase gás-líquido:

Nós vimos no começo que $\frac{dg}{dz} \sim Z^{-2.2}$ e por outro lado cálculos teóricos indicam que a distribuição de massas das gotas numa transição de fase gás-líquido no ponto crítico tem uma distribuição da forma $m^{-2.3}$, no caso de um gás de Van der Waals. Nós sabemos que as forças nucleares são semelhantes às de Van der Waals, e de fato, com o que conhecemos das

EVAPORATION MODEL

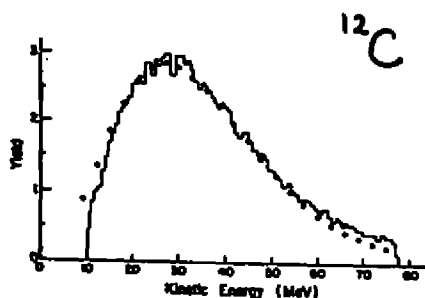
SEQUENTIAL EMISSION OF PARTICLES FROM
THE COMPOUND NUCLEUS.

LIGHT PARTICLES - QUITE STANDARD - DETAILED BALANCE

$$W_j = \sum_{i=1}^m \int_0^{E^* - B_j - E_i^j} \frac{g_i^j \mu_j \sigma_j(E)}{\pi^2 h^3} \frac{\rho_j(E^* - B_j - E_i^j - E)}{\rho_{CN}(E^*)} E dE$$

Probability of emitting a particle j in some state E_i^j , $i=1, \dots, m$, from a compound nucleus excited at E^* ; $\sigma_j(E)$ is the inverse reaction cross section at energy E , B_j the Coulomb barrier, μ_j the reduced mass, $g_i^j = 2S_i^j + 1$ (level degeneracy), and ρ_{CN}, ρ_j are the energy level densities for the initial compound nucleus, and the residual nucleus after the emission of j .

THIS FORMULA CAN BE EXTENDED TO THE CASE OF HEAVY PARTICLES



^{12}C

• DATA

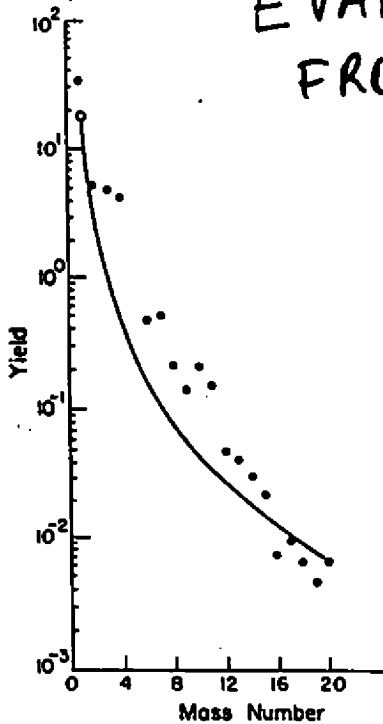
— CALCULATION

W.A. FRIEDMAN +

W.G. LYNCH

PRC 28 (1983) 16

EVAPORATION FROM ^{132}Xe



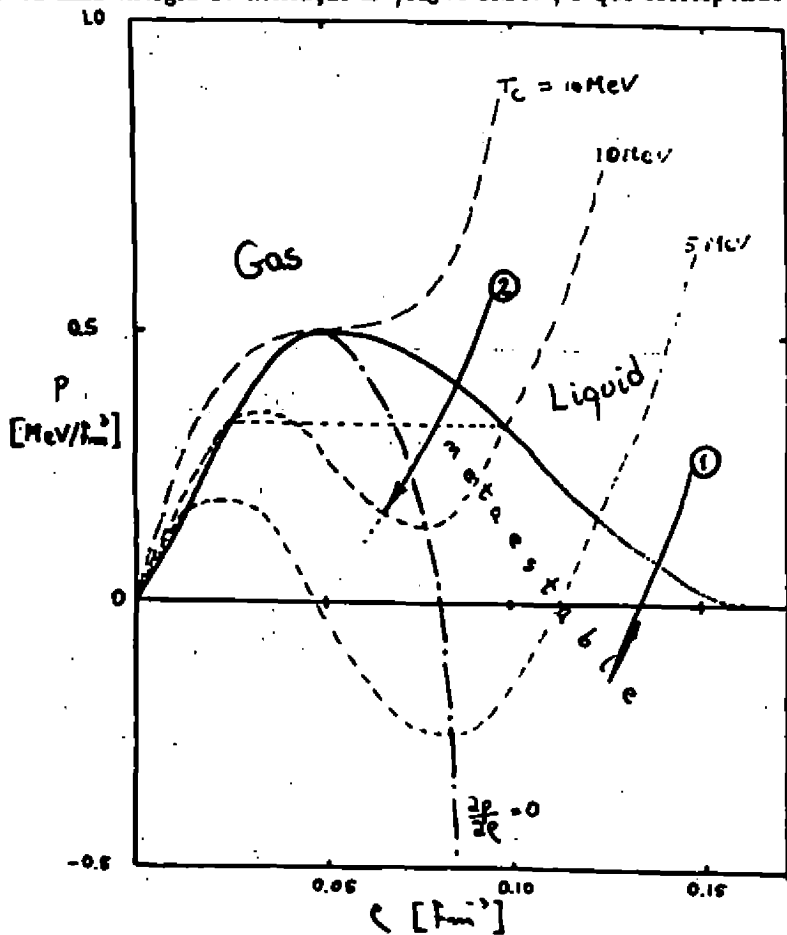
• CALCULATION
— FIT $A^{-2.64}$

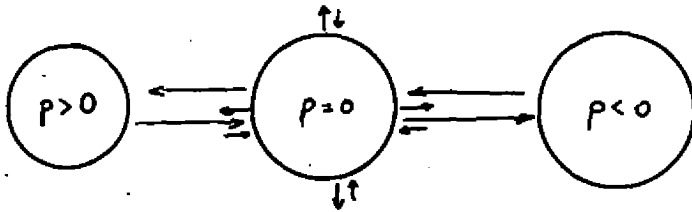
$$T_{CN} \approx 15 \text{ MeV}$$

forças nucleares podemos construir um diagrama das fases como o ilustrado na transparência 5. Em particular a temperatura crítica calculada está na faixa dos 15 MeV que corresponde à considerada no modelo de evaporação para ajustar os espectros experimentais.

Isto levou a várias teorias de fragmentação nuclear baseadas na idéia de que o mecanismo corresponde a uma transição de fase líquido-gás. A evolução do sistema seria como ilustrado esquematicamente na transparência 6, e alguns detalhes da teoria (desenvolvida por J. Bondorf) *et al* em Nucl. Phys. A444 (1985)460; A448 (1986)753 encontram-se nas transparências 7 e 8.

Os resultados obtidos para a distribuição de massas dos fragmentos estão ilustrados nas transparências 9 e 10. Observamos que a função $N_A(A)$ depende fortemente da energia de excitação E^* , e que ela inclusive não é monotônica em baixas energias (transp. 10). Isto sugere que o processo de fragmentação não corresponde, neste modelo, a uma transição de fase líquido-gás nas vizinhanças do ponto crítico. Esta opinião é reforçada pelos comportamentos da multiplicidade M e temperatura T do sistema ilustrados na transparência 11. A transição que corresponde á fragmentação ocorre para uma energia de excitação $E^*/A_0 \approx 3\text{MeV}$, o que corresponde a uma





VIBRAÇÃO ISOESCALAR MONOPOLAR

a) 1.



CRACKING STAGE



BUBBLES

EXPANSION STAGES

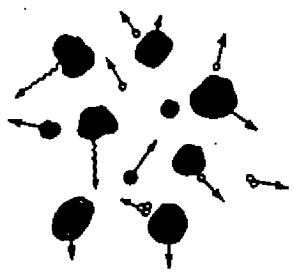
b)



DROPLETS

SECONDARY DECAY STAGE

c)



$$\sum_{A,Z} N_{A,Z} A = A_0, \quad \sum_{A,Z} N_{A,Z} Z = Z_0; \quad E_C + \sum_{A,Z} N_{A,Z} E_{A,Z} = E_0 \quad \text{FIG. 1}$$

↑
Coulomb Energy of Homogenous distr.

Partition Vector $\{N_{A,Z}\}$; Multiplicity $M = \sum_{A,Z} N_{A,Z}$

Probability $\{N_{A,Z}\} \propto \exp S(\{N_{A,Z}\})$

2. : Generalized liquid drop model

$$F_{A,Z}^{\text{int}} = \overset{\text{BULK}}{(W_0 - \frac{T^2}{E_0})A} + \overset{\text{SURFACE}}{\beta(T) A^{2/3}} + \overset{\text{SYMMETRY}}{\gamma \frac{(A-2Z)^2}{A}} + \overset{\text{COULOMB}}{E_{A,Z}^C}$$

$$S_{A,Z}^{\text{int}} = \frac{2T}{E_0} A - \frac{d\beta}{dT} A^{2/3}$$

$$E_{A,Z}^{\text{int}} = (W_0 + \frac{T^2}{E_0})A + [\beta + T \frac{d\beta}{dT}] A^{2/3} + \gamma \frac{(A-2Z)^2}{A} + E_{A,Z}^C$$

$$\left[S = -\frac{\partial F}{\partial T} \Big|_V ; E = F + TS \right]$$

- $W_0 = -16 \text{ MeV} ; E_0 \approx 16 \text{ MeV}$

- $\beta(T) = 4\pi r_0^2 \sigma(T) ; \sigma(T) = \sigma(0) \left(\frac{T_C^2 - T^2}{T_C^2 + T^2} \right)^{5/4} ; T_C \approx 16 \text{ MeV}$

$\Rightarrow \beta(T) = \beta_0 \left(\frac{T_C^2 - T^2}{T_C^2 + T^2} \right)^{5/4} , \beta_0 = 4\pi r_0^2 \sigma(0) \approx 18 \text{ MeV}$

- $\gamma = 25 \text{ MeV}$

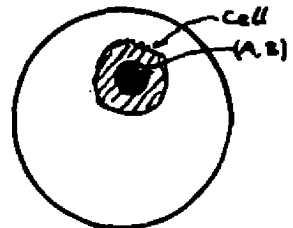
- $E_{A,Z}^C = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_{A,Z}} \left(1 - \frac{R_{A,Z}}{R_{\text{cell}}} \right)$ Wigner-Seitz Approx.

$\approx \text{not } \left(1 - \frac{3}{2} \frac{R}{R_c} + \frac{1}{2} \left(\frac{R}{R_c} \right)^2 \right)$

(ii) TRANSLATIONAL MOTION

$$N_{A,Z} F_{A,Z}^T = -T \ln \left(\frac{Z^{N_{A,Z}}}{Z_{A,Z}^{N_{A,Z}} N_{A,Z}!} \right)$$

$$F_{A,Z}^T = -T \ln \left(\frac{Z^{N_{A,Z}}}{Z_{A,Z}^{N_{A,Z}} N_{A,Z}!} \right) + \frac{T}{N_{A,Z}} \ln N_{A,Z}!$$



$$S_{A,Z}^T = \frac{3}{2} + \ln(g_{A,Z} \frac{V_L A^{3/2}}{A^3}) - \frac{1}{N_{A,Z}} \ln N_{A,Z}!$$

$$\left. \begin{aligned} V_f &= \text{free volume} \\ \Lambda &= \frac{2\pi\hbar^2}{mT} \\ g_{A,Z} &= \text{degeneracy factor} \end{aligned} \right\}$$

$$E_{A,Z}^T = \frac{3}{2} T$$

iii) Total

$$E_{A,Z} = \frac{3}{2} T + E_{A,Z}^{\text{int}}$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Excitation Energy } E^* \\ \text{Partition Vector} \end{aligned} \right\} \rightarrow \sum_{A,Z} N_{A,Z} E_{A,Z}(T) = E_0 - E_c \rightarrow T =$$

$$S(\{N_{A,Z}\}) = \sum_{A,Z} N_{A,Z} S_{A,Z}(T)$$

→ Thermodynamical weight of a partition

$$W(\{N_{A,Z}\}) = \exp S(\{N_{A,Z}\})$$

$$\left(W(\{N_{A,Z}\}) = \exp \left[- \frac{F(\{N_{A,Z}\})}{T} \right] \right)$$

canonical distr., T fixed

• corrections when C.M. position and momentum conservation are included.

Average value of physical quantities

$$\bar{Q} = \frac{\sum W(\{N_{A,Z}\}) Q(\{N_{A,Z}\})}{\sum W(\{N_{A,Z}\})} ; \Sigma \rightarrow \text{all partitions}$$

$$(\delta Q)^2 = \overline{Q^2} - \bar{Q}^2$$

In general we have many partitions,

A_0	$P(A_0)$
-------	----------

20	627
----	-----

50	2×10^5
----	-----------------

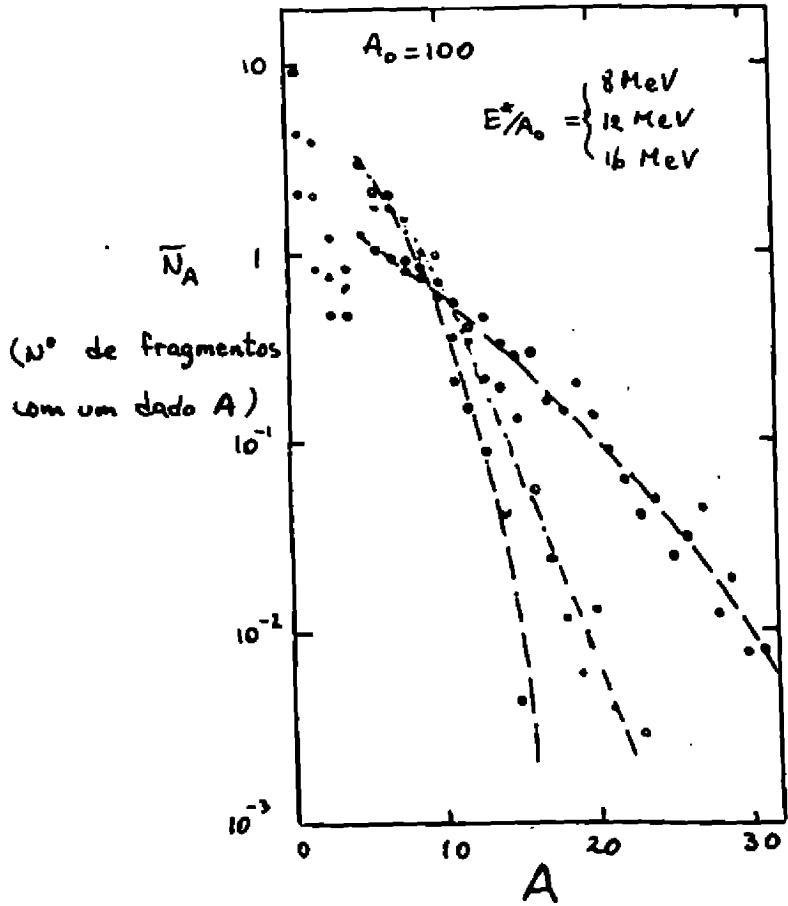
100	2×10^8
-----	-----------------

200	4×10^{12}
-----	--------------------

so it is not possible to perform the sum over all partitions.

⇒ MONTE CARLO METHOD

Study the partition space first.



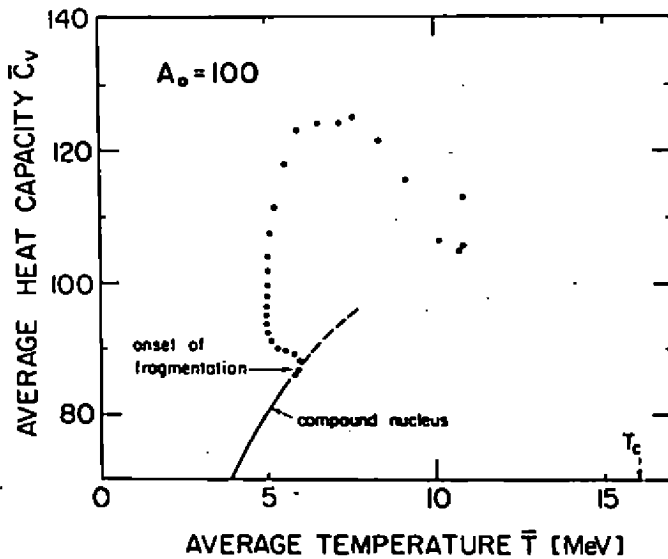


Fig. 6. The specific heat of the total system versus the average temperature. The full line gives the analytically-calculated specific heat of the compound nucleus, while the dots show results of Monte Carlo calculations.

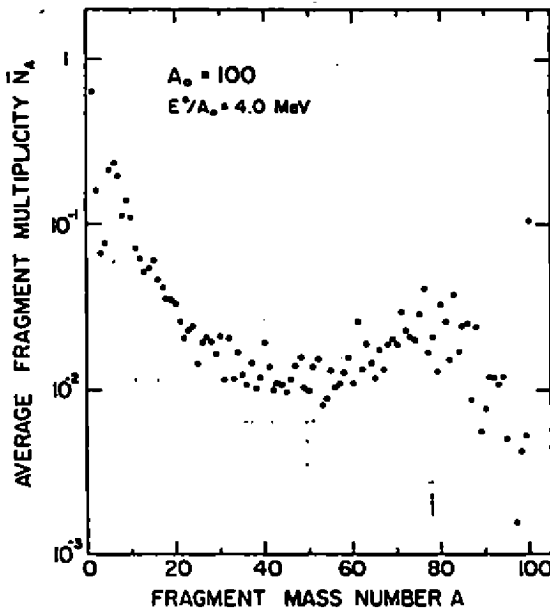


Fig. 7. The fragment mass distribution at $E^*/A_0 = 4.0$ MeV, near the onset of the fragmentation process.

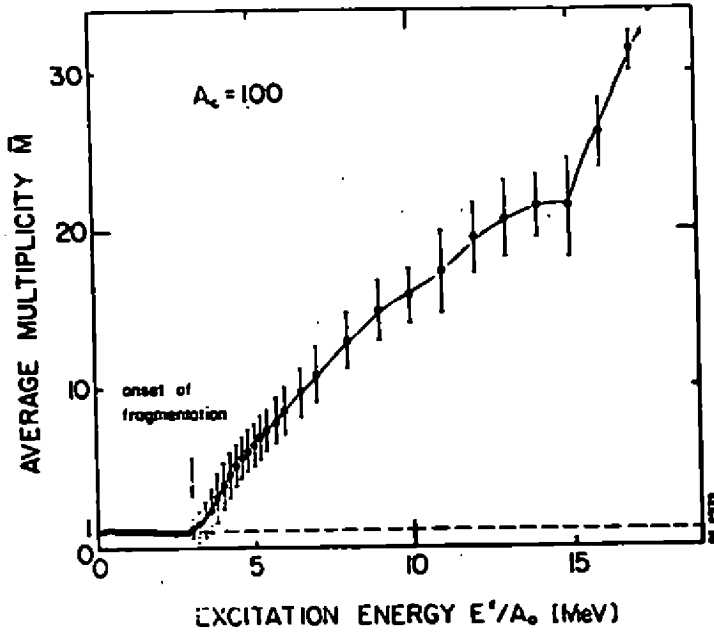


Fig. 2

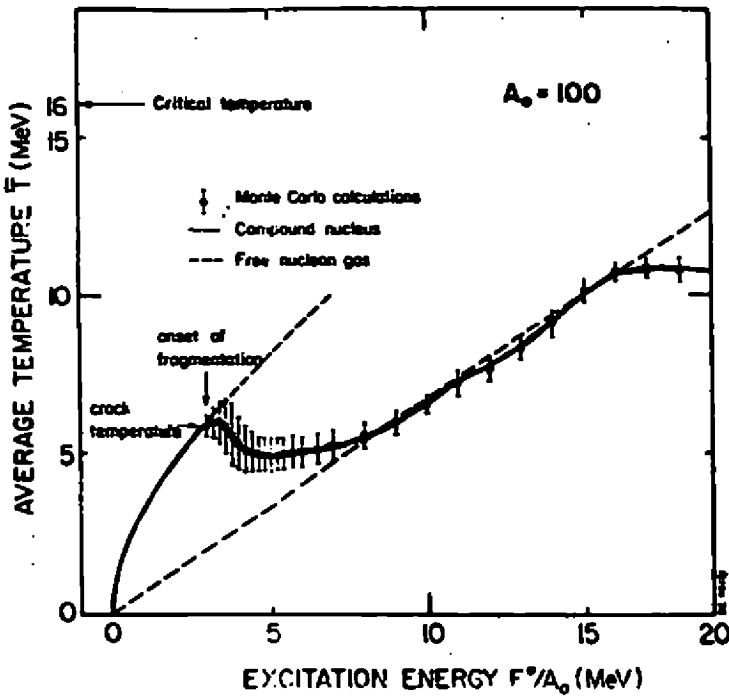


Fig. 4

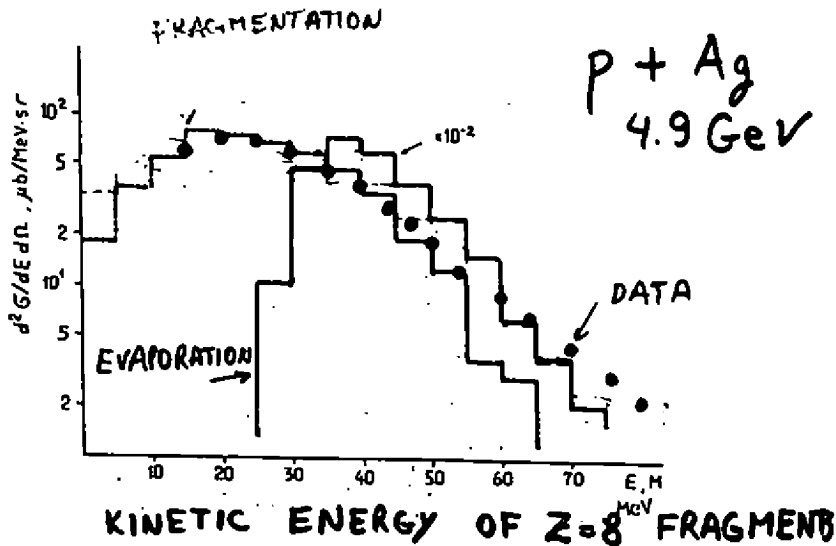
temperatura $T \approx 5 - 6 \text{ MeV}$. A mudança que, na nossa opinião, deveria ser associada à transição de fase líquido-gás acontece para energias muito mais elevadas ($E^*/A_0 \approx 16 \text{ MeV}$) e é visível como uma discontinuidade na inclinação das duas curvas. O fato de que a temperatura a que ela é associada ($T \approx 11 \text{ MeV}$), é menor do que a temperatura crítica ($T_C \approx 16 \text{ MeV}$) é decorrente do tamanho finito do sistema nuclear considerado.

Na transparência 12 mostramos uma comparação entre os cálculos de evaporação e o modelo de multifragmentação estatística descritos acima. Vemos que os espectros de energias calculadas com os dois modelos diferem consideravelmente. No caso da evaporação a posição do máximo no espectro é determinada pelo valor da barreira Coulombiana, a qual depende da carga Z do fragmento. Isto não acontece no caso da multifragmentação e os dados indicam que este último modelo ajusta melhor os dados experimentais, especialmente na região de baixas energias. Um teste decisivo seria a comparação das multiplicidades de fragmentos pesados preditas pelos modelos com dados experimentais, ainda inexistentes. O modelo de multifragmentação leva a multiplicidades de fragmentos pesados muito mais elevados do que o modelo de evaporação .

4. Percolação

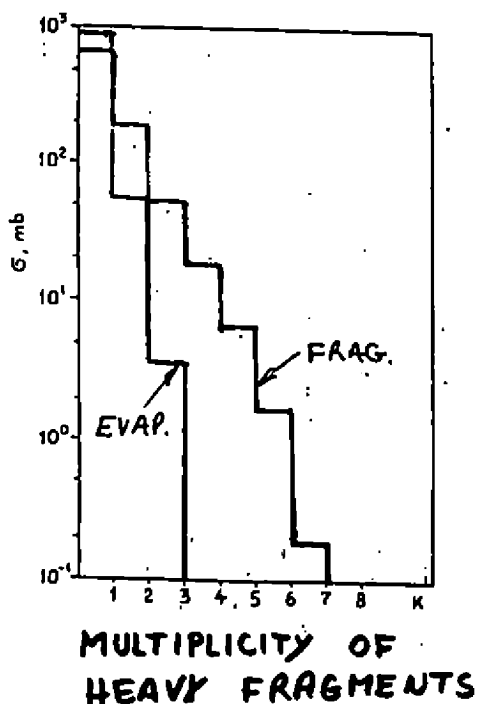
Vimos inicialmente que a distribuição de gotículas nas vizinhanças da temperatura crítica é, na teoria de Fisher para condensação , da forma $A^{-\tau}$

COMPARISON



com $\tau \approx 2 - 3$. Uma lei deste tipo para a distribuição em tamanho não é exclusividade de uma transição líquido-gás pois outras transições de fase apresentam uma lei semelhante. Uma destas transições é a percolação .

Um modelo de percolação consiste em um conjunto de pontos e em uma regra para decidir se eles estão ou não conectados. Podemos, por exemplo, considerar uma rede, e chamar de p a probabilidade de que um ponto dela esteja ocupada. Se definirmos um "cluster" como um conjunto de pontos vizinhos conectados, vemos na transparência 13 que se p está perto de zero, vamos ter apenas pontos isolados ou clusters muito pequenos, mas se $p \approx 1$ quase todos os lugares estão ocupados e existe um cluster muito grande que conecta todas as regiões da rede. Este último é chamado de cluster de percolação .



Para sistemas infinitos existe um valor crítico do parâmetro $p(p_c)$ tal que nele existe uma transição no comportamento de percolação do sistema, descrita na transparência 14. A aplicação ao caso nuclear é mostrada na transparência 15. É surpreendente como este modelo consegue descrever

PERCOLATION

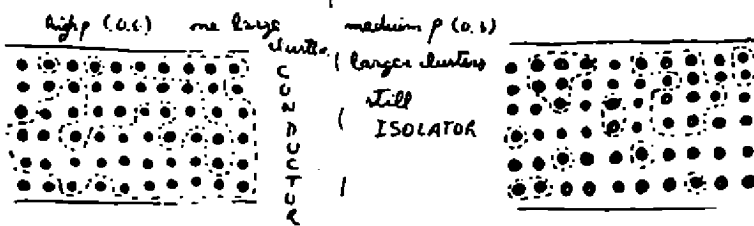
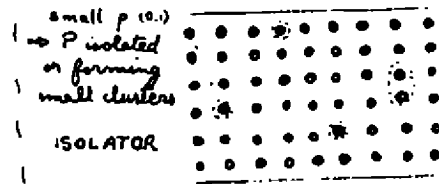
We considered the liquid-gas phase transition because $\frac{dNA}{dA} \sim A^{-2}$, $2 \approx 2-3$.

Other phase transitions follow potential laws. Let us consider the percolation phase transition.

Percolation (1956 - Hammersley) studies the long-range properties of a large number of objects, which may or may not be connected.

Example. Conductivity of a Si Lattice when one replaces some atoms by P.

- Si
 - P
- p = probability that a site is occupied by a P atom.



In general, for an infinite lattice, there is a threshold value, p_c , such that

if $p < p_c \rightarrow$ only finite clusters, no percolation

if $p > p_c \Rightarrow$ one infinite cluster, percolation

Examples - 2 dim. square lattice $p_c = 0.5$

2 dim. hexagonal lattice $p_c = 0.35$

Conductance

$p < p_c \quad \Sigma = 0$

$p \geq p_c \quad \Sigma = \text{const } (p - p_c)^\mu$

μ depends only on the dimensionality of the space :

2 dim - $\mu \approx 1.1$

3 dim - $\mu \approx 1.6$

Probability that a given site \in infinite cluster

$S_\infty(p) = 0, p < p_c$

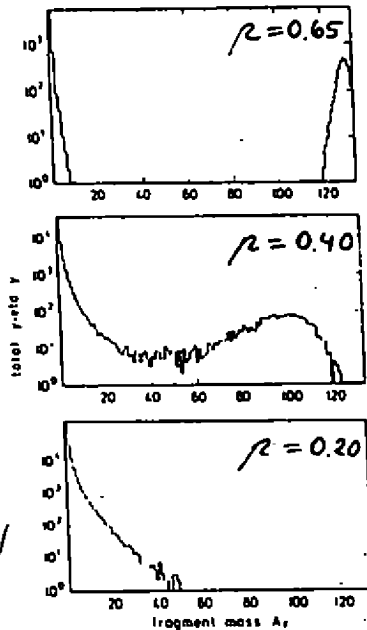
$= \text{const } (p - p_c)^\beta, p \geq p_c$
 { 2 dim $\beta = 0.4$
 3 dim $\beta = 0.40$

MANY APPLICATIONS - MAGNETISM, POLYMERS, EPIDEMIOLOGY, ETC.

NUCLEAR CASE

→ similar behavior as in the statistical multifragmentation model.

A decrease in ρ acts in the same way as an increase in $E^* = \frac{E^*}{A_0}$



Bauer et al., Phys. Lett. 150B (1984) 53

DROPS $\equiv A \geq 4$

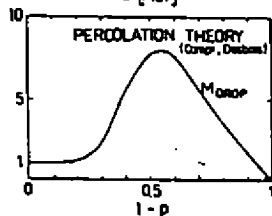
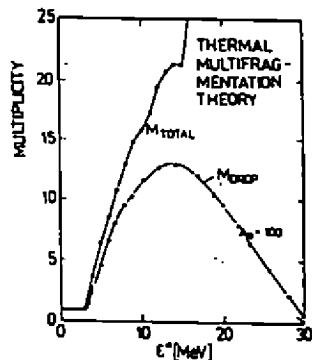
\approx SIMILAR BEHAVIOR

Relation between ϵ^*
and $1-p$

If ϵ is the increase in excitation energy due to the ejection of one nucleon.

$$\Rightarrow \text{excitation energy} \sim \epsilon \cdot (1-p) \\ \sim \epsilon^* p$$

$$\Rightarrow \epsilon^* \approx \epsilon \frac{1-p}{p} = \frac{V_t}{V_0} \epsilon$$



NOT VALID CLOSE TO THE THRESHOLD.

corretamente a tendência dos dados, especialmente se considerarmos que ele não possui nenhuma informação especificamente nuclear. Na mesma transparência é mostrado uma comparação da produção de fragmentos com $A \geq 4$ prevista pelos modelos de multifragmentação e percolação. A semelhança entre os comportamentos sugere a existência de uma relação entre $(1-p)$ e $\epsilon^* = E^*/A$. Esta relação pode ser obtida considerando que a retirada de $A_0(1-p)$ nucleons do núcleo requer uma energia $\epsilon A_0(1-p)$, onde ϵ é a energia média de separação de um nucleon. A energia de excitação média dos $A_0 p$ nucleons do núcleo residual será $\epsilon^* = \epsilon(1-p)/p$.

Conclusions

- Apparently nuclei do not undergo the usual "cold" fragmentation.
- Evidences for a phase transition.
 - Liquid-gas
 - Cracking (= Percolation?)
- Inclusive data can not distinguish between different model predictions.
(e.g. mass spectra)
- ⇒ need for exclusive data (e.g. multiplicity of heavy fragments in each event).

FISICA ATOMICA EN LABORATORIO TANDAR

I.B.Nemirovsky - Depto. de Física - Laboratorio TANDAR
CNEA - ARGENTINA

I. El Laboratorio TANDAR es una instalación experimental perteneciente al Departamento de Física de la Comisión Nacional de Energía Atómica. Aloja un acelerador electrostático tipo Tandem de hasta 20 MV en terminal. Se dispone de tres fuentes de iones de distinto tipo las cuales permiten generar iones de prácticamente todos los elementos de la tabla periódica. El acelerador entró en operación en Agosto de 1985. Hasta el presente se hallan operables seis líneas de transporte de haz adecuadas e instrumentadas para diferentes tipos de experiencias. Un 80% de tiempo de haz es utilizado para estudios en Física Nuclear, un 10% para Física del Sólido y otro 10% se comparte entre Física Atómica y Física Aplicada (PIXE dosajes en metales, RBS, etc.).

El grupo de investigadores dedicados a Física Atómica es de muy reciente formación. Se compone del Dr. A.González, T.Quinteros, R.Pregliasco y del que expone. Se cuenta con el apoyo de grupos teóricos consolidados como el que actúa en el Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE- CONICET) e Instituto de Física de Rosario (IFIR). Se mantiene un vínculo estrecho con la División de Colisiones Atómicas del Centro Atómico Bariloche (CAB-CNEA).

Los primeros estudios con iones pesados se refieren al área de los fenómenos de captura electrónica colisional con emisión de radiación.

II. En general nos referiremos a procesos colisionales entre proyectiles pesados iónicos mayormente desprovistos de electrones y blancos sólidos en forma de láminas delgadas. La velocidad de los proyectiles será de decenas de unidades atómicas (velocidad de Bohr), sin llegar al límite relativista.

Entre los canales que se abren en la colisión distinguimos los siguientes:

- Captura: se transfiere uno o más electrones del blanco a estados ligados del proyectil.
- Ionización: uno o más electrones del blanco son transferidos al continuo. Puede ocurrir que el proyectil aporte electrones a la colisión en cuyo caso existe la posibilidad de que un electrón del proyectil sea el transferido al continuo.
- Excitación: en el blanco (o proyectil) se produce una transición inelástica de uno o más electrones a estados ligados del blanco (o proyectil)

Cuando participan varios electrones en el sistema colisionante se puede producir una combinación de las situaciones anteriores.

Las transiciones se producen mediante la acción de los potenciales de interacción interatómicos -transiciones mecánicas- o por la interacción de las partículas con el campo de radiación -transiciones radiativas-. Ambos mecanismos se hallan siempre presentes y el dominio de uno sobre el otro dependerá fundamentalmente de la velocidad del proyectil para el caso que tratamos.

Es posible clasificar los procesos radiativos de la siguiente manera:

- Captura electrónica radiativa (REC)
- Ionización radiativa (RI)
- Dispersión elástica radiativa (REL)
- Excitación y Desexcitación radiativa (REX).

El proceso REC implica un intercambio de carga acompañado por emisión de radiación. Para la configuración de proyectil, blanco y velocidades que nos ocupa, la captura radiativa se caracteriza por la presencia de un pico en el espectro electromagnético correspondiente a la región de Rayos X. La forma del pico refleja la distribución de momento del estado inicial del electrón ligado al blanco.

La ionización radiativa (RI) corresponde al proceso por el cual uno o más electrones del blanco son transferidos al continuo con emisión de radiación. Un caso particular lo constituye la transferencia del electrón a estados del continuo del proyectil, es decir que la velocidad final del electrón es cercana a la del proyectil. Este proceso se denomina captura al continuo (CTC) y la emisión de radiación es similar a la que se produce en REC.

La dispersión elástica (REL) es el proceso por el cual el proyectil transfiere parte de su energía cinética al campo de radiación, el átomo blanco se deforma transitoriamente y al volver al estado inicial se emite radiación. Este mecanismo también se ha interpretado como bremsstrahlung atómico.

La excitación o desexcitación de un átomo del blanco acompañada por emisión de radiación requiere la transferencia de energía desde el proyectil. En el primer caso existirá una energía umbral para la reacción mientras que en el caso de desexcitación se registra un ensanchamiento de la línea natural de decaimiento debido a la colisión.

En la década de los años 50 se estudió teóricamente la emisión de radiación que aparecía al colisionar dos partículas cargadas. Este fenómeno se denominó Recombinación Radiativa y se lo interpretó como efecto fotoeléctrico inverso. Las primeras mediciones de la distribución fotónica del proceso REC datan de 1972. Schnopper, Betz et al.⁽¹⁾ reconocen el

espectro de REC al bombardear blancos de varios elementos sólidos con iones de azufre, cloro y bromo, acelerados a energía comprendidas entre 10 y 140 MeV. Un año más tarde Kienle, Kleber et. al.⁽²⁾ realizan las primeras mediciones sobre un blanco gaseoso. Los proyectiles consistían en iones de Ar, Ne y N a energías de hasta 17.9 MeV/nucleon que incidían sobre un blanco de He o Ne. Se obtienen así los espectros característicos de REC asignándolos a captura por el proyectil, principalmente a la órbita K, de los electrones ligados del blanco. La energía del máximo del espectro coincide con la calculada suponiendo un electrón casi libre, con un momento intrínseco \vec{p}_i que se mueve con un momento \vec{k} hacia el proyectil, el cual se considera en reposo. Calculando la energía de la radiación se obtiene:

$$h\nu = (E_i - E_f) + k^2/2m_e + \vec{k} \cdot \vec{p}_i/m_e$$

para un electrón que es capturado en una órbita con energía de ligadura E_f . En el espectro se verá reflejada la distribución de velocidades que posea el electrón en el blanco antes de ser capturado o posiblemente la distribución perturbada por la presencia del proyectil según sea la velocidad de colisión.

El cálculo de las secciones eficaces correspondientes tiene antecedentes en Bethe y Salpeter⁽³⁾ y Kienle et al.⁽²⁾ presenta un cálculo basado en la aproximación de parámetro de impacto utilizando funciones de onda hidrogenoides para describir los orbitales.

Para el caso de velocidades de colisión mucho mayores que las orbitales Briggs y Dettmann⁽⁴⁾ presentan un cálculo de la sección eficaz considerando un blanco de hidrógeno. Si el proyectil está totalmente desprovisto de electrones la sección eficaz de captura al estado 1S resulta:

$$\sigma \sim k(Z_1/v)^5$$

mientras que para la situación de captura mecánica se tiene aproximadamente:

$$\sigma_c \sim k^2 Z_1^5/v^{12}$$

lo cual indica que para altas velocidades predominará la forma de captura radiativa sobre la mecánica.

La distribución angular de la radiación es medida por Lindskog et. al.⁽⁵⁾ Se encuentra que la distribución sigue una ley $\sin^2 \theta$ como se había previsto teóricamente. También estos autores miden la sección eficaz de captura radiativa para la colisión Cl^{13+} sobre folias de carbón y níquel. Obtienen un buen acuerdo utilizando la teoría de Bethe y Salpeter modificada.

La dependencia de la sección eficaz para REC del espesor del blanco sólido utilizado es investigado por Tanis y Shafroth⁽⁶⁾ quienes confirman

la necesidad de existencia de una vacancia interna (K) en el proyectil para que se produzca REC. También determinan experimentalmente la sección eficaz para iones de Cloro sobre un blanco de cobre a energías comprendidas entre 20 y 80 MeV. Se muestra asimismo que los electrones involucrados muy probablemente procedan de las capas M y N del blanco.

Tawara, Richard y Kawatsura⁽⁷⁾ presentan en 1982 un trabajo experimental en el cual miden los espectros de REC utilizando por primera vez proyectiles con estados de carga incidente bien determinados, F^{8+} y F^{9+} incidiendo sobre un blanco de gas He. Comprueban el régimen de colisión única en la interacción. Es interesante hacer notar que en estas condiciones experimentales es posible determinar la energía de ligadura de iones hidrogenoides o tipo helio a partir de mediciones de REC.

Por su parte Jakubassa-Amundsen, Hoppler y Betz⁽⁸⁾ relevan los espectros de REC resultantes de la colisión de iones S^{15+} y S^{16+} incidentes sobre láminas delgadas de carbono. La energía es de 125 MeV. Los espectros medidos son comparados favorablemente con los calculados -secciones eficaces totales- utilizando las aproximaciones de impulsos (IA) y la de potencial fuerte de Born (SPB). En ambas, los estados del blanco son representados por medio de funciones de onda hidrogenicas con valores experimentales de las energías de ligadura.

Un aspecto que hasta el momento no había sido tratado en detalle es la posibilidad de captura radiactiva a estados del proyectil diferentes del 1S. Miraglia, Garibotti y González⁽⁹⁾ publican en 1985 un cálculo en primera aproximación de Born considerando transiciones entre distintas capas del blanco y proyectil. Así pueden justificar la estructura que presentan los espectros medidos por Kienle et al.⁽²⁾ y muestran que la probabilidad de captura a estados más altos que el 1S del proyectil es significativa (20-30%).

Otro aspecto interesante de REC es el referido a la posibilidad de una doble captura $1S^2 - 1S^2$ con la consecuente emisión de un fotón de aproximadamente doble energía que la del simple REC. La probabilidad ha sido calculada por Miraglia y Gravielle⁽¹⁰⁾ y aguarda confirmación experimental.

En el Laboratorio TANDAR se está realizando un estudio teórico-experimental del fenómeno de captura electrónica radiativa en el régimen de iones pesados que aportan uno o ningún electrón a la colisión y se desplazan a velocidades (90/147 MeV - ^{19}F) similares o superiores a las de los electrones orbitales del blanco, el cual consiste en láminas delgadas de carbono (25 - 100 g/cm²) y aluminio (30 - 270 g/cm²). Las folias son posicionadas a 45° respecto a la dirección del haz de proyectiles y también a 45° respecto a la dirección de observación. En consecuencia el detector observará los fotones emitidos a 90° con respecto a la dirección del haz.

La cámara de colisiones es de acero inoxidable y la zona del soporte del blanco se construyó en aluminio. Un detector de Si-Li con ventana de Berilio observa la región de colisión a través de una segunda ventana de Kapton. Se ha procurado que toda pared interior de la cámara en la parte abarcada por el ángulo sólido que subtiende el detector se halle recubierta por aluminio.

Si bien no se intentaban realizar mediciones de secciones eficaces absolutas, fue necesario calibrar el detector en eficiencia para posibilitar la comparación de los espectros medidos con los calculados teóricamente. Se utilizó la técnica de fluorescencia por rayos X (XRF) irradiando con una fuente de Am^{241} varios elementos cuyas líneas K se hallan ubicadas en la región de interés de nuestros registros. Se utilizó una tabla de valores de la relación K_{α}/K_{β} (11). Con estos valores se construyó una curva de eficiencia vs. energía. Al registrarse los espectros de calibración se reprodujeron las condiciones geométricas y de filtraje utilizadas en la experiencia.

Se emplearon haces de iones F^{9+} y F^{8+} sobre blancos de carbono y de aluminio. Se realizó una medición con iones de ambas cargas a igual velocidad (133 MeV) obteniéndose los espectros de la Figura 2. Se observa el pico de REC a aproximadamente 4,6 KeV sobre un fondo de radiación debido a bremsstrahlung y picos característicos de elementos que aparecen como impurezas del blanco. En el caso del blanco de aluminio se destaca el pico característico K_{α} del hierro. La ubicación del pico de REC responde a lo esperado teóricamente.

Utilizando la aproximación primera de Born y estados hidrogénicos para describir el sistema se calcula las secciones eficaces para los cuatro casos.

En la Figura 1 se presentan los resultados teóricos correspondientes a proyectiles F^{9+} y F^{8+} incidiendo sobre blancos de carbono y de aluminio. En este último caso se observa una marcada estructura debido a la presencia de electrones 3p. Comparando estos cálculos con los espectros medidos (Fig.3) en general se halla un corrimiento en la energía entre los picos teóricos y experimentales. Es inmediato suponer que la radiación detectada no proviene exclusivamente de iones en un estado de carga dado sino de una mezcla de los estados más probables a la energía de colisión (8^{+} y 9^{+}). En consecuencia es de esperar que las mezclas respondan a las fracciones de equilibrio de carga. Sin embargo, los resultados mostrados en la Figura 4, indican que podría existir una desviación del valor de las fracciones de carga como fuente de radiación. Podemos conjeturar un efecto de superficie del sólido. Los espesores de blancos utilizados son suficientes para establecer el equilibrio de carga.

Para el caso de un blanco de aluminio se destaca el buen acuerdo que se obtiene.

La zona de energías fotónicas donde se presenta el espectro REC se ve afectada por la cola de la distribución de fotones debida a la radiación de frenamiento. Se ha calculado el perfil de bremsstrahlung en base a una aproximación semi-clásica⁽¹²⁾

$$\frac{d\sigma}{dE_f d\Omega} = \frac{2}{\pi c} \frac{1}{E_f} \left(\frac{Z_1 e^3}{m c v} \right)^2 \ln \left(\frac{Q_{\max}}{Q_{\min}} \right)$$

para la emisión de un fotón de energía E_f a 90° con respecto a la dirección del proyectil. Los valores Q_{\max} y Q_{\min} corresponden a la transferencia de momento en la colisión. Se puede establecer una correspondencia entre el valor de Q y el parámetro de impacto. El valor máximo corresponderá al parámetro de impacto mínimo que será aproximadamente el radio de la distribución electrónica en el blanco. El Q_{\min} estará relacionado con el tiempo de colisión.

Se han calculado los valores del espectro de frenamiento para zonas de energías relevadas experimentalmente. Los valores han sido normalizados a las secciones eficaces de REC que se calculan teóricamente. En la Figura 5 y 6 se muestran los espectros calculados como suma de REC y bremsstrahlung vs. los medidos experimentalmente. Se obtiene una razonable similitud. Se continuará trabajando a fin de mejorar la concordancia.

Bibliografía

- 1) H.W.Schnopper, Hans D.Betz et al. Phys.Rev.Lett. 29,14(1972)
- 2) P.Kienle, M.Kleber et al. Phys.Rev.Lett. 31,18(1973)
- 3) H.A.Bethe y E.E.Salpeter en Encyclopedía of Physics, editada por S.Flügge (Springer Berlin, 1957) Vol.35
- 4) J.S.Briggs y K.Dettmann, Phys.Rev.Lett. 33,19(1974)
- 5) H.Lindskog et al. Phys.Scrp. 14(1976)
- 6) J.A.Tanis y S.M.Shafronh,Phys.Rev.Lett. 40,18(1978)
- 7) H.Tawara, P.Richard y K.Kawateura, Phys.Rev.A 26,1(1982)
- 8) D.H.Jacobassa, R.Hoppler y H.D.Betz. J.Phys. B17,3943(1984)
- 9) J.E.Miraglia, C.R.Garibotti y A.D.González. Phys.Rev.A. 31,5(1985)
- 10) J.E.Miraglia y M.S.Gravielle, XV ICPEAC. Brighton, England (1987)
- 11) S.I.Salem, S.L.Panossian y R.A.Krause, At Data Nucl.Data Tables 14,91(1974).
- 12) J.D.Jackson. Classical Electrodynamics, J.Wiley, N.Y.(1975)

LEYENDAS DE LAS FIGURAS.

Fig.1

Secciones eficaces para REC, en unidades de $b \cdot \text{KeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$, calculadas en primera aproximación de Born. La energía del ión Fluor es de 133 MeV. Se consideran proyectiles en estados de carga 8^+ y 9^+ sobre blancos de carbono y aluminio. Para ambos blancos se obtiene un pico principal cerca de los 4,6 KeV.

Fig.2

Espectros medidos de REC utilizando proyectiles F^{9+} y F^{8+} sobre blancos de C y Al a 133 MeV. El pico correspondiente a REC se observa cerca de los 4,7 KeV. El resto del espectro corresponde a líneas de Rayos X provenientes de impurezas del blanco y a radiación de frenamiento. La coordenada Y, número de cuentas, se representa en unidades arbitrarias.

Fig.3

Se comparan los espectros medidos-curvas llenas- con los calculados -curvas de puntos-. Se observa una desviación entre los valores teóricos y los experimentales..

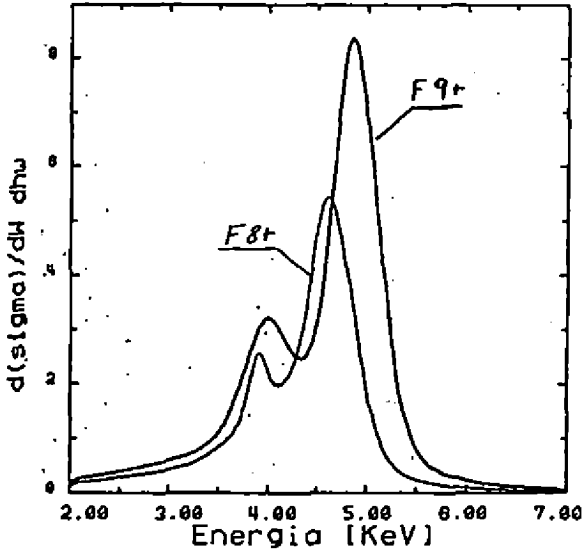
Fig.4

En líneas llenas: espectros medidos y corregidos por eficiencia y resolución del detector. En líneas de puntos: sumas de espectros calculados para proyectiles F^{8+} y F^{9+} combinados en proporciones que se indican en cada caso.

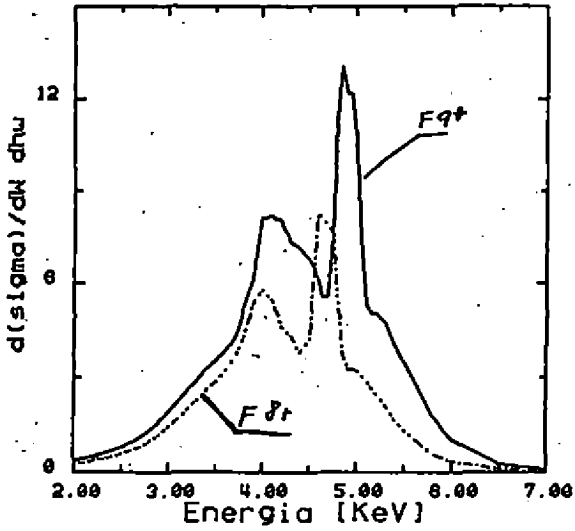
Fig.5 y 6.

A los espectros calculados por mezcla de diferentes estados de carga del proyectil se les suma la contribución de la radiación de frenamiento; el total se representa en líneas de punto. En línea llena se muestran los espectros medidos.

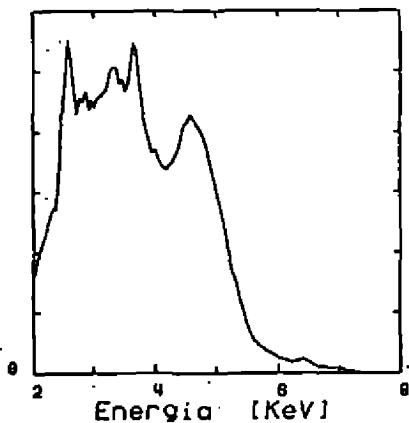
F8+ y 9+ -> C



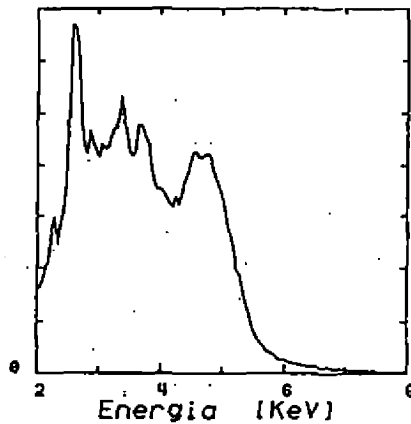
F8+ y 9+ -> Al



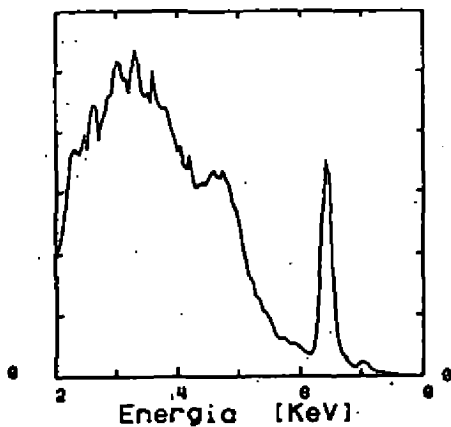
F 8+ sobre C a 133 MeV



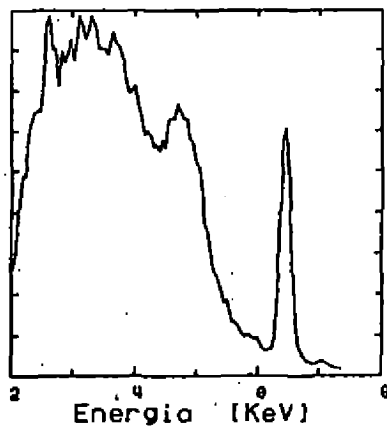
F 9+ sobre C a 133 MeV



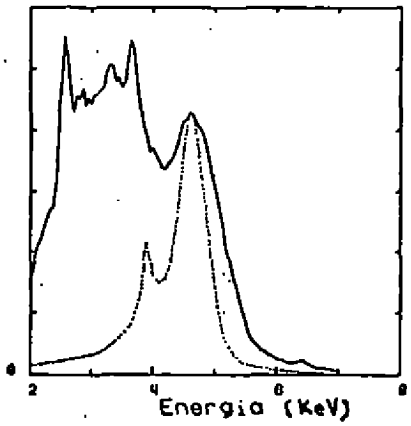
F 8+ sobre Al a 133 MeV



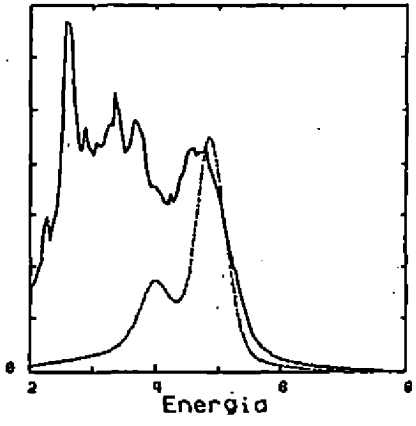
F 9+ sobre Al a 133 MeV



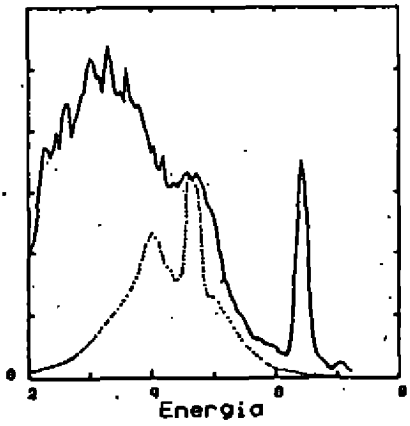
F8+ sobre C a 133 MeV



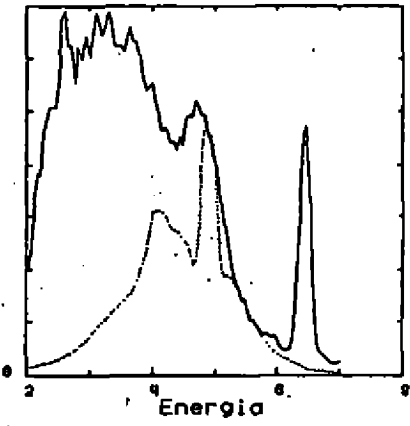
F9+ sobre C a 133 MeV



F8+ sobre Al a 133 MeV

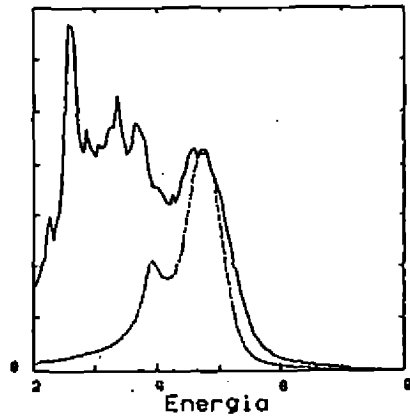
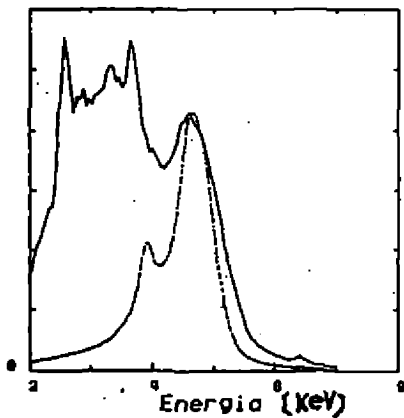


F9+ sobre Al a 133 MeV



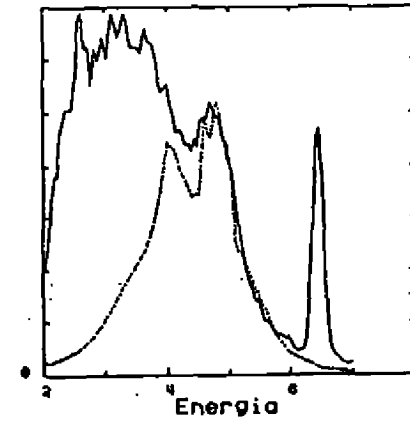
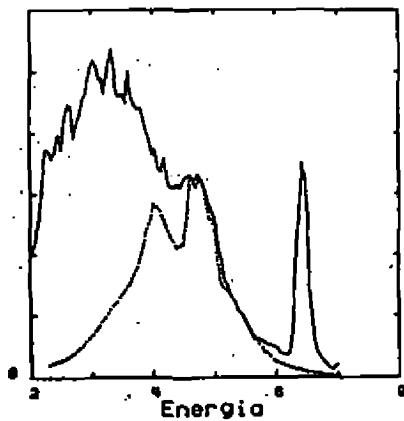
F8+ --> C / B+=80% 9+=20%

F9+ --> C / B+=65% 9+=35%

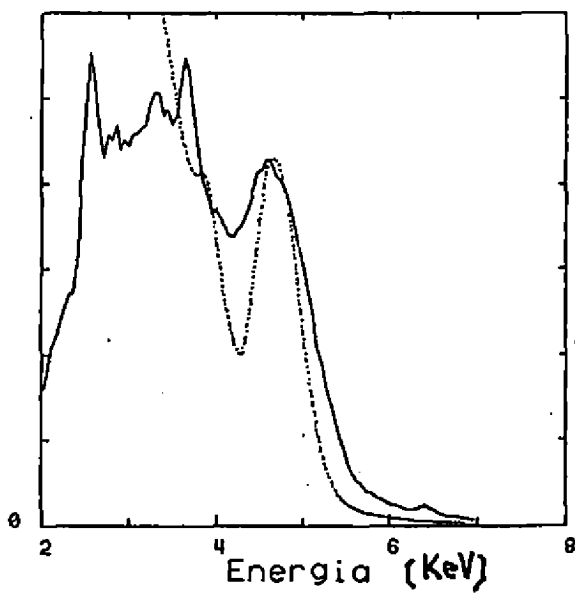


F8+ --> Al / B+=70% 9+=30%

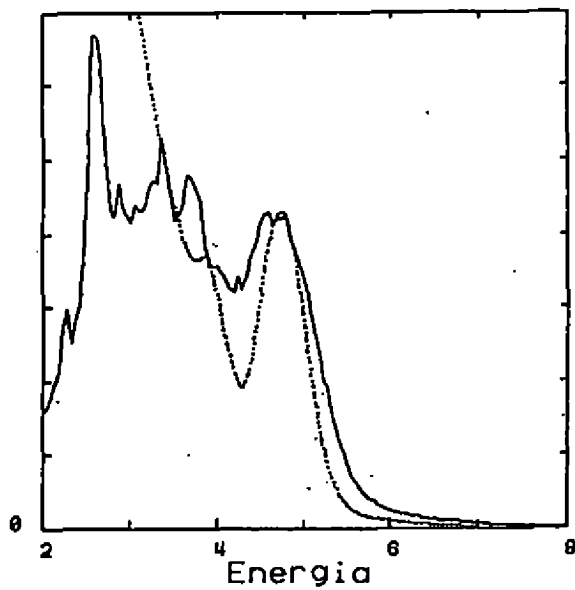
F9+ --> Al / B+=60% 9+=40%



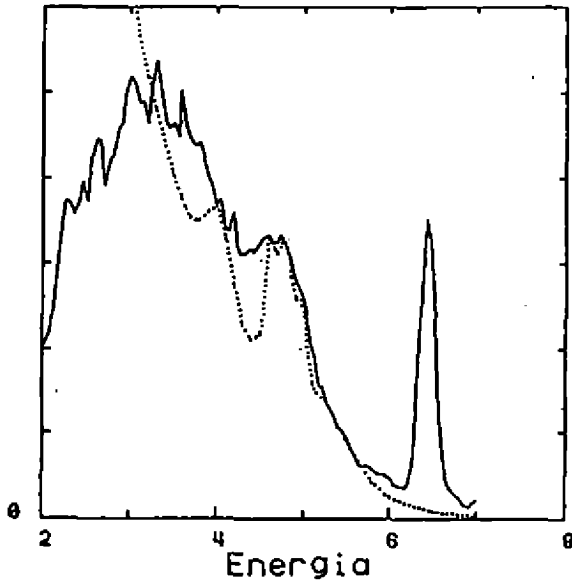
F8+ sobre C a 133 MeV



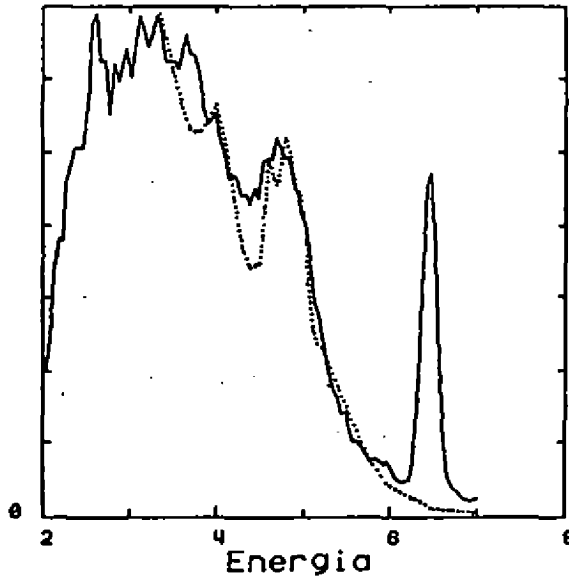
F9+ sobre C a 133 MeV



F8+ sobre Al a 133 MeV



F9+ sobre Al a 133 MeV



INTERACCION DE IONES CON SOLIDOS Y PLASMAS

Néstor R. Arista

Centro Atómico Bariloche (CNEA), División Colisiones Atómicas
8400 Bariloche, R.N., Argentina

1. Introducción

Los estudios de interacción de partículas cargadas (protones, iones, electrones) con la materia, se han desarrollado a lo largo de varias décadas, desde el inicio de los estudios sobre estructura atómica y teoría cuántica. Si bien los procesos de excitación atómica son en términos generales bien conocidos, no es en muchos casos posible efectuar una descripción satisfactoria de los procesos de interacción, como es el caso de sistemas multielectrónicos, de efectos colectivos o de muchos cuerpos, o de procesos de scattering múltiple; en particular esto es notorio en el caso de blancos sólidos o plasmas densos. En consecuencia, diversos modelos y aproximaciones han sido propuestos.

La teoría básica de procesos de pérdida de energía de partículas rápidas ($v \gg v_0$) por excitación atómica se desarrolló a partir de los estudios de Bohr, Bethe y Bloch¹⁻³, que fueron luego extendidos mediante la inclusión de correcciones por efectos de capas internas⁴, y por efectos de densidad del blanco⁵⁻⁷. Esto permitió obtener una teoría general para el caso de partículas rápidas o relativistas.

Por otra parte, los estudios de Lindhard y otros^{8,9} permitieron crear un modelo alternativo, basado en el formalismo de respuesta dieléctrica de sistemas cuánticos, y en particular en el modelo de gas de electrones. A diferencia de los anteriores, estos modelos permiten estudiar el rango de velocidades intermedias ($v \sim v_0$) y aún bajas, incluyendo la región donde las excitaciones son más importantes (región del máximo en la pérdida de energía). Posteriormente estos desarrollos fueron ampliados al caso de sistemas atómicos y sólidos, lo que ha permitido hacer estudios más completos de poderes de frenamientos y rangos de partículas en elementos sólidos¹⁰⁻¹⁴. En términos generales estos resultados muestran un buen acuerdo con una considerable cantidad de datos experimentales¹⁵.

Desarrollos experimentales más recientes¹⁶⁻¹⁸ han permitido obtener mayor información sobre los procesos de pérdida de energía y scattering múltiple de iones en sólidos, a través de un análisis de espectros de distribuciones en ángulo y energía de haces de protones, luego de atravesar folias metálicas delgadas. Estos experimentos permiten estudiar nuevos aspectos de procesos de interacción ión-sólido, y analizar en

mayor detalle los diversos modelos existentes, o establecer nuevas aproximaciones.

En el presente trabajo se describen los modelos desarrollados en el estudio de procesos de pérdida de energía en medios densos, en particular algunos resultados recientes para sistemas atómicos confinados en sólidos y en medios parcialmente degenerados. Se describen aplicaciones de estos modelos en algunos casos de interacción de iones con folias metálicas delgadas y con plasmas densos.

2. Formalismo dieléctrico

Una descripción general de las excitaciones producidas por una partícula de carga $Z_1 e$ y velocidad v , en un sólido o plasma de densidad electrónica n y temperatura T , puede ser representada en términos de una función dieléctrica general del plasma $\epsilon(k, \omega)$.

La probabilidad de scattering con transferencia de energía $\hbar\omega = E' - E$ y transferencia de momentum $\hbar\vec{k} = \vec{p}' - \vec{p}$ está dada por¹⁹:

$$W(\vec{k}, \omega) = \frac{8\pi Z_1^2 e^2}{\hbar k^2} N(\omega) \operatorname{Im} \left[\frac{-1}{\epsilon(k, \omega)} \right] \quad (2.1)$$

donde $N(\omega) = [\exp(\frac{\hbar\omega}{k_B T}) - 1]^{-1}$ es la función de Planck correspondiente a excitaciones en equilibrio en un medio con temperatura T .

La ecuación (2.1) determina el espectro de excitaciones en el plasma. En consecuencia, la pérdida de energía media resulta:

$$-\frac{dE}{dt} = \int \frac{d^3k}{(2\pi\hbar)^3} \hbar\omega W(k, \omega) = \frac{Z_1^2 e^2}{v^2} \int \frac{d^3k}{k^2} \omega N(\omega) \operatorname{Im} \left[\frac{-1}{\epsilon(k, \omega)} \right] \quad (2.2)$$

En un medio termalizado esta integral representa el balance entre procesos de absorción y de emisión¹⁹ (correspondientes a las partes de frecuencia negativa y positiva de la integral).

Para una partícula pesada, la conservación de energía-momentum puede expresarse (luego de despreciar términos "recoil") como: $\hbar\omega = \hbar\vec{k} \cdot \vec{v}$, y en ese caso se obtiene una expresión semiclásica para el poder de frenamiento ("stopping power"):

$$S = -\frac{dE}{dx} = -\frac{1}{v} \frac{dE}{dt} = \frac{2}{\pi} \frac{Z_1^2 e^2}{v^2} \int_0^{\infty} \frac{dk}{k} \int_0^{kv} d\omega \omega \operatorname{Im} \left[\frac{-1}{\epsilon(k, \omega)} \right] \quad (2.3)$$

donde los efectos térmicos y cuánticos están incluidos en la función de

respuesta $\epsilon(k, \omega)$ correspondiente a un plasma de degeneración arbitraria.

En las siguientes secciones consideraremos los procesos de excitación y pérdida de energía en el caso de un gas de electrones degenerado. En la sección 7 consideraremos el caso general de un plasma con degeneración arbitraria.

3. Excitaciones en un gas de electrones degenerado

La función dieléctrica de un plasma es una función compleja: $\epsilon(k, \omega) = \epsilon_1(k, \omega) + i\epsilon_2(k, \omega)$. Expresiones analíticas para ϵ_1 y ϵ_2 fueron obtenidas primeramente por Lindhard para un gas de electrones.

Un diagrama de las excitaciones elementales en este sistema está indicado en la Fig. 1.

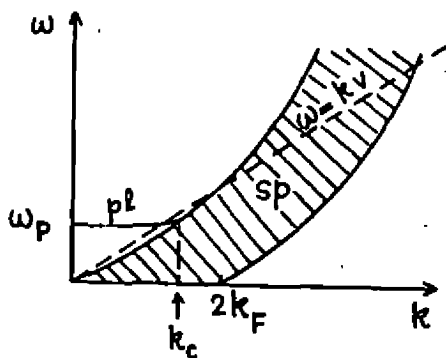


FIG. 1

Podemos distinguir aquí dos tipos de excitaciones elementales:

(a) Excitaciones individuales (sp):

Estas excitaciones corresponden a la región sombreada "sp" (single particle), que indica la zona donde $\epsilon_2(k, \omega) \neq 0$. Esto corresponde a la región de transiciones de electrones individuales, desde estados con $k_1 < k_F$ (dentro de la esfera de Fermi) a estados finales $k_2 > k_F$.

Los bordes de esta región están determinados por las condiciones de conservación para la transición con transferencia $\hbar k, \hbar\omega$, viz.

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k k_F}{m} \leq \hbar\omega \leq \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k k_F}{m} \quad (3.1)$$

(b) Excitaciones colectivas (pl):

La condición para existencia de modos colectivos en el plasma es

$$\epsilon(k, \omega) = \epsilon_1(k, \omega) + i\epsilon_2(k, \omega) = 0 \quad (3.2)$$

En general esta ecuación tiene una solución compleja para la frecuencia $\omega = \omega_1 + i\omega_2$ como función del vector de onda k (relación de dispersión).

Para un gas degenerado $\epsilon_2(k, \omega) = 0$ fuera de la región sp, y en consecuencia $\omega_2 = 0$ para todos los valores de $k < k_c$ (Fig.1).

La relación de dispersión para $k < k_c$ resulta de la forma:

$$\omega_k^2 = \omega_p^2(k) = \omega_p^2 + \frac{3}{5} v_F^2 k^2 + \dots \quad (3.3)$$

donde $\omega_p = (4\pi n e^2 / m)^{1/2}$ es la frecuencia de plasma. Esta es la línea "p1" indicada en la Fig.1.

En consecuencia para $k < k_c$ la resonancia de plasma (plasmon) presenta ancho nulo, correspondiente a una vida media infinita de los plasmones, mientras que para $k > k_c$, $\omega_2 \neq 0$, y en ese caso se produce el decaimiento plasmon + excitaciones sp.

Finalmente podemos indicar la existencia de una velocidad mínima v_c para la excitación de plasmones mediante partículas cargadas. En el caso de partículas pesadas, donde la condición $\omega < kv$, la velocidad v_c puede calcularse a partir de:

$$\begin{cases} \epsilon_1(k, \omega) = 0 \\ \omega = k v_c \\ \omega = k v_F + \frac{\hbar k^2}{2m} \end{cases} \quad (3.4)$$

Usando la expresión de Lindhard para $\epsilon_1(k, \omega)$ se obtiene la ecuación:

$$\frac{1}{(u_c - 1)^2} \left[u_c \ln \left(\frac{u_c}{u_c - 1} \right) - 1 \right] = 2\pi v_F \quad (3.5)$$

siendo $u_c = v_c / v_F$.

Esta ecuación permite determinar v_c como función de la velocidad de Fermi v_F . En la Fig.2 se expresa esta relación en términos de la frecuencia de plasma ω_p y se indican valores característicos para algunos elementos sólidos.

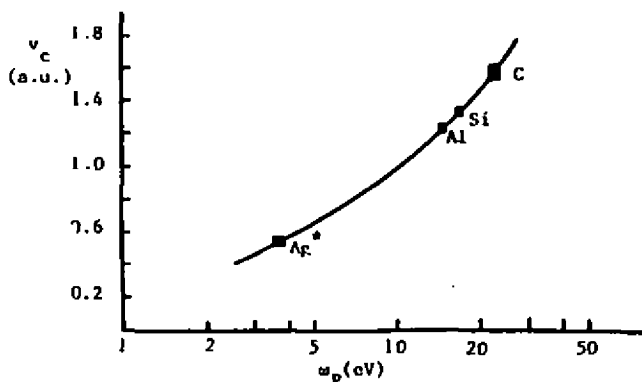


Fig. 2

4. Momentos de pérdida de energía

Hemos previamente hallado una ecuación para la pérdida de energía media -Ecuación (2.3)-, que puede interpretarse como el momento de primer orden para la distribución de pérdida de energía. En términos generales podemos entonces expresar los momentos de orden superior, introduciendo un factor $(\hbar\omega)^l$ en la ecuación (2.3) (dado que $\hbar\omega$ representa la energía transferida) En consecuencia definimos los siguientes momentos de orden l :

$$Q_l = \langle \Delta E^l \rangle = \frac{2}{\pi} \frac{(Z_1 e)^2}{\hbar v^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_0^{kv} d\omega (\hbar\omega)^l \operatorname{Im} \left[\frac{-1}{\epsilon(k, \omega)} \right] \quad (4.1)$$

La interpretación física de estos momentos es la siguiente:

$l=0$: camino libre medio, $\lambda = Q_0$

$l=1$: poder de frenamiento (stopping power), $S = \langle \Delta E \rangle / \Delta x = Q_1$

$l=2$: "straggling", $\Omega^2 = \langle \Delta E^2 \rangle / \Delta x = Q_2$

$l=3$: "skewness", $\Gamma^3 = \langle \Delta E^3 \rangle / \Delta x = Q_3$

(una discusión de S, Ω y Γ en términos más prácticos se da en la sección 6.2)

Para el cálculo de estos momentos para un gas de electrones introducimos las funciones L_l a través de la relación:

$$Q_l = \frac{Z_1^2 \omega_p^2}{v^2} L_l(n, v) \quad (4.2)$$

Usando la ecuación (4.1) se puede calcular las funciones L_l mediante integración numérica, con la función $\epsilon(k, \omega)$ exacta.

Por otra parte, las aproximaciones para la función dieléctrica en los casos de bajas y altas frecuencias⁸ nos permiten obtener los siguientes resultados analíticos, en los casos de bajas velocidades:

$$L_l(n, v) \approx \frac{1}{l+2} (4E_F)^l \left(\frac{v}{v_F} \right)^{l+2} \int_0^1 \frac{z^{l+2} dz}{[z^2 + \chi^2 f_l^2(z)]^2}, \quad v < v_F \quad (4.3)$$

y de altas velocidades:

$$\begin{cases} L_1(n, v) \approx \ln \left(\frac{2mv^2}{\hbar\omega_p} \right) - \frac{1}{5} \left(\frac{v_F}{v} \right)^2 \\ L_l(n, v) \approx (mv^2)^{l-1}, \quad l > 1 \end{cases} \quad (v > v_F) \quad (4.4)$$

Cálculos numéricos

Resumiremos aquí algunos resultados ilustrativos obtenidos de la integración numérica de la ecuación (4.1) para el momento de primer orden

$t=1$ (término de stopping power), esto es

$$S = \frac{\langle \Delta E \rangle}{\Delta x} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n}{m v^2} L(n, v) \quad (4.5)$$

Los resultados para $L(n, v)$ y S se muestran en la Fig.3. partes (a) y (b). Podemos notar lo siguiente:

1. Existe un umbral, o velocidad mínima, $v_c \approx v_F$, para excitaciones de plasma
2. S presenta un máximo para $v \approx v_c$, producido por excitaciones individuales y colectivas.

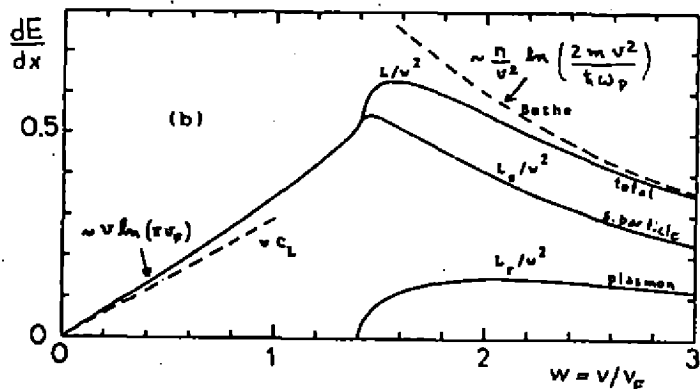
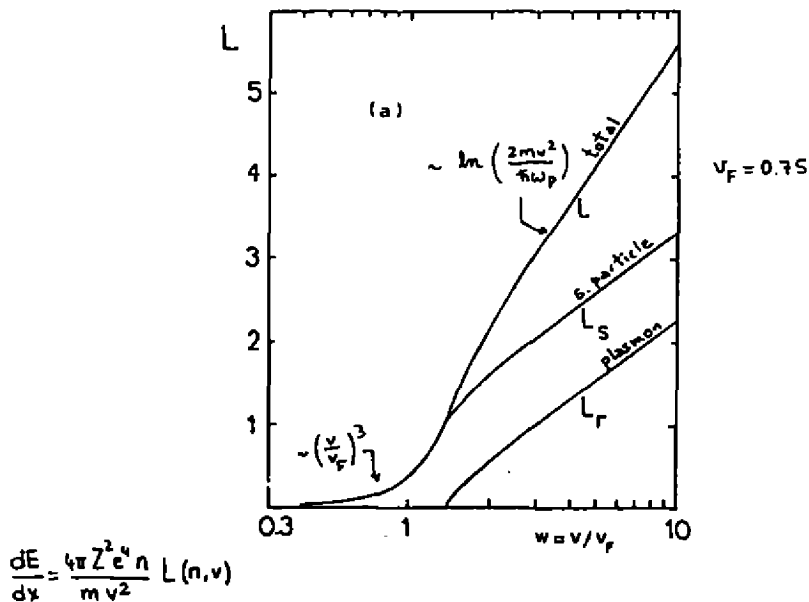


Fig. 3

3. Se cumplen las aproximaciones de alta y baja velocidad:

$$v \gg v_F: \quad S_{BL} = \frac{4\pi n Z_1^2 e^4}{m v^2} \left[\ln \left(\frac{2mv^2}{\hbar \omega_p} \right) - \frac{3}{5} \frac{v_F^2}{v^2} \right] \quad (\text{Bethe-Lindhard}) \quad (4.6)$$

$$v \ll v_F: \quad L_{FT} = \frac{1}{2} \left(\frac{v}{v_F} \right)^3 \ln \left(\frac{\pi \hbar v_F}{e^2} \right), \quad (\text{Fermi-Teller}) \quad (4.7)$$

$$S_{FT} = 2 Z_1^2 v \left[\frac{n}{v_F^3} \right] \ln \left(\frac{\pi \hbar v_F}{e^2} \right) \quad (4.7')$$

Es también de interés notar aquí la cancelación en la dependencia con la densidad para bajas velocidades, ecuación (4.7'), dado que $n/v_F^3 = 1/3\pi^2$ (valores dados en unidades atómicas).

Esto da lugar a un comportamiento anómalo de S para $v \ll v_F$, debido a la dependencia débil con la densidad (el comportamiento "normal" sería una dependencia cuasi-lineal con n , como en ecuación (4.6); en cambio S_{FT} depende de n sólo a través de $\ln(v_F)$).

Esta cancelación de efectos de densidad ocurre debido al factor $(v/v_F)^3$ en ecuación (4.7), que produce una fuerte reducción de los valores de L para $v \ll v_F$. Puede mostrarse²⁰ que el origen de éste efecto es el principio de exclusión, que restringe las posibles excitaciones a sólo aquellas que involucran electrones próximos a la superficie de Fermi. A su vez, ésto da lugar a efectos de "transparencia cuántica"²¹ dado que la absorción de energía promedio por cada electrón, representada por $L(n,v)$, disminuye al aumentar la degeneración.

Una consecuencia importante de este efecto se discutirá en la Sección 7.

5. Sistemas atómicos y sólidos

Algunas aplicaciones útiles de los conceptos descritos se dan para el caso de sistemas inhomogéneos, como son las distribuciones electrónicas en átomos o en sólidos. En estos casos resulta apropiado considerar modelos de tipo estadístico, en particular los de Thomas-Fermi o Lenz-Jensen, donde el sistema electrónico se aproxima localmente usando las expresiones correspondientes a un gas de electrones de igual densidad (aproximación de densidad local).

Nuestra descripción para tales sistemas se basa pues en la ecuación de Thomas-Fermi:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{\phi^{3/2}}{x^{1/2}} \quad (5.1)$$

que permite determinar el potencial $V(r)$ y la densidad electrónica $n(r)$ para un sistema multieletrónico en términos de la función $\phi(x)$ en la

forma:

$$V(r) = \frac{Ze^2}{r} \phi(x) - \mu \quad ; \quad n(r) = \frac{32 Z^2}{9\pi^3} \left[\frac{\phi(x)}{x} \right]^{3/2} \quad (5.2)$$

siendo $x = rZ^{1/3}/a_{TF}$, $a_{TF} = 0.885$ a.u.

Consideraremos aquí dos tipos de soluciones a la ecuación (5.1), correspondientes a átomos libres, y a átomos confinados (e.g., átomos en un sólido). En el primer caso la función $\phi(x)$ tiende a cero para $x \rightarrow \infty$, y la solución es bien conocida y tabulada. El caso de átomos confinados corresponde en cambio a la condición de contorno:

$$\phi'(x_0) = \frac{\phi(x_0)}{x_0} \quad (5.3)$$

donde el valor de x_0 se relaciona con el radio de la celda atómica r_0 en la forma $x_0 = r_0 Z^{1/3}/a_{TF}$, y r_0 queda determinado por la densidad del sólido ρ_0 a través de $4\pi r_0^3/3 = Am_p/\rho_0$ (A =número de masa atómica, m_p = masa del protón). De modo que el valor de x_0 queda unívocamente determinado por la densidad del sólido.

Por último, nos interesa determinar los valores de los momentos de transferencia de energía al sistema atómico. Usando la aproximación de densidad local, podemos evaluar los momentos de pérdida de energía a través del promedio (valores en unidades atómicas):

$$\langle Q_L \rangle_{atom} = \frac{Z^2}{\sqrt{2}} \int d^3r \omega_p^2(r) L_L |n(r)| \quad (5.4)$$

siendo $\omega_p(r)$ la frecuencia de plasma correspondiente a la densidad local $n(r)$.

El procedimiento consiste entonces en determinar la función $\phi(x)$ mediante la ecuación diferencial (5.1), a partir de las condiciones de contorno en el borde de la celda, ecuación (5.3), e integrar numéricamente $\langle Q_L \rangle$ de acuerdo con (5.4).

En las siguientes secciones se describen aplicaciones de los modelos descriptos, en estudios de pérdida de energía de partículas en sólidos y en plasmas densos.

6. Pérdida de energía de partículas en sólidos

6.1. Dependencia con el número atómico del elemento sólido

Estudios experimentales de la dependencia de la pérdida de energía de protones y partículas alfa con el número atómico Z_2 de los diversos elementos sólidos, ²²⁻²⁴ muestran un comportamiento periódico característico ("oscilaciones"), cuya amplitud decrece al aumentar la energía del ión. Este comportamiento está claramente asociado con la estructura atómica de los elementos.

Por el contrario, los cálculos resultantes del modelo estadístico para átomos libres presentan una dependencia monótona con Z_2 .

En la figura 4, (a) y (b), se representa la dependencia calculada²⁵ usando los modelos de Thomas-Fermi (TF) y Lenz-Jensen (LJ), para partículas alfa de 0.8 MeV y 4.0 MeV, junto con los resultados experimentales

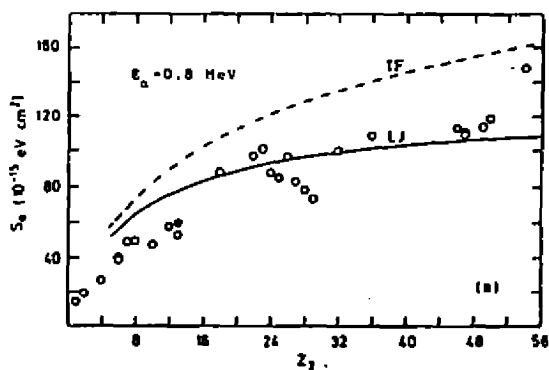


Fig. 4 (a)

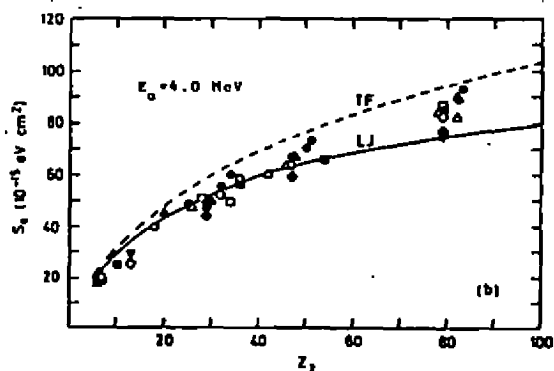


Fig. 4 (b)

Es interesante comparar estos resultados con los obtenidos usando el modelo de TF para átomos confinados, descrito en la sección anterior. En este caso se determina el perfil de densidad electrónica $n(r)$ dentro de la celda atómica de radio r_0 , utilizando las relaciones (5.1)-(5.3), y luego se integra la pérdida media de energía $\langle Q_1 \rangle$ de la ecuación (5.4). En la Fig.5 se muestran los resultados²⁶ para partículas alfa con energías de 0.3 y 0.5 MeV/amu. Se observa que el modelo describe en forma aproximada las fluctuaciones de la pérdida de energía en función de Z_2 .

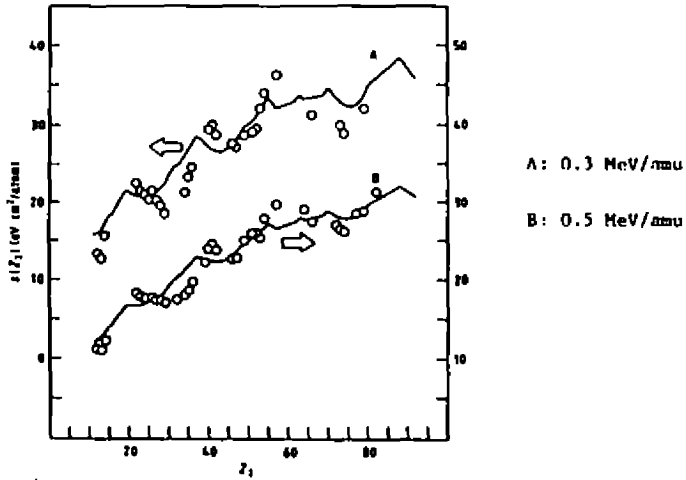


Fig. 5

Análogamente puede calcularse la energía de excitación media I correspondiente a la fórmula de Bethe para altas velocidades, $L_B \approx \ln(2mv^2/I)$. Los modelos de TF y LJ para átomos libres predicen que $I = I_0 Z_2$, donde $I_0 = 8.9$ eV para el caso de TF, y $I_0 = 10.7$ eV para el modelo de LJ.¹⁰

Los resultados experimentales indican que I_0 tiene oscilaciones alrededor de estos valores, como se muestra en la Fig.6 (círculos).

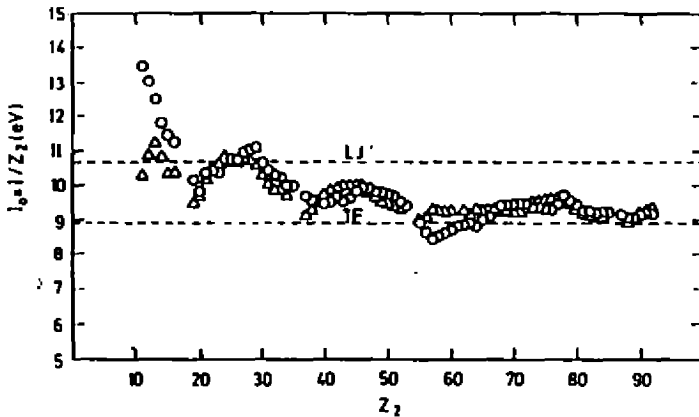


Fig. 6

A su vez el modelo de átomo confinado permite calcular el valor de I_0 como función de Z_2 , a partir de la expresión:

$$\ln(Z_2 I_0) = \frac{1}{Z_2} \int_{r < r_0} d^3r n(r) \ln |\gamma \omega_p(r)| \quad (6.1)$$

En la Fig.6 los resultados de este modelo (triángulos) se comparan con los resultados experimentales, y con los valores aproximados de LJ y TF. Se observa que hay una buena descripción de las oscilaciones en función de Z_2 .

La conclusión que se puede extraer de estos resultados es que las oscilaciones son en buena parte debidas a fluctuaciones en los valores de la frecuencia de plasma $\omega_p(r)$, y velocidad de Fermi local $v_F(r)$, en la región exterior de la celda atómica, $r \sim r_0$, valores que están ligados a las fluctuaciones de densidad y volumen atómico de los elementos sólidos a lo largo de la tabla periódica.

Una de las ventajas de este modelo es que no requiere conocimiento de parámetros o detalles de estructura atómica; existiendo un único parámetro r_0 ("tamaño atómico") que está determinado por la densidad del sólido.

6.2. Momentos de la pérdida de energía y efectos de rugosidad en folias

Debido a la naturaleza estadística de los procesos de pérdida de energía, los iones que atraviesan un sólido presentan una distribución de energías. En la Sección anterior nos hemos restringido al estudio del valor medio S , o momento de primer orden, de la pérdida de energía. Consideraremos ahora el estudio de los momentos de orden superior.

El momento de segundo orden $\langle \Delta E^2 \rangle$ corresponde al "straggling" Ω , que representa el ancho de la distribución de energía del haz de iones, después de interactuar con el sólido; a su vez, el momento de tercer orden $\langle \Delta E^3 \rangle$ corresponde a la asimetría Σ ("skewness") de dicho espectro de energías. Nos restringiremos aquí al caso de pequeños espesores ($\sim 100-200 \text{ \AA}$) en que la distribución es aproximadamente gaussiana, y puede representarse en términos de los valores de S , Ω y Σ .

En la Fig.7 se indica esquemáticamente la forma de un espectro de pér-

dida de energía de un haz de protones incidentes con energía E_0 , antes (A) y después (B), de atravesar una folia de espesor \bar{x} .

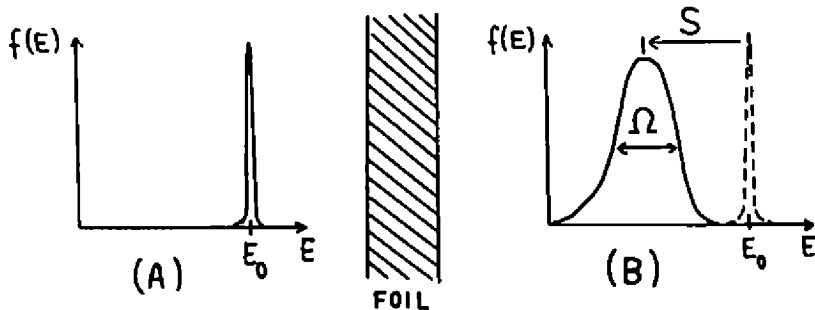


Fig. 7

Para poder correlacionar los resultados experimentales con los cálculos teóricos de los diversos momentos, es necesario tener en cuenta ciertas relaciones entre las distribuciones de energía y las distribuciones de espesores debidas a efectos de rugosidad superficial en las folias.¹⁸ Por tal motivo definimos:

$P(x) dx$ = probabilidad de que la partícula atraviese un espesor entre x y $x+dx$

$f(E, x) dx$ = distribución de energías para partículas que atraviesan un mismo espesor x

Entonces los momentos medidos experimentalmente estarán dados por:

$$\begin{aligned} \langle \delta E \rangle &= \iint E f(E, x) P(x) dE dx = S \bar{x} \\ \langle \delta E^2 \rangle &= \iint (\langle E(x) \rangle - E)^2 f(E, x) P(x) dE dx = \alpha \bar{x} + S^2 \langle \delta x^2 \rangle \\ \langle \delta E^3 \rangle &= \iint (\langle E(x) \rangle - E)^3 f(E, x) P(x) dE dx = \beta \bar{x} + 3\alpha S \langle \delta x^2 \rangle + S^3 \langle \delta x^3 \rangle \end{aligned} \quad (6.2)$$

siendo $\bar{x} = \langle x \rangle = \int x P(x) dx$, $\langle \delta x^l \rangle = \int (\bar{x} - x)^l P(x) dx$, y donde hemos usado la relación $\langle E(\bar{x}) \rangle = \langle E(x) \rangle + S \delta x$, para expandir en potencias de δx .

Finalmente definimos un coeficiente de asimetría adimensional y ("skewness coefficient") en la forma:

$$\gamma = \frac{\langle \Delta E^3 \rangle}{\langle \Delta E^2 \rangle^{3/2}} \approx \frac{\Sigma^3 \bar{x}}{(\Omega^2 \bar{x})^{3/2}} \left[1 + \left(\frac{3\Omega^2 S}{\Sigma^3} - \frac{3}{2} \frac{S^2}{\Omega^2} \right) \frac{\langle \delta x^2 \rangle}{\bar{x}} \right] \quad (6.3)$$

Los cálculos teóricos han sido realizados usando las expresiones (4.1)-(4.4) para un gas de electrones, y (5.4) para el cálculo de los momentos atómicos, con $t=1,2,3$, siendo además $S=\langle Q_1 \rangle$, $\Omega^2=\langle Q_2 \rangle$ y $\Sigma^3=\langle Q_3 \rangle$.

La comparación entre resultados teóricos y experimentales¹⁸, para haces de protones sobre láminas de Cu de 180 Å de espesor, se representa en la Fig.8. La parte (a) corresponde al ancho W (FWHM) de la distribución, que está relacionado con el straggling mediante $W^2=2.355 \langle \Delta E^2 \rangle$.

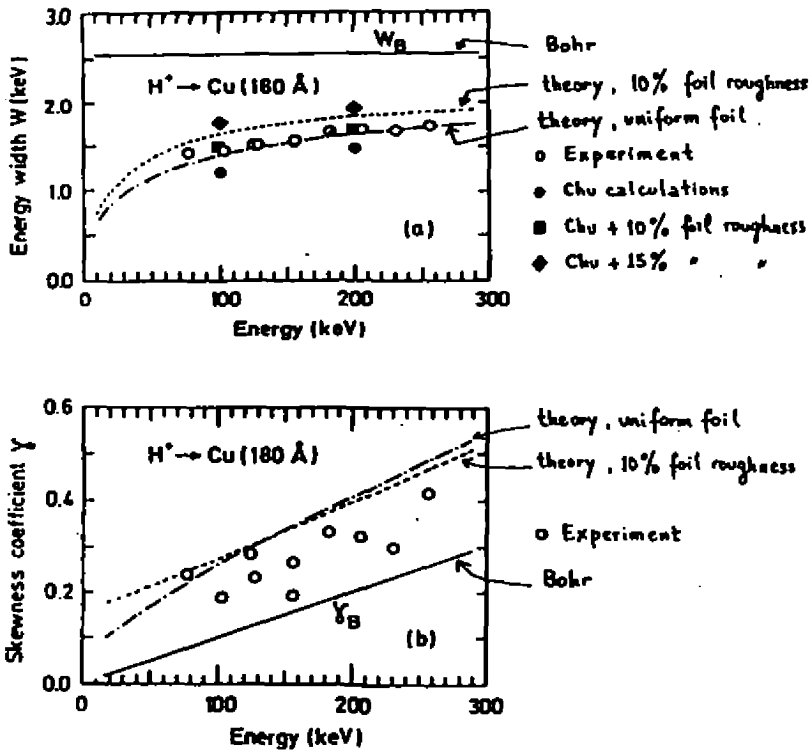


Fig. 8

El valor límite W_B es el correspondiente a la aproximación de Bohr, $\Omega_B^2=4\pi^2 Z_1^2 Z_2 Ne^4$. Los cálculos han sido hechos para el caso ideal de una folio sin rugosidad, y para una con 10% de rugosidad, de acuerdo con la corrección

establecida en (6.2); también se han tomado los valores calculados por Chu²⁷ (círculos llenos) y se les ha sumado efectos de 10 y 15 % de rugosidad. Se estima de aquí que las láminas utilizadas presentan una rugosidad de aproximadamente un 10 %.

En la Fig.8(b) se representa el coeficiente de asimetría y medido experimentalmente¹⁸ (círculos), los valores calculados con nuestro modelo, y con la aproximación de Bohr: $\gamma_B = mv^2 / (4\pi Z_1^2 Z_2 e^4 N \bar{x})^{1/2}$. En este caso se observa que la aproximación de Bohr da resultados menores que los experimentales, mientras que nuestros cálculos son mayores. El efecto de rugosidad de 10 % produce aquí una pequeña mejora en la pendiente de la curva, pero de todos modos subsiste una discrepancia con los valores medidos. Debido a la dispersión en los valores experimentales de γ y la comparación con el modelo de pérdida de energía no puede aún considerarse conclusiva.

Se espera que resultados de nuevas mediciones actualmente en curso, usando folias de diversos elementos metálicos, permitirán obtener una prueba más completa de los momentos de pérdida de energía, y de las aproximaciones contenidas en los modelos teóricos.

Por último, es interesante notar que el estudio simultáneo de los momentos de orden superior de los espectros de pérdida de energías de haces de protones, y su análisis mediante las relaciones con las fluctuaciones de espesor, ecuaciones (6.2), permite disponer de un método de valor cuantitativo para la descripción de efectos de rugosidad en folias delgadas, en un rango de rugosidades en escala cuasi-atómica, que es de difícil acceso mediante otras técnicas.

7. Pérdida de energía en plasmas densos

Un importante campo de aplicación de los modelos antes descriptos es el estudio de procesos de interacción entre partículas rápidas y plasmas de alta densidad y temperatura. Tales procesos son de gran interés para investigaciones actuales de fusión nuclear mediante los métodos de confinamiento inercial a partir de haces de partículas o pulsos de lásera.

La generalización de los modelos de pérdida de energía para el caso de altas temperaturas requiere de:

- (a) extensión del modelo de respuesta dieléctrica de plasmas cuánticos de degeneración arbitraria²⁸
- (b) estudio de la pérdida de energía en un plasma cuántico parcialmente degenerado^{29,30,21}
- (c) generalización del modelo de TP para sistemas atómicos parcialmente degenerados^{31,32}

Resumiremos aquí los resultados de estudios de efectos de temperatura sobre la pérdida de energía de partículas en plasmas cuánticos y sistemas atómicos confinados.

En primer lugar consideremos los efectos de degeneración parcial en plasmas densos.²¹ La Fig.9 muestra resultados para la pérdida de energía en un gas de electrones de densidad $n=10^{23}$ (A), 10^{25} (B) y 10^{27} (C) electrones/cm³, como función de la temperatura reducida $\theta=k_B T/E_F = T/n^{2/3}$. La figura ilustra la transición entre el caso de un gas degenerado ($\theta \ll 1$), que corresponde al límite de Fermi-Teller, ecuación (4.7), y el resultado en el límite "clásico" de altas temperaturas, dado por²⁹

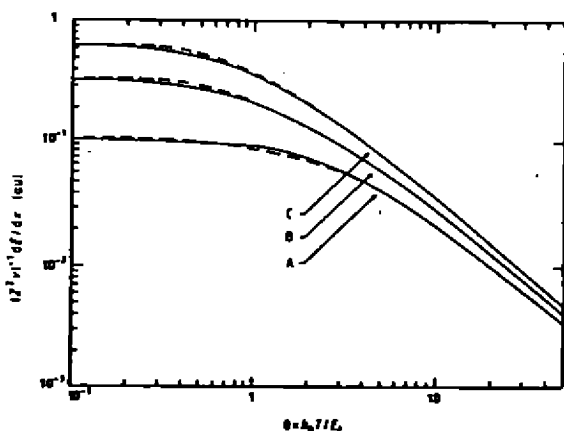


Fig. 9

$$S_{AB}(n, v, T) = \frac{\alpha Z_1 n v}{(k_B T)^{3/2}} \left[\ln \left(\frac{k_B T}{n \omega_p} \right) + \frac{1}{4} \right] \quad (7.1)$$

siendo α una constante (el factor $n/T^{3/2}$ es característico de las apro-

ximaciones clásicas, pero la aparición del factor $\hbar \omega_p$ en el logaritmo indica el carácter cuántico de este resultado)^{33,34}.

Nuestra descripción anterior para sistemas atómicos confinados puede generalizarse para una distribución electrónica $n(r,T)$, correspondiente a un plasma atómico parcialmente degenerado.³⁵ En este caso, la pérdida de energía queda expresada como:

$$S(v, Z_2, \rho, T) = \frac{\langle dE \rangle}{dx} = \frac{4\pi Z_2^2 N}{mv^2} \int_0^{r_0} d^3r n(r,T) L[n(r,T), v, T] \quad (7.2)$$

siendo $L(n, v, T)$ la función de frenamiento para una partícula de velocidad v en un plasma de densidad n y temperatura T .

Para la determinación del perfil de densidad electrónica $n(r,T)$ del sistema confinado dentro de un radio r_0 se utiliza la generalización de la ecuación de TP para degeneración parcial^{31,32}, viz.

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = \alpha x I_{1/2}(\psi/x) \quad (7.3)$$

siendo $I_{1/2}$ una integral de Fermi de orden $1/2$.

Esta ecuación se integra numéricamente, a partir de condiciones de contorno, obteniéndose la densidad local

$$n(r,T) = \frac{(2kT)^{3/2}}{2\pi^2} I_{1/2} \left[\frac{V(r)}{kT} - \eta \right]$$

La Fig.10 muestra los perfiles de densidad para el caso de Au a densidad normal, $\rho_0=19.3 \text{ g/cm}^3$, y temperaturas en el rango de 0-1 keV. Se observa claramente la existencia de dos componentes de densidad electrónica. Una componente de electrones "libres" y una de electrones fuertemente ligados tipo "core". La componente de electrones libres permite evaluar el grado de ionización del Au como función de la temperatura. Los resultados están en muy buen acuerdo con los obtenidos mediante otros métodos, Fig.11, teniendo en cuenta que nuestros resultados son de carácter aproximado y no tienen en cuenta efectos de estructura atómica particulares en cada elemento. Un comportamiento similar se obtiene en el caso del Al.

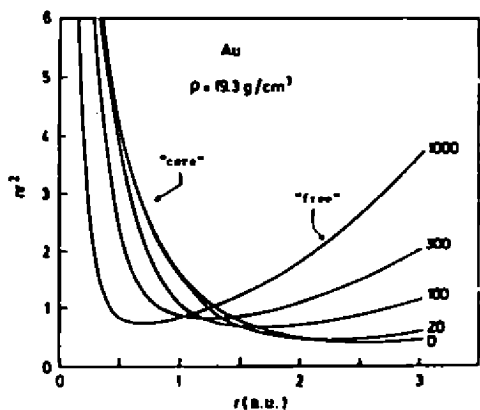


Fig. 10

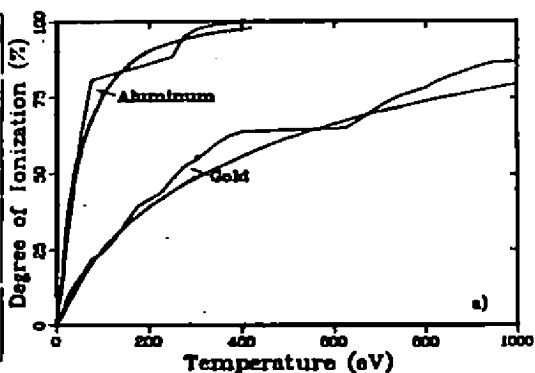


Fig. 11

Por último, en las Figuras 12 y 13 evaluamos los efectos de temperatura sobre el poder de frenamiento en el caso del Au, en función de la energía y de la temperatura, para diversas densidades,³⁵

El hecho más notable aquí es el significativo aumento de S al aumentar la temperatura. Este efecto ha sido observado con anterioridad³⁶ con haces de protones y deuterones de alta potencia.

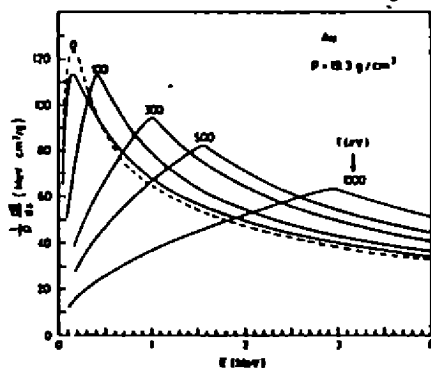


Fig. 12

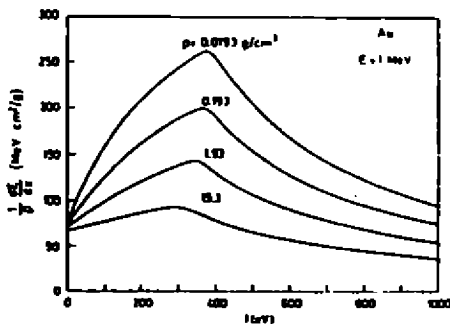


Fig. 13

La explicación de este comportamiento se analiza en términos de:³⁵

(i) el efecto de transparencia cuántica descrito en la Sección 4, por

el cual un gas de electrones de alta degeneración presenta una absorción de energía reducida (esto es, se vuelve "transparente" a las partículas en términos relativos, al aumentar su densidad); y (ii) el efecto de redistribución de densidad electrónica $n(r,T)$ ilustrado en la Fig.10.

De modo que al aumentar T , los electrones en la zona del "core" son removidos hacia la región externa, de menor degeneración, y en consecuencia su contribución a la absorción de energía aumenta.

En segundo lugar, si se continúa aumentando la temperatura, ocurre la transición hacia el comportamiento "clásico" visto en la Fig.9, con una dependencia del tipo $n/T^{3/2}$ para $k_B T \gg E_F(r)$. Esto ocasiona finalmente la disminución de los valores de S para muy altas temperaturas.

La existencia de un máximo en S como función de T , Fig.13, es pues resultado de una competencia entre efectos cuánticos y térmicos.

Puede verse también que los efectos más notables de aumento en la pérdida de energía, ocurren para menores densidades (Fig.13). Esto se debe a que al disminuir ρ el radio de la celda atómica crece, y en consecuencia puede haber una mayor relajación en las restricciones de origen cuántico (exclusión). Los efectos resultan especialmente importantes para densidades en el rango de la corona semidensa de plasma que se produce sobre la superficie de un blanco sólido, en los experimentos de confinamiento inercial por interacción partícula-plasma o laser-plasma.

Referencias

1. N. Bohr, Philos. Mag. 25, 10 (1913); K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 18 (8) (1948).
2. H. Bethe, Ann. Physik 5, 325 (1930).
3. F. Bloch, Ann. Phys. (Leipzig) 16, 285 (1933).
4. H.C. Walske, Phys. Rev. 88, 1283 (1952); *ibid.* 101, 940 (1956).
5. E. Fermi, Phys. Rev. 57, 485 (1940).
6. R.M. Sternheimer, Phys. Rev. 88, 851 (1952); *ibid.* 103, 511 (1956).
7. Revisiones del tema de pérdida de energía de partículas en la materia han sido efectuadas por U. Fano, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13, 1 (1963), y S.P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. 52, 121 (1980).
8. J. Lindhard, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 28 (8) (1954); J. Lindhard and A. Winther, *ibid.* 34 (4) (1964).

9. R.H. Ritchie, Phys. Rev. 114, 644 (1959)
10. J. Lindhard and M. Scharff, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 27 (15) (1953); E. Ronderup, *ibid.* 35 (17) (1967).
11. C. Rousseau, W.K. Chu and D. Powers, Phys. Rev. A 4, #1066 (1971).
12. W.K. Chu and D. Powers, Phys. Lett. 38A, 267 (1972).
13. B.M. Latta and P.J. Scanlon, Phys. Rev. A 12, 34 (1975).
14. I. Gertner, M. Meron and B. Rosner, Phys. Rev. A 18, 2022 (1978).
15. H.H. Andersen and J.P. Ziegler, The stopping and Ranges of Ions in Matter (Pergamon, New York, 1977), vol.3.
16. N. Sakamoto, N. Shiomi and R. Ishiwari, Phys. Rev. A 27, 810 (1983)
17. J.C. Eckardt, G.H. Lantschner, M.M. Jakas and V.H. Ponce, Nucl. Instr. and Meth. B2, 168 (1984).
18. N.E. Capuj, J.C. Eckardt, G.H. Lantschner and N.R. Arista, Phys. Rev. A (to be published).
19. N.R. Arista and W. Brandt, Phys. Rev. A 23, 1898 (1981).
20. E. Fermi and E. Teller, Phys. Rev. 72, 399 (1947).
21. N.R. Arista, J. Phys. C 18, 5127 (1985).
22. J.R. Ormrod, J.R. MacDonald and H.E. Duckworth, Can. J. Phys. 43, 275 (1965).
23. A. Valenzuela, W. Meckbach, A.J. Keatelman and J.C. Eckardt, Phys. Rev. B 6, 95 (1972).
24. J.C. Eckardt, Phys. Rev. A 18, 426 (1978).
25. H. Ascolani and N.R. Arista, Phys. Rev. A 31, 2352 (1986).
26. N.R. Arista, J. Phys. C 19, L841 (1986).
27. W.K. Chu, Phys. Rev. A 13, 2057 (1976); IBM Tech. Report TR22 (1974).
28. N.R. Arista and W. Brandt, Phys. Rev. A 29, 1471 (1984).
29. N.R. Arista and W. Brandt, Phys. Rev. A 23, 1898 (1981).
30. G. Maynard and C. Deutsch, Phys. Rev. A 26, 665 (1982).
31. R.P. Feynman, N. Metropolis and E. Teller, Phys. Rev. 75, 1561 (1949).
32. B. Letter, Phys. Rev. 99, 1854 (1955).
33. L. de Ferraris and N.R. Arista, Phys. Rev. A 29, 2145 (1984).
34. N.R. Arista and W. Brandt, Phys. Rev. A 30, 630 (1984).
35. N.R. Arista and A.R. Piriz, Phys. Rev. 35, 3450 (1987).
36. F.C. Young, D. Mosher, S. Stephanakis, S.A. Goldstein and T.A. Mehlhorn, Phys. Rev. Lett. 49, 549 (1982).

Modification and Analysis of III-V Semiconductors
by MeV Ions (Summary)*

T. A. Tombrello**
Schlumberger-Doll Research
Ridgefield, CT 06877 USA

The increasing complexity and decreasing size of semiconductor devices has generated the need for fabrication and analysis techniques that complement those currently employed. In this paper I shall concentrate on the use of MeV ions; the reader should understand that although this technique offers new capabilities, it does not eliminate the need for existing methods.

In a series of papers Wie and his co-workers showed how x-ray rocking curve analysis (XRC) could be used to profile the strain and damage that occurs when MeV ions are implanted into crystals of III-V compounds.^{1,2,3} In Figure 1a,b,c are shown examples of what occurs when 15 MeV ³⁵Cl ions are implanted into GaAs. The analysis of the rocking curve data allows the extraction of a depth profile of strain and atomic displacement, which is shown on right side of the figure.

These data exhibit a most surprising result - the strain saturates at higher doses and thus produces a strained, crystalline surface layer that is separated from the undisturbed part of the crystal below the ion range (~5 μ m) by an amorphous region (see the last profile in Fig. 1c). The existence of this region is confirmed by cross sectional TEM (XTEM) analysis and by ion channeling observations.⁵

Although the strain-saturated layer produced in GaAs has a larger lattice constant than the original material, in InP the strain-saturated layer has a smaller lattice constant.⁶ The comparison of XRC results for GaAs and InP are shown in Figure 2. A model for the GaAs results based on anti-site-defect saturation has been proposed by Wie, et al.², but it is not clear that this will completely explain the InP results.⁶

* Work supported in part by the NSF [DMR84-21119 and DMR86-15641].

** On leave from the Division of Physics, Mathematics, and Astronomy, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA.

The fact that strain and damage are a consequence of the implantation means that in order to build devices some sort of annealing must be performed to leave a damage-free surface above the implanted region. For the case of GaAs described above this required extensive studies versus temperature and time with XRC analysis applied between each step.³

One of the techniques that we have exploited in fabricating devices is to grow appropriate layers on the implanted, annealed substrates using molecular beam epitaxy (MBE). One particular case of interest for lasers is $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Since we had the suspicion that variation in the Al concentration versus depth within the layer would degrade device performance, we set out to develop analytical techniques to determine not only the average concentration within the layer but also how it varied with depth. For this purpose we employ the nuclear resonant reaction analysis (NRRA) technique using the nuclear reaction $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$.⁷ We discovered that usually the layers were not uniform and that our MBE processing procedure had to be modified.⁷ Profiles of Al versus depth for a range of average concentrations are given in Figure 3 for the revised growth conditions.⁷

It is nice that one can use NRRA to determine the Al concentration; however, the implantation of protons into the material destroys the device. For this reason we set out to find ways in which we can tie our NRRA-derived knowledge to other observations that are non-destructive. Because of our previous experience with XRC analysis it was natural to try it. As shown in Figure 4 we found a linear relationship between strain and the average Al concentration in the layer; the detailed shape of the Bragg curves gives a good measure of the uniformity versus depth.⁷ In addition to XRC we have also employed photorefectivity to measure the band gap of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layer. Figure 5 shows that in this case we also find a linear relationship that can be used as a non-destructive measure of the Al concentration.⁸

Finally, where does all this lead? Fortunately, it has been worth the three years of effort that has been involved. Our first attempt at constructing strip AlGaAs lasers using O implantation has given us an increase in laser efficiency from 55% to 85%.

Obviously, we hope that this is just the beginning and are already working on similar modification/analysis techniques for InGaAs layers that are intended for application in fast electronics.

References

1. C. R. Wie, T. Vreeland, Jr., and T. A. Tombrello, *Mat. Res. Soc. Symp.* **35**
2. C. R. Wie, T. A. Tombrello, and T. Vreeland, Jr., *Phys. Rev.* **B33** (1986) 4083.
3. C. R. Wie, T. Vreeland, Jr., and T. A. Tombrello, *Nucl. Instr. & Meth. B* **16** (1986) 44.
4. C. R. Wie, T. A. Tombrello, and T. Vreeland, Jr., *J. Appl. Phys.* **59** (1986) 3743.
5. T. T. Bardin, J. G. Pronko, F. A. Junga, W. A. Opyd, A. J. Mardinly, F. Xiong, and T. A. Tombrello, *Nucl. Instr. Meth.* **B 24/25** (1986) 548.
6. C. R. Wie, J. Jones, T. A. Tombrello, T. Vreeland, Jr., F. Xiong, Z. Zhon, G. Burns, and F. H. Dacol, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **74** (1987) 517.
7. F. Xiong, T. A. Tombrello, H. Z. Chen, H. Morkoç, and A. Yariv, submitted to the *Journal of Vacuum Science and Technology* (1987).
8. D. Huang, G. Ji, U. K. Reddy, H. Morkoç, F. Xiong, and T. A. Tombrello, submitted to *Phys. Rev. B* (1987).

Figure Captions

- Figure 1a, b, c: Dynamic x-ray diffraction theory analyses of the GaAs rocking curves. Left: experimental (dashed) and calculated (solid) rocking curves. Right: strain (solid) and damage (dashed) depth profiles. Note that the layer at 5 μ m depth has become amorphous at $5 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ (ref.3).
- Figure 2a: X-ray rocking curves of InP(100) implanted by 15MeV Cl ions at room temperature. (ref.6)
- Figure 2b: X-ray rocking curves of InP(100) implanted by 15MeV-Cl-ions at room temperature. (ref.6)
- Figure 3: Depth Profiling of ^{27}Al in MBE Grown AlGaAs/GaAs samples by the NRRA technique. (ref. 7)
- Figure 4: Determination of AlAs Mole Fraction in MBE Grown AlGaAs-GaAs Samples by NRRA and XRC. (ref. 7)
- Figure 5: The energy gap obtained from photo-reflectivity measurements of MBE grown $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ samples on GaAs. (ref. 8)

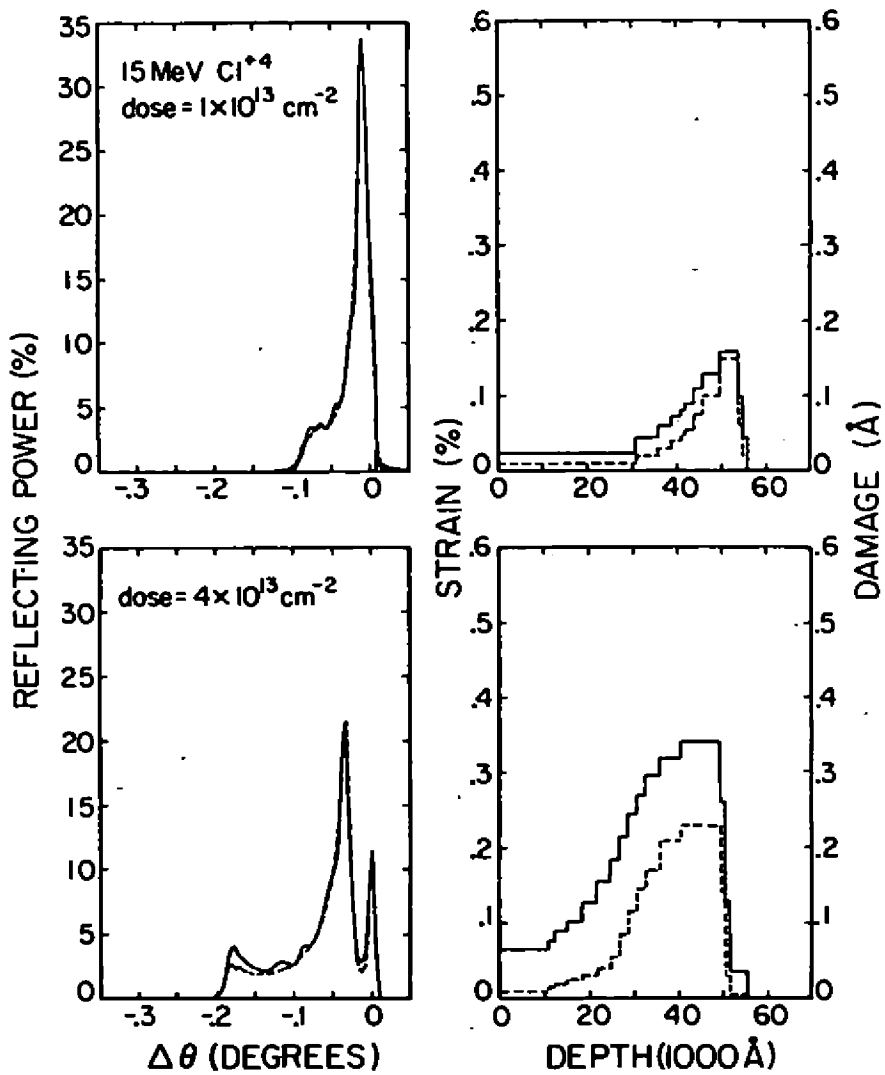


Figure 1a.

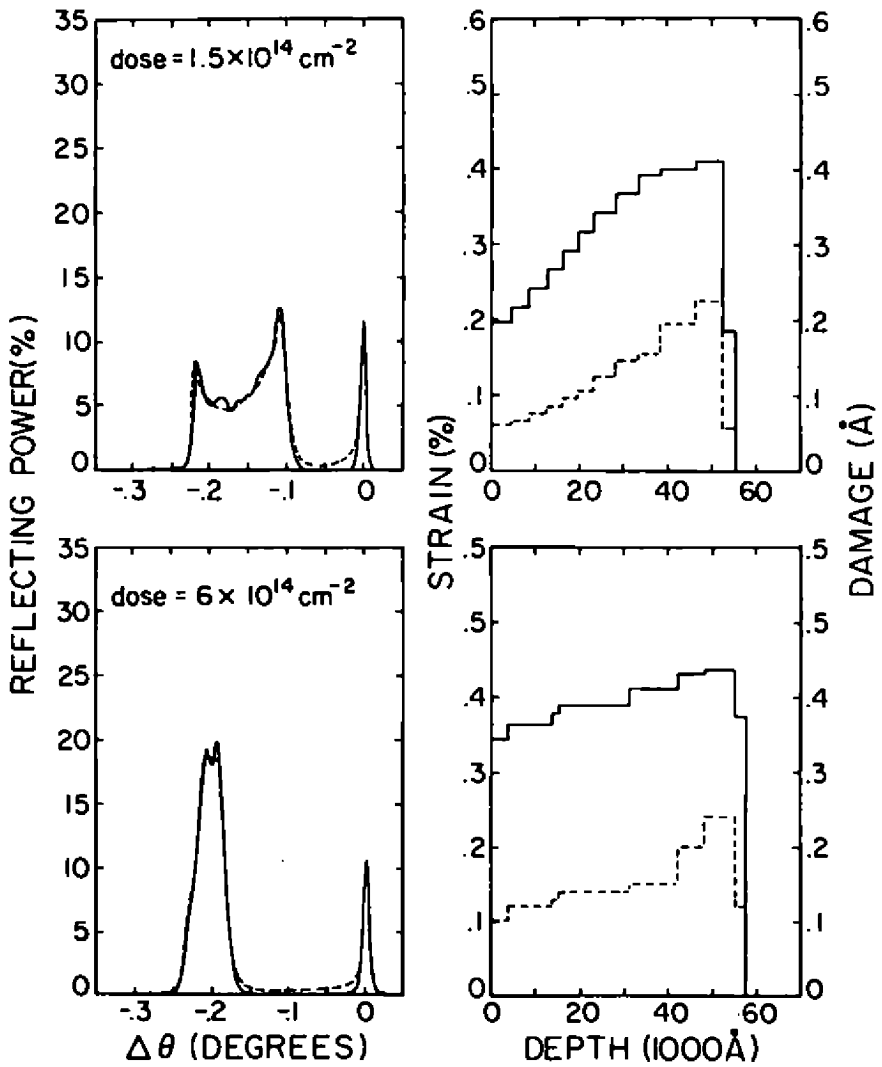


Figure 1b.

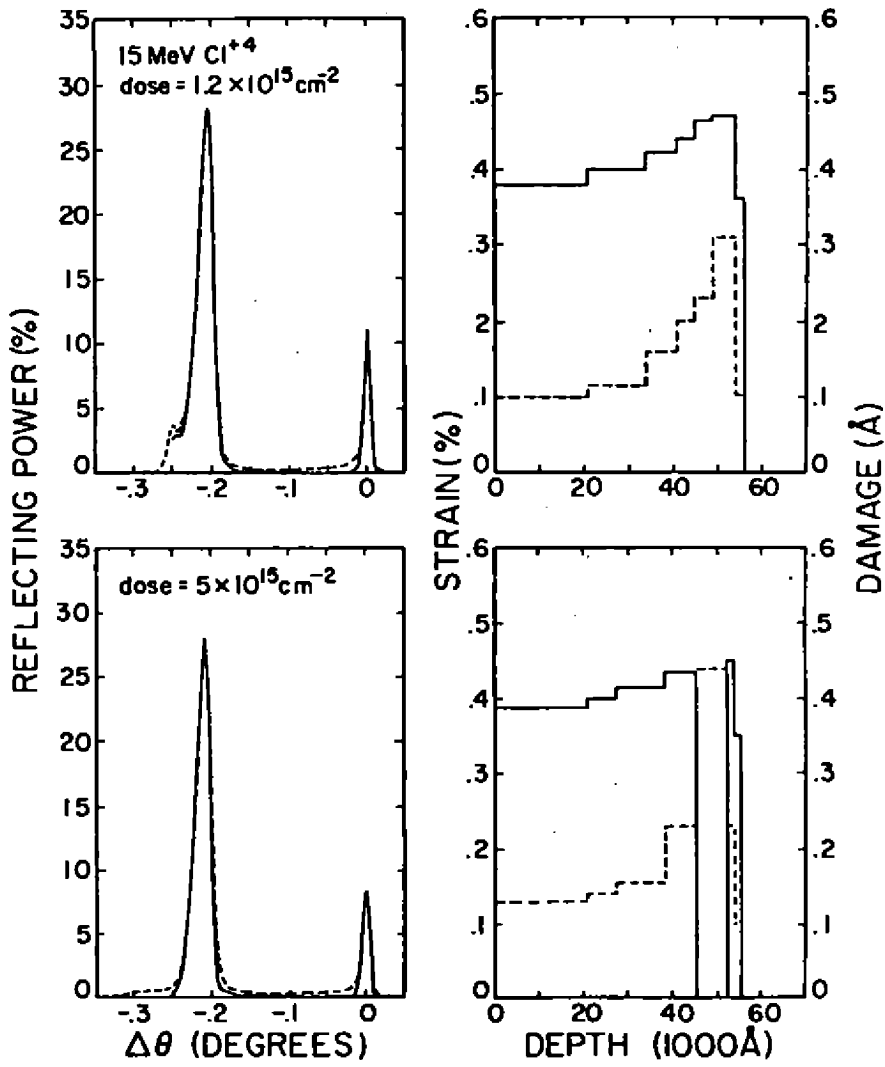


Figure 1c.

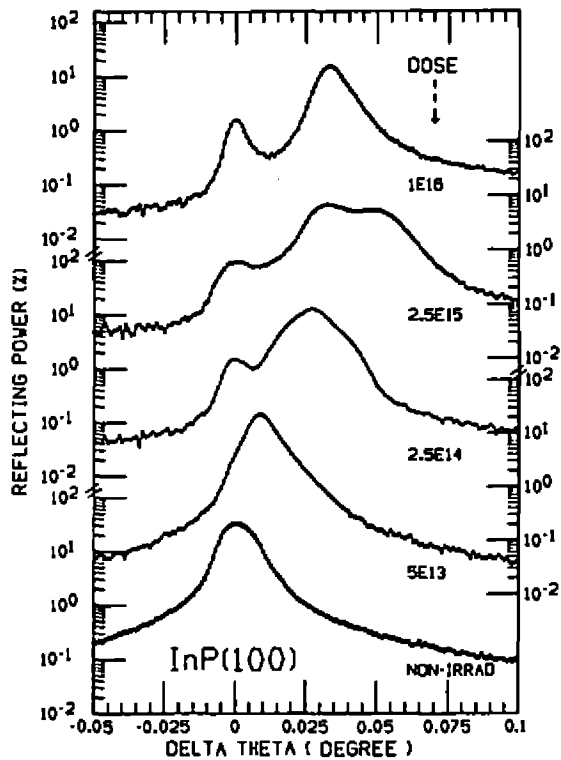


Figure 2a.

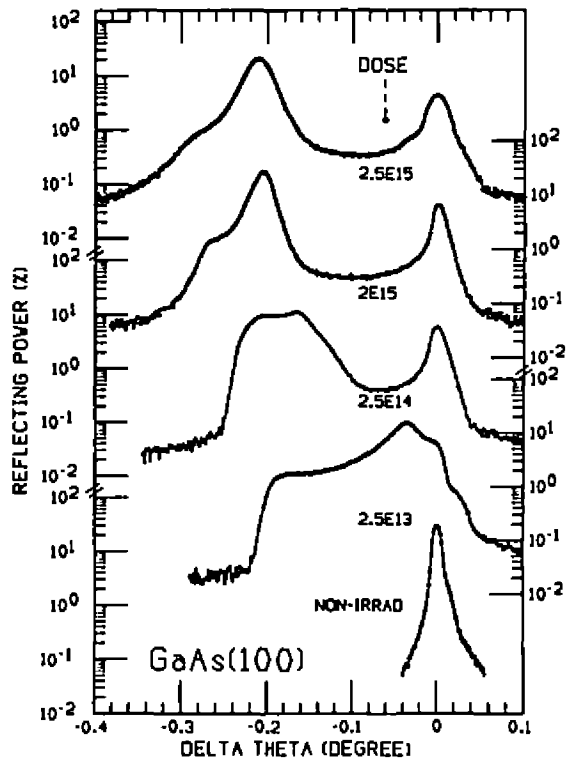


Figure 2b.

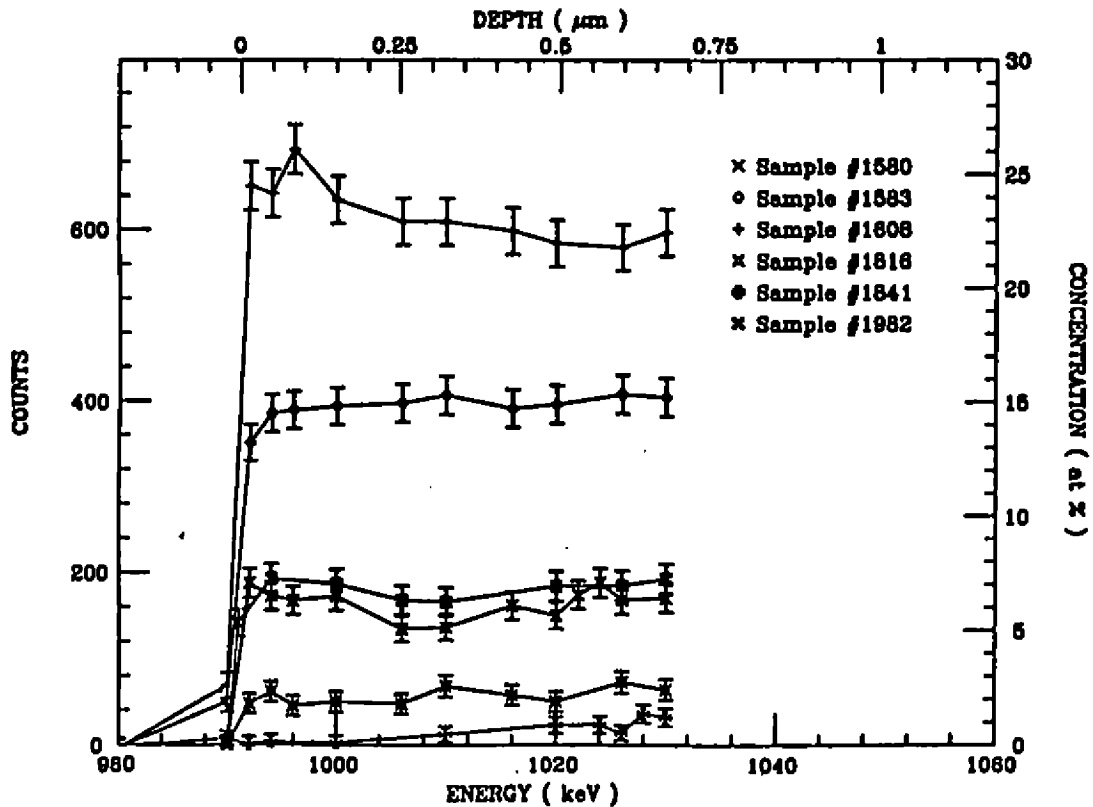


Figure 3.

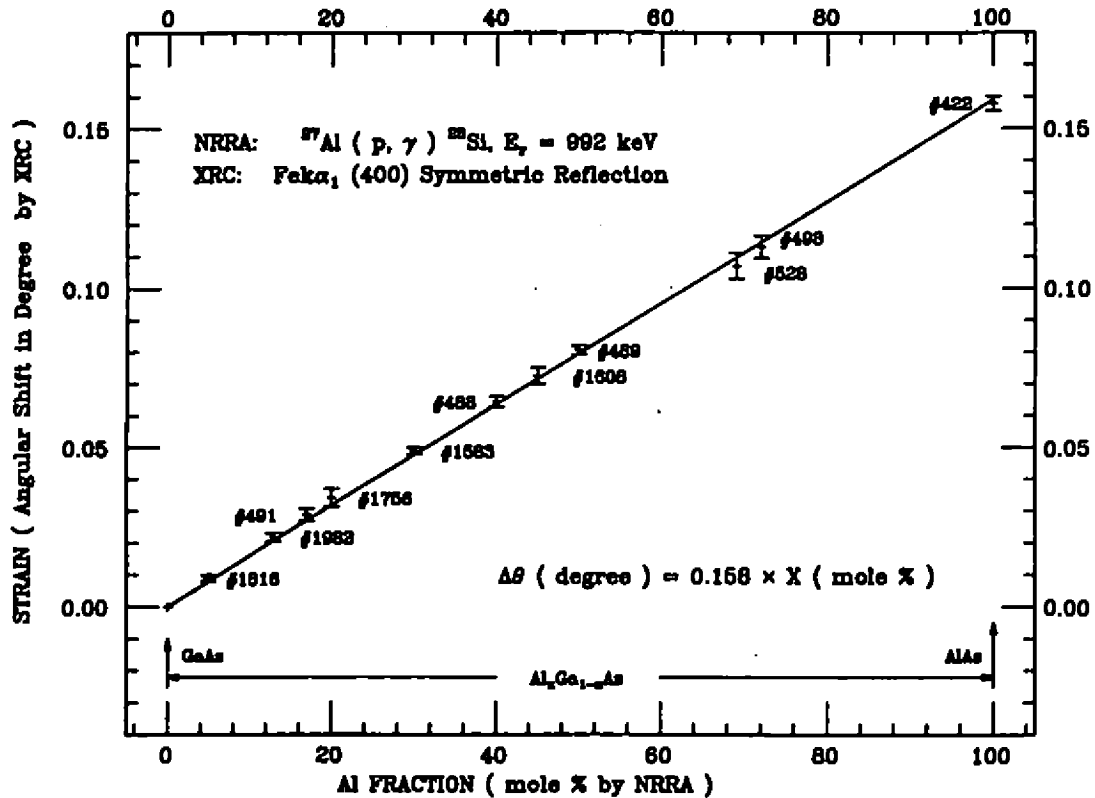


Figure 4.

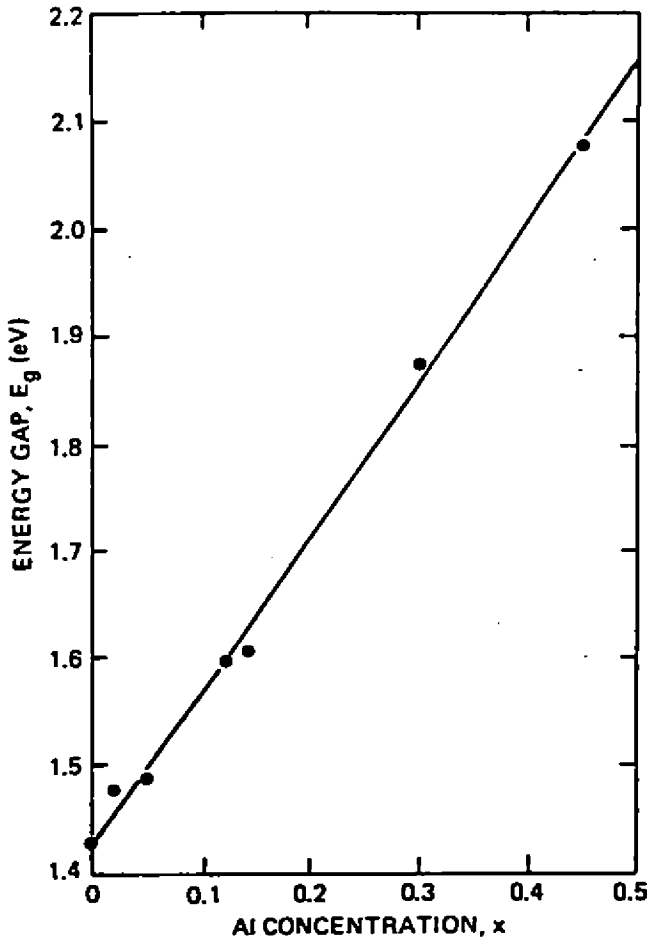


Figure 5.

THE $^{10}\text{B}(^7\text{Li},^7\text{Be})^{10}\text{Be}$ CHARGE-EXCHANGE REACTION

A. Etchegoyen

Departamento de Física de la Comisión Nacional de Energía
Atómica - Tandem - 1429, Buenos Aires - Argentina

This reaction can occur through five possible different mechanisms:

- i) Direct charge-exchange through the two-body residual force ($Q_{\text{opt}} \approx 0.2\text{MeV}$, which is close to the reaction Q-value of -1.42MeV),
 - ii) Single-nucleon knock-on exchange (SNKE) due to the interacting nucleons being undistinguishable,
 - iii) Compound nucleus which was studied elsewhere¹⁾ where it was found to be negligible,
 - iv) Sequential transfer through $^6\text{Li} + ^{11}\text{B}$ and $^8\text{Be} + ^8\text{Be}$ intermediate routes,
- and
- v) Triton transfer, i.e. $^{10}\text{B}(^7\text{Li},^{10}\text{Be})^7\text{Be}$, $Q \approx 8.5\text{MeV}$ which was analysed in terms of SU(3) triton wave functions and it was found to be negligible.

In this talk the first two mechanisms will be assess in some details.

The Experiment

The experiment was performed at the Tandem Laboratory using conventional electronics. Elastic scattering was simultaneously measured in order to obtain an optical model parameter set.

An energy spectrum for the $^{10}\text{B}(^7\text{Li},^7\text{Be})^{10}\text{Be}$ reaction is shown in Fig.1. The energy resolution was 150keV , which is sufficient to resolve $^7\text{Be}(3/2^-, \text{g.s.})$ from $^7\text{Be}(1/2^-, 0.43\text{MeV})$: each of the doublets shown in the above-mentioned figure corresponds to a given state of ^{10}Be and either the ground

state or the first excited state of ${}^7\text{Be}$. Therefore the three doublets labelled in Fig.1 correspond to ${}^{10}\text{Be}(0^+, \text{g.s.})$, ${}^{10}\text{Be}(2^+, 3.37\text{MeV})$ and ${}^{10}\text{B}(2^+, 5.06\text{MeV})$ with either ${}^7\text{Be}(3/2^-, \text{g.s.})$ or ${}^7\text{Be}(1/2^-, 0.43\text{MeV})$.

Review of the Theoretical Model

For the one-step microscopic model, we need to evaluate the form factor for a reaction $A(a, b)B$:

$$\begin{aligned}
 F(\vec{R}) = & \langle bB | \sum_{l,p} V(\vec{r}_{l,p}) \{ 1 - P_{l,p} \} | aA \rangle = \sum_{\alpha_A \beta_B} \langle B | a_\alpha^\dagger a_\gamma | A \rangle \langle b | a_\beta^\dagger a_\delta | a \rangle \\
 & \left\{ \int \phi_\alpha^{*ab}(\vec{r}_l) \phi_\beta^{*ab}(\vec{r}_p) V(\vec{r}_{l,p}) \phi_\gamma^a(\vec{r}_l) \phi_\delta^a(\vec{r}_p) d\vec{r}_l d\vec{r}_p - \right. \\
 & \left. - \int \phi_\alpha^{*ab}(\vec{r}_l) \phi_\beta^{*ab}(\vec{r}_p) V(\vec{r}_{l,p}) \phi_\gamma^a(\vec{r}_{lp}) \phi_\delta^a(\vec{r}_{lp}) d\vec{r}_l d\vec{r}_p \right\} \quad (1)
 \end{aligned}$$

here $P_{l,p}$ is the operator that permutes target-nucleon 't' by projectile-nucleon 'p' and $V(\vec{r}_{l,p})$ is the two-body residual force comprising both central and tensor components. The coordinate system is displayed in Fig.2. The two terms of the r.h.s. of Eq.(1) represent the already mentioned mechanisms i) and ii), i.e., the direct and the SNKE mechanisms. It can be noticed that both reaction modes have the same sort of structure information (usually obtained from the shell model) and that the difference is in the coordinate dependence of the volume integrals: the direct term depends on three coordinates $(\vec{r}_l, \vec{r}_p, \vec{r}_{l,p})$ while the SNKE term depends on five coordinates $(\vec{r}_l, \vec{r}_p, \vec{r}_{l,p}, \vec{r}_{lp}, \vec{r}_{lp})$ which makes the computing much more involved and most of the times, unpractical. Petrovich et al.²⁰ introduced a pseudo potential, a δ -function to approximately account for the central force component of the SNKE mechanism. No prescription exists for the tensor component and therefore it has to be treated 'exactly'.

One-Step Charge-Exchange Numerical Calculations

Four residual two-body interactions were tested in an effort to study the uncertainties that might arise from them. These forces were a) the M3Y interaction³⁾, b) the R3Y interaction⁴⁾, c) an M3Y interaction plus a pseudo-potential and finally d) the potential HKT suggested by Hosaka et al.⁴⁾. More details of these calculations can be found in Ref.(5).

The angular distributions for ${}^7\text{Be}(3/2^-, \text{g.s.}) + {}^{10}\text{Be}(0^+, \text{g.s.})$ and ${}^7\text{Be}(3/2^-, \text{g.s.}) + {}^{10}\text{Be}(2^+, 3.37\text{MeV})$, are displayed in Fig.3 while the angular distributions for the four remaining peaks identified in Fig.1 are displayed in Fig.4. The normalisations for the theoretical predictions to the data used in Figs.4 and 5 were fairly close to one and the values for the 0.0, 0.43, 3.37, 3.80, 5.96 and 6.40MeV peaks were 0.9, 0.8, 1.3, 1.0, 1.0 and 1.4, respectively. This agreement is the relevant experimental issue to support the importance of the one-step mode for the present reaction even at this low bombarding energies.

The shape of the angular distributions was found to depend only mildly on the force used. On the other hand, the normalisations of the theory to the data clearly depends on the residual interaction used. The relative normalisations to the M3Y interaction of the already-mentioned R3Y, M3Y plus a pseudo-potential and HKT forces are displayed in Table 1. The HKT interaction predicts the same magnitudes than the M3Y interaction and they are approximately a factor of two larger than the R3Y predictions. This suggests that the omission of the odd force components of the R3Y needs further justification in order to discard both the M3Y and HKT potentials. The HKT and M3Y potentials were derived in very different fashions but nevertheless yielded the same results.

Finally, a comment on the calculations performed for the

M3Y interaction plus a pseudo-potential. An exact calculation was performed for the ground-state peak for the SNKE mechanism in order to test the pseudo-potential prescription for the central force component. The exact results can be reproduced by a δ -force strength of 132MeV which is very close to the suggested 145MeV strength proposed by Petrovich et al.⁶. Also the tensor SNKE was calculated for the first time for a nucleus-nucleus reaction and it was found to be negligible.

Conclusions

The one-step direct charge-exchange mode seems to reproduce the experimental data, although there seems to be a depart at the most backward measured angles. The normalisations of all six peaks were close to one showing that the one-step mode can not be neglected for the present reaction even at this low bombarding energies, far away for the 20-30MeV/A were the one-step mechanism is known to dominate. The four residual two-body forces tested gave the same angular distribution shapes and the M3Y and HKT potentials performed equally well. The SNKE central term decreases the cross sections by roughly 50% whereas the tensor term is negligible. Nevertheless both central and tensor terms are equally important for the direct mode.

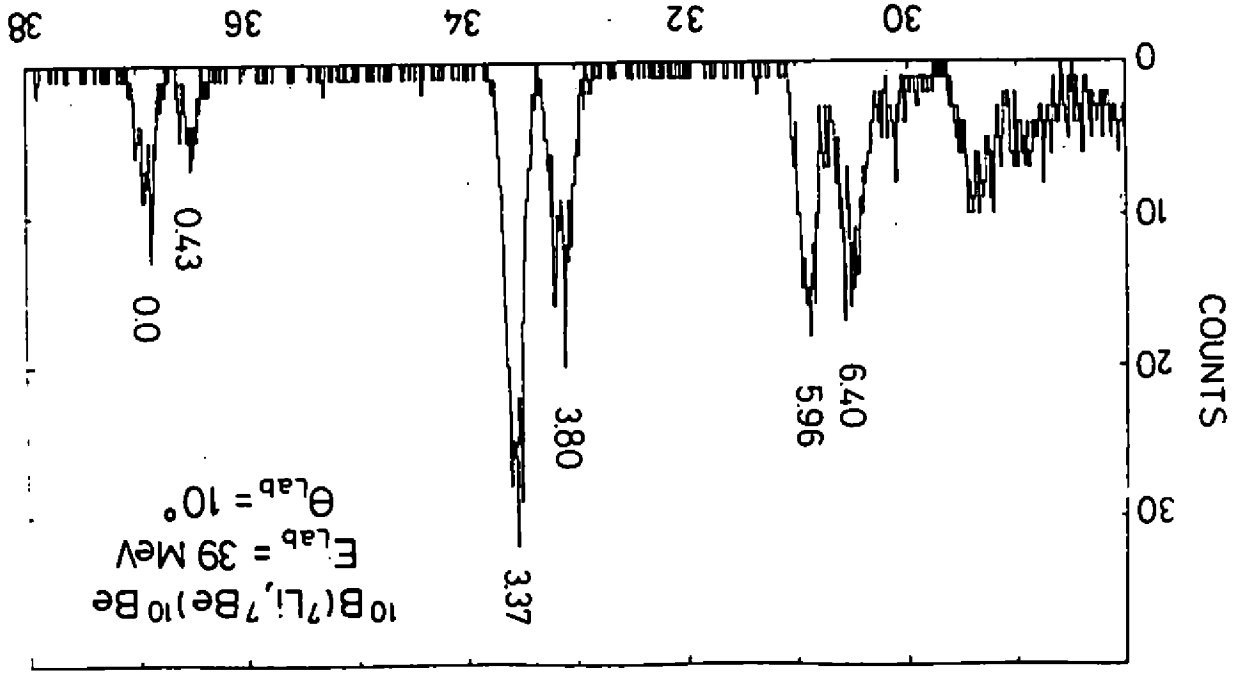
References

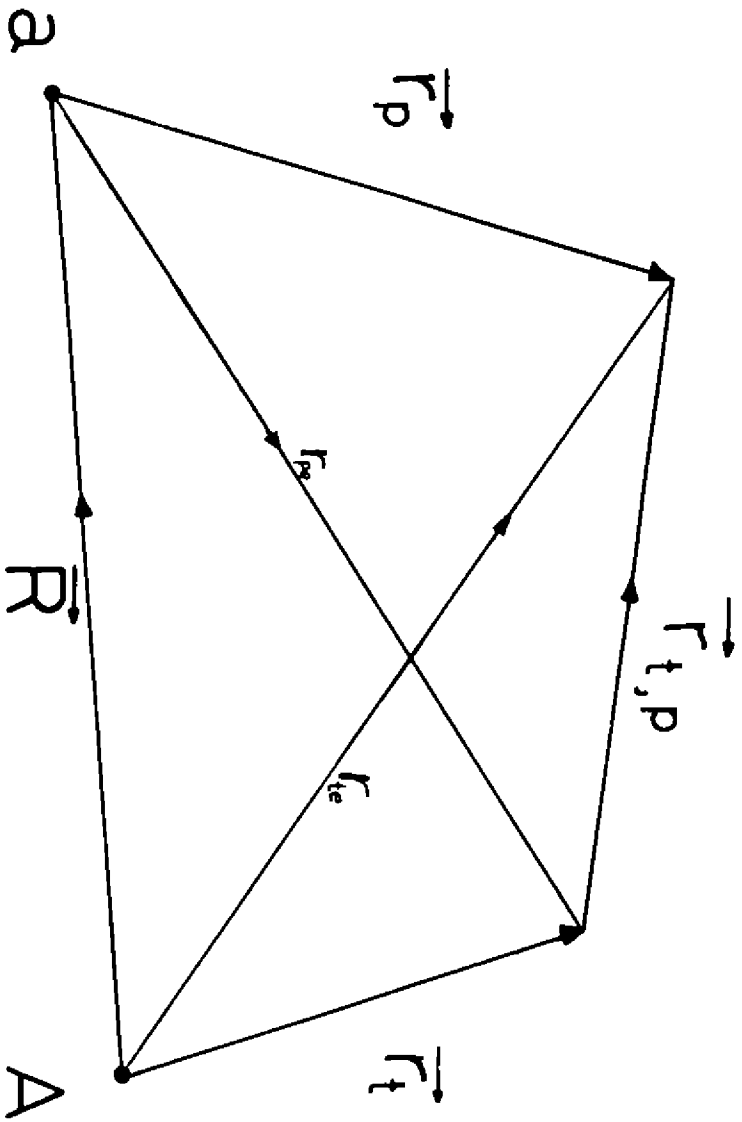
- ¹V. Kohler, G. Gruber, A. Steinhauser and K. Bethge, Nucl. Phys., A290, 233 (1977)
- ²N. Golín, F. Petrovich and D. Robson, Phys. Lett. B84, 253 (1976)
F. Petrovich and D. Stanley, Nucl. Phys. A275, 487 (1977)
- ³G. Bertsch, J. Borysowich, A. McManus and W. G. Love, Nucl. Phys. A284, 399 (1977)
- ⁴A. Hosaka, K. I. Kubo and H. Toki, Nucl. Phys. A444, 76 (1977)

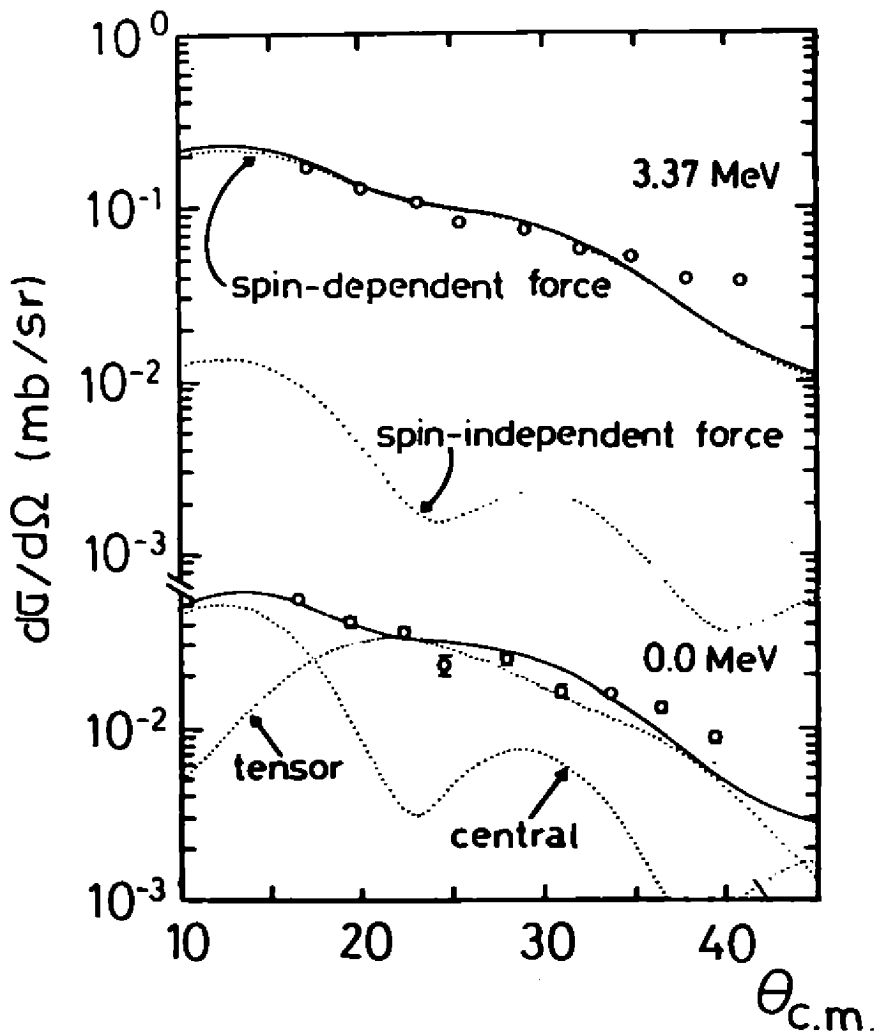
- ⁵A. Etchegoyen, M.C. Etchegoyen, E.D. Izquierdo, D. Abriola, D.E. Di Gregorio, J.O. Fernandez Niello, A.M.J. Ferrero, S. Gil, A.O. Macchiavelli, A.J. Pacheco and J.E. Testoni, to be published
- ⁶M.E. Williams-Norton, F. Petrovich, K.W. Kemper, R.J. Puigh, O. Stanley and A.F. Zeller, Nucl. Phys. A313, 477(1979)
 J. Cook, K.W. Kemper, P.V. Drumm, L.K. Fifield, M.A.C. Hotchkis, T.R. Ophel and C.L. Woods phys. Rev C30 1538 (1984)
 A.C. Dodd, N.M. Clarke, J. Coopersmith, R.J. Griffiths, K.I. Pearce, B. Stanley and J. Cook, J. Phys. G 11, 1035 (1985)

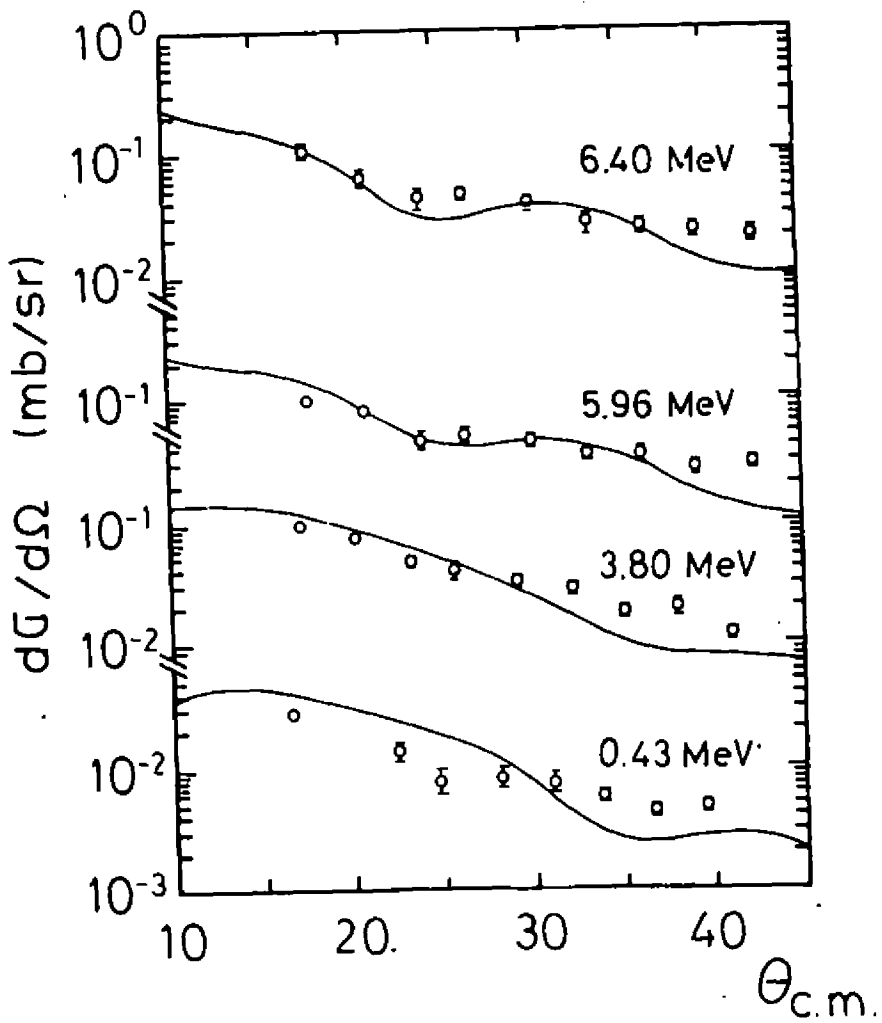
Figure Captions

- Fig. 1. Experimental spectrum of the ${}^7\text{Be}$ for the ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{10}\text{Be}$ reaction at $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$
- Fig. 2. Coordinate system for the microscopic direct charge exchange form factor
- Fig. 3. Experimental and microscopic charge-exchange model cross sections for ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}(3/2^-, \text{g.s.})){}^{10}\text{Be}(0^+, \text{g.s.})$ and ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}(3/2^-, \text{g.s.})){}^{10}\text{Be}(2^+, 3.37\text{MeV})$. Partial contributions to the theoretical angular distributions (dotted lines) as well as their sum (full lines) are displayed.
- Fig. 4. Experimental and microscopic direct charge-exchange model angular distributions for the 0.43, 3.80, 5.96 and 6.40 MeV peaks identified in Fig. 1.









SYMMETRY ASPECTS OF HEAVY ION PHYSICS

F. Iachello - Dept. of Physics, Yale University

SYMMETRY ASPECTS OF HEAVY-ION PHYSICS

In the last 30 years the concept of dynamic symmetries has led to major advances in physics.

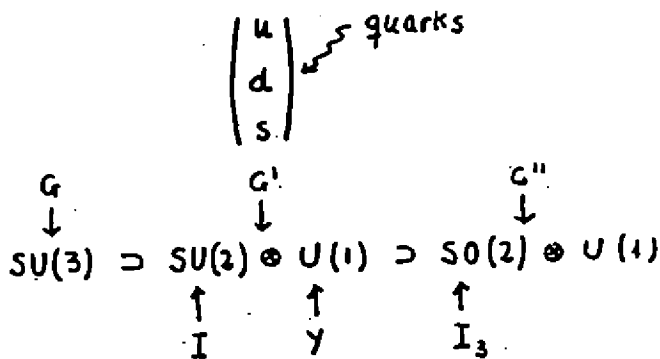
Two examples:

(i) Gell'Mann - Ne'eman SU(3) in hadronic physics (1962)

(ii) Arima - Iachello U(6) in nuclear physics (1974)

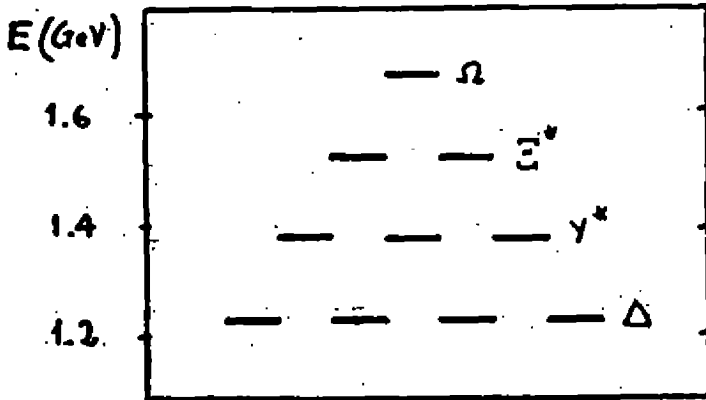
Manifestation of dynamic symmetries in bound state problems \Rightarrow
Energy formulas

(b) Gell-Mann - Ne'eman SU(3)



⇒ Energy formula (Gell-Mann - Okubo)

$$E(I, I_3, Y) = a + bY + c \left[\frac{1}{4} Y^2 - I(I+1) \right]$$



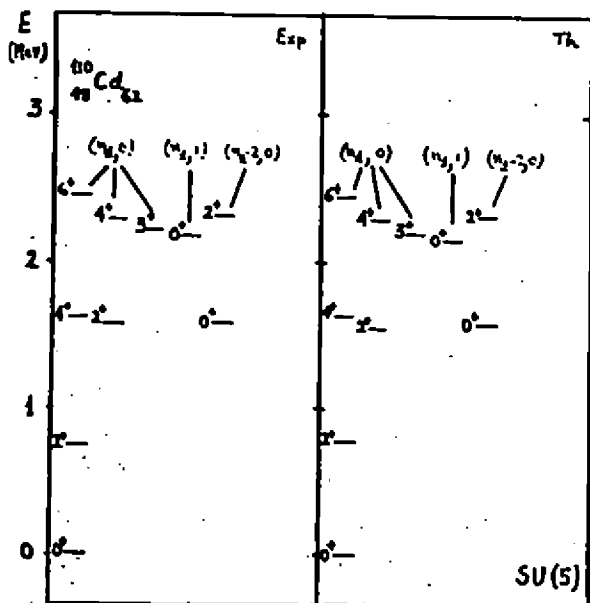
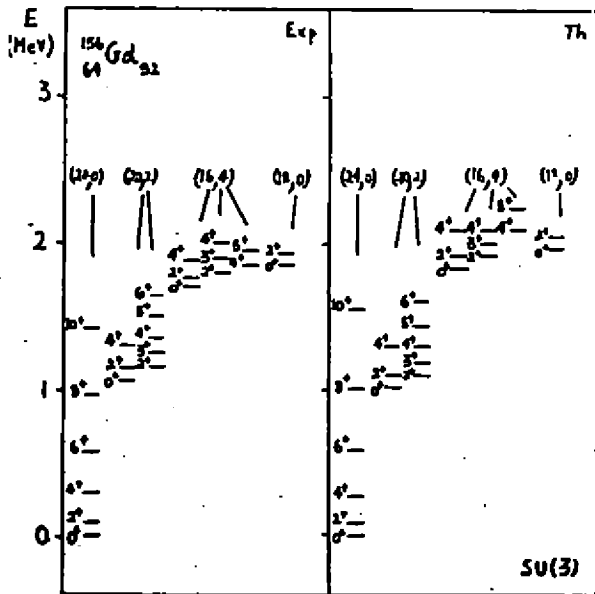
(c) The interacting boson model U(6)

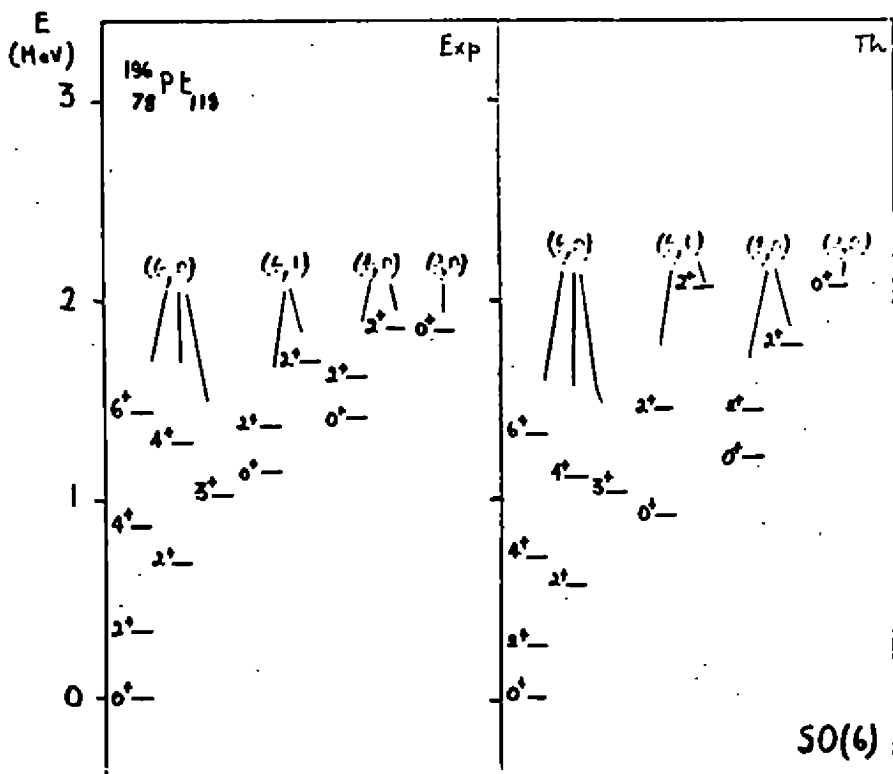
$$\begin{aligned}
 U(6) &\begin{cases} \nearrow U(5) \supset SO(5) \supset SO(3) \supset SO(2) & \text{(I)} \\ \rightarrow SU(3) \supset SO(3) \supset SO(2) & \text{(II)} \\ \searrow SO(6) \supset SO(5) \supset SO(3) \supset SO(2) & \text{(III)} \end{cases}
 \end{aligned}$$

⇒ Energy formulas

$$\begin{aligned}
 &\begin{cases} \nearrow E(N, n_d, v, n_\Delta, L, M_L) = \epsilon n_d + \alpha n_d(n_d+4) + \beta v(v+3) + \gamma L(L+1) & \text{(I)} \\ \rightarrow E(N, \lambda, \mu, \kappa, L, M_L) = \kappa (\lambda^2 + \mu^2 + 2\mu + 3\lambda + 3\mu) + \kappa' L(L+1) & \text{(II)} \\ \searrow E(N, \sigma, \tau, \nu_\Delta, L, M_L) = A \sigma(\sigma+4) + B \tau(\tau+3) + C L(L+1) & \text{(III)} \end{cases}
 \end{aligned}$$

⇒ Classification scheme for even-even nuclei





Dynamic symmetries provide:

- a simple description of the data
- clues for the construction of fundamental theories

Examples:

(i) Hadronic physics

\Rightarrow 3 quarks u, d, s

$$I = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$$

$$I = 0 \quad (s)$$

\Rightarrow Quark model

\Rightarrow Quantum chromodynamics

(ii) Nuclear physics

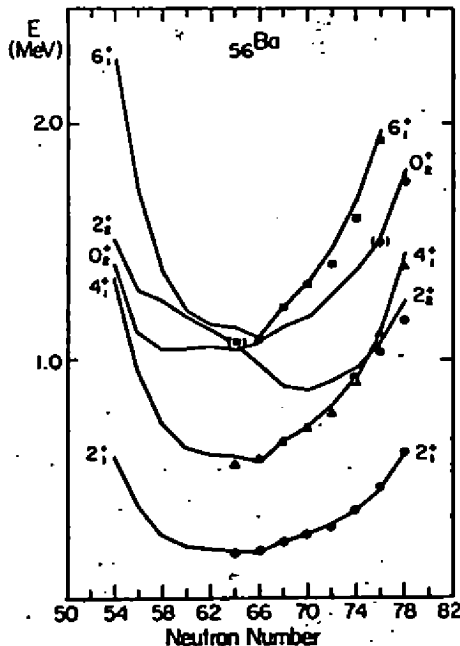
⇒ 6 bosons $s, d_{+2}, d_{+1}, d_0, d_{-1}, d_{-2}$

$$J=2 \quad \begin{pmatrix} d_{+2} \\ d_{+1} \\ d_0 \\ d_{-1} \\ d_{-2} \end{pmatrix} \quad J=0 \quad (s)$$

⇒ Interacting Boson Model

⇒ Nuclear Dynamics

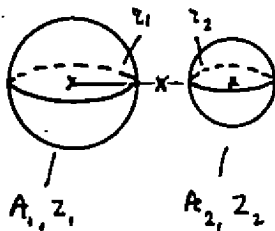
⇒ Able to predict properties of low-lying states of nuclei within 10-20 %



Symmetries of bound (or quasi-bound) states in heavy-ion physics (Erb-Bromley)

Molecular configurations

Vibron model (Developed originally for applications to atomic molecules) (Iachello-Levine)



Collective variables

$$\vec{z} \equiv (z, \Theta, \varphi)$$

Algebraic description

$$\begin{array}{ccc} \sigma, \pi_{\mu} & (\mu = 0, \pm 1) & \text{Vibrons} \\ \uparrow & \uparrow & \\ 0^+ & 1^- & \end{array}$$

Algebraic structure

$$U(4)$$

Two dynamic symmetries

$$U(4) \rightarrow U(3) \supset SO(3) \supset SO(2) \quad (\text{I})$$

$$\searrow SO(4) \supset SO(3) \supset SO(2) \quad (\text{II})$$

describing soft (Van der Waals) molecules (I) and rigid molecules (II).

Energy formulas

$$E(N, m_{\pi}, L, M_L) = E_0 + \epsilon m_{\pi} + \alpha m_{\pi}^2 + \beta L(L+1) \quad (I)$$

$$E(N, \omega, L, M_L) = E_0 + A \omega(\omega+2) + B L(L+1) \quad (II)$$

Erz - Bromley $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$

Gei $^{18}\text{O} - \alpha$

Cseh $^{16}\text{O} - \alpha$

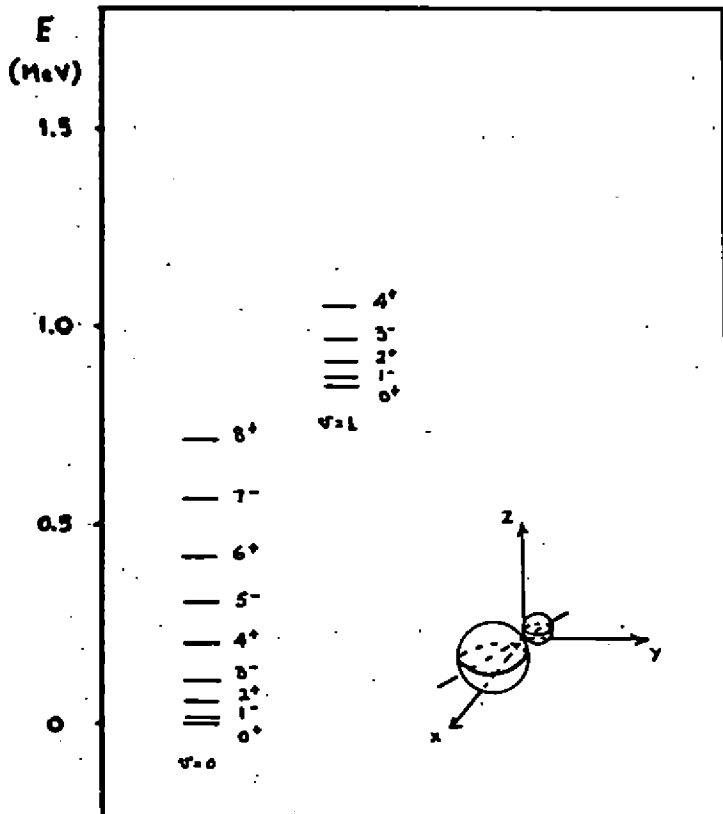


Figure 11. That containing O(4) corresponds to the situation where the nuclei are stiff and the radius vector separating them vibrates and rotates while that containing U(3) corresponds to the situation where the nuclei themselves undergo collective oscillations during the interaction.

In the case of ^{12}C , ^{12}C , to which Erb and Bromley⁴⁶ first applied this approach, some 39 molecular resonances have been identified in the region of the Coulomb barrier — as shown in the upper panel of Figure 16. I had entirely given up all hope of finding any simple model that would reproduce even most of the resonances. Iachello found, however, that any situation describable by a potential having U(4) symmetry necessarily had a closed form spectrum of the type shown inset in this figure and having four adjustable parameters; in fact only three are adjustable because the fourth, c , can be calculated *ab initio* from the moment of inertia appropriate to two touching ^{12}C nuclei. Having fitted the other three parameters, all 36 remaining resonances fall into place as shown! From this fit we have gained substantial new insight into the details of the underlying physics.

It is gratifying now to find that this success has attracted the attention of those studying more conventional molecules and that the symmetry techniques developed for this nuclear problem are gaining wide acceptance in the chemistry community. The formal problem of formulating the general scattering problem in an algebraic form — rather than as one involving a Schrödinger equation with an appropriate scattering potential — has never been solved and is under study at Yale⁴⁵; already substantial progress has been made.

Recently the essential dipole character of this U(4) scattering model led Iachello and Jackson⁴⁷ to suggest that a new form of dipole collectivity might be present in nuclei near to closed shells. The essential idea is shown in the left panel of Figure 7. ^{218}Ra is normally thought of as a well defined prolate spheroid with a characteristic spectrum of quadrupole character as shown on the left. But because of the abnormally large binding of the alpha particle, Iachello and Jackson suggested that ^{218}Ra might also be considered as a molecular complex comprising ^4He and ^{214}Rn with the dipole molecular spectrum shown on the right. Obviously the two spectral systems would be expected to mix to yield that shown in the center of the figure. Obviously, too, the positive parity states repel whereas the odd parity ones, having no partners in the quadru-

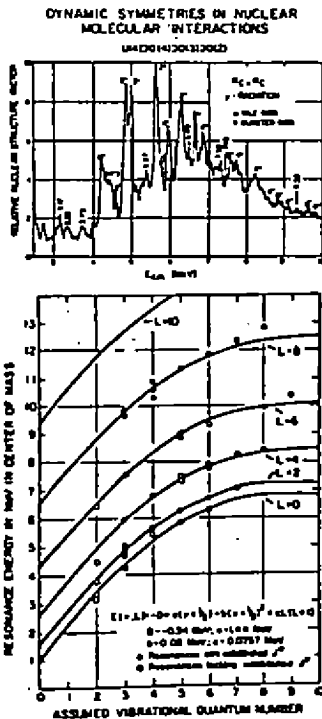


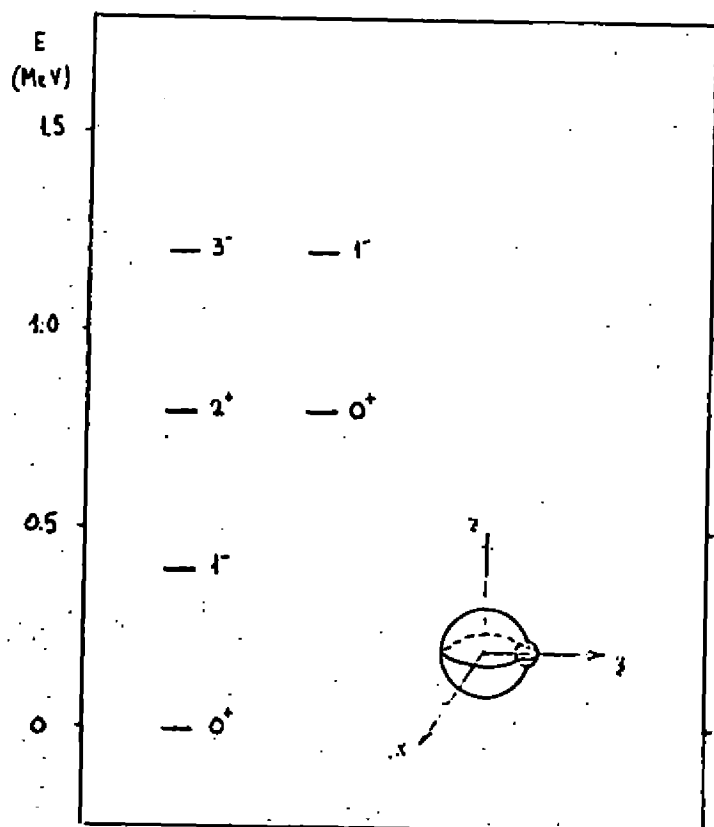
Figure 16

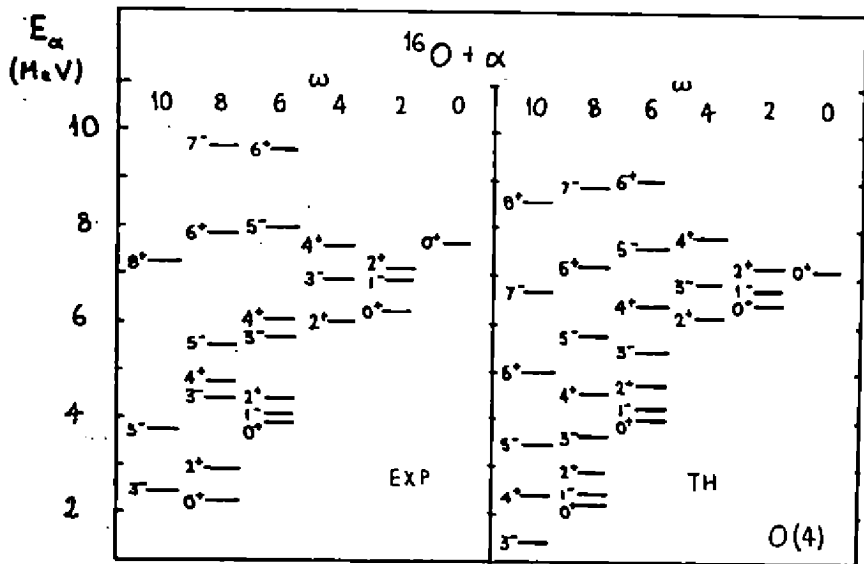
Comment :

The vibron model is at the present time being actively pursued by molecular physicists in an attempt to provide a simple and yet detailed description of complex poly-atomic molecules.

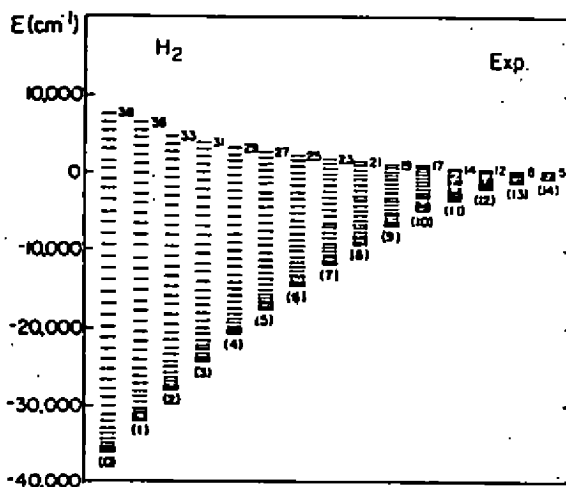
It is an example of how techniques (bosonization) developed in one field (nuclear physics) can be used in another field (molecular physics).

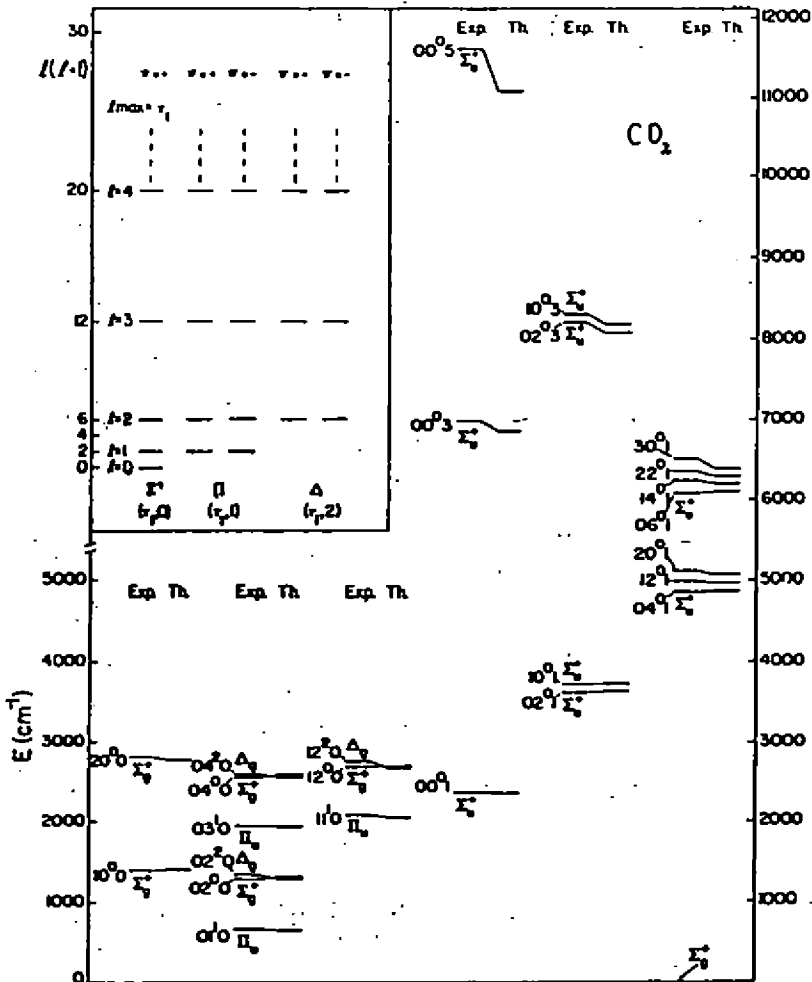
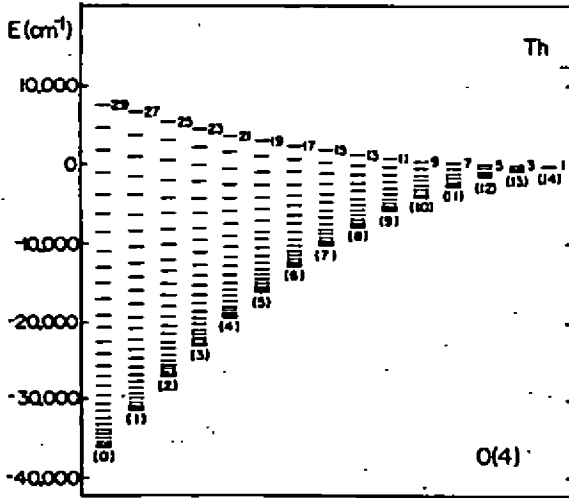
References to this work can be found in
Journal of Chemical Physics
Chemical Physics Letters
International Journal of Quantum Chemistry





J. Cseh, Phys. Rev. C27, 2991 (1983)





DYNAMIC SYMMETRIES IN SCATTERING

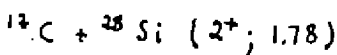
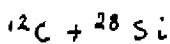
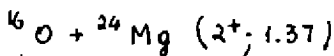
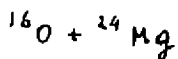
Purpose :

- (i) provide a simple description of the data
- (ii) give clues for constructing a fundamental theory of the scattering process

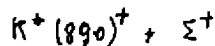
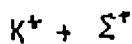
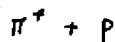
⇒ Especially important for complex reactions

Complex Reactions

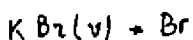
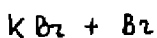
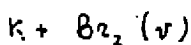
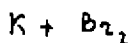
(a) Nuclear Physics



(b) Particle Physics



(c) Molecular Physics



Problem unsolved until recently.

Solution :

Manifestation of dynamic symmetries in scattering problems:

- S - matrix formulas

Example

Dynamic group $SO(3,1)$

S - matrix

$$S_{\ell}(k) = \frac{\Gamma(\ell + 1 + i\nu)}{\Gamma(\ell + 1 - i\nu)}$$

Determined algebraically from abstract group properties without the use of the Schrödinger equation! (Alhassid, Gürsey, Itzhaks)

How to obtain the S-matrix without a wave equation

Dynamic group G

Asymptotic group F

(Representations of G) =

$$= (S\text{-matrix}) \times (\text{Representations of } F)$$

Example $G \equiv SO(3,1)$ $F = E(3)$

Algebraic Jost expansion

$$|w, \ell, m\rangle = A^\ell(k) |-k, \ell, m\rangle + B^\ell(k) |k, \ell, m\rangle$$

Recursion relations (Connection formula) $v = -i(k$

$$\begin{cases} -N(\ell, v) A^{\ell+1}(k) = (\ell+1 - iv) A^\ell(k) \\ +N(\ell, v) B^{\ell+1}(k) = (\ell+1 + iv) B^\ell(k) \end{cases}$$

$$S_\ell(k) = e^{i\ell\pi} B^\ell(k) / A^\ell(k)$$

$$S_\ell(k) = \frac{\Gamma(\ell+1+iv)}{\Gamma(\ell+1-iv)}$$

$SO(3,1)$: invariant
amplitude

In single channel problems v is a function of ℓ and k , $v(\ell, k)$.

In coupled channel problems v is a symmetric matrix function of ℓ and k .

$$V = \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} & \dots & V_{1n} \\ V_{21} & V_{22} & \dots & V_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ V_{m1} & V_{m2} & \dots & V_{mn} \end{pmatrix}$$

$$V_{21} = V_{12}, \dots$$

⇒ Algebraic scattering theory (AST)

⇒ Can be used to analyze data

Example

Heavy ion collisions at intermediate energy (20 - 50 MeV)

Diagonal "potentials"

$$V(l, k) = \frac{\mu\beta}{k} + \frac{V_2 + iV_I}{1 + \exp[(l-l_0)/\Delta]}$$

↑
Coulomb

↑
Nuclear

$$\beta = z_1 z_2 e^2 \quad \mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} m$$

Coupling "potentials"

$$u(l, k) = \frac{d}{dl} \frac{u_R + i u_I}{1 + \exp[(l - l_0)/\Delta]}$$

↑
Surface coupling

Provides a simple alternative to the analysis of coupled Schrödinger equations with optical potentials

Diagonal potentials

$$V(r) = \frac{\beta}{r} + \frac{V_R + i V_I}{1 + \exp[(r - r_0)/\delta]}$$

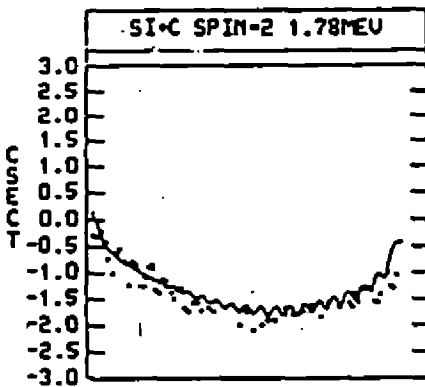
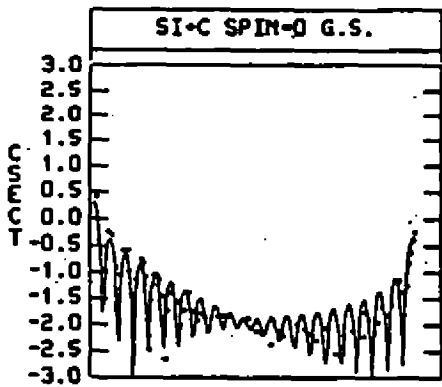
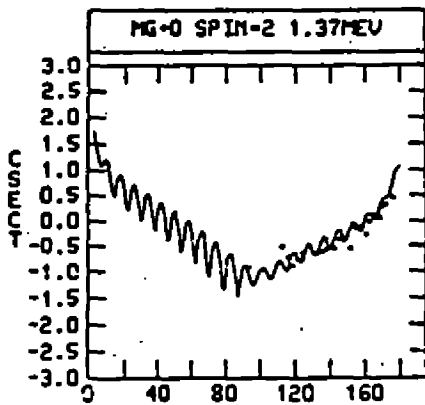
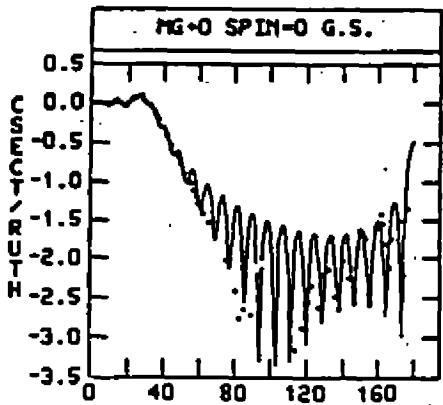
↑ ↑
Coulomb Nuclear

Coupling potentials

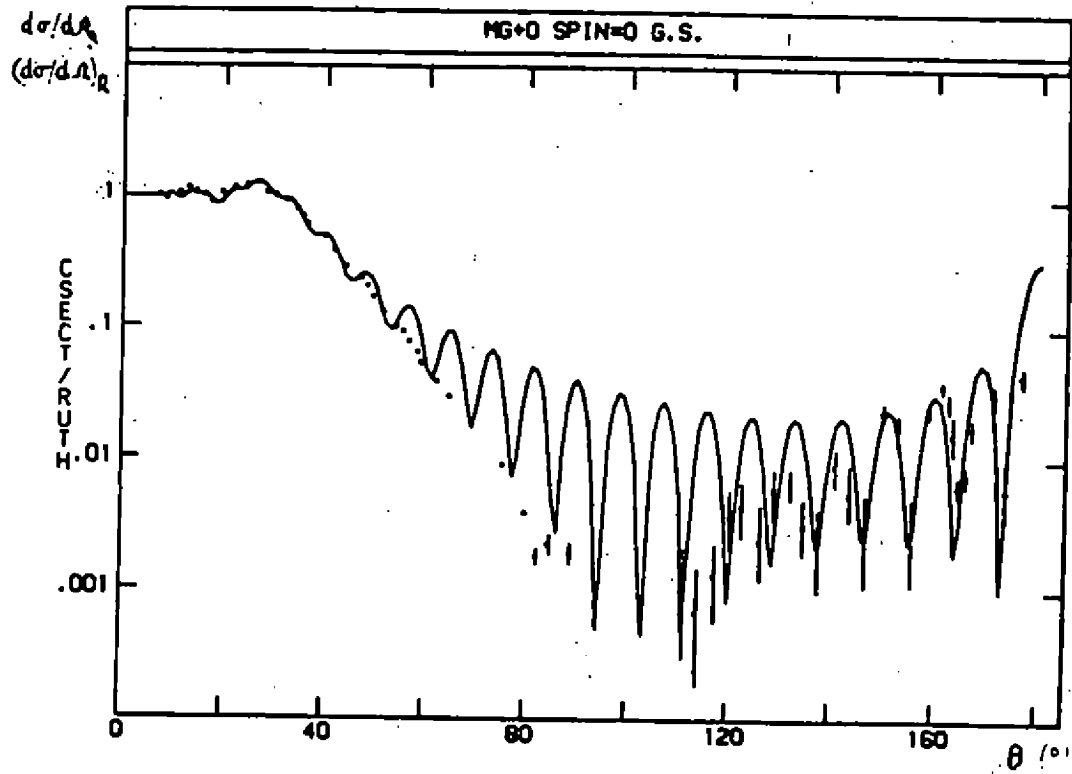
$$U(r) = \frac{d}{dr} \frac{U_R + i U_I}{1 + \exp[(r - r_0)/\delta]}$$

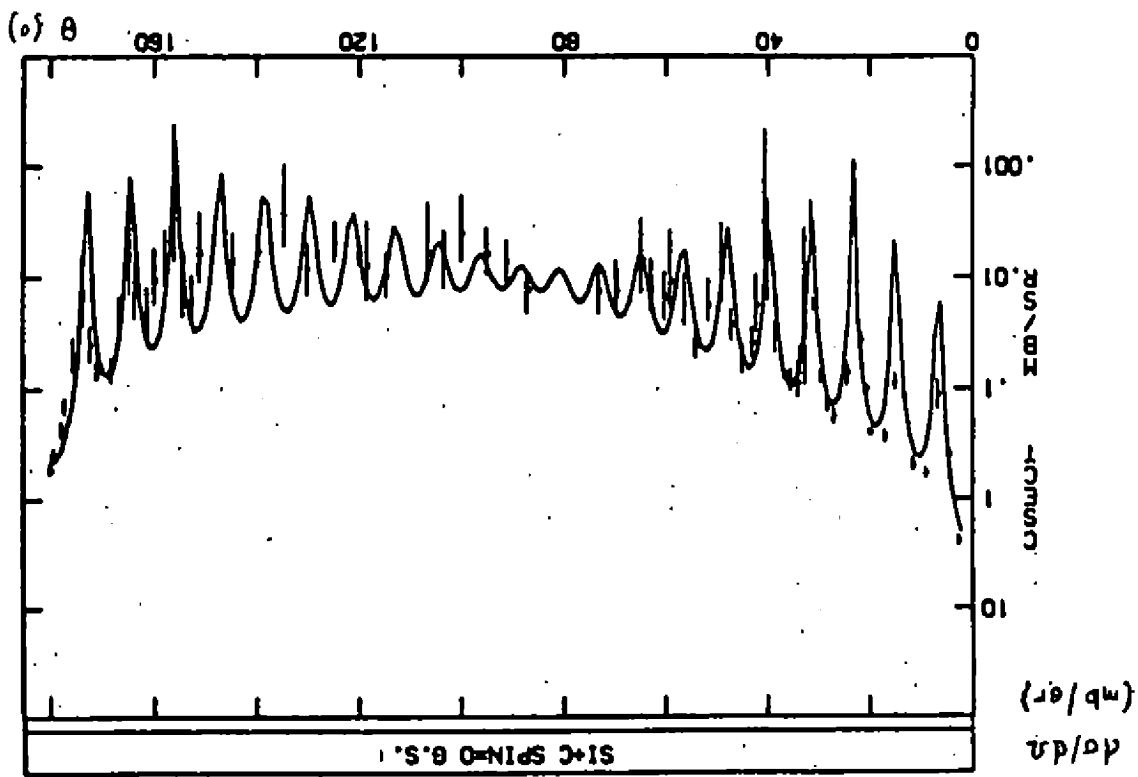
⇒ Advantage: S-matrix for multichannel problems given in closed form !!!

No coupled differential equations to solve



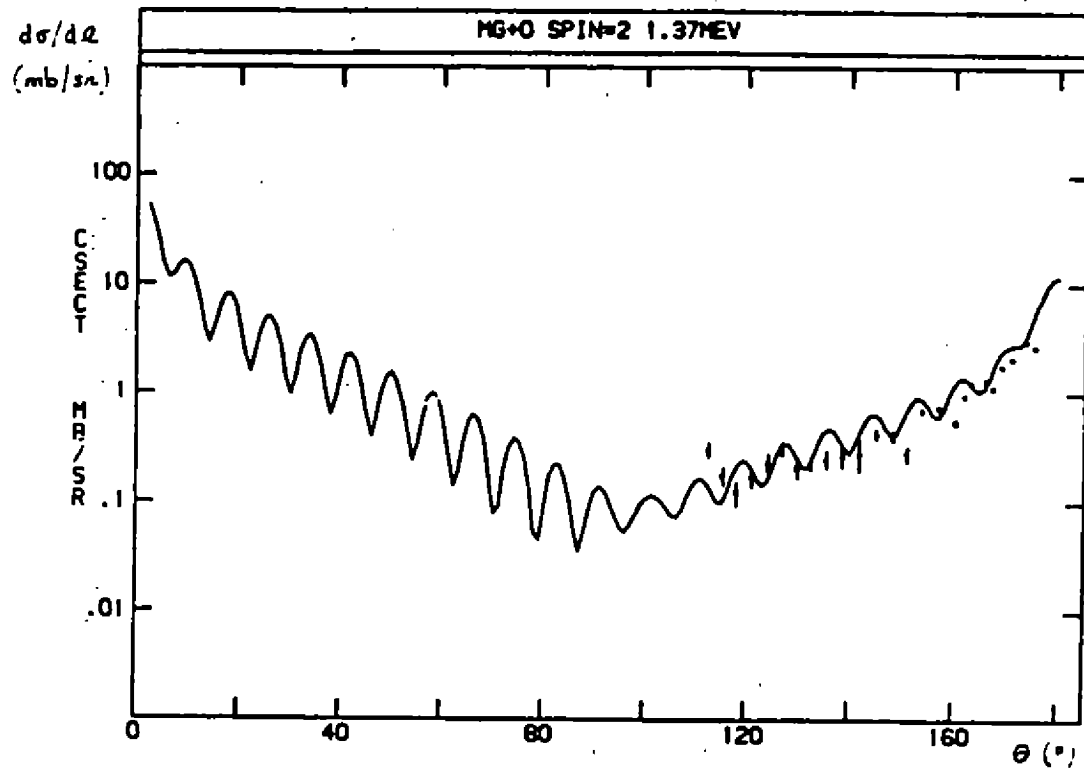
$^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg} (0^+, g.s.)$



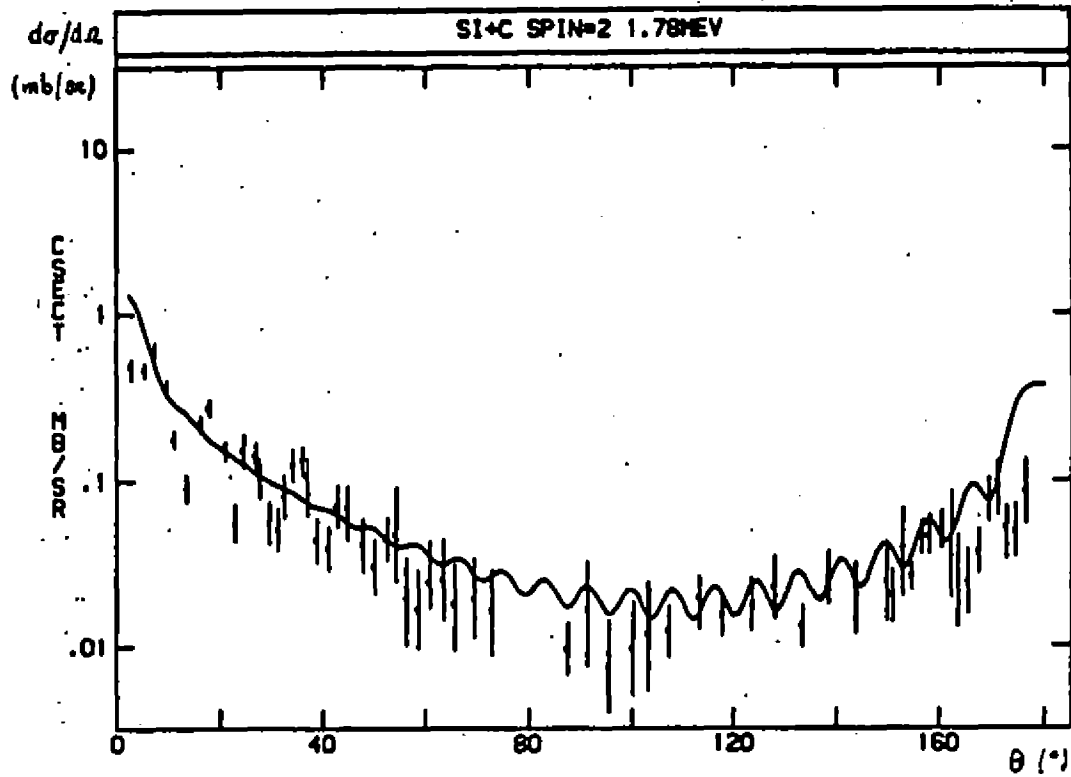


$\sigma_{\text{tot}} + \sigma_{\text{el}}(0^{\circ}, 90^{\circ})$

$^{16}\text{O} + ^{29}\text{Hg} (2^+, 1.37 \text{ MeV})$

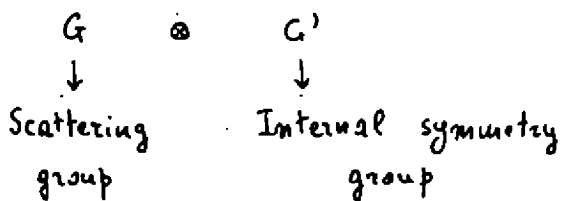


$^{12}\text{C} + ^{20}\text{Si} (2^+; 1.78 \text{ MeV})$



In order to reduce further the complexity of the problem when several coupled channels are important, one can use the internal symmetry group of the colliding particles to relate the entries in the potential matrix V .

The basic framework for the analysis of the data becomes then



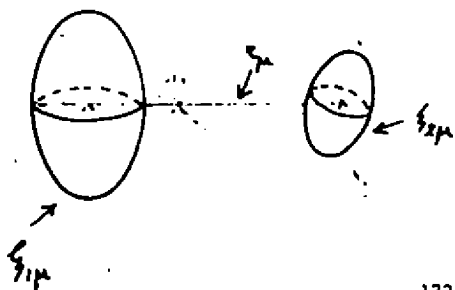
Internal symmetry groups :

Nuclear physics $U(6)$

Molecular physics $U(4)$

Hadronic physics $SU_c(3) \times SU_c(3) \times SU_2(2) \times \mathcal{R}$

Collisions of two composite objects



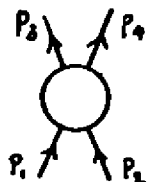
$$H = T + H(\xi_1) + H(\xi_2) + V(x, \xi_1, \xi_2)$$

Comment

Since the starting point of algebraic scattering theory is relatively simple, one can include within its framework more complex situations.

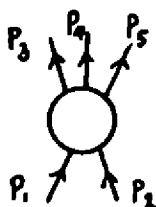
Example

Discussed here only two-body final states



4-point function.

Next study: three-body final states

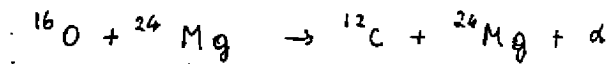


5-point function

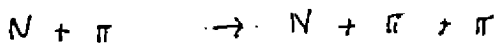
Dynamic symmetry provides a connection between 4-point functions and n -point functions.

Examples of three-body final states

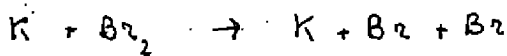
(a) Nuclear physics



(b) Hadronic physics



(c) Molecular physics



comment

S-matrix theory of strong interactions
(Chew, Mandelstam, ...)

Analyticity

Unitarity

⇒ Dynamic symmetry

Similar to the Veneziano model (dual resonance model)

$$A(s, t) = \frac{\Gamma(\alpha(s))\Gamma(\alpha(t))}{\Gamma(\alpha(s) + \alpha(t))}$$

but for a general invariance group G

\Rightarrow Strings, superstrings, ...

Role of dynamic symmetries in physics

DYNAMIC SYMMETRIES IN BOUND STATES

\Rightarrow Energy formulas

$$E(\omega, \ell, m) = \kappa \omega(\omega+2) + \kappa^2 \ell(\ell+1) \quad SO(4)$$

DYNAMIC SYMMETRIES IN SCATTERING

\Rightarrow S-matrices

$$S_{\ell}(k) = \frac{\Gamma(\ell+1+i\sigma)}{\Gamma(\ell+1-i\sigma)} \quad SO(3,1)$$

Conclusions

Heavy ion reactions are a fertile ground for the study of symmetries in scattering. There is a need for new and complete data. The ESTU-1 accelerator is an ideal tool for this study.

The analysis of data in terms of $SO(3,1)$ amplitudes may lead to a fundamental theory of heavy ion collisions in which one is able to predict cross sections for a variety of heavy ion reactions.

⇒ It is hoped that the use of dynamic symmetries in scattering (i.e. invariance of the scattering amplitude under a group of transformations, projective, conformal, pseudo-Lorentz, ...) will be as fruitful as that in structure.

This is particularly true for relativistic scattering where the use of wave equations is not appropriate. Applications to these situations are in progress.

Fusion and Quasi-Elastic processes near the Coulomb Barrier.

Daniel Abrisola

Departamento de Física, Tandem, Comisión Nacional de
Energía Atómica. Avda del Libertador 8250
1420 Buenos Aires Argentina.

1. Introduction

The enhancement of the fusion cross section below the Coulomb Barrier has been the subject of great theoretical and experimental interest^{1),2)}. This work presents an overview of the phenomenon and of current theoretical descriptions, emphasizing the relations with direct reactions.

Section 2 presents the definition and systematic behaviour of the fusion enhancement below the Coulomb Barrier (CB). Section 3 shows the rôle of coupling to surface degrees of freedom, namely permanent deformations of nuclei, inelastic and transfer channels. Section 4 points out the importance of studies describing simultaneously quasi-elastic processes and fusion. Finally concluding remarks are presented in section 5.

2. Systematic of fusion enhancement below the barrier

The fusion cross section is given classically by:

$$\sigma_f = \begin{cases} \pi R_B^2 (1 - V_B/E) & \text{for } E > V_B \\ 0 & \text{for } E \leq V_B \end{cases} \quad (1)$$

where V_B is the Barrier height, R_B its radius (see Fig.1), and $V_1(r)$ is the effective potential:

$$V_1(r) = V_N(r) + V_C(r) + l(l+1)\hbar^2/2\mu r^2 \quad (2)$$

Considering quantum-mechanical barrier penetration one has:

$$\sigma_f = \pi R_B^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \quad (3)$$

The transmission coefficients T_1 might be evaluated directly solving the Schrödinger equations or by making use of the WKB approximations i.e.

$$T_1(E) = 1 / (1 + \exp S_1(E)) \quad (4)$$

and

$$S_1(E) = (8\mu/\hbar^2)^{1/2} \int_{r_1}^{r_0} (V_1(r) - E)^{1/2} dr \quad (5)$$

The one-dimensional barrier penetration model, used with an energy-independent nuclear potential $V_n(r)$ that adjust the fusion cross sections above the barrier performs nicely for light heavy ions. On the other hand, for $200 < Z_1 Z_2 < 1100$ there is a systematic enhancement of the fusion cross section data below the barrier with respect to one dimensional barrier penetration calculations.

In an attempt to study the systematic behaviour of the fusion enhancement Vaz et al.³⁾ have parametrized the transmission coefficients in terms of Wong's model:

$$T_1 = 1 / (1 + \exp(2\pi(V_1(R_1) - E)/\hbar\omega_1)) \quad (6)$$

with

$$\hbar\omega_1 = (\hbar^2/\mu \left. \frac{d^2V(r,1)}{dr^2} \right|_{R_1})^{1/2} \quad (7)$$

where R_1 , $V_1(R_1)$ (given by (2)), and $\hbar\omega_1$ are the position, height and curvature of the barrier, for the l^{th} -wave.

They adjusted V_n to fit the fusion data above the CB and introduced an energy-dependent parameter ΔR to be added to the nuclear radius. They fitted all the fusion data available and obtained a systematic increase of ΔR with decreasing energies as presented in Fig.2. They conclude that there is an enhancement of the nuclear attraction (or dynamic nuclear polarization) that is a general phenomenon in subbarrier fusion.

There are, however pronounced differences between isotopes that point out the relevance of the intrinsic degrees of freedom as it is reviewed in the next section.

3. Intrinsic degrees of freedom

3.1 Static deformation

The fusion cross sections might be enhanced due to a lowering of the CB caused by static deformation of the target. This effect has been studied in Ref 4) and more recently in Ref 5). It arises from the gain in fusion probability due to a lowering of the CB in a collision with a prolate nucleus having the deformation axis parallel to the beam direction (see Fig.3). In Ref.5 the fusion of ^{16}O plus the spherical ^{144}Sm is the starting ground to find a "basic" or "bare" barrier over which the inclusion of the deformation of the other Sm isotopes by means of Wong's model suffices to fit their fusion cross section data (see Fig 4). Therefore, in the $^{16}\text{O} + ^A\text{Sm}$ system, the simple static deformation of the target describes the subbarrier fusion; a similar conclusion is found, in Ref.2 for the system $^{40}\text{Ar} + ^A\text{Sm}$.

3.2 Vibrations

The effect of coupling to surface excitations might be schematically studied by means of radius fluctuations due to zero point motion (ZPM): the system radius $R = R_1 + R_2$ fluctuates due to surface excitations given by the standard deviation $\sigma_\lambda (R_1 + R_2)$ which is related to the $B(E_\lambda)$ value of the excited state by²⁾:

$$\sigma_\lambda = [R/2(\lambda+3)] [(2\lambda+1) B(E_\lambda)]^{1/2} \quad (8)$$

where $B(E_\lambda)$ is in W.U. Within the framework of this model, Reisdorf et al⁶⁾ measured fusion in $^{40}\text{Ar} + \text{Sn}$ and $^{40}\text{Ar} + \text{Sm}$ and removed the trivial geometric effects in the different isotopes by scaling the energies and cross sections as:

$$\sigma_f^0 = \sigma_f (R_B^0/R_B)^2 \quad \text{and} \quad E_{cm}^k = E_{cm} (V_B^0/V_B) \quad (9)$$

where R_B^0 and V_B^0 are the position and height of the barrier

for the reference system. They used a nuclear potential given by:

$$V(s) = V_N R_{12} \exp(-s/d) \quad (10)$$

where $s = R - (R_1 + R_2)$ (11)

and $R_{12} = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ (12)

A fluctuation in the system radius $\delta(R_1 + R_2)$ will produce a fluctuation of the barrier $\delta(V_B)$. The effect of adjusting $\delta(R_1 + R_2)$ and V_B is shown in Fig 8. The zero point fluctuations found were in agreement with the values expected from the theoretical values extracted from the known B(E λ) values.

This model, however, assumes that all levels are degenerate. This is a reasonable assumption for rotations where the mean excitation energy is small compared to $\hbar\omega$, but is not the general case for vibrations. A more exact way to assess the influence of the vibrational degrees of freedom is to perform Coupled Channels Calculations (CCC).

The coupled channels equations:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d^2}{dr^2} - l_\alpha(l_\alpha + 1)/r^2 - V_\alpha^{opt} + K_\alpha^2 \right] R_\alpha^{J\pi}(r) = \\ = \sum_\beta V_{\alpha\beta} R_\beta^{J\pi}(r) \end{aligned} \quad (13)$$

are solved with a CCC computer code and the fusion cross section is evaluated from:

$$\sigma_{\text{reac}} = \sigma_{\text{inel}} + \sigma_f = \pi\lambda^2 \sum_{l_\alpha} (2l_\alpha + 1) (1 - |S_1^\alpha(E)|^2) \quad (14)$$

where $S_1^\alpha(E)$ is the coupled channels S-matrix.

An example of CCC is the analysis of fusion in $^{32}\text{S} + ^{24,26}\text{Mg}$ performed in Ref 7, where a good agreement with the experimental data is obtained by using a "bare" potential taken from systematics (the Akyuz-Winther potential) plus a coupling the first excited states in both projectile and target (see Fig. 8).

3.3 Transfer degrees of freedom

Still another way to enhance fusion is the coupling of the relative motion to transfer channels with positive effective Q-values. In fact those reactions increase the kinetic energy in the outgoing channel thus easing the tunnelling through the barrier. An example of such an effect is seen in Fig.7 where the fusion data ⁸⁾ of different isotopes of Ni + Ni are displayed. One can see in the reduced plot that the channel that presents a positive Q-value is enhanced at low energies by a factor of around 20 .

Dasso et al ⁹⁾ have shown, making use of a schematic coupling model, that coupling to negative Q-values channels (either transfer or inelastic) also enhances the fusion cross section.

Naively it is expected that if a particular transfer channel is an important doorway to fusion, the cross section of that direct reaction channel should be relatively important. In fact for the previously mentioned system of the Ni isotopes this seems to be the case as might be seen in Fig.8. Here the in pickup is enhanced in the ⁵⁸Ni + ⁶⁴Ni system as it is the fusion cross section.

Another argument in favour of such correlation is presented by Rehs ¹⁰⁾ . He shows that there is a correlation between the zero-point fluctuation needed to explain the observed enhancements in several systems, with the cross section for neutron transfer (sum of stripping and pickup); this is shown in Fig. 9.

The relative importance of coupling to transfer channels with positive Q-value to the coupling to strong transfer channels regardless of Q has been addressed by Henning et al ¹¹⁾ using a schematic two channels coupling model. It is shown that: a) if the coupling strength between the channels

is constant as a function of Q-value, the fusion enhancement factor increases for positive Q-values, b) if the transfer cross section is constant as a function of Q-value the enhancement is large for large negative and positive Q-values and c) in a more realistic case, if the transfer cross sections have a bell shape centered around a Q-optimum, the enhancement factor has also a bell shape centered around Q-optimum. Such calculations are displayed in Fig.10.

4. Simultaneous description of Quasi-Elastic and fusion processes.

The first attempt to simultaneously describe elastic, inelastic, transfer and fusion processes was performed in 1985 by Pieper et al¹²⁾. It was a coupled channel calculation for the $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ system, with a potential chosen to describe the elastic channel. Simplifications were made to evaluate the coupling to the transfer channels. The results are in general agreement with the data although several discrepancies remain as seen in Fig.11.

An alternative to the complicated and sometimes unmanageable coupled channels approach, at least regarding the elastic and fusion reactions, is the use of the dispersion relations which correlate the real and imaginary parts of the optical potentials. In fact Mahaux et al¹³⁾ have shown that near the Coulomb Barrier the imaginary potential should decrease with decreasing energy due to the closing of the reaction channels, the dispersion relation change, in turn the real potential as a function of the energy. Fig 12 shows the values of the real and imaginary potentials for the $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ system which describe the elastic data at different energies. The solid lines are calculations performed with the schematic form of the dispersion relations:

$$V_{Ri} = V_0 + \Delta V(\epsilon) \quad (18)$$

with

$$\Delta V(\text{CED}) = W_0/n [\epsilon_a \ln | \epsilon_a | - \epsilon_b \ln | \epsilon_b |] \quad (16)$$

where

$$\epsilon_i = E - E_i / E_b - E_a \quad (17)$$

E_a , E_b , and W_0 are indicated in Fig.12-a). When the real part of such a potential is used together with a short range imaginary potential^{13,7)} the fusion cross section results in good agreement with the data (see Fig.12 b)).

In the Tandem Laboratory at Buenos Aires the elastic, inelastic¹⁴⁾ and transfer scattering¹⁵⁾ have been measured for the $^{18}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ system. Fig.13 shows the best adjustments to the data obtained with energy-independent potentials, whose parameters are shown in Table 1.

Table 1
Values of χ^2/point .

Potentials RP1 : $V=193$ MeV, $r_0=1.33$ fm, $a=0.287$ fm
RP2 : $V=224.2$ MeV, $r_0=1.172$ fm, $a=0.8$ fm
RP3 : $V=102$ MeV, $r_0=1.27$ fm, $a=0.412$ fm
CP2 : See Text.

Potential	Angular Distributions		Fusion
	72.3 MeV	69.2 MeV	
<u>RP1</u>	0.919	2.343	$3.1 \cdot 10^4$
<u>RP2</u>	7.980	21.13	9.57
<u>RP3</u>	4.388	17.01	7.40
<u>CP2</u>	0.826	1.033	4.41

It is seen, comparing with the calculated fusion cross section displayed in Fig.14 that with energy-independent potentials is not possible to obtain a simultaneous adjustment of elastic and fusion data. On the other hand the energy

dependent potentials shown in Fig.18 allow a good simultaneous description of elastic and fusion data as might be seen from the values of χ^2/point presented in Table 1. This approach should still be useful in coupled channels calculations since it should include in an average way the effect of truncation of the channel space.

9. Concluding remarks

The fusion enhancement below the Coulomb Barrier is correlated with static deformation of the nuclei and coupling to peripheral reactions. The direct reaction theory appears to account for the phenomenon, although still in a semi-quantitative way.

From the theoretical side more reliable CCC are needed with realistic treatment of the transfer channels (Fresco) and better adjustment of the Quasi-Elastic data. From the experimental point of view the measurement of detailed quasi-elastic scattering cross sections in the vicinity of the Coulomb Barrier for systems in which the fusion excitation function is known, is essential. Such measurements should provide a stringent test to energy-dependent potentials and to CCC; they are in progress in several laboratories, among others Legnaro ($^{32}\text{S} + ^{58,64}\text{Ni}$), Sao Paulo ($^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$), and Buenos Aires ($^{16}\text{O} + ^{144, 148}\text{Sm}$).

References

- 1) S.G.Steadman, ed. Fusion Reactions below the Coulomb Barrier. Lecture Notes in Physics, Vol 210 (Heidelberg:Springer Verlag).
- 2) J.L.Durell et al, ed. Proceedings of the International Nuclear Physics Conference, Vol.2 Harrogate 1980 IOP publishing p.205.

- 3) P. Braun-Munzinger, ed. Nuclear Physics with Heavy Ions. Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics with Heavy Ions. SUNT, at Stony Brook 1983 p.31.
- 4) R.G. Stockstad and E.E. Gross, Phys. Rev C23 (1981), 281
- 5) D. DiGregorio et al. Phys Lett B176 (1986), 322
- 6) W. Reisdorf et al. Phys Rev Lett 49 (1982), 1811
- 7) N. Rhoades-Brown et al. Phys Lett B138 (1984), 19
- 8) M. Beckerman et al. Phys Rev Lett 45 (1980), 1472; Phys Rev C23 (1981), 1881 and Phys Rev C25 (1982), 637
- 9) C.H. Dasso et al. Nucl Phys A409 (1983), 381
- 10) K.E. Rehm. Influence of Quasi -Elastic Channels on Fusion. Argonne National Laboratory. PHY-4778-HI-86 (1986)
- 11) V. Hanning et al. Phys Rev Lett 58 (1987), 318
- 12) S.C. Pieper et al. Phys Lett B162 (1985), 43
- 13) C. Mahaux et al. Nucl Phys A449 (1986), 354
- 14) D. Abricla et al. Proceedings of the International Nuclear Physics Conference Vol.1. Harrogate 1986
- 15) A.J. Pacheco et al. Ibid.

Figure Captions.

Fig.1- Effective potentia, and Barrier Parameters

Fig.2- Change in the nuclear radius needed to adjust the fusion cross sections.

Fig.3- Barrier fluctuation due to different orientations in the collision of a spherical projectile with a prolate target.

Fig.4- Fusion cross sections for the system $^{16}\text{O} + {}^A_{\text{Sn}}$. Solid curves are fits to the data using Wong's model. (Taken from Ref. 5D)

Fig.5- Fusion cross sections for the systems $^{40}\text{Ar} + {}^{122}\text{Sn}$ and $^{40}\text{Ar} + {}^{184}\text{Sn}$. Full curves are two parameter fits to the

data, described in the text, the dashed curves are calculations with the same nuclear potential, but without barrier fluctuations and static deformation. (Taken from Ref.6)

Fig.8- Calculations of the fusion cross sections for the systems $^{32}\text{S} + ^{28}\text{Mg}$ and $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$. (Taken from Ref.7)

Fig.7- Fusion cross sections for the systems $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$, and $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$. (Shown schematically in a reduced scale)

Fig.8- Comparison of the cross sections for fusion reactions and neutron transfer reactions in the systems $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ and $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$. (Taken from Ref.10)

Fig.9- Amplitude of the ZPN σ_0 (fm) necessary to describe the enhancement of the fusion cross sections plotted vs. one neutron transfer cross section. (Taken from Ref.10)

Fig.10-Subbarrier fusion enhancement factor, calculated in the two channel mixing limit as a function of the quasi-elastic reaction Q-value. (Taken from Ref. 11)

Fig.11-a) Elastic differential cross section for $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Solid curves are CCC. Dotted curves are results with no couplings. b) Total cross sections for the $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ system. Solid curve and squares are fusion; dashed curve and crosses are total quasi-elastic; dash-dotted curve and dots are the $(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})$ reaction. The dotted curve is single channel fusion. (Taken from Ref.12)

Fig.12-a) Dispersive corrections for $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. The potentials are evaluated at $R_s=12.4$ fm. b) Fusion cross sections. Solid line is a calculation using a barrier penetration model with the real potential shown in a). (Taken from Ref.13)

Fig.13-Elastic scattering for the system $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ at $E_{\text{lab}} = 69.2$ MeV and 72.3 MeV. Lines are Optical Model fits with the potentials displayed in Table 1.

Fig.14-Fusion cross sections for the system $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$. The line have the same meaning as in Fig.13.

Fig.16-Dispersive corrections for $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$. The potentials are evaluated at $R_{\text{ex}} = 11.8$ fm.

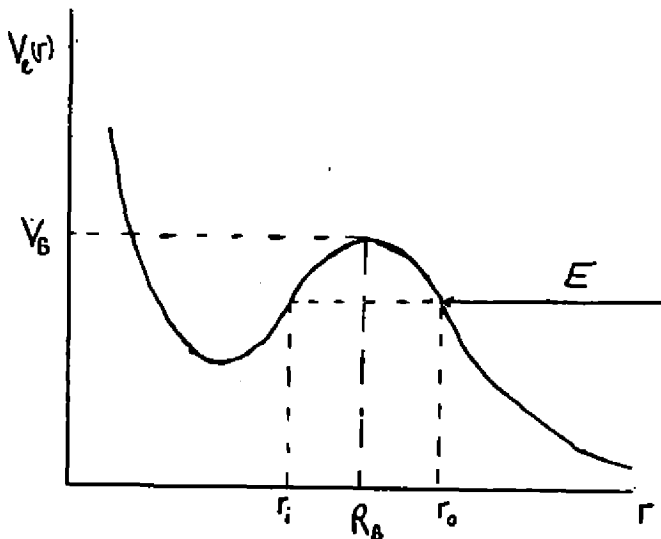


Fig 1

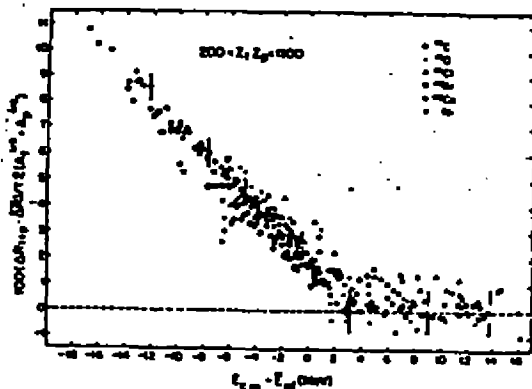


Fig.2

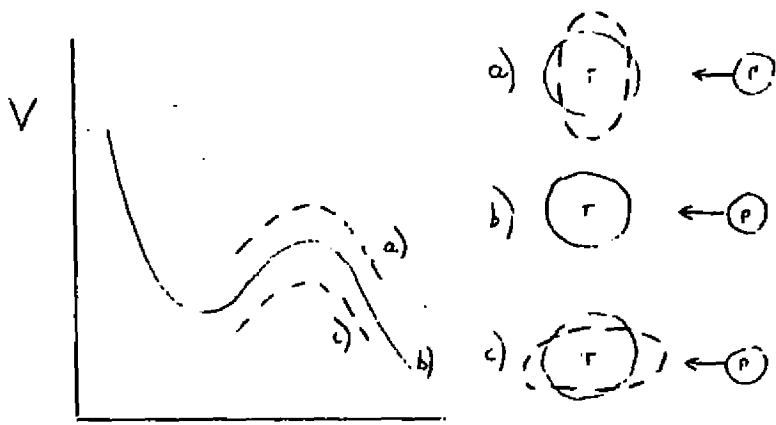


Fig. 3

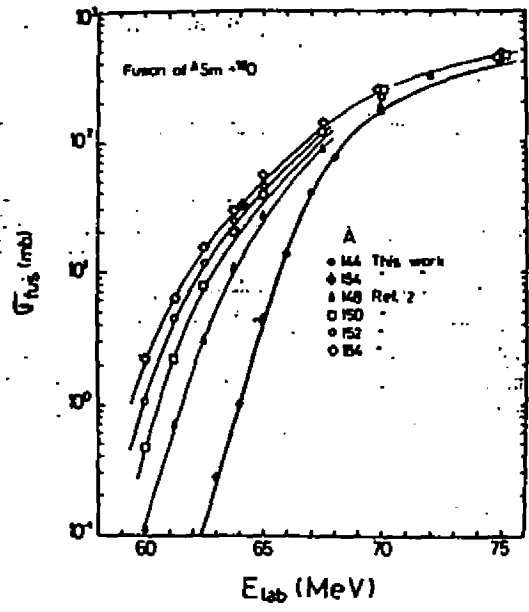


Fig. 4

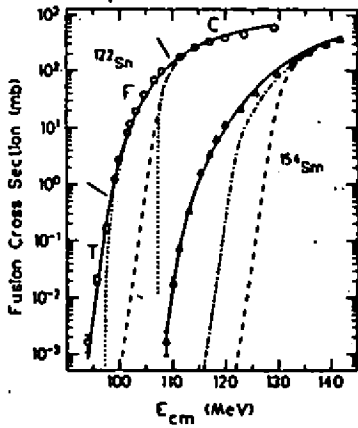


Fig. 5

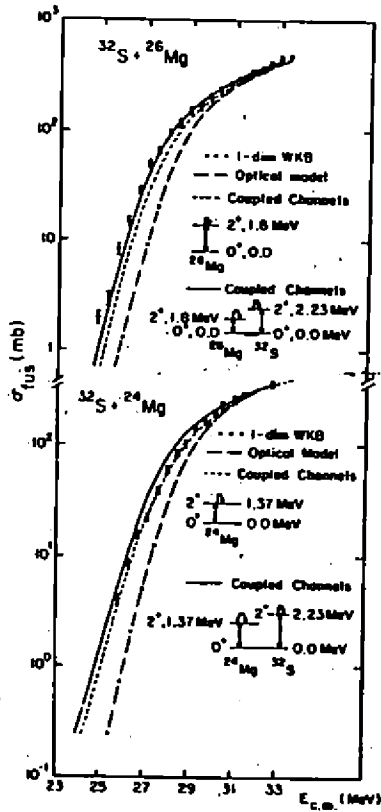
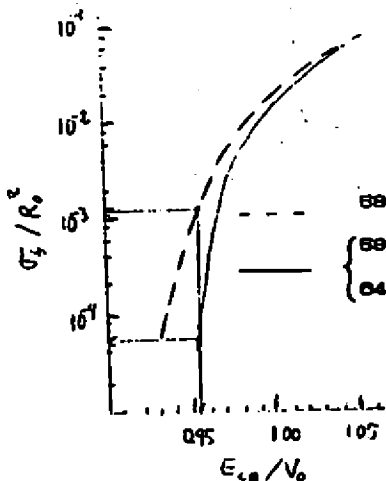


Fig. 6



$Q_{\alpha-d}$ [MeV]

	1n	2n
${}^{68}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$	-0.6	+3.9
${}^{68}\text{Ni} + {}^{68}\text{Ni}$	-3.2	-2.1
${}^{64}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$	-3.6	-1.4

Fig. 7

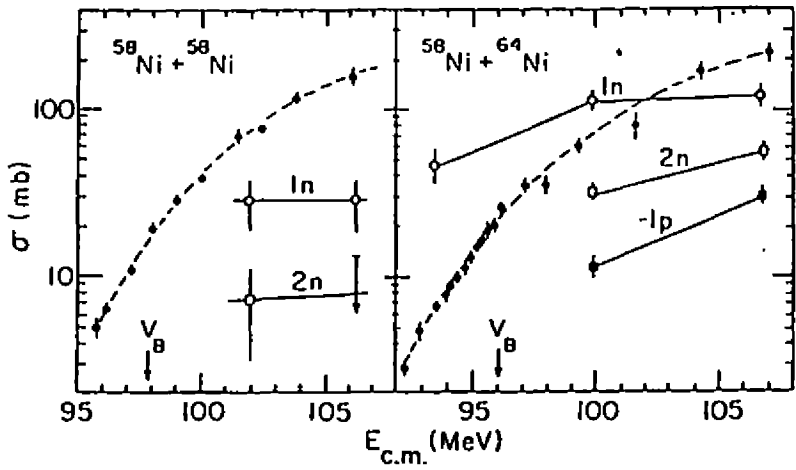


Fig. 8

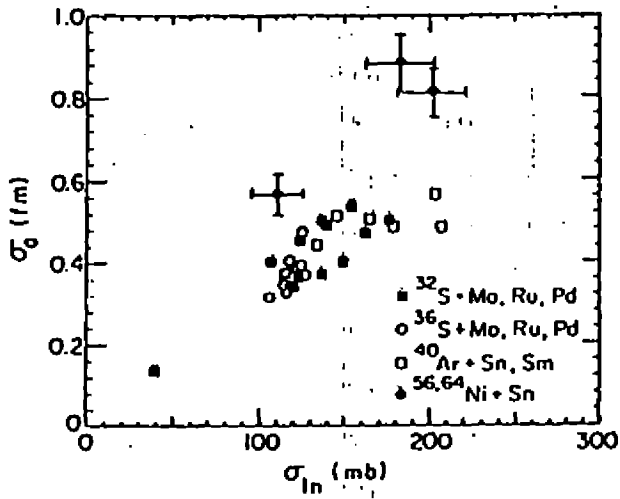


Fig. 9

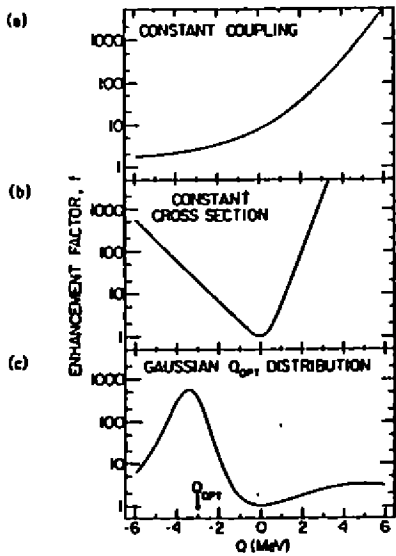
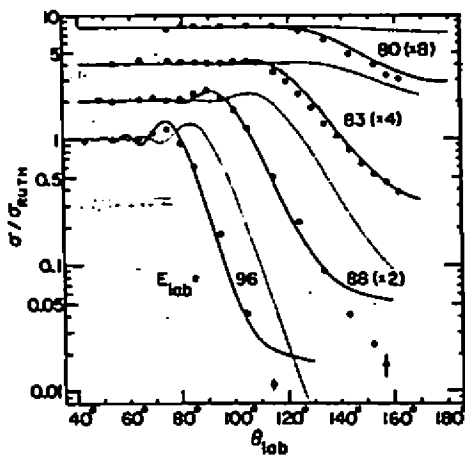
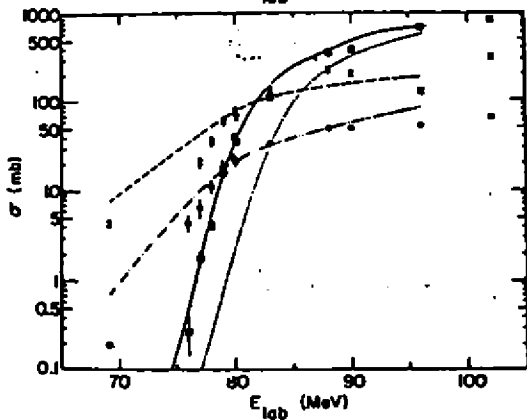


Fig. 10

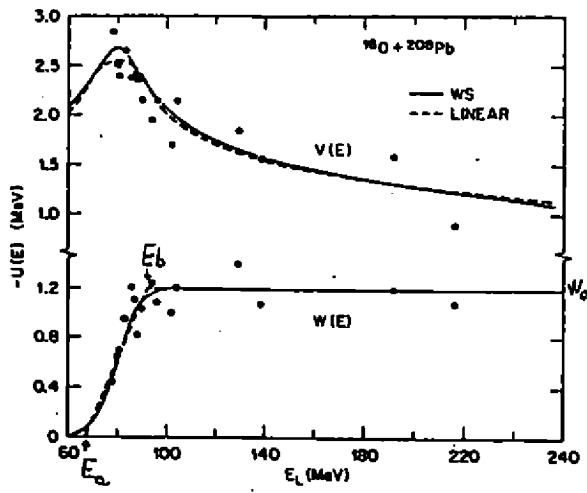


a)

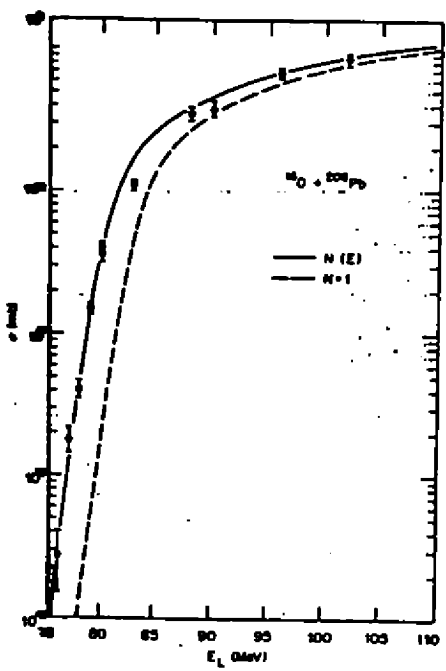


b)

Fig. 11



a)



b)

Fig. 12

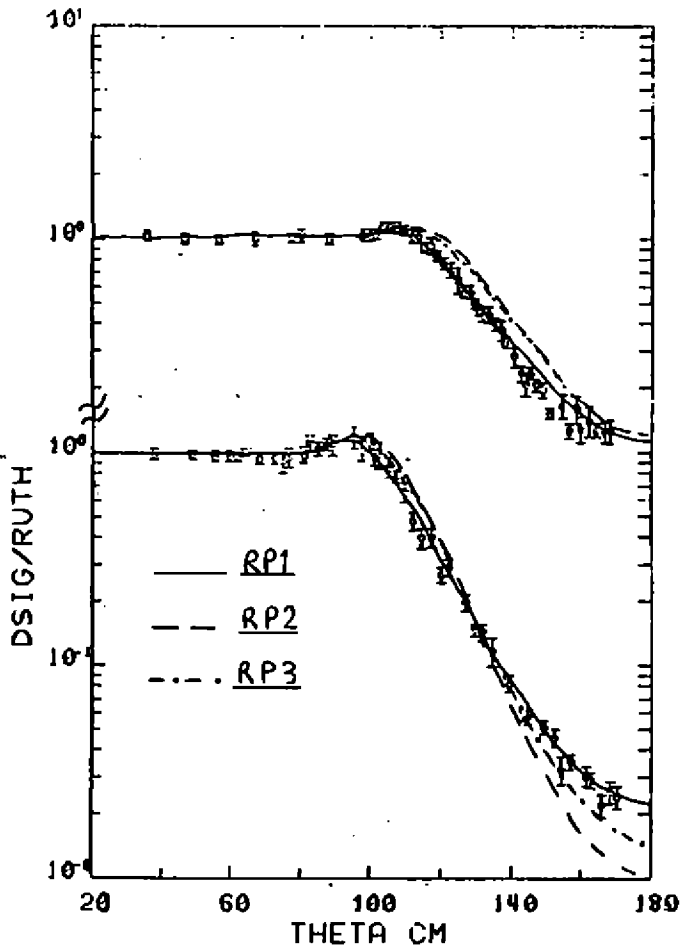


Fig. 13

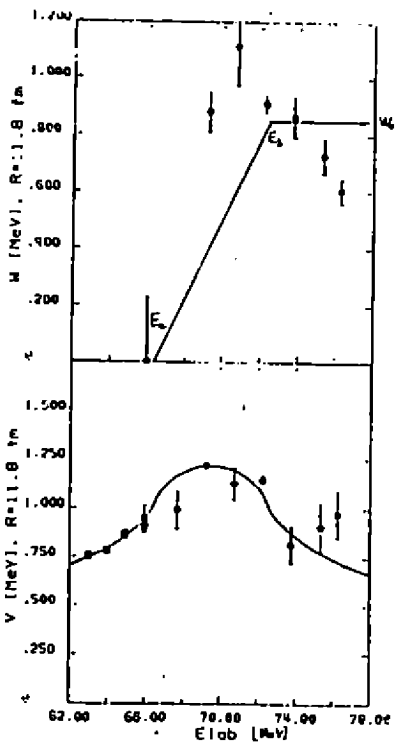
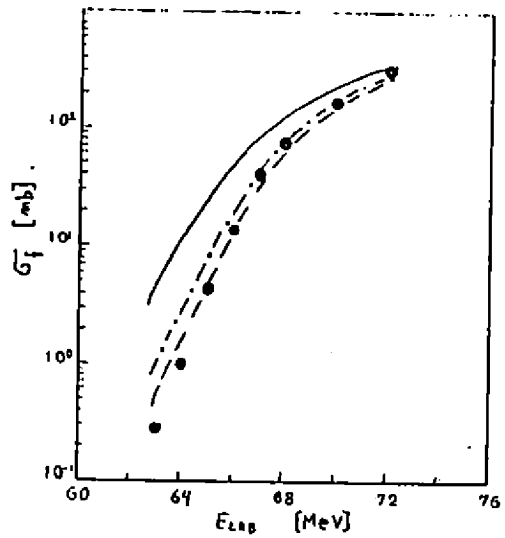


Fig. 15

D. A. Lind
Nuclear Physics Laboratory
University of Colorado
Boulder, CO 80309

Colloquium for X Reunião De Trabalho
Física Nuclear
Sociedade Brasileira De Física
Caxambu, MG - 1987

Introduction

This talk emphasizes the recent experimental developments in charge exchange reaction spectroscopy for nuclear reactions at intermediate energies. To place the experimental developments in proper context, I present a brief summary of the general goals of the research with specific reference to several of the leading problems under experimental investigation and some of the physics objectives which motivate groups to develop new facilities. Time does not permit a description of all those experimental facilities. There is a large literature basis which is summarized in two conferences held at Telluride, Colorado in 1979 and 1982.^{1,2}

After the initial investigation of isobaric analog states in nuclei by the (p,n) reaction at low energies, the role of the Fermi (isospin) and Gamow-Teller (spin isospin) interaction was extended by groups working at Indiana University up to 200 MeV.³ In the framework of the distorted wave impulse approximation, the relative strength of the nucleon-nucleon isospin and spin-isospin interaction as a function of energy was mapped. A substantial difference from that predicted from free nucleon-nucleon scattering appeared. At the same time the sum rule limits for the Fermi and Gamow-Teller nuclear strengths were explored leading to a surprising

result. At least 30 percent of the sum rule Gamow-Teller strength was missing over the whole mass table.

Thus new facilities to carry the measurements to higher energies (≈ 1 GeV nucleon energy) were developed at Los Alamos (LAMPP - 800 MeV protons), Vancouver (TRIUMF - 500 MeV protons), Saclay (Saturne - heavy ions to ≈ 1 GeV per nucleon), and at several other places.⁴ This paper will describe only the LAMPP work with some experimental results and new developments for future experiments.

Charge exchange reactions are characterized at intermediate energies by a cross section response shown in Figure 1 for a reaction $A(a,b)B$ as a function of the reaction Q value. Low Q individual nuclear states are seen; they serve to determine the relative Fermi and Gamow-Teller reaction strengths. Under these states and broad peaks corresponding to isospin collective excitations is a distribution of charge exchange or nucleon-nucleon knockout excitation. At a region >300 MeV Q value or the pion threshold is the so-called Δ excitation region since it is above the threshold for pion emission also. There is also a smooth underlying background cross section which is the consequence of multistep and finally compound nuclear processes. The (p,n) reaction is characterized by the following quantum numbers:

Fermi transitions $\Delta S=0, \Delta J=\Delta L=0, \Delta T_x=-1$

Gamow-Teller transitions $\Delta S=1, \Delta J^T=1^+, \Delta L=0, \Delta T_x=-1$

Thus the reactions select specific spin-isospin states out of the total of all nuclear states possible.

In the intermediate energy reaction where the distorted wave impulse approximation (DWIA) seems to be valid, the experiments permit tests of the nucleon-nucleon t matrix components: $t_T, t_{GT}, t_T^T, t_{LS_T}$. In all the previous studies of GT excitations there has been a consistent missing component of the sum rule strength predicted assuming nucleons to be simply constituents of nuclear matter. If nucleons become excited as Δ isobars, then the sum rule becomes modified and the missing GT strength can

be accounted for. Thus the new proposed experiments are designed to examine these questions.

Measurements of spin observables in (β, β') reactions has yielded specific information on nuclear states. Similarly the same information is needed for (β, n) reactions to identify the spin and multipole composition of the continuum, to map isovector longitudinal and transverse response, test the spin dependence of the nucleon nucleon t matrix components and to determine convection versus spin currents. Finally these observables are specifically sensitive to relativistic versus non-relativistic nuclear models. It is the development of new experimental facilities at LAMPF for these experiments that I will also describe.

Background

The systematics of charge exchange reactions are presented in Figure 2. $\Delta T_z = -1$ reactions are similar to β -nuclear transitions while $\Delta T_z = +1$ corresponds to β^+ transitions. For (p, n) reactions there will almost always be a completely similar simple particle orbital which the proton can occupy so isobaric analog states are readily excited (Fermi transitions). (n, p) reactions on targets above ^{56}Fe have no analog states for which transitions are possible; all such transitions are Pauli blocked. The reaction then measures the extent of particle-hole composition in the state.

The cross section for the (p, n) reaction is given in the DWIA approximation by:⁶

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ) = \left(\frac{\mu}{\hbar}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \left[N_\tau \left| J_\tau \right|^2 B(F) + N_{\sigma\tau} \left| J_{\sigma\tau} \right|^2 B(GT) \right] \quad (1)$$

for the case that the momentum transfer $|q| \rightarrow 0$ and central terms only of the N - N t matrix are used.

$$\text{Fermi } B(F) = \left| \langle J_f \rangle \sum_1^A t_{-}(n) | J_i \rangle \right|^2$$

$$\text{Gamow-Teller } B(GT) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \left| \langle J_f \rangle \sum_1^A \sigma(n) t_{-}(n) | J_i \rangle \right|^2$$

are the reduced nuclear transition strengths for the transitions involved. J_T , J_{GT} are volume integrals of the effective nucleon-nucleon interaction terms t_T and t_{GT} respectively. N_T and N_{GT} are distortion factors to account for attenuation of the ingoing and outgoing waves.

$$N = \frac{\sigma_{DW}(0^\circ)}{\sigma_{PN}(q=0)} \quad (2)$$

$\sigma_{DW}(0^\circ)$ is the cross section calculated by the distorted wave model at 0° for the central interaction only. σ_{DW} is the plane wave result for distortion turned off and the momentum transfer $|q|=0$.

From free nucleon-nucleon scattering the values of the terms J_T and J_{GT} are predicted as a function of energy. Thus the value of $R = |J_{GT}|^2 / |J_T|^2$ obtained from the cross sections for Fermi and Gamow-Teller transitions can be compared with the free N-N values.

$$R = \frac{|J_{GT}|^2}{|J_T|^2} = \frac{\frac{N_T}{N_{GT}} B_M(F)}{\sigma_N/\sigma_{GT} B(GT) - B_M(GT)} \quad (3)$$

The nuclear transition strengths $B(F)$ and $B(GT)$ have been calibrated from beta decay rates for transitions in nuclei over the whole mass range.³ This comparison is valid for $|q|=0$; thus the cross section for 0 degrees and for a reaction Q value approaching zero is desired. Unfortunately many of the transitions are mixed rather than pure Fermi or Gamow-Teller.

Sum rules for Fermi and Gamow-Teller transitions are given as follows:

$$\begin{aligned} T_- &= \sum_i^A T_{-i} & B(F) &= N-Z & \text{Fermi} \\ S_{pn} - S_{np} & & &= 3(N-Z) & \text{Gamow-Teller} \end{aligned}$$

In many nuclei the strength S_{np} is Pauli blocked so

$$S_{pn} \geq 3(N-Z)$$

Generally the measured values of pn reaction strength are of the order of 50% of the $3(N-Z)$ value when the S_{np} has been estimated.

Values of R for the range 50 to 200 MeV from cross sections on several nuclei were obtained in a large series of measurements at the Indians

University facility. Subsequent measurements from TRIUMF⁵ and from LAMPF⁶ have extended the measurements to 800 MeV.

Experimental Configuration

For (p,n) measurements the usual procedure requires a timed pulse of protons impinging on a target and a flight path at a variable angle of several hundred meters to a suitable neutron detector. The Los Alamos LAMPF proton accelerator uses a linac accelerator to produce 200 to 800 MeV protons at 5ns to 4 μ s separation and with up to 10⁸ protons per bunch. Figure 3 shows the LAMPF beam delivery lines for four areas. A is the pion and neutrino area; B is for nucleon-nucleon experiments and for a (\bar{p},\bar{n}) area to measure spin transfer variables; C is a high resolution proton spectrometer facility; line D is for high energy neutron experiments while the ring structure is a storage and bunching facility for intense low energy neutron beams for materials research. A (p,n) target and time-of-flight line were installed at the end of line D.⁷ The neutron line is shown in Figure 4. The target was placed in the bending magnet and moved on a track in the magnetic field so the proton beam struck the target at angles up to 16 degrees relative to the neutron flight line. A suitable movable collimator was placed at the 296-foot point so the neutron beam always falls on the fixed neutron detector.

The neutron detectors employing scintillator detection of proton recoils have areas up to 1 square meter with time resolution of about 300ps and position resolution of 5cm. Separated detector analyzer planes and catcher planes for recoil protons provide the capability of measuring not only the flight time of the neutrons for momentum measurement but polarization orientation using the H(n,n)H scattering as an analyzer. The recoil proton determines the neutron spin orientation. For simple cross section measurement only neutron flight time is needed.

An electrical pulse derived from the primary beam proton pulse and the time pulse from the neutron detector serve for neutron momentum measurement. However, the proton beam, primarily because of momentum

spread at the exit of the accelerator, spreads in time as the individual buckets drift down the beam pipe. A faithful measurement of this time spread is needed to monitor the accelerator tune but also for the bunching technique described below.

The optimum means for obtaining the electrical signal from the beam pulse is to measure the image wall current in the metallic beam pipe by imposing an insulated gap across which the image current must flow.⁷ As $\beta = v/c \ll 1$ the wall current $i_w = -i_B(t)$. Even for $\beta \ll 1$ the response function to be folded with $i_B(t)$ to obtain $i_w(t)$ has a time width less than the transit time of beam particles across the radius of the pipe. Spurious signals would appear across an open gap so a shield is placed across the gap which is loaded with ferrite to damp out the high frequency response. The beam pulses have a duration of between 100ps to several nanoseconds so the signal response system should have a bandwidth of order 3 GHz. Figure 5 shows such a device for a 10cm diameter pipe. The output voltage signal on a 50 Ω line proportional to $i_w(t)$ which is of the order of 1 volt maximum and of 0.5ns full width half maximum is differentiated and fed to a zero crossing discriminator for the timing pulse.

The LAMPF accelerator being a linear structure generates variable energy output beams by turning off sections and then letting the beam drift through the unused sections. This can be done because the accelerator operates at a rate of 120 macropulses 700 μ s long with beam in buckets every 5ns or 1.4×10^5 buckets per macropulse. Both positive and negative H ions are accelerated on opposite phases of the 805 MHz R.F. voltage. In time-of-flight studies the proton buckets are chopped to permit one bucket every 4 to 10 μ s in the macropulse and then macropulses are delivered at a rate of 1 in 3 to 1 in 10 of the 120 per second. Thus it is possible to shut down part of the accelerator for selected macropulses to change energy and also to bunch the beam.

In this experiment the output beam was at 497 MeV. The drift distance to the end of the accelerator was 308m. The drift distance to the target was 234m and on to the neutron detector another 245m. Since the incoming

proton and outgoing neutron velocities are about the same, the total drift distance to the neutron detector determines the time spread and hence the resolution. That time will be about 2ns and yield an energy resolution of 3.3 MeV. No suitable (p,n) measurements could be made.

W. R. Smythe at the University of Colorado realized that the accelerator modules could be used as buncher structures also. He calculated that a module 94m downstream from the end of acceleration, if properly phased and adjusted in R.F. voltage, could bunch the beam either at the target or detector. At the target the pulse would be 285ps in duration and at the detector 440ps corresponding to a resolution of 1.07 MeV. Figure 6 shows time spread at the buncher to fit onto the 805 MHz R.F. cavity potential and the subsequent rebunching at the focus. The actual time spread at the focus results from the time distribution of particles leaving the accelerator; bunching can only correct for momentum spread. The observed width of the pickoff signal with buncher on was about 500ps FWHM and without the buncher 1.2ns.

Test Experiment and Results

The bunching had to be applied during a (p,n) experiment to check the actual performance. Targets of ^{13}C and ^{14}C were available. Both targets had been used at a variety of energies at Indiana, Vancouver, and Los Alamos to determine the energy dependence of R. Only a single measurement at 0° energy was necessary to obtain a value for R. In ^{13}C there is no pure Fermi transition so one compares the cross section to a pure Gamow-Teller transition with a mixed GT and F transition of which only a small part is the F contribution. The denominator in Eq. 2 representing that subtraction has a large error. In ^{14}C there are two separate pure transitions. The isobaric analog state (IAS) is a 0^+ state at 2.35 MeV in ^{14}N . The 1^+ state at 3.95 MeV is a pure GT state. The Eq. 2 reduces to the relation

$$R = \frac{|J_{\sigma T}|^2}{|J_{\tau}|^2} = \frac{N_{\tau}}{N_{\sigma T}} \frac{B(F)}{B(GT)} \frac{\sigma_{GT}}{\sigma_F} \quad (2a)$$

The ratio N_T/N_{GT} is evaluated using optical potentials and the $B(F)$ and $B(GT)$ are determined from beta decay rates and branching ratios.

Figure 7 shows the $^{13}C(p,n)^{13}N$ at 256, 597, and 800 MeV without bunching and clearly shows the effect of the proton pulse lengthening from the longer drift distance from the end of the accelerator. The actual time resolution is very sensitive to the detailed tuning of the main accelerator. Figure 8 shows dramatically the effect of post bunching on the ^{13}C spectrum at 497 MeV. The upper spectrum was taken with buncher turned off and the lower shows the result with the buncher on. Observation of the pulse timing at the target using the pickoff described above and with a streak camera looking at Cherenkov light from a quartz plate as the beam pulse passed through showed that the time width without buncher was 1200ps and with buncher 300ps. The actual neutron resolution of the system depends also on the detector time resolution which is about 400ps.

Figure 9 shows a $^{14}C(p,n)^{14}N$ spectrum with the two peaks with buncher on. The right peak is the Fermi transition to the IAS state at 2.35 MeV and the large left peak is the GT transition to the 1^+ state at 3.95 MeV. The figure above is taken from Ref.3 and represents measurements made at IUCF from 60 to 200 MeV. In those spectra the transition to the 1^+ ground state shows very weakly.

Using the ^{14}C results a value of R was extracted for 497 MeV and is shown in Figure 10 which is a composite of all available data. The points below 200 MeV are $^{14}C(p,n)$ from IUCF.³ Points from 200 to 450 MeV are from TRIUMF.⁵ Points at 318 and 800 MeV are from LAMPP⁶ using $^{13}C(p,n)^{13}N$. A point using ^{15}N also at 800 MeV at LAMPP⁶ is shown. The new result without error bars is the ^{14}C result from this experiment. The solid line is the result calculated from the free N-N scattering data fitted and analyzed by Love and Franey⁸ using the impulse approximation (IA). Alternative sets of the N-N phase shifts can shift the predicted value of R above 600 MeV. Nevertheless, there is a substantial discrepancy between the measurements and the distorted wave impulse approximation (DWIA) analysis using the best free N-N phase shifts.

Time does not permit a discussion of the other big development in charge exchange scattering. With the time-of-flight system at LAMPF a neutron polarization analysis detector has been built so that using the polarized proton beam spin transfer variables can be measured for individual excited states, giant resonances, and the continuum. These functions aid in the identification of spin and multipole composition, mapping of isovector longitudinal and transverse response for convection versus spin currents. That system has now been checked out to demonstrate overall time resolution ≤ 500 ps and that the neutron polarization analyzers operate as designed.

This work is the result of cooperation between a number of university groups, Colorado, Indiana, Ohio State, and LAMPF people. Of particular mention are J. D. McClelland, T. Carey, T. N. Taddeucci, N. S. P. King, P. Lisowski, and J. Ullmann of Los Alamos; W. R. Smythe and C. D. Zafiratos of Colorado; C. D. Goodman of Indiana; and E. Sugarbaker of Ohio State.

References

- ¹ Proceedings of Conference on the (p,n) Reaction and the Nucleon-Nucleon Force, Telluride, Colorado 1979, Ed. C. D. Goodman, S. M. Austin, S. D. Bloom, J. Rapaport, and G. R. Satchler, Plenum Press, New York (1980).
- ² Spin Excitations in Nuclei, Telluride, Colorado 1982, Ed. F. Petrovich, G. E. Brown, G. T. Garvey, C. D. Goodman, R. A. Lindgren, and W. G. Love, Plenum Press, New York (1984).
- ³ That work as well as most of the available current literature is summarized in T. N. Taddeucci et al., Nucl. Phys. A 469, 125-172 (1987).
- ⁴ A current summary is given in Proc. of the Workshop on Isovector Excitations in Nuclei, TRIUMF, Vancouver, B.C., 7-8 October 1986, Can. J. Phys. 65 (1987).

- ⁵ W. P. Alford et al., Phys. Lett. B 179, 20-24 (1986).
- ⁶ N. S. P. King et al., Phys. Lett. B 175, 279-283 (1986).
- ⁷ D. A. Lind in Proc. of the Workshop on Isovector Excitations in Nuclei, TRIUMF, Vancouver, B.C., 7-8 October 1986, Can. J. Phys. 65, 637 (1987).
- ⁸ M. A. Franey and W. G. Love, Phys. Rev. C 31, 488 (1985); W. G. Love and M. A. Franey, Phys. Rev. C 24, 1073 (1981).

Figure Captions

Figure 1. Schematic of the differential cross section versus outgoing particle energy for a $A(p,n)B$ reaction. Sharp lines represent excitation of discrete states, dashed line corresponds to quasifree excitation, full line represents giant resonance excitation and large hump at $Q=300$ MeV represents excitations above pion threshold and may be characterized as a Δ excitation. Multistep and compound nuclear effects are shown by the dash-dot line which grows at very low outgoing particle energy. The width of the discrete state excitations depends mainly on system particle energy resolution.

Figure 2. Diagram showing ΔT and ΔT_z transitions and analogous reactions possible for other charge exchange reactions.

Figure 3. Layout of LAMPF experimental areas with the location of Blue Room area and the WNR(p,n) line.

Figure 4. The WNR neutron drift line from Blue Room to detector. The distances shown are in feet. The detector hut is at 256m from the center of the Blue Room.

Figure 5. The wall gap monitor used to read wall image current of a proton beam pulse in the line. Eight SMA connectors feed the current appearing at the gap to a power summer unit and out to a single 50Ω line. The outside shroud shields the gap from local stray fields.

Figure 6. Dynamics of a single cavity buncher are illustrated in this figure. The time spread corresponds to reasonable momentum spreads and an appropriate drift distance. The amplitude of the 805 MHz field is adjusted to yield a bunching focal point at target or detector as desired.

Figure 7. $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ spectra taken at 256 and 597 MeV. The bottom spectrum was taken in a different experiment with the same facility is at 800 MeV.² The insert is for 160 MeV and is taken from work at IUCF. See Taddeucci et al.³ At 256 MeV the time resolution was $\Delta t=4.6\text{ns}$ yielding an energy resolution $\Delta E_n=2.4$ MeV. At 597 MeV $\Delta t=1.5\text{ns}$ and $\Delta E_n=3.7$ MeV while at 800 MeV at $\Delta t=1.2\text{ns}$ and $\Delta E_n=2.7$ MeV. The time resolution in each case is primarily the result of time dispersion in the total drift of proton and neutron beams from accelerator to detector.

Figure 8. $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ at 500 MeV spectra showing the effect of the post accelerator buncher on the resolution. The accelerator time was significantly worse than shown in Figure 7 yet the buncher yielded a time spread of $\approx 300\text{ps}$ for the beam.

Figure 9. $^{14}\text{C}(p,n)^{14}\text{N}$ spectrum at 497 MeV with buncher on. Above this figure is shown the spectra as a function of energy from 60 to 200 MeV (Ref.3). The few counts at 21460 correspond to the 1^+ ground state, the peak about 21450 is the 0^+ Fermi IAS state and the large peak at 21440 is the 1^+ GT state.

Figure 10. The values of R from all available sources are shown. The points below 200 MeV are $^{14}\text{C}(p,n)^{14}\text{N}$ from IUCF.³ Points from 200 to 450 MeV are from TRIUMF.⁵ Points at 318 and 800 MeV are from LAMPF⁶ using $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$. The new result without error bars is from this work at 500 MeV.

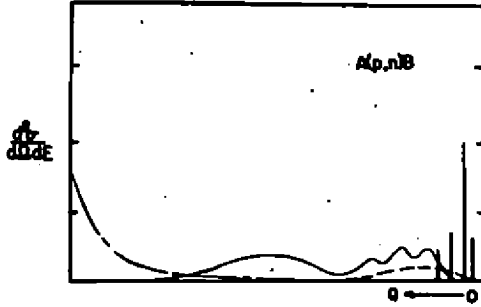


Fig. 1

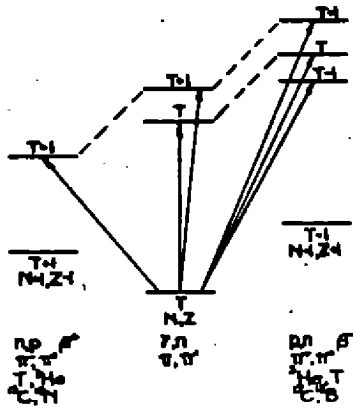


Fig. 2

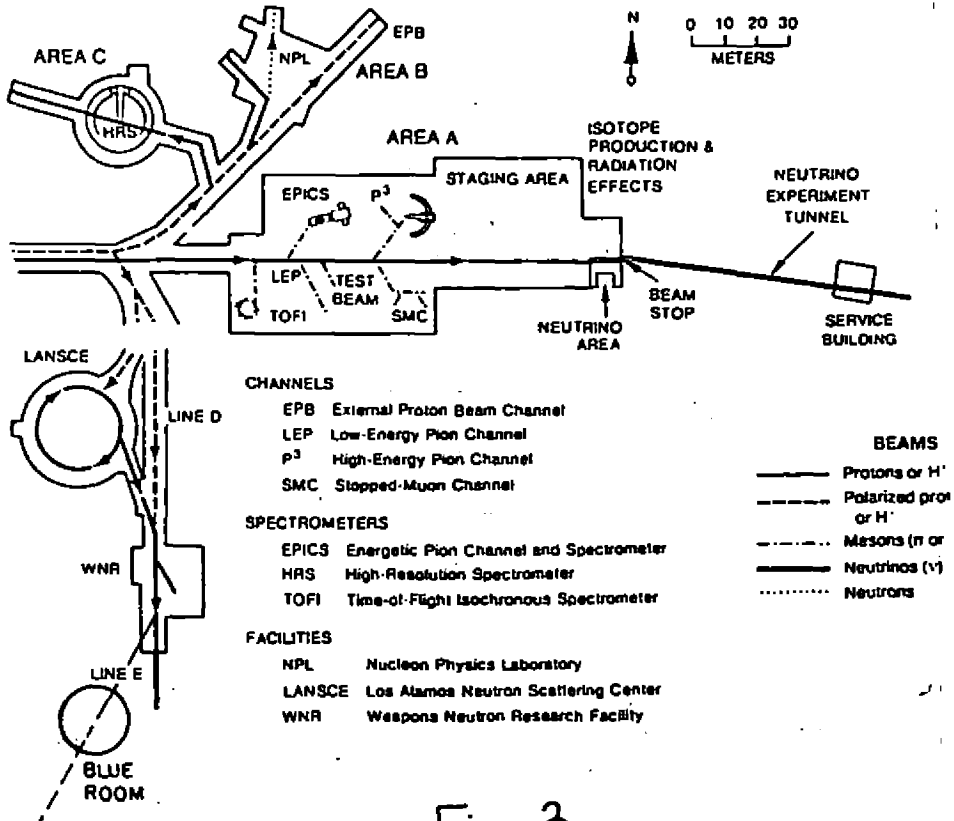


Fig. 3

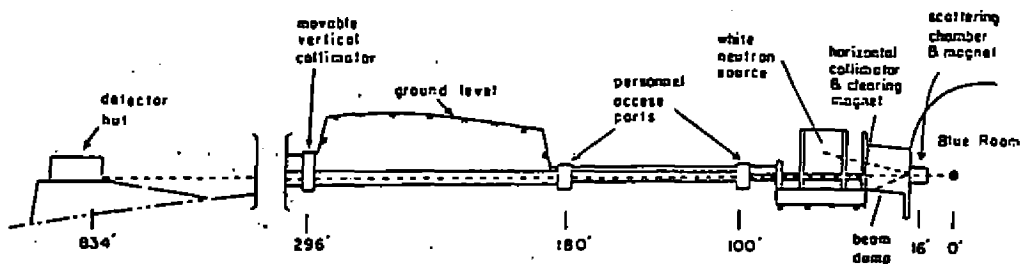


Fig. 4

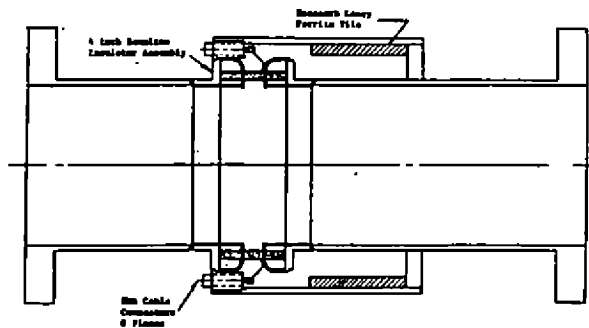


Fig. 5

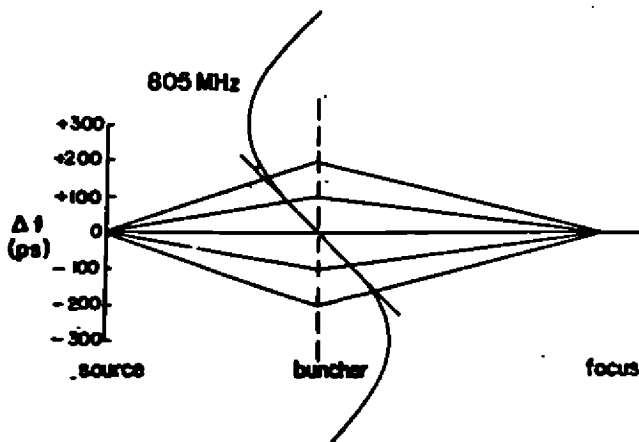


Fig. 6

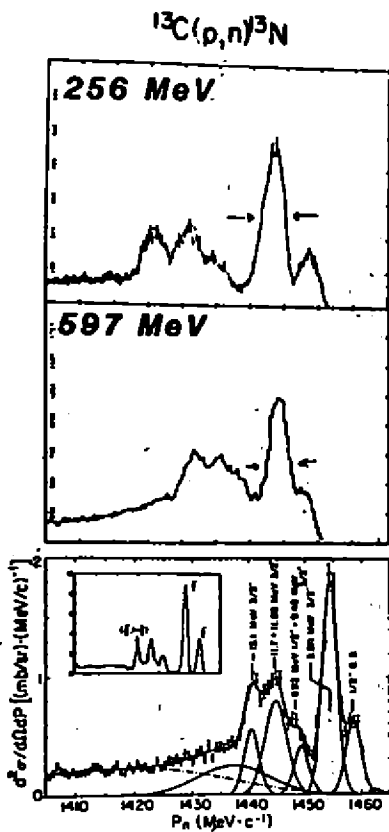


Fig. 7

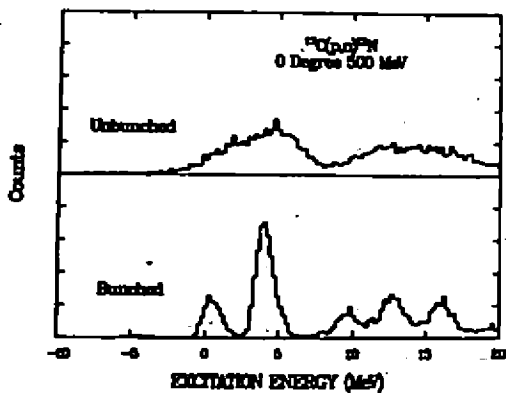


Fig. 8

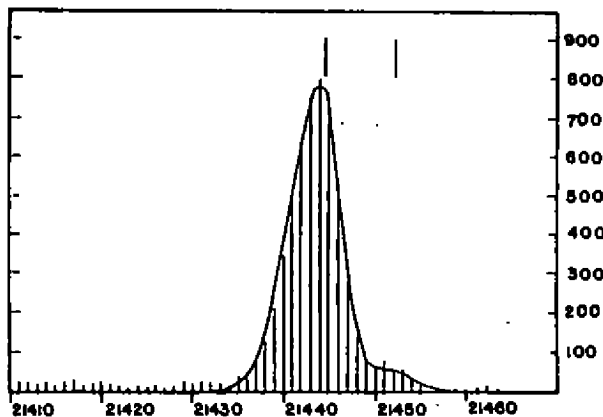
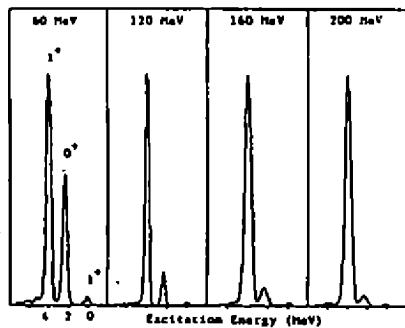


Fig. 9

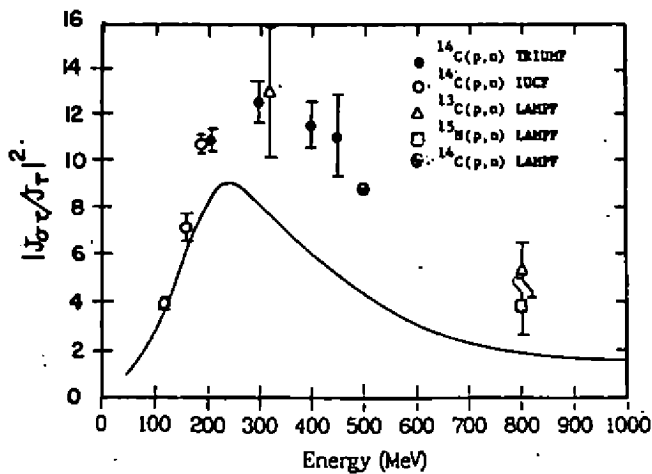


Fig. 10

The EMC Effect and Nuclear Physics:

Current Status[†]

Anibal Cattone

Departamento de Física, CNEA. TANDAR

Av. del Libertador 8250, 1429 Buenos Aires. Argentinn

Abstract:

The current experimental status and theoretical interpretations of the so-called EMC (European Muon Collaboration) effect are reviewed. A basic introduction to the origin of the effect is presented and a brief discussion of the data and its interpretation is given. The emphasis is placed on the different models that aim to explain the data, specifically those that invoke conventional nuclear physics (binding effects and pion dynamics) and the one which resorts to QCD arguments to justify a change in the confinement length scale. Also some recent developments will be commented on. A few conclusions will be drawn as to the impact of the effect on traditional nuclear physics.

1. Introduction

In this talk I will be discussing the structure functions describing the deep-inelastic lepton scattering off nuclear targets. The exact meaning of "structure functions" and "deep inelastic" will become clear later as the talk unfolds. To be more precise what we will be doing is comparing quark momentum distributions in nucleons and in nuclei. A common prejudice before 1983 (the year in which the EMC data came up) held that, in deep

† Invited talk presented at the "X^o Reunião de Trabalho de Física Nuclear no Brasil", Caxambú, M. G., Brasil. 25-30 August 1987.

inelastic scattering a nucleus acts as an incoherent collection of free nucleons. The cross section per nucleon of a nucleus was therefore expected to be the same for all nuclei. As we know now this did not turn out to be so. One could ask, why might the results obtained in the regime of very high momentum transfers (typically $16 \leq Q^2 \text{ (GeV}^2\text{)} \leq 80$) be relevant to nuclear physics in the low to intermediate energy regime? Well, if the EMC data have definitely shown that there are nuclear effects in quark momentum distributions then, it is natural to think (though it doesn't follow logically), that the opposite may, as well, be true, namely, that quark distributions in nuclei may affect known nuclear properties. In fact, there has been in the past few years some speculation that the mass, size and magnetic moment of nucleons [1] may be affected by the presence of other nucleons. To put this in perspective, let me mention that this won't alter our current shell-model like point of view about nuclei, but it might have some implications in the description of the longitudinal and transverse response functions in nuclear electron scattering for example. Even simple proton elastic scattering might be understood in a radical different fashion.

In this review we won't be able to give a definite answer to this puzzle. Rather, what we shall do is, first to review the experimental data now available. Then we will move on to describe some of the theoretical interpretations of the effect, emphasizing those that may bear on the question posed above. Finally we shall draw some conclusions. Because this is essentially a nuclear physics audience I will spend some time in the description and the kinematics of the experiment and its relevant features. This is not intended to be a comprehensive review but rather a status report to be presented to the nuclear physics community.

II Kinematics and Definitions

Lepton scattering proceeds through weak or electromagnetic

interactions. Because in both cases the coupling constants are small the one-boson-exchange approximation is employed to describe the reaction mechanism. In what follows we shall concentrate on the case of an electron scattering electromagnetically from a given target (a nucleon or a nucleus) (Fig. 1). We define the following four-vectors in the Lab frame

$$k = (E, \vec{k})$$

$$k' = (E', \vec{k}')$$

$$q = k - k' = (\nu, \vec{q})$$

and the scalar

$$q^2 = \nu^2 - |\vec{q}|^2 < 0 \quad \text{space-like.}$$

It's more common to work with the positive scalar,

$$Q^2 = -q^2 = q^2 - \nu^2 > 0.$$

The cross section for the scattering of an electron with a given energy and at a given angle can be written as the product of two factors

$$\frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega_f} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega_f} \right]_{Mott} W \quad (1)$$

The Mott cross section accounts for the scattering of the electron off a pointlike particle. The form factor W carries the information of the composite structure of the target and is in general a function of ν and Q^2 . Specifically, for the one photon exchange case Eq. (1) becomes,

$$\frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega_f} = \frac{4\alpha^2 (E_f)^2}{\nu^4} \left\{ \cos^2\frac{\theta}{2} W_2(\nu, Q^2) + 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2\frac{\theta}{2} \right\} \quad (2)$$

Under certain conditions the dependence on the two separate kinematic variables ν (depending on the electron's energy loss) and Q^2 (depending on the scattering angle) may disappear and the form factors $W_{1,2}$ become functions of only one variable that we call,

$$\lambda \equiv \frac{Q^2}{2k \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (3)$$

This can be understood in the following way. The form factors $W_{1,2}$ for the

elastic scattering off a composite target (of mass M) are given by

$$W_1(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{4M^2} G_M^2(Q^2) \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) \quad (4a)$$

$$W_2(\nu, Q^2) = \frac{G_E^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4M^2} G_M^2(Q^2)}{1 + Q^2/4M^2} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) \quad (4b)$$

where $G_{E,M}$ are the Sachs form factors (electric and magnetic) that account for the composite nature of the target. If the target were pointlike then,

$$\left. \begin{array}{l} G_E(Q^2) \\ G_M(Q^2) \end{array} \right\} \longrightarrow 1$$

and

$$2M W_1(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2M\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu}\right) \quad (5a)$$

$$\nu W_2(\nu, Q^2) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu}\right) \quad (5b)$$

i.e. the form factors are now functions of only one dynamical variable $Q^2/2M\nu$. But, when is an object pointlike? The answer being, when one can not resolve its internal structure with the wavelength of the probe. Fig.2 (taken from ref. [2]) illustrates this case nicely. With every structure drawn in the figure there is a parameter Λ associated such that,

$$\Lambda^2 \propto \frac{1}{R^2} \xrightarrow{R \rightarrow 0} \infty \quad (6)$$

If the Q^2 of my probe is such that

$$\Lambda_{nucleon}^2 \gg Q_{probe}^2 \gg \Lambda_{nucleon}^2 \quad (7)$$

then the form factors become independent of the Q^2 of the probe. In situations like this we say that "scaling" has set in and we write

$$\begin{array}{l} 2M W_1(\nu, Q^2) \xrightarrow{\text{scaling}} F_1(x) \\ \nu W_2(\nu, Q^2) \xrightarrow{\text{scaling}} F_2(x) \end{array}$$

Fig. 3 shows an example of scaling in electron scattering. Here electrons interact with a ^{12}C target. The associated parameters are $\Lambda^2 (^{12}\text{C}) \sim 0.005 \text{ GeV}^2$; $\Lambda^2 (\text{nucleon}) \sim 0.9 \text{ GeV}^2$ and $\Lambda^2 (\text{quark}) \rightarrow \infty$ (quarks at our current energies are still pointlike). In the range $0.01 < Q^2 < 0.06$ the elastic form factor kills the $e+^{12}\text{C}$ cross section whereas the $e+p$ cross section "scales". To our probe nucleons are "pointlike" objects and $Q^2/2J \approx m_{\text{nucleon}}$ (this is the deep inelastic regime).

As we increase the energy (lower part of the figure) the $e+p$ cross section dies off quickly whereas the $e+q$ cross section now "scales", i.e. becomes independent of the value of the four-momentum transfer (this is the so-called "Bjorken scaling").

There is an intuitive way of understanding the variable x . In the infinite momentum frame (where the target momentum $P \rightarrow \infty$) x is the fraction of the total momentum carried by one constituent. Notice that x varies between 0 (when $Q^2 = 0$) and 1 (maximum value when $Q^2 = 2M$ in the elastic scattering case).

To close this section let me make a last remark. From the set of two form factors (F_1, F_2) we can go canonically to the set (F_2, R) where,

$$R \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{(F_2 - 2x F_1)}{2x F_1} \quad (8)$$

$\sigma_{L,T}$ are cross sections for absorption of longitudinally and transversely polarized virtual photons. If R is independent of A , the ratio of cross sections Eq. (2), for two different values of A yields directly the ratio of values of the function $F_2(x)$. Data [3] show that $R \approx 0$, except for small x . This last ratio is what the European Muon Collaboration first measured.

III EMC Data. Past and Present

A compilation of the data published prior to 1986 on the ratio of structure functions $R_{EMC}(x, Q^2) = F_2^{Fe}(x, Q^2) / F_2^D(x, Q^2)$ for deep inelastic scattering and muon scattering is shown in Fig. 4. We have included a Q^2 -dependence in the form factors because the data were obtained at very different values of Q^2 (compare specially the SLAC with the EMC data) and this may have some bearing on the interpretation of the experiment. Although the x dependence of the data for all x must be understood in a unified fashion, it is customary to examine the data in three regions of x ,

$x \leq 0.3$ "Small x ". Here the original EMC results show a clear rise of $R_{EMC}(x)$ above unity ($\sim 15\%$) whereas the SLAC data show no rise. This problem is now resolved as a result of new experiments carried out with particular attention devoted to systematic and relative normalization uncertainties at small x . The new results of the BCMS Collaboration in Fig. 5 show a rise of $R_{EMC}(x)$ in the neighborhood of 5% for $x < 0.3$ (and $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$). It is believed that the absence of an excess in the SLAC data is to be attributed to the fact that, for small x , they were taken at very small Q^2 .

$0.3 \leq x \leq 0.7$ "Medium x ". All experiments agree that in this region $R_{EMC}(x) < 1$, and there is no Q^2 dependence. The effect has its maximum at $x \approx 0.65$ and increases approximately with $\log A$ (see Fig. 6).

$x \geq 0.7$ "Large x ". In this region, 70% of the momentum of the nucleon is carried by a single constituent (parton). Both structure functions are very small. $F_2^D(x)$ goes strictly to zero when $x \rightarrow 1$. $F_2^A(x)$ may however approach to zero more slowly due to the Fermi motion of nucleons within nuclei. $R_{EMC}(x)$ is the ratio of two small quantities, approaching zero with different velocities and this explains the sharp rise as $x \rightarrow 1$.

IV Interpretations

The parton model of nucleons received its empirical basis from the deep inelastic lepton scattering in the early 70's. It was natural then, for many, to regard the EMC effect as directly indicative of a nontrivial role for parton degrees of freedom in nuclear structure. For the first time the interplay between nuclear and quark-gluon degrees of freedom had been clearly observed. At present, it is not possible to be categorical on this point. As we shall describe, quantitative interpretations of the data can be obtained in terms of conventional nuclear models. Of course the excitement that the effect caused in the nuclear physics community gave rise to a flurry of different ideas which went beyond the simple picture of the nucleus as a dilute gas of nucleons (and pions). It is beyond our possibilities to outline and discuss the details of all the different models which have been proposed to explain the EMC effect. Fortunately, the main key ideas behind most of them are not that many. In the paragraphs to follow we shall discuss two general models that include most of the known interpretations. They are,

A. Conventional Nuclear Physics Models, and

B. QCD Inspired Models.

A. Conventional Nuclear Physics Models.

The essence of conventional nuclear models is that they are quantum dynamical models constructed on the tensor product of one-nucleon Hilbert spaces. They can be extended to include constituent mesons and excited states of the nucleons, i.e. isobars. From the practical point of view they use the convolution

$$F_2^A(x) = \sum_C \int_x^A f_C^A(z) F_2^C(x/z) dz \quad (9)$$

where $f_c^A(z)$ is the probability of finding cluster "c" in the nucleus with momentum z , and $F_2^c(x/z)$ is the structure function of the cluster "c". The total form factor is obtained summing over all relevant cluster structures in the nucleus. The cluster c can be any of the following sets $\{N\}$, $\{N + \pi\}$, $\{N + \pi + \Delta\}$, $\{6-q \text{ bag}\}$, $\{9-q \text{ bag}\}$, $\{12-q \text{ bag}\}$, ... etc.

These models rest on the assumption of a "two layer picture" of the nucleus. Nuclei are made up of "clusters" which in turn are aggregates of quarks. These clusters contribute incoherently to the total cross section. In other words no interference is considered. Finally in the sum over final states, final-state interactions between the residue of the struck hadron and the spectator nucleus do not affect the inclusive cross section.

Within the class of nuclear models, it is worth mentioning mean-field independent-particle models [4], which have the virtue of intuitive simplicity and empirical success in many aspects of nuclear spectroscopy and nuclear dynamics. This picture of the nucleus is closest to the naive notion of an incoherent collection of free nucleons. Here only one cluster, namely a nucleon, is considered. Eq. (9) thus becomes

$$AF_2^A(x) = \int_0^1 f_N^A(z) F_2^N(x/Az) dz \quad (10)$$

where

$$f_N^A(z) = \begin{cases} \frac{3m_A}{4b_F} \left[1 - \frac{m^2 A^2}{k_F^2} \frac{(z-1)^2}{A^2} \right] & \text{if } 1 - \frac{\epsilon}{m} - \frac{k_F}{m} < z < 1 - \frac{\epsilon}{m} + \frac{k_F}{m} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (11)$$

and satisfies sum rules

$$\int_0^1 dz f_N(z) = 1 \quad (12a)$$

$$\int_0^1 dz z f_N(z) = \frac{1}{A} (1 - \frac{\epsilon}{M_A}) \quad (12b)$$

It is useful to think of the nuclear medium as a very heavy inert particle of mass M to which the active nucleon is bound to form the nucleus of mass M_A and with "removal energy" ϵ . The decrease in the momentum fraction carried by the nucleons (Eq. (12b)) due to this energy is of the right size to account quantitatively for the observed decrease of $R_{EMC}(x)$ at intermediate values of x [5], but not the raise at small x . If one wants to be more realistic then one can employ the nuclear shell-model. Assuming that M_A differs from M just by a removal of a single nucleon one obtains a set of possible values of ϵ , using the known single-particle energies in different shells. The shells contribute additively to the probability $f_N^A(z)$, each contribution being proportional to the corresponding occupation number. The A dependence of the data is also reproduced in the model.

Another subclass within the conventional nuclear models is the x -rescaling model [6]. Here again the only cluster considered is a nucleon. The only difference with the model presented before is that the fraction of the total momentum not carried by the nucleons, and attributed before to binding effects, is now ascribed to a rescaling of the variable x in terms of an effective mass m^* . Thus,

$$\int_0^1 dz z f_N(z) = \frac{1}{A} (1 - \eta) \quad (13)$$

with $\eta = (m^*/m) x$. The value of m^* is then fitted to the data for a wide range of masses and the binding energies thus obtained ($\epsilon = m^* - m$) are compared with empirical values. The agreement turns out to be very good. In fact, more than a model to explain the EMC results, x -rescaling stresses the point that conventional nuclear physics is a sensible ground for describing deep inelastic lepton scattering.

Finally we will consider pion models. Pions emerge naturally if we consider that the momentum fraction not carried by the nucleons is shared by the field binding the nucleon together, namely pions. Therefore here we have two clusters and Eq. (9) becomes the sum of two terms, one due to the nucleons (as in Eq. (10)) and the other due to the pions

$$\text{pion contribution } (x) = \int_0^1 f_{\pi}^A(z) F_2^{\pi}(x/2) dz \quad (14)$$

Actually the idea of considering the extra pions in a nucleus as responsible for the EMC effect at low x (due to the smallness of m_{π}/m_N pions contribute mostly at small x) was put forward [7] soon after the discovery of the EMC effect. The calculation of $f_{\pi}^A(z)$ has been performed by two groups employing different approximation schemes. The first approach [8] uses the obvious relation between f_{π}^A and the longitudinal spin-isospin response function. The latter is obtained using the random phase approximation and, in its simplest version, with 1 particle - 1 hole excitations. However it turns out that $R_{EMC}(x)$ thus obtained depends strongly on the exact value given to the phenomenological parameters entering the calculation, namely Landau-Migdal parameters and slope of the n NN form factor. Also 2 particles - 2 holes contribution has been estimated and found important. On the whole, there might be a factor of two uncertainty in the final result for $R_{EMC}(x)$ specially at medium x .

The idea central to the second approach [9] is to construct a static operator measuring (approximately) the pion excess in nuclei. One then takes the ground state average of this operator, with the ground state wave function obtained variationally from a realistic static nuclear Hamiltonian. The solution of the nuclear many-body problem in this approach emphasizes Poincaré covariance. Just to give some idea of the results thus obtained let us mention that for iron the average number of pions per nucleon estimated is

$$\langle n_{\pi} \rangle = 0.095 \quad (15)$$

and the average momentum fraction carried by these pions,

$$\langle z_{\pi} \rangle = 0.05 \quad (16)$$

The average number of pions per nucleon controls the size of the enhancement of $R_{EMC}(x)$ above unity at small x , while $\langle z_{\pi} \rangle$ controls the size and shape of the depression below unity at intermediate x . The A dependence of the data is also reproduced. The error associated with the approximation is estimated to be $\sim 30\%$. Likely, this model encompasses most of the knowledge nuclear physics can contribute towards the description of the EMC data.

B. QCD Inspired Models.

Since the lepton probe actually sees quarks and antiquarks, and not the effective hadron degrees of freedom of the nucleus, it is tempting to develop an approach using QCD language alone. Probably the most interesting attempt in this direction is the Q^2 -rescaling idea [10]. It was noted by the authors of this work that the variation of $F_2^A(x, Q^2)$ with A is qualitatively similar to its variation with Q^2 . In other words

$$\frac{F_2^N(x, Q_2^2)}{F_2^N(x, Q_1^2)} \quad \text{resembles} \quad \frac{F_2^A(x, Q_1^2)}{F_2^N(x, Q_1^2)} \quad (17)$$

On the left-hand side, the target N is fixed, but Q^2 is changed. On the right-hand side, Q^2 is fixed, but the target is changed. This observation led to investigate whether the two phenomena, breaking of Bjorken scaling and the EMC effect, are not two manifestations of the same dynamical mechanism. The qualitative argument goes as follows: the strength of the strong force between quarks is not just determined by the resolution $1/\sqrt{Q^2}$

at which they are probed, but also by the size λ_A of the volume in which they are confined. Therefore the relevant parameter in the strong coupling constant α_B is not just Q^2 but $(Q, \lambda_A)^2$. If the confinement size is modified inside the nucleus, either due to "swelling" of nucleons, the formation of multi-quark bags or free quark and color flow throughout the whole nucleus then, as a consequence, quark and gluon distributions obtained for different nuclei A and B, at the same value of Q^2 , will be related by

$$q_A(x, Q^2) = q_B(x, \xi \cdot Q^2) \quad ; \quad g_A(x, Q^2) = g_B(x, \xi \cdot Q^2) \quad (18)$$

ξ is a rescaling parameter determined by the two confinement scales λ_A and λ_B involved. It is given by

$$\xi = \left[\frac{\lambda_A}{\lambda_B} \right]^{2\alpha_S(\mu_A^2)/\alpha_S(Q^2)} \quad (19)$$

where μ_A is a low momentum cutoff for radiating gluons. In this class of models the enhancement of the quark and gluon distributions at low x and the depression at medium x are naturally explained, the only free parameters being the A dependent confinement size and the cutoff parameter μ_A . Thus λ_A is larger than λ_N (by 15% in Fe) but tends to a finite limit for $A \rightarrow \infty$. The EMC effect is controlled by nuclear density. The fit to the medium x region is in general good, but the rescaling curve crosses R_{EMC}^{-1} at $x \approx 0.1$ whereas the data crossing point is closer to $x \approx 0.3$. There does not seem to be any simple way to resolve this inconsistency within the context of the model. The model is not intended to be applicable for $x \approx 0.7$. From our standpoint we can see no physics arguments linking perturbative QCD to the clearly non-perturbative process of nuclear binding. Further there exist no compelling arguments linking a change of momentum scale to a change of confinement scale.

V Conclusions

The two general theoretical models proposed in the preceding section can describe to a greater or lesser extent the existing data (at least qualitatively). It is therefore natural to surmise that, since the conventional nuclear physics approach suffices to explain the data, one cannot claim that the EMC effect is evidence for new QCD effects such as the proposed change of the color confinement size of nucleons within nuclei. At most what one can do is call for new and better data to try and settle the differences. It is worth noticing here that the two approaches provide quite different expectations for antiquark distributions. The presence of the exchange pions implies an enhancement of the antiquarks as x increases, whereas the rescaling model predicts a decrease. Unfortunately, current available information from neutrino experiments is not enough to settle this issue.

To conclude let me remark the following. Of course, it would be more satisfactory to work with quarks and gluons, rather than invoking effective hadronic degrees of freedom. However from the standpoint of a nuclear physicist so long as conventional nuclear models are not proved to be intrinsically flawed the EMC data can not be invoked as an empirical demonstration of quark effects in nuclei.

References

1. M. Oka and R.D. Amado, Pennsylvania preprint UPR-0295-T (1986); J. V. Noble, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 412 ; C. Shakin, in Workshop on Nuclear Chromodynamics (World Sci., Singapore, 1986) p. 507. ; T. Goldman and G. J. Stephenson Jr., Phys. Lett. 146B (1984) 143.
2. F. E. Close. "An Introduction to Quarks and Partons". Academic Press, 1979.

3. CHARM, F. Bergsma et al., Phys. Lett. 141B (1984) 129; EMC, J. J. Aubert et al., Nucl. Phys. B259 (1985) 189 ; SLAC, M. D. Hestayer et al., Phys. Rev D27 (1983) 285.
4. S. V. Akulinichev et al., Phys. Lett. 158B (1985) 485 ; S. V. Akulinichev et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2239 ; B.L. Birbrair et al., Phys. Lett. 166B (1986) 119 ; M. Staezel et al., Phys. Rev. D29 (1984) 2638 ; G. V. Dunne and A.W. Thomas, Phys. Rev. D32 (1986) 2061; Nucl. Phys. A455 (1986) 701.
5. S. V. Akulinichev et al., Phys. Lett. 158B (1985) 485.
6. C. A. Garcia Canal, E. M. Santangelo and H. Vucetich, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1430 ; Phys. Rev. D35 (1987) 382.
7. C. H. Llewellyn Smith, Phys. Lett. 128B (1983) 107.
8. M. Ericson and A. W. Thomas, Phys. Lett. 128B (1983) 112 ; Phys. Lett. 148B (1984) 101.
9. E. L. Berger et al., Phys. Rev. D29 (1984) 398 ; E. L. Berger and F. Coester, Phys. Rev. D32 (1985) 1071 ; E. L. Berger and F. Coester, in "Quarks and Gluons in Particles and Nuclei", ed. by S. Brodsky and E. Moniz (World Sci., Singapore, 1986).
10. F. E. Close, R. G. Roberts and G. C. Ross. Phys. Lett. 129B (1983) 346 ; Phys. Lett. 168B (1986) 400 ; O. Nachtmann and H. J. Pirner. Z. Phys. C21 (1984) 277.

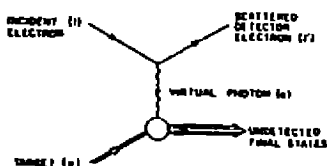


Figure 1.

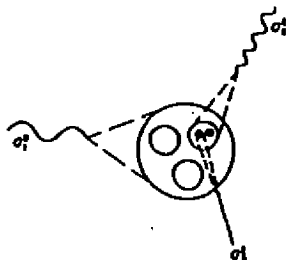


Figure 2.

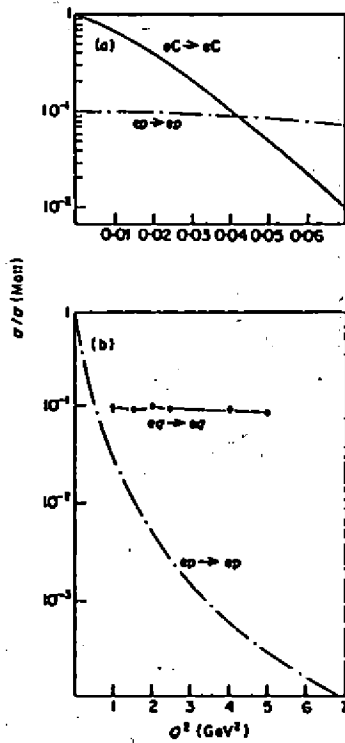
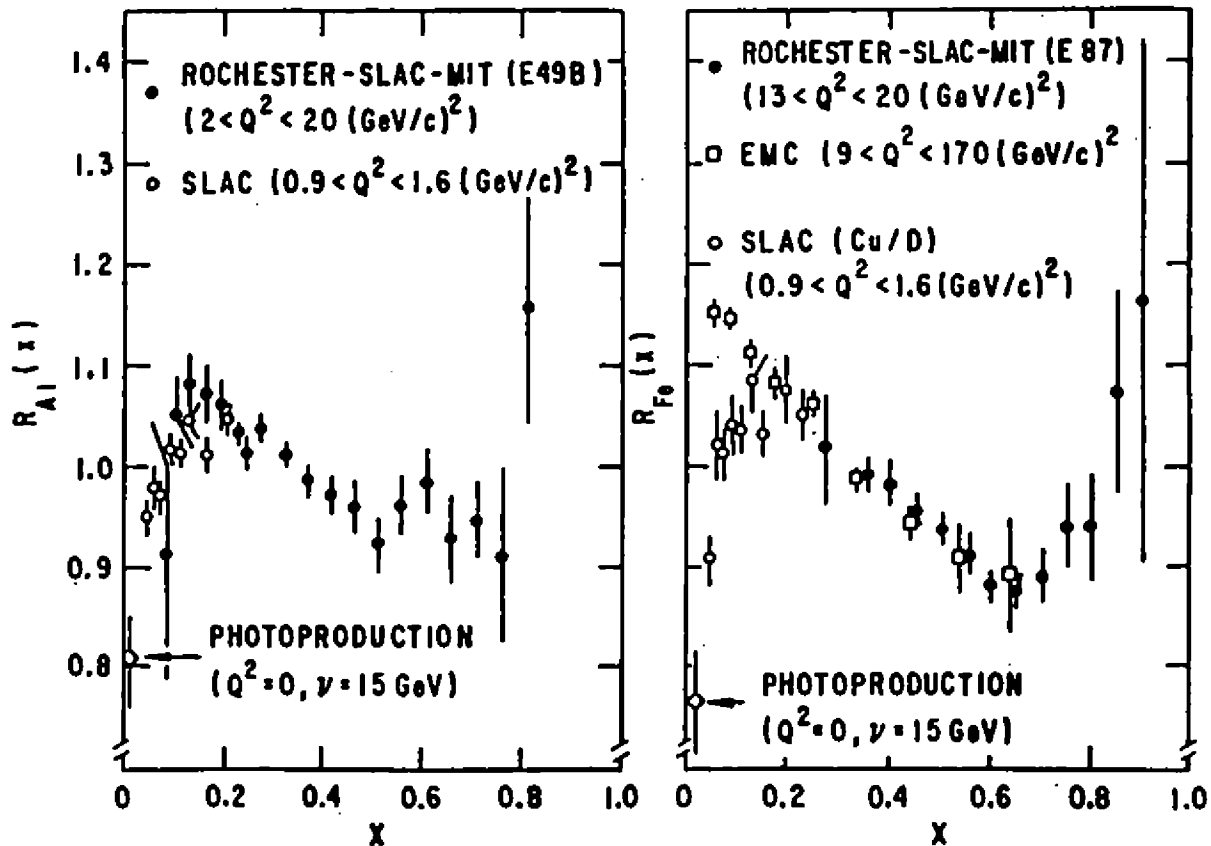


Figure 3.

Figure 4.



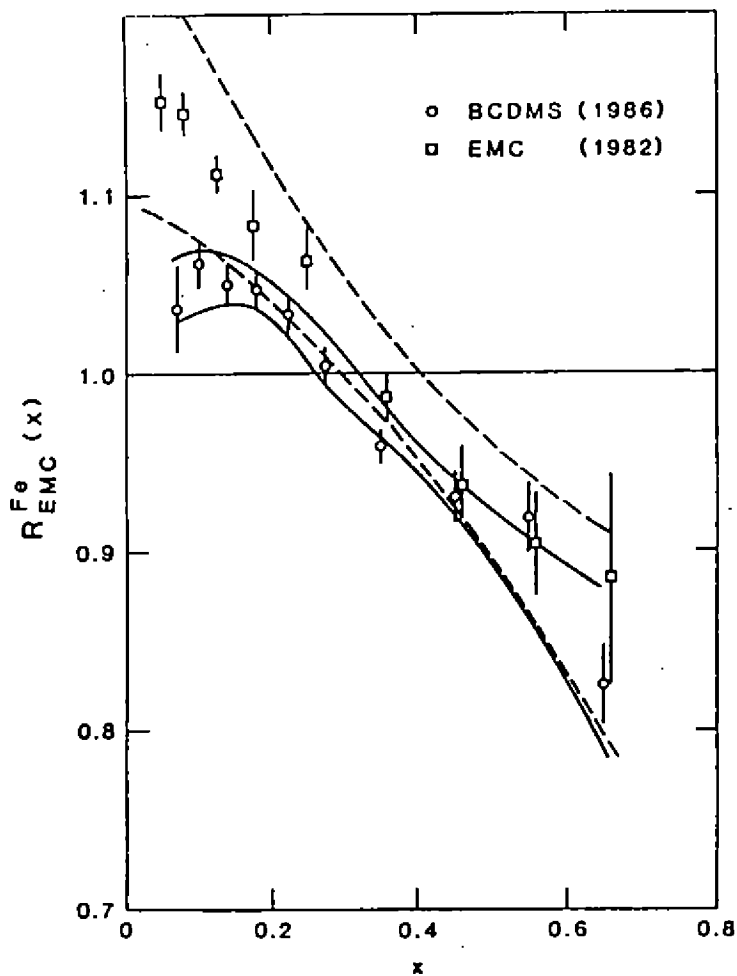


Figure 5.

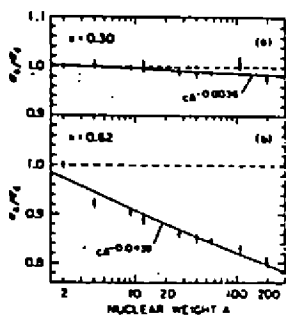


Figure 6.

Fig. 6

The ratio σ^A/σ^D as a function of nuclear weight A

O nucleão como um solitão quiral¹

J.N. Urbano^{†)}, M. Fiolhais^{†)} e K. Goetze^{††)}

- †) Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, P-3000 Coimbra, Portugal.
- ††) Institut für Kernphysik, Kernforschungsanlage Jülich GmbH, D-5170 Jülich, República Federal da Alemanha e Institut für Theoretische Kernphysik, Universität Bonn, D-5300 Bonn, República Federal da Alemanha.

A Cromodinâmica Quântica (CDQ) tem tido um grande sucesso na descrição dos fenómenos físicos governados pelas interações fortes, nas regiões de Q^2 muito elevado. Nesta região a liberdade assintótica permite usar técnicas perturbativas, o que torna a teoria praticável, não obstante a sua grande complexidade.

Pensa-se que a CDQ é igualmente válida na região de pequenos valores de Q^2 . Esta região reveste-se de particular interesse para a Física Nuclear porque é aqui que surge o confinamento e os hádrões ganham estrutura. Porém, para pequenos valores de Q^2 o regime da CDQ é fortemente não perturbativo e não se conhece ainda forma de a aplicar directamente. É necessário portanto recorrer a modelos mais simples, que contenham as características da CDQ julgadas relevantes para a situação que se pretende estudar.

A dificuldade maior da aplicação da CDQ em regime não perturbativo resulta do seu carácter não abeliano, isto é, dos mesões de campo — os glúões —, serem fontes deles próprios. A primeira simplificação em que se pode pensar ao construir um modelo efectivo é pois evitar tratar os graus de liberdade gluónicos explicitamente, considerando-os apenas através dos efeitos mais importantes que, eventualmente, produzirão na situação concreta que se pretende descrever.

No que toca ao nucleão, o sucesso dos modelos de sacola quiral permite supor que o principal efeito dos glúões é o de criar um campo médio que obriga três quarks a permanecerem num estado singleto de cor, confinado a uma região do espaço com cerca de 1 fermi de raio, dentro do qual se movimentam quase independentemente uns dos outros; e rodeá-los por uma nuvem mesónica que conserve a invariância quiral, quebrada pela reflexão dos quarks nas paredes da sacola.

¹ Este trabalho foi apoiado financeiramente pela JNICT, Lisboa, pelo Bundesministerium für Forschung und Technologie, Bonn e pela bolsa NATO RG 85/0217.

Birse e Banerjee¹⁾ por um lado, e Kahana, Ripka e Soni²⁾, por outro, mostraram, em 1984, que o modelo sigma linear de Gell-Mann e Lévy³⁾ — que tinha sido proposto, em 1960, num contexto bastante diferente — reproduz bem a imagem atrás descrita, desde que o isodoubleto de nucleões $N \equiv (n, p)$ do modelo original seja substituído pelo isodoubleto de quarks $q \equiv (u, d)$.

A densidade lagrangiana do modelo sigma linear pode escrever-se, então, na seguinte forma:

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu)q + \frac{1}{2}\partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma + \frac{1}{2}\partial^\mu \vec{\pi} \cdot \partial_\mu \vec{\pi} - g \bar{q}(\sigma + i\vec{\tau} \cdot \vec{\pi} \gamma_5)q - \mathcal{U}(\sigma, \vec{\pi}). \quad (1)$$

em que

$$\mathcal{U}(\sigma, \vec{\pi}) = \frac{\lambda^2}{4}(\sigma^2 + \vec{\pi}^2 - \nu^2)^2 - m_\sigma^2 f_\sigma \sigma + \mathcal{U}_0. \quad (2)$$

Considera-se implícita na expressão (1) a soma sobre os índices de cor dos quarks. Em (1) e (2), σ e $\vec{\pi}$ descrevem o campo sigma e o campo piónico, respectivamente. Os seus valores expectáveis no vácuo são, respectivamente,

$$\langle 0 | \sigma | 0 \rangle = f_\sigma = 0.093 \text{ GeV}$$

e

$$\langle 0 | \vec{\pi} | 0 \rangle = 0.$$

Considera-se que a parte dinâmica do campo σ é apenas a que difere do valor que assume no vácuo. Nestas circunstâncias a relação entre os parâmetros λ e ν com as massas dos mesões e a constante de decaimento do pião vem dada por

$$m_\sigma^2 = 2\lambda^2 f_\sigma^2 + m_\sigma^2 \quad \text{e} \quad \nu^2 = f_\sigma^2 - m_\sigma^2/\lambda^2.$$

Em (2), \mathcal{U}_0 é escolhido de modo a fazer $\mathcal{U} = 0$ no vácuo; como $m_\sigma = 0.1396 \text{ GeV}$ e por que se verifica, à posteriori, que os resultados são bastante insensíveis ao valor que se toma para m_σ , desde que superior a 0.7 GeV , o único parâmetro ajustável da teoria é, de facto, a constante de acoplamento g .

Dentro do espírito da aproximação de campo médio, substituem-se os operadores de campo mesónicos pelos seus valores expectáveis num estado ainda a determinar e constrói-se para os quarks um determinante de Slater em que eles ocupam todos o mesmo estado $|q\rangle$, a determinar também autoconsistentemente.

É natural começar por considerar um campo ligante com simetria esférica. Neste caso tem-se^{1,2,4)}

$$\sigma(r) = \sigma(r); \quad (3)$$

$$\pi_i(r) = \begin{cases} \frac{1}{2} \phi(r) & i = 1 \\ \frac{1}{2} \phi(r) & i = 2 \\ \frac{1}{2} \phi(r) & i = 3; \end{cases} \quad (4)$$

e

$$\langle r | q \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left(\begin{matrix} u(r) \\ i v(r) \sigma \cdot \hat{r} \end{matrix} \right) | \chi \rangle \quad (5)$$

com

$$| \chi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (| u \downarrow \rangle - | d \uparrow \rangle). \quad (6)$$

As expressões (3 a 6) — em que $\sigma(r)$, $\phi(r)$, $u(r)$ e $v(r)$ são funções ainda por determinar — traduzem uma correlação muito particular entre os espaços ordinários e das cargas que é conhecida na literatura como configuração do ouriço. Esta correlação resulta da forma da interacção entre os campos fermiónicos e mesónicos na densidade lagrangiana (1) e de se ter suposto que o campo ligante σ é isotrópico⁴⁾.

Pode agora calcular-se a energia total dos campos em interacção, na aproximação atrás definida. Obtém-se:

$$\begin{aligned} E = 4\pi \int_0^\infty dr r^2 \{ & \frac{3}{4\pi} [u \frac{\partial v}{\partial r} - v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2uv}{r} + \\ & + g (f_s + \sigma) (u^2 - v^2) + 2g uv \phi] + \\ & + \frac{1}{2} [\left(\frac{\partial \sigma}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 + \frac{2\phi^2}{r^2}] + \\ & + \frac{\lambda^2}{4} [\phi^4 + \sigma^4 + 4f_s \sigma^3 + (2\sigma^2 + 4f_s \sigma) \phi^2] + \\ & + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi^2 \}. \end{aligned} \quad (7)$$

Extremando a energia relativamente às funções radiais $u(r)$, $v(r)$, $\sigma(r)$ e $\phi(r)$ obtém-se o seguinte sistema de equações diferenciais não lineares:

$$\frac{\partial u}{\partial r} = [\epsilon + g(\sigma + f_s)] v + g \phi u, \quad (8. a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial r} = - \frac{2v}{r} + [\epsilon - g(\sigma + f_s)] u - g \phi v, \quad (8. b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial r^2} = - \frac{2}{r} \frac{\partial \sigma}{\partial r} + \frac{3g}{4\pi} (u^2 - v^2) + \\ + \lambda^2 [\sigma^3 + \phi^2(\sigma + f_s) + 3f_s \sigma^2] + m_\sigma^2 \sigma, \end{aligned} \quad (8. c)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} = - \frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{2\phi}{r^2} + \frac{3g}{2\pi} uv + \\ + \lambda^2 [\phi^3 + \phi \sigma^2 + 2f_s \phi \sigma] + m_\phi^2 \phi. \end{aligned} \quad (8. d)$$

O parâmetro ϵ que surge nas duas primeiras equações é um multiplicador de Lagrange que foi introduzido para assegurar a normalização das funções de onda dos quarks,

$$\langle q | q \rangle = 1,$$

mas que pode também ser interpretado como a energia própria dos quarks nos campos ligantes^{2,3)}. O seu valor é limitado ao domínio

$$-g f_{\pi} \leq \epsilon \leq +g f_{\pi}.$$

O sistema de equações (8.a - d) tem de ser resolvido com condições fronteiras apropriadas (ver ref. 1). Para cada par de valores de ϵ e g as soluções podem ser obtidas usando o programa COLSYS de Ascher, Christiansen e Russell⁴⁾, encontrando-se sempre uma solução. Mas, como se vê na Fig. 1, nem todos os valores de g produzem soluções em que as funções de onda possuem norma igual a 1. Só estas, evidentemente, são aceitáveis. É este facto que determina a formação ou não do solitão. Na Fig. 1 vê-se também que, para cada valor de g que permite obter funções de quarks normalizadas, aparecem sempre duas soluções, uma delas correspondendo invariavelmente a um valor de ϵ muito próximo de $g f_{\pi}$. Porém, esta solução não é ligada, como se vê na Fig. 2. Nesta figura as soluções deste tipo estão situadas sobre a curva a traço-ponto, possuindo energia superior aos três quarks livres que aparecem sobre a recta a tracejado. A curva a cheio representa os estados ligados.

A Fig. 2 também é elucidativa sobre a impossibilidade de se obter uma solução com a massa do nucleão no modelo original de Gell-Mann e Lévy. Com efeito, nesse caso a curva a tracejado corresponderia a $g f_{\pi}$ e não a $3g f_{\pi}$ pois só haveria um nucleão que ganhava massa por quebra espontânea da simetria quiral, e não três quarks como no caso presente. A inclinação da recta seria pois mais pequena, não permitindo que se atingisse a região dos 900 GeV para valores de g que permitissem a formação do solitão.

Os solitões assim determinados não servem para descrever directamente os nucleões e suas propriedades porque não possuem números quânticos J e T do momento angular e do isospin bem definidos. A situação é bastante semelhante à que surge quando se descrevem núcleos na aproximação de Hartree-Fock e acontece que o campo autoconsistente resultante é deformado. Interpreta-se então a função de onda semiclassical (o determinante de Slater) como uma sobreposição das funções de onda de vários estados quânticos do sistema, incluindo o estado fundamental. Estes estados quânticos podem então ser recuperados da função de onda obtida na aproximação de campo médio, fazendo a projecção desta última em estados próprios do momento angular, pelo método de Peierls-Yoccoz.

Para se aplicarem estas ideias ao caso do solitão do modelo sigma quiral é necessário construir, em primeiro lugar, a função de onda semiclassical dos campos bosónicos, pois estes foram considerados, logo de início, como grandezas clássicas. A ponte entre estes

dois conceitos é constituída por estados coerentes de bósons.

Consideremos, a título de ilustração, o caso do operador de campo σ . Desenvolvendo-o em ondas planas no instante $t = 0$ obtém-se

$$\hat{\sigma}(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int \frac{d\mathbf{k}}{\sqrt{2\omega(\mathbf{k})}} \left[a(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + a^\dagger(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \right], \quad (9)$$

em que $\omega_\sigma(\mathbf{k}) = \sqrt{m_\sigma^2 + \mathbf{k}^2}$ e $a^\dagger(\mathbf{k})$ ($a(\mathbf{k})$) cria (aniquila) um estado do mesão sigma com momento \mathbf{k} . O facto de termos considerado o instante $t = 0$ não constitui uma limitação porque usamos o formalismo hamiltoniano para determinar as equações do movimento. O momento conjugado de $\sigma(\mathbf{r})$ é

$$\hat{P}_\sigma(\mathbf{r}) = \frac{-i}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int d\mathbf{k} \sqrt{\frac{\omega(\mathbf{k})}{2}} \left[a(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} - a^\dagger(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \right]$$

Tem-se, evidentemente

$$[\hat{P}_\sigma(\mathbf{r}'), \hat{\sigma}(\mathbf{r})] = -i \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

e

$$[a(\mathbf{k}'), a^\dagger(\mathbf{k})] = \delta^3(\mathbf{k} - \mathbf{k}'). \quad (10)$$

Os estados coerentes dos mesões σ são estados próprios dos operadores de aniquilação:

$$a(\mathbf{k})|\Sigma\rangle = \eta(\mathbf{k})|\Sigma\rangle.$$

Daqui resulta

$$|\Sigma\rangle = N[\eta] \exp\left\{ \int d\mathbf{k} \eta(\mathbf{k}) a^\dagger(\mathbf{k}) \right\} |0\rangle, \quad (11)$$

em que $N[\eta]$ é uma constante de normalização e $|0\rangle$ o vácuo.

A relação entre os conceitos de campo clássico $\sigma(\mathbf{r})$ e estado coerente $|\Sigma\rangle$ é feita através da equação

$$f_\sigma + \sigma(\mathbf{r}) = \langle \Sigma | \hat{\sigma}(\mathbf{r}) | \Sigma \rangle. \quad (12)$$

Das equações (9 a 12) obtém-se a relação entre as amplitudes $\eta(\mathbf{k})$ do estado coerente e o campo clássico $\sigma(\mathbf{r})$,

$$\eta(\mathbf{k}) = \sqrt{\frac{\omega_\sigma(\mathbf{k})}{\pi}} \int_0^\infty dr r^2 j_0(kr) \sigma(\mathbf{r}), \quad (13)$$

relação esta que completa a ligação entre os dois conceitos.

O desenvolvimento do campo píonico em ondas planas terá de ser feito separadamente para cada componente do isospin:

$$\hat{\pi}_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int \frac{d\mathbf{k}}{\sqrt{2\omega(\mathbf{k})}} \left[a_i(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + a_i^\dagger(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \right],$$

em que o significado dos símbolos é óbvio. O estado coerente de píões será um produto de estados coerentes para cada valor do isospin:

$$|\Pi\rangle = N_\pi[\xi] \exp\left\{ \sum_{i=1}^3 \int dk \xi_i(\mathbf{k}) a_i^\dagger(\mathbf{k}) \right\} |0\rangle.$$

Neste caso existem também relações bem definidas entre os campos clássicos $\pi_i(\mathbf{r})$ e as amplitudes $\xi_i(\mathbf{r})$ do estado coerente correspondente. O solitão quiral pode ser obtido começando por construir a seguinte função de onda de ensaio para os campos em interação,

$$|\psi\rangle = |q^3\rangle |\Sigma\rangle |\Pi\rangle \quad (14)$$

e calculando a energia média

$$E = \langle \psi | \hat{H} | \psi \rangle,$$

em que \hat{H} é agora o operador hamiltoniano escrito no formalismo da segunda quantização. Obtém-se para E precisamente a mesma expressão (7) que já se tinha obtido anteriormente, o que apenas confirma que a nível da aproximação de campo médio se podem considerar, à partida, os campos mesónicos como quantidades clássicas. A diferença surge quando se pretendem obter estados solitónicos com bons números quânticos de J e T . Neste caso têm de usar-se, logo de início, os estados coerentes. Os estados projectados que descrevem o nucleão são dados por

$$|\psi_{MM_T}^{JT}\rangle = \sum_{K, K_T} g_{KK_T} P_{MK}^J P_{M_T K_T}^T |\psi\rangle,$$

em que os coeficientes g_{KK_T} são as soluções próprias associadas à energia mais baixa da equação de Griffin-Hill-Wheeler

$$\sum_{K', K_T'} (h_{K'K, K_T'K_T}^{JT} - E^{(JT)} n_{K'K, K_T'K_T}^{JT}) g_{K', K_T'}^{(JT)} = 0$$

onde os "kernels" são dados por

$$h_{K'K, K_T'K_T}^{JT} = \langle \psi | : H : P_{K'K}^J P_{K_T'K_T}^T | \psi \rangle$$

e

$$n_{K'K, K_T'K_T}^{JT} = \langle \psi | P_{K'K}^J P_{K_T'K_T}^T | \psi \rangle,$$

em que

$$P_{MK}^J = \frac{2J+1}{8\pi^2} \int d\Omega \mathcal{D}_{MK}^J(\Omega) R(\Omega).$$

Nesta última expressão Ω designa os três ângulos de Euler e $R(\Omega)$ o operador de rotação.

No estado (14) correspondente à configuração do ouriço, expressa por (3-6), apenas há componentes com número quântico de isospin igual ao de momento angular, i.e. $J = T$. Por outras palavras, o estado ouriço é estado próprio do operador de grand-spin (soma dos operadores de momento angular e isospin) com valor próprio nulo. Esta circunstância leva a uma grande simplificação quando se pretendem obter os estados

com bom momento angular e isospin, porquanto é suficiente projectar num dos espaços. Cálculos deste tipo foram primeiro efectuados por Golli e Rosina⁷⁾ e, independentemente por Birse⁸⁾. Utilizando os estados projectados com os números quânticos do nucleão, aqueles autores determinaram várias propriedades estáticas deste estado físico.

Esta solução aproximada obtida no quadro do modelo sigma com quarks, mediante a utilização de técnicas de projecção de momento angular (ou de isospin), não pode ser considerada totalmente satisfatória. Tal é a conclusão que se pode extrair fazendo a análise de dois, assim chamados, teoremas viriais. Estes teoremas estabelecem relações entre quantidades calculadas a partir de valores expectáveis de certos operadores. Tais relações apenas são verificadas se esses mesmos valores expectáveis forem tomados em estados próprios do hamiltoniano. Assim, o grau de violação dessas relações pode ser tomado como uma medida quantitativa directa da confiança que a aproximação efectuada deve merecer.

Recentemente foi proposta a generalização do estado ouriço⁹⁾. A ideia é procurar encontrar num espaço variacional alargado, uma solução aproximada com mais elevado grau de consistência do ponto de vista da satisfação de teoremas viriais. Encontrada uma tal solução, podem-se extrair conclusões no que concerne à qualidade do modelo definido por (1), face aos resultados obtidos para os diferentes observáveis.

O estado com a configuração de ouriço generalizado é ainda da forma (14) mas os campos médios mesónicos e as funções de onda dos quarks, são ligeiramente modificadas relativamente a (3 · 6), escrevendo-se agora:

$$\sigma(\mathbf{r}) = \sigma(r); \quad (15)$$

$$\pi_i(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{t}{r} \phi(r) & t = 1 \\ \frac{t}{r} \phi(r) & t = 2 \\ \frac{t}{r} \varphi(r) & t = 3; \end{cases} \quad (16)$$

e

$$\langle \mathbf{r} | q \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \begin{pmatrix} u(r) \\ i v(r) \sigma \cdot \hat{\mathbf{r}} \end{pmatrix} | \chi_{0g} \rangle \quad (17)$$

com

$$| \chi_{0g} \rangle = \cos \eta | u \downarrow \rangle - \sin \eta | d \uparrow \rangle . \quad (18)$$

Como características mais salientes, note-se o facto de o estado de spin-sabor de cada quark ser uma mistura de estados com grand-spin 0 e 1, mas sempre com terceira componente nula. Analogamente, o estado coerente piónico a que corresponde o campo médio (16) é um estado próprio da terceira componente do operador de grand-spin com valor próprio nulo. Consequentemente, o estado bariónico (14) com a configuração de ouriço generalizado, designado por $|\psi_{0g}\rangle$, é tal que

$$G_3 |\psi_{0g}\rangle = (J_3 + T_3) |\psi_{0g}\rangle = 0.$$

Pode desde já adiantar-se que a existência desta simetria axial traz simplificações notáveis no nível do cálculo numérico envolvido na obtenção dos estados projectados¹⁰⁾.

No que diz respeito à aproximação de campo médio, a determinação das funções radiais nos segundos membros de (15 - 18) segue o método atrás exposto para o estado com a configuração de ouriço. Nesta aproximação, a energia é o valor expectável do hamiltoniano da teoria no estado bariónico $|\psi_{0g}\rangle$, resultando em:

$$\begin{aligned}
 E_{0g} = 4\pi \int_0^\infty dr r^2 \left\{ \frac{3}{4\pi} \left[u \frac{\partial v}{\partial r} - v \frac{\partial u}{\partial r} \right] \frac{2uv}{r} + \right. \\
 + g(f_r + \sigma)(u^2 - v^2) + \frac{2}{3} g u v (2 \sin 2\eta \phi + \varphi) \left. \right\} + \\
 + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \sigma}{\partial r} \right)^2 + m_\sigma^2 \sigma^2 \right] + \frac{1}{3} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 + \frac{2\phi^2}{r^2} + m_\pi^2 \phi^2 \right] + \\
 + \frac{1}{6} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)^2 + \frac{2\varphi^2}{r^2} + m_\pi^2 \varphi^2 \right] + \\
 + \frac{\lambda^2}{4} \left[\sigma^4 + \frac{1}{15} (8\phi^4 + 4\phi^2 \varphi^2 + 3\varphi^4) + 4f_r \sigma^3 + \right. \\
 \left. + \frac{2}{3} (2\phi^2 + \varphi^2) \sigma (\sigma + 2f_r) \right] \left. \right\}. \quad (19)
 \end{aligned}$$

As funções radiais são determinadas resolvendo o seguinte sistema de cinco equações diferenciais não lineares e acopladas, obtidas extremando E_{0g} relativamente a u , v , σ , ϕ e φ :

$$\frac{\partial u}{\partial r} = [\epsilon + g(\sigma + f_r)]v + g \left(\frac{2}{3} \phi \sin 2\eta + \frac{1}{3} \varphi \right) u, \quad (20.a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{2v}{r} + [\epsilon - g(\sigma + f_r)]u - g \left(\frac{2}{3} \phi \sin 2\eta + \frac{1}{3} \varphi \right) v, \quad (20.b)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial r^2} = -\frac{2}{r} \frac{\partial \sigma}{\partial r} + m_\sigma^2 \sigma + \frac{3g}{4\pi} (u^2 - v^2) + \\
 + \lambda^2 \left[\sigma^3 + 3f_r \sigma^2 + \frac{1}{3} (2\phi^2 + \varphi) (\sigma + f_r) \right], \quad (20.c)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} = -\frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{2\phi}{r^2} + m_\pi^2 \phi + \frac{3}{2\pi} g \sin 2\eta u v + \\
 + \lambda^2 \left[\frac{4}{5} \phi^3 + \frac{1}{5} \varphi^2 + \sigma (\sigma + 2f_r) \right] \phi, \quad (20.d)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} = -\frac{2}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{2\varphi}{r^2} + m_\pi^2 \varphi + \frac{3}{2\pi} g u v + \\
 + \lambda^2 \left[\frac{3}{5} \varphi^3 + \frac{2}{5} \phi^2 + \sigma (\sigma + 2f_r) \right] \varphi. \quad (20.e)
 \end{aligned}$$

De novo foi utilizado o programa COLSYS. Nas Figs. 3 e 4 estão representadas as funções radiais que se obtêm para vários valores do parâmetro variacional η . Calculando a energia média (19) em função deste parâmetro, verifica-se que o mínimo ocorre para $\eta = 45^\circ$ (ouriço), o que significa que a generalização do ouriço apenas importa considerar se se fôr além da aproximação de campo médio. Efectivamente, projectando

primeiro as soluções de campo médio e só depois fazendo a variação relativamente no ângulo de mistura em (18), as energias mínimas tanto do nucleão como do delta correspondem a $\eta \simeq 20^\circ$. Neste método de obtenção de soluções aproximadas, apenas um parâmetro variacional é determinado depois da projecção. É sabido que o processo mais adequado consiste em efectuar a projecção e só depois determinar os valores de todos os parâmetros variacionais. Do ponto de vista prático este método é, contudo, bastante mais complicado. No caso do ouriço generalizado ter-se-iam de resolver cinco equações integro-diferenciais para determinar as funções $u(r)$, $v(r)$, $\sigma(r)$, $\phi(r)$ e $\varphi(r)$.

No caso da aproximação ouriço foi efectuado um cálculo do tipo *variação depois da projecção* em relação a todas as funções radiais. Verificou-se que as funções $u(r)$ e $v(r)$ em (5) e $\sigma(r)$ em (3) ficam praticamente inalteradas relativamente aos seus valores obtidos na aproximação de campo médio. Por seu lado, a função radial piónica, $\phi(r)$ em (4) é essencialmente modificada por um factor independente da coordenada radial; do ponto de vista da energia do sistema, uma variação depois da projecção para este parâmetro conduz, no caso do ouriço, praticamente ao mesmo valor que uma variação após projecção para todas as funções.

Este conjunto de circunstâncias sugere, no caso do ouriço generalizado, a introdução em (16) de dois novos parâmetros variacionais, através de $\phi \rightarrow \Lambda \phi$ e $\varphi \rightarrow \Lambda' \varphi$. Os resultados mostram, no entanto, que o parâmetro Λ' é supérfluo pois a variação relativamente a Λ' conduz a valores muito próximos de 1. O mesmo não acontece para Λ que, no caso do nucleão, toma o valor ~ 1.3 , independentemente dos parâmetros do modelo nos intervalos relevantes, obtendo-se uma diminuição da energia do sistema da ordem de várias dezenas de MeV.

Como referimos anteriormente, foi feito o estudo da qualidade das várias soluções aproximadas, analisando o grau de violação de teoremas viriais. De acordo com estes teoremas, os valores expectáveis de derivadas temporais de um operador O tomados em estados próprios do hamiltoniano têm de se anular, pois

$$i \langle \dot{O} \rangle = \langle [O, H] \rangle = 0. \quad (21)$$

Ora, a famosa relação de Goldberger-Treiman, verificada experimentalmente com um erro inferior a 10 % e que se escreve

$$f_\pi g_{\pi NN} = g_A M_N, \quad (22)$$

onde $g_{\pi NN}$ é a constante de acoplamento nucleão-pião-nucleão a baixa energia, g_A a constante de acoplamento da corrente axial e M_N a massa do nucleão, resulta, para a teoria definida por (1), de um teorema virial do tipo (21), com $O = \int d\tau z A_3^0(\tau)$ (A_3^0 é a componente temporal da terceira componente no espaço do isospin da corrente axial). Por outro lado, a constante de acoplamento para a interacção nucleão-pião-nucleão

pode ser calculada a partir de duas expressões distintas: uma onde intervém a terceira componente de isospin do operador fonte do campo piónico (note-se que a equação para o campo piónico é $(\square + m_\pi^2) \vec{\pi} = \vec{j}_\pi$), isto é

$$\frac{g_{\pi NN}}{2M_N} = \langle N | : \int d\tau z j_\pi^3(\tau) : | N \rangle, \quad (23)$$

em que $|N\rangle$ designa o estado nucleão; outra, onde surge o próprio campo piónico, ou seja

$$\frac{g'_{\pi NN}}{2M_N} = m_\pi^2 \langle N | : \int d\tau z \pi_3(\tau) : | N \rangle. \quad (24)$$

É fácil verificar que se $|N\rangle$ for um estado próprio do hamiltoniano, $g_{\pi NN} = g'_{\pi NN}$. Esta igualdade corresponde ainda à existência de um teorema virial do tipo (21), agora com $O = \int d\tau z P_{\pi 3}$, onde \vec{P}_π é o campo canonicamente conjugado com $\vec{\pi}$. A quantidade \mathcal{V} definida através de

$$\mathcal{V} = \frac{g_{\pi NN} - g'_{\pi NN}}{\bar{g}_{\pi NN}} + 2 \frac{1.08 g_{\pi NN}^{(GT)} - \bar{g}_{\pi NN}}{1.08 g_{\pi NN}^{(GT)} + \bar{g}_{\pi NN}}, \quad (25)$$

foi utilizada para medir a violação conjunta dos dois teoremas viriais enunciados. Nesta expressão, $g_{\pi NN}^{(GT)}$ é obtida a partir de (22) e $\bar{g}_{\pi NN}$ é a média aritmética dos valores das constantes de acoplamento nucleão-pião-nucleão dados por (23) e (24), em que $|N\rangle$ é o estado projectado com os números quânticos do nucleão. Além disso, o factor 1.08 é introduzido por forma a que o valor experimental de \mathcal{V} seja nulo, corrigindo-se deste modo a ligeira violação da simetria quiral que se observa na natureza. Na Tab. 1 estão listados, para várias aproximações, as seguintes quantidades: constante de acoplamento da corrente axial (g_A), as constante de acoplamento nucleão-pião-nucleão obtidas a partir do campo ($g'_{\pi NN}$), da fonte ($g_{\pi NN}$) e da relação de Goldberger-Treiman ($g_{\pi NN}^{(GT)}$); e ainda a quantidade definida por (25).

Método	g_A	$g_{\pi NN}$	$g'_{\pi NN}$	$g_{\pi NN}^{(GT)}$	\mathcal{V} (%)
Ou- var. antes	1.72	23.29	14.92	17.34	42
Ou- var. após	1.78	16.94	12.80	17.95	56
OG- var. antes	1.69	23.70	16.84	17.04	24
OG- var. após	1.75	17.55	17.85	17.65	6
Exp.	1.23	13.60	13.60	12.50	0

Tabela 1 — Listam-se os valores de g_A , da constante de acoplamento nucleão-pião-nucleão, e a violação conjunta dos teoremas viriais. Para cada método a constante de acoplamento quark-mesões g foi ajustada de modo a obter-se a massa correcta do nucleão. Os outros parâmetros do modelo são: $m_\pi = 1.2$ GeV, $m_\sigma = 0.1396$ GeV e $f_\pi = 0.093$ GeV.

As iniciais Ou- e OG- referem-se, respectivamente, ao ouriço e ao ouriço generalizado. No método "Ou- var. antes" é projectada a solução com a configuração de ouriço obtida na aproximação de campo médio; em "Ou- var. após" determinaram-se as funções radiais u , v , σ e ϕ depois da projecção. No método "OG- var. antes" as cinco funções radiais do ouriço generalizado são determinadas na aproximação de campo médio mas o parâmetro η — o ângulo de mistura em (18) — é determinado a partir da condição de extremo da energia projectada; finalmente, no método "OG- var. após" o extremo da energia projectada é procurado no plano (η, Λ) , com Λ o factor de escala para as funções radiais dos piões carregados, introduzido anteriormente.

Os números apresentados permitem concluir que é importante a inclusão do grau de liberdade η na função de onda de spin-isospin dos quarks. Assim, o valor de \mathcal{V} é reduzido de um factor 2, aproximadamente, relativamente aos métodos que consideram o ouriço normal como ponto de partida. O valor da violação \mathcal{V} é ainda diminuído, fixando-se apenas em 6 %, no caso da aproximação "OG- var. após". Este método emerge claramente como o de maior confiança. A Tab. 1 permite ainda concluir que em nenhum dos métodos estudados foi possível obter valores de g_A apropriados. Em particular, no método "OG- var. após" os valores resultantes de g_A e $g_{\pi NN}$ são superiores, em cerca de 40%, aos valores experimentais. Este facto persiste mesmo variando os parâmetros g e m_π do modelo nos intervalos a que correspondem valores razoáveis para a massa do nucleão.

O melhor dos métodos estudados neste trabalho para obter soluções aproximadas do modelo de solitão quiral com bons números quânticos de momento angular e isospin é, como acabámos de ver, aquele que designámos por "OG- var. após". Na Tab. 2 estão indicados os valores de vários observáveis resultantes da aplicação deste método, mostrando-se também os valores experimentais.

Para $m_\pi = 0.1396$ GeV, $m_\sigma = 1.2$ GeV e $f_\pi = 0.093$ GeV, a energia do nucleão obtém-se para $g = 5.0$. Quanto aos parâmetros variacionais, eles correspondem aos mínimos de $E_N(\eta, \Lambda)$ e $E_\Delta(\eta, \Lambda)$ no plano (η, Λ) . Obteve-se $\eta = 21.6^\circ$, $\Lambda = 1.288$ para o nucleão e $\eta = 23.4^\circ$, $\Lambda = 1.183$ para o delta.

Para $g = 5$ a energia do isóbaro delta é apenas cerca de 150 MeV superior à do nucleão, i.e. cerca de metade da diferença das massas experimentais entre os dois estados. Este facto é comum às várias aproximações consideradas neste trabalho. Basicamente, a diferença de energias entre os dois estados projectados, nucleão e delta, é devida às diferentes energias cinéticas dos piões nas nuvens, maior no caso do delta. Ora, na presente teoria não se considera qualquer interacção cromomagnética entre os quarks mediante troca de gluões. A parte restante da diferença de massa nucleão - delta pode ser atribuída a um processo desse tipo.

Os raios quadráticos médios de carga do protão e do neutrão, concordam muito

Propriedade	Quarks	Mesões	Total	Exp.
E_N (GeV)	-	-	0.938	0.938
E_Δ (GeV)	-	-	1.092	1.232
$E_\Delta - E_N$ (GeV)	-	-	0.154	0.294
$\langle r_c^2 \rangle_p$ (fm ²)	0.43	0.21	0.64	0.65
$\langle r_c^2 \rangle_n$ (fm ²)	0.12	-0.21	-0.11	-0.12
μ_p (n.m.)	1.43	1.32	2.76	2.79
μ_n (n.m.)	-1.08	-1.32	-2.40	-1.91
$ \mu_p / \mu_n $			1.15	1.46
g_A	0.96	0.79	1.75	1.23
$g_{\pi NN}$			17.7	13.6

Tabela 2 — *Propriedades do nucleão e do delta. Listam-se os valores parciais — contribuições separadas dos quarks e mesões — e totais de alguns observáveis, obtidos no método "OG- var. após". Indicam-se as massas do nucleão (E_N), do delta (E_Δ), a sua diferença de massa, o raio quadrático médio de carga ($\langle r_c^2 \rangle$) do próton e do neutrão, os momentos magnéticos (μ) também do próton e do neutrão, a razão entre estes, a constante de acoplamento da corrente axial e a constante de acoplamento nucleão-pião-nucleão. O valor indicado para $g_{\pi NN}$ é a média dos valores apresentados na Tab. 1, que diferem em menos de 2%. Usaram-se os seguintes parâmetros do modelo: $g = 5.0$, $m_\pi = 139.6$ MeV, $m_\sigma = 1.2$ GeV e $f_\pi = 0.093$ GeV.*

bem com os valores experimentais o mesmo acontecendo com o momento magnético do próton. O acordo não é tão bom para o neutrão e consequentemente a razão $|\mu_p / \mu_n|$ difere do respectivo valor experimental.

Deste estudo conclui-se que a generalização do estado ouriço é necessária para se satisfazem dois teoremas viriais. Contudo, para g_A e $g_{\pi NN}$, por um lado, e para o valor absoluto do momento magnético do neutrão, pelo outro, obtêm-se valores significativamente mais elevados que os medidos experimentalmente. A fiabilidade das soluções obtidas é indicadora de que estas discrepâncias poderão ser atribuídas a insuficiências do próprio lagrangiano. Uma linha de desenvolvimento que o presente estudo sugere é a incorporação de mais graus de liberdade no lagrangiano (1), nomeadamente mediante a inclusão de mesões vectoriais. O formalismo aqui exposto pode, evidentemente, ser aplicado a este modelo mais complexo. Estes trabalhos estão actualmente em curso.

Um dos autores (JNU) gostaria de agradecer aos Profs. W. Seale e A.F.R. de Toledo Piza o convite para participar na X Reunião de Física Nuclear e à Sociedade Brasileira de Física e JNICT (Lisboa) o apoio financeiro que tornou possível essa participação.

REFERÊNCIAS

- 1) M.C. Birse e M.K. Banerjee, *Phys. Lett.* **136 B** (1984) 284.
- 2) S. Kahana, G. Ripka e V. Soni, *Nucl. Phys. A* **415** (1984) 351.
- 3) M. Gell-Mann e M. Lévy, *Nuovo Cim.* **16** (1960) 705.
- 4) K. Goeke, J.N. Urbano, M. Fiolhais e M. Harvey, *Phys. Lett.* **164 B** (1985) 249.
- 5) Th. Köppel e M. Harvey, *Phys. Rev. D* **31** (1985) 171.
- 6) U. Ascher, J. Christiansen e R. D. Russel, *A.C.M. Trans. on Math. Software* **7** (1981) 209.
- 7) B. Golli e M. Rosina, *Phys. Lett.* **165 B** (1985) 347.
- 8) M.C. Birse, *Phys. Rev. D* **33** (1986) 1934.
- 9) M. Fiolhais, A. Nippe, K. Goeke, F. Grümmer e J.N. Urbano, *Phys. Lett.* **194 B** (1987) 187.
- 10) M. Fiolhais, K. Goeke, F. Grümmer e J.N. Urbano, *The generalized hedgehog approximation and the projected chiral soliton model*, Jülich preprint (1987) submetido para publicação.

LEGENDAS DAS FIGURAS

- Figura 1: A norma ($\int_0^\infty dr r^2(u^2 + v^2)$) em função da quantidade adimensional $\epsilon' = \epsilon/gf_s$. Apenas para g superior a um certo valor crítico ocorrem soluções normalizadas.
- Figura 2: Energia da solução ouriço obtida na aproximação de campo médio, no modelo sigma com quarks, em função da constante de acoplamento g . A linha a tracejado corresponde à energia de três quarks livres, $3gf_s$. Para $g < 3.85$ as soluções do sistema de equações (8) não são normalizáveis. Para valores de g superiores àquele valor crítico uma das soluções (curva a traço-ponto), não é estável. Pelo contrário, a curva a cheio corresponde às soluções solitônicas. Outros parâmetros do modelo: $m_\sigma = 0.6$ GeV, $f_s = 0.093$ GeV e $m_\pi = 0$.

Figura 3: Dependência das funções radiais $u'(r)$, $v'(r)$ e $\sigma'(r)$, do ouriço generalizado, com r e com o ângulo de mistura η . A linha a cheio refere-se a $\eta = 45^\circ$ e a pontuada a $\eta = 20^\circ$. A escala vertical não tem unidades: os campos representados são adimensionais, relacionando-se com os campos físicos através de: $u' = u/\sqrt{g f_\pi^2}$, $v' = v/\sqrt{g f_\pi^2}$ e $\sigma' = \sigma/f_\pi$. Foram usados os parâmetros: $g = 5.3763$, $m_\sigma = 1.2$ GeV, $m_\pi = 0.1396$ GeV e $f_\pi = 0.093$ GeV.

Figura 4: Dependência em r das funções de onda radiais dos piões obtidas na aproximação de ouriço generalizado. Na parte esquerda da figura representa-se a função $\phi'(r) = \phi(r)/f_\pi$, para piões carregados; na direita a função $\varphi'(r) = \varphi(r)/f_\pi$, para piões neutros. As curvas a cheio referem-se a $\eta = 45^\circ$, a traço-ponto a $\eta = 20^\circ$ e a pontuada a $\eta = 0^\circ$. Usaram-se os parâmetros mencionados na legenda anterior.

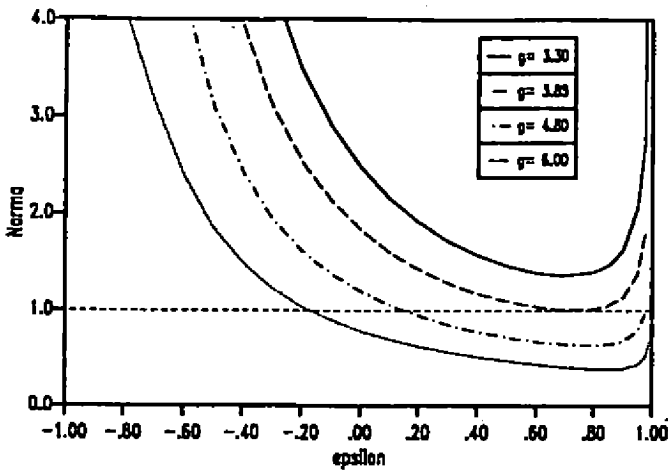


Figura 1

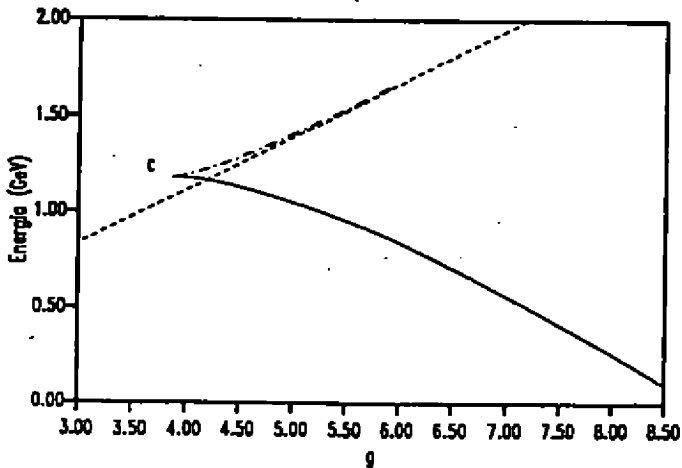


Figura 2

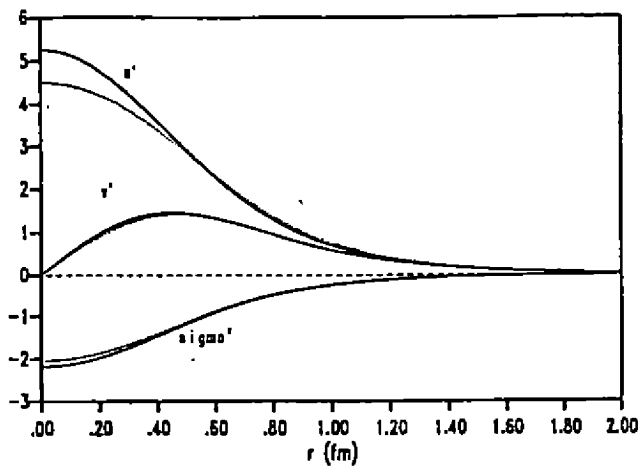


Figura 3

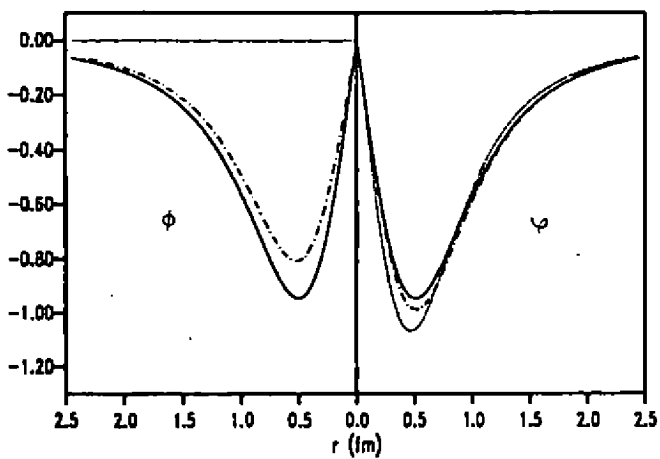


Figura 4

**ATA DA ASSEMBLÉIA GERAL DA X REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE
FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL (X RTPNB)**

Às 21:00 horas do dia 28 de agosto de 1987, os trabalhos da Assembléia Geral da X Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil foram abertas por Wayne A. Seale, Coordenador da Comissão Organizadora, no cinema do Hotel Glória, Caxambú, MG.

O Coordenador solicitou, a pedido da Secretaria da Sociedade Brasileira de Física (SBF), aos participantes da reunião que não fossem sócios da SBF ou que estivessem em atraso no pagamento das anuidades regularizassem a sua situação junto àquela Secretaria. A seguir perguntou se alguns dos presentes teriam comunicações ou propostas a fazer.

Luís Telmo Auler, membro da Comissão Organizadora da próxima Escola de Verão Jorge André Swieca (Física Nuclear Experimental), comunicou que a mesma irá se realizar no Laboratório do Ciclotron do IEN, Rio de Janeiro, de 1ª a 13 de Fevereiro de 1988, e que maiores detalhes sobre a Escola poderiam ser obtidos com Thereza Borello-Lewin (IFUSP, São Paulo) e Solange de Barros (IP-UPRJ, Rio de Janeiro).

Maria Carolina Nemes fez uma comunicação sobre a Escola de Verão Jorge André Swieca (Física Nuclear Teórica) que se realizou em março do corrente ano no CENTRECON em Itaipava, RJ, informando que tinha em mãos, à disposição dos interessados, o relatório sobre a Escola.

A seguir falou o estudante de pós-graduação Eder Gonçalves, participante da Escola de Verão no CENTRECON, fazendo referências elogiosas à Comissão Organizadora, ao local escolhido e à organização geral da mesma, sugerindo que, para a próxima Escola fossem novamente convidados professores de alto nível, incluindo áreas de pesquisas que não são desenvolvidas no Brasil, e a substituição dos seminários muito especializados por colóquios de interesse mais geral. Silvio Bruni Herdade, que também participou da mesma Escola de Verão, teceu também referências elogiosas à mesma, no que se refere à organização, aos cursos ministrados e ao trabalho dos estudantes.

A seguir, Alejandro Szanto de Toledo fez uma comunicação sobre a provável realização da "International Confe -

rence on Nuclear Physics" em São Paulo, em agosto/setembro de 1989. Alejandro ressaltou a importância da próxima RTFNB, que deveria servir como uma reunião preparatória para a Conferência Internacional, onde os físicos nucleares brasileiros deveriam participar ativamente com palestras e contribuições e não servir_{em} apenas como hospedeiros para os participantes estrangeiros.

Passou-se, em seqüência, à votação para constituir a Comissão Organizadora da Escola de Verão Jorge André Swieca (Física Nuclear Teórica) a ser realizada em 1989. Foram sugeridos pela comissão anterior sete nomes como candidatos, que receberam o seguinte número de votos: Brett Carlson (48), Diógenes Galetti (60), Eloisa Madeira Szanto (29), Frederico Firmo de Souza Cruz (20), Laércio Losano (19), Jorge Barreto (40) e Claudio Tenreiro, representante dos estudantes de pós-graduação (eleito por aclamação). A Comissão ficou assim constituída pelos quatro mais votados, a saber: Diógenes Galetti, Brett Carlson, Jorge Barreto e Claudio Tenreiro.

Finalmente, passou-se à eleição para formar a Comissão Organizadora da XI Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, a se realizar em agosto/setembro de 1988. Inicialmente, houve uma discussão de como deveria ser a composição desta comissão e qual o número de integrantes. Antonio F.R. de Toledo Piza apresentou uma proposta de quatro integrantes da área nuclear e um integrante da área de interação de íons e elétrons com a matéria, tendo sugerido os seguintes nomes para os quatro integrantes da área nuclear: Luiz Felipe Canto, Luiz Carlos Gomes, Dirceu Pereira e Helio Dias. Os participantes da área de interação de íons e elétrons com a matéria apresentaram o nome de Paulo Dionísio para completar esta chapa de 5 integrantes. Houve sugestões de uma comissão formada por 3 integrantes da área nuclear e 2 integrantes da área de interação de íons e elétrons, tendo sido apresentado José Carlos Nogueira como o segundo nome para esta área. O grupo de trabalho de Instrumentação achou que deveria haver na comissão mais um integrante, ligado à área de Instrumentação, propondo como candidata Brigitte Pecequillo. Nesta altura, José Carlos Nogueira abriu mão de sua candidatura afirmando que poderia colaborar na organização da reunião (área não nuclear) mesmo não integrando formalmente a Comissão Organizadora, tendo recebido aplausos da maioria dos presentes na Assembléia. Passando-se à votação, os resultados foram os seguintes, com o número de votos indicados entre parênteses após o nome de cada candidato: Luis

Felipe Canto (64), Luiz Carlos Gomes (56), Dirceu Pereira (62), Helio Dias (53), Brigitte Pacequillo (46) e Paulo Dionísio (eleito por aclamação). Assim, a Comissão Organizadora da XI RTFNB ficou constituída por: Luiz Felipe Canto, Luiz Carlos Gomes, Dirceu Pereira, Hélio Dias e Paulo Dionísio. A Brigitte Pacequillo afirmou após a votação que ela estaria disposta a ajudar na estruturação e organização da próxima reunião no que diz respeito a parte de instrumentação.

Terminada esta eleição, o Coordenador da Comissão Organizadora da X RTFNB, Wayne A. Seale, perguntou aos presentes na Assembléia se havia mais alguma proposta ou comentário a fazer. Não havendo mais propostas ou comentários, a reunião foi encerrada pelo coordenador às 22:10 horas.

LISTA DE PARTICIPANTES

ADEMARIO IRIS	IGUFRJ
ALAN CLIVE MERCHANT	IEAV-CTA
ALBERTO ETCHEGOYEN	TANDAR-CNEA
ALCEU G. DE PINHO CASAL	PUC-RJ
ALDO SOARES DA COSTA	IGUFRJ
ALEJANDRO JOSE FENDRIK	TANDAR-CNEA
ALEJANDRO S. TOLEDO CASAL ***	IFUSP
ALFREDO GONTIJO OLIVEIRA ***	UFMG
ALFREDO ROQUE SALVETTI	UFMS
ALINKA LEPINE	IFUSP
ALVARO SAAVEDRA	IME-RJ
ANA CECILIA DE AZEVEDO E SOUZA CASAL	IQ-UFRJ
ANA CRISTINA DE VASCONCELLOS GOMES	UFRJ
ANA MARIA SILVEIRA BRAGHIROLI	IEN-CNEN
ANDRE AVELINO PASA	COPPE-UFRJ
ANIBAL GATTONE	TANDAR-CNEA
ANSELMO PASCOA	PUC-RJ
ANTONIO CARLOS GONCALVES - CASAL	IEN-CNEN
ANTONIO FERNANDO R. TOLEDO PIZA	IFUSP
BIJOY K. PATNAIK - CASAL	PUC-RJ
BRETT CARLSON - CASAL	IEAV-CTA
BRIGITTE ROXANA S. PECEQUILLO	IPEN-CNEN
CAIO HENRIQUE LEWENKOPF	IFUSP
CARLOS ALBERTO ACHETE	COPPE-UFRJ
CARLOS ALBERTO LUCAS	IQ-UFRJ
CARLOS ANTONIO DA ROCHA	IFUSP
CARLOS EDUARDO BIELSCHOWSKY	IQ-UFRJ
CARLOS MALAMUT	IRD-CNEN
CARLOS VIEIRA DE BARROS LEITE FILHO	PUC-RJ
CARMEN CECILIA BUENO TOBIAS	PUC-SP
CELSO LIMA ***	IFUSP
CELY PAULA DA SILVA	IFUSP
CESAR AUGUSTO AMARAL NUNES	IFUSP
CESAR AUGUSTO ZEN VASCONCELLOS	UFRGS
CHUNG KAI CHEONG	CBPF
CIBELE B. ZAMBONE	IPEN-CNEN
CLEIDE MATHEUS RIZZATTO - CASAL	IFUSP
CRISTIANE RODRIGUES CAETANO	PUC-SP
CRISTINA O. DE MOURA	PUC-SP
DANIEL HUGO ABRIOLO	TANDAR-CNEA
DANILO DE PAIVA ALMEIDA CASAL	UFRJ
DAVENDRA SADANA ***	IBM-PUC-RJ
DAVID COCKE ***	TEXAS-UNIV.RJ
DAVID LIND *** CASAL	UNIV.COLORADO
DEBORAH DE FATIMA DOS SANTOS	IEN-CNEN
DIRCEU PEREIRA CASAL	IFUSP
DOMINGOS D'OLIVEIRA CARDOSO	IRD-CNEN
EDER GONCALVES	IFUSP
EDILSON CREMA	IFUSP
EDUARDO L.A. MACCHIONE	IFUSP
ELEDNOURA ENOQUE DA SILVA	UFPB
ELDISA SZANTO DE TOLEDO CASAL	IFUSP
EMILIE SCHWEIKERT ***	TEXAS UNIV.RJ
ESTER REGINA VITALE	PUC-SP
EVALDO SIMOES DA FONSECA	IRD-CNEN
EWA WANDA CYBULSKA	IFUSP
FABIO GERAB	IFUSP
FERNANDO LAZARO FREIRE JUNIOR	PUC-RJ
FRANCESCO IACHELLO ***	YALE-USP

FULVIO ISRAEL A. ALMEIDA	IFUSP
GASTAO INACIO KREIN	UFSP
GERALDO MONTEIRO SIGAUD	IRD-CNEN
GERARDO GERSON BEZERRA DE SOUZA CASAL	IO-UFRJ
GIANCARLOS RAMIREZ RAZETO	IFUSP
GILSON BRAND BAPTISTA	PUC-RJ
GONCALO RODRIGUES DOS SANTOS	IEN-CNEN
GRACIELA A. FOGLIA	IFUSP
HELOISA MARIA BOECHAT ROBERTY	OB.VALONGO-UFRJ
IGNACIO NEMROWSKI ***	TANDAR-CNEA
IUDA DAWID G. VEL LEJBMAN	IFUSP
JACKSON LUIS QUEIROZ DE BRITTO	IEN-CNEN
JADER B. MARTINS - CASAL	CBPF
JOAO ALBERTO OSSO JUNIOR	IEN-CNEN
JOAO DE DEUS PINHEIRO FILHO	UFF
JOAQUIM JERONYMO DE MOURA FILHO - CASAL	PUC-RJ
JOHNNY FERRAZ DIAS	IFUSP
JORGE LUIS VIVAS BARRETO	UFRJ
JOSE CARLOS NOGUEIRA	UFSCAR
JOSE LUCIANO MIRANDA DUARTE	IFUSP
JOSE MARTINS DE OLIVEIRA JUNIOR	IFUSP
JOSE NUNO P.O. URBANO - CASAL	UNIV.CDIMBRA
JOSE ROBERTO BRANDAO DE OLIVEIRA	IFUSP
JUAN CARLOS ACQUAORO	IFUSP
JULIO CESAR MARTINS DE OLIVEIRA	UEL
JULIO CEZAR SUITA	IEN-CNEN
KENYA MOORE DE ALMEIDA DIAS DA CUNHA	IRD-CNEN
LAERCIO LOSANO	UFPA
LEE MU TAO	UFSCAR
LEILA JORGE ANTUNES	IEN-CNEN
LORIVAL FANTE JUNIOR	IFUSP
LUIS ANTONIO A. TERREMOTO	IFUSP
LUIZ ALBERTO M. SCAFF	RAD.OSW.CRUZ
LUIZ CARLOS CHAMON	IFUSP
LUIZ CARLOS GOMES	IFUSP/CBPF
LUIZ FELIPE CANTO	UFRJ
LUIZ FELIPE S. COELHO	UFRJ
LUIZ G. FERREIRA FILHO	IFUSP
LUIZ GUILHERME REGIS EMEDIATO	IFUSP
LUIZ TELMO AULER - CASAL	IEN-CNEN
MAHIR SALEH HUSSEIN	IFUSP
MANDEL MATTOS OLIVEIRA RAMOS	IRD-CNEN
MARCIA DE ALMEIDA RIZZUTTO	IFUSP
MARCIA MAYUMI OBUTI	IFUSP
MARCIO MAIA VILELA	IFUSP
MARCIO SILVA DA COSTA	UFRJ
MARCO ANTONIO P.V. DE MORAES	IPEN-CNEN
MARCOS ANTONIO ZENS VASCONCELLOS	UFRGS
MARCOS DE CASTRO FALLEIROS	UEL
MARCOS N. MARTINS	IFUSP
MARCUS BENGHI PINTO	IFUSP
MARIA CAROLINA NEMES	IFUSP
MARIA CECILIA DA SILVA FIGUEIRA	IFUSP
MARIA CELIA PERILLO ISAAC	IFUSP
MARIA HELENA PEDRA MARTINS - CASAL	UFRJ
MARIA INES SILVANI SOUZA	IEN-CNEN
MARIA LUCIA YONEAMA	IFUSP
MARIA LUIZA CESCATO	UFPA
MARILIA T.F. CESAR KHOURI	IPEN-CNEN
MARINA FALLONE KOSKINAS	IPEN-CNEN
MARINA NIELSEN	IFUSP
MARISA ALMEIDA CAVALCANTE	PUC-SP
MARTHA AURELIA ALDREO	IFUSP
MAURICIO *ORALLES	IFUSP
MAURICIO PORTO PATO	IFUSP

MAURO DA SILVA DIAS	IPEN-CNEN
MAX DE OLIVEIRA ROOS	UFRR
MELAYNE MARTINS COIMBRA	IFUSP
MICHEL STEINMEYER	IFUSP
MIGUEL ANGELO V. BASTOS	IEN-CNEN
MIOCO FOSHINA	CBPF
NELSON CARLIN FILHO	IFUSP
NEMITALA AODDED	IFUSP
NESTOR ARISTA ***	BARILOCHE
NILBERTO HEGER MEDINA	IFUSP
NILSON ANTUNES DE OLIVEIRA	IFUSP
ODAIR GONCALVES ***	UFRJ
ORILDO L. BATTISTEL	IFUSP
ORIMAR ANTONIO BATTISTEL	IFUSP
PAULO CARRILHO SOARES FILHO - CASAL	UFRJ
PAULO FERNANDO P. FICHTNER	UFRGS
PAULO HENRIQUE DIONISIO	UFRGS
PAULO ROBERTO SILVEIRA GOMES	UFF
PEDRO LUIS GRANDE	UFRGS
RAJENDRA N. SAXENA	IPEN-CNEN
RAPHAEL DE HARO JR ***	UFRJ
RAPHAEL LIGUORI NETO	IFUSP
RAUL DONANGELO ***	UFRJ
RENATO BASTOS GUIMARAES	UFRGS
RICARDO AFFONSO DO REGO	IEAV-CTA
RICARDO ANDRADE TERINI	PUC-SP
RICARDO ROBERTO P. TEIXEIRA	IFUSP
ROBERTO MEIGIKOS DOS ANJOS	IFUSP
ROBERTO VICENCOTTO RIBAS	IFUSP
ROGERIO LIVEI	UFRGS
ROSANA FURIERI	IEN/CNEN
ROSANA JANOT MARTINS	IQ-UFRJ
ROSANA NUNES DOS SANTOS	PUC-SP
ROSELI SUZI WEDEMANN	UFRJ
ROSS ALAN DOUGLAS ***	UNICAMP
SEBASTIAO SIMIONATTO	IFUSP
SELMA MARIA ALVES FERREIRA	UFPB
SERGIO CHAVES CABRAL - CASAL	IEN-CNEN
SERGIO JOFFILY	CBPF
SIDNEY DOS SANTOS AVANCINI	IFUSP
SILVIA SIROTA	IFUSP
SILVIO BRUNI HERDADE	IFUSP
SONIA FROTA PESSOA ***	IFUSP
SORTELANO ARAUJO DINIZ	IFUSP
SUZANA BOTELHO BRANDAO	IFUSP
THADEU JOSINO PEREIRA PENNA	UFF
TOM TOMBRELLO ***	CIT-USA
UBIRAJARA M. VINAGRE FILHO - CASAL	IEN-CNEN
VALDIR GUIMARAES	IFUSP
VALERIA PASTURA ***	UFRJ
VILMAR LEAL DA COSTA	IEN-CNEN
WANG ZHENG-XING	CBPF-PEKING
WAYNE ALLAN SEALE	IFUSP
YARA DO AMARAL COUTINHO	UFRJ
ZELINDA CARNEIRO GONCALVES - CASAL	IEN-CNEN
ZULMIRA CARVALHEIRO	IFUSP