

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 2	AÑO 1985

02.85.05

CNEA NT - 25/85

VII Reunión de Trabajo en Física Nuclear

TANDAR, Buenos Aires
11 al 15 de Junio de 1984

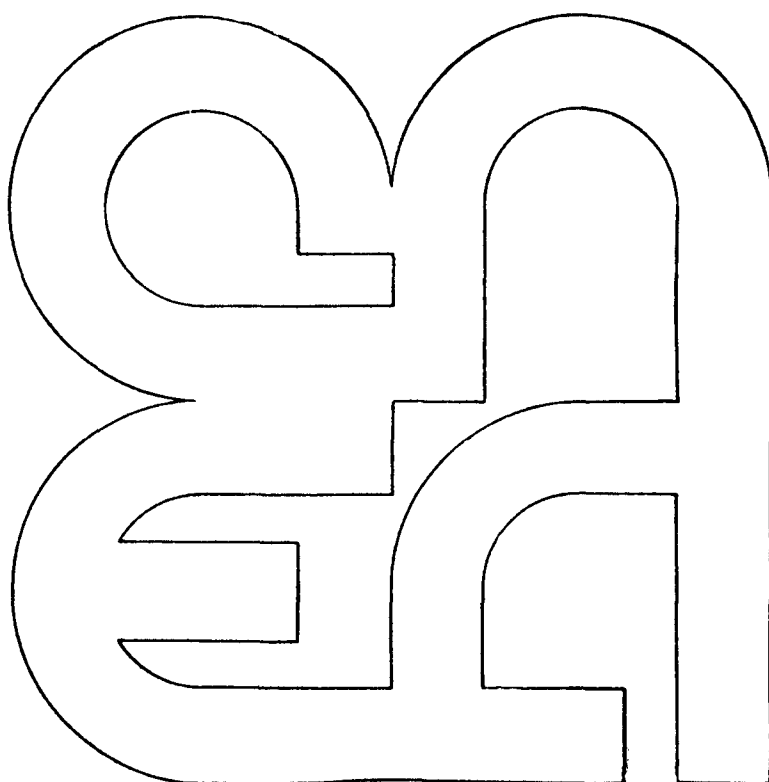
Departamento de Física

Comisión Nacional
de Energía Atómica

Dirección de
Investigación y Desarrollo

Gerencia de
Investigaciones

Buenos Aires - Argentina
1985



VII Reunión de Trabajo en Física Nuclear

TANDAR, Buenos Aires
11 al 15 de Junio de 1984

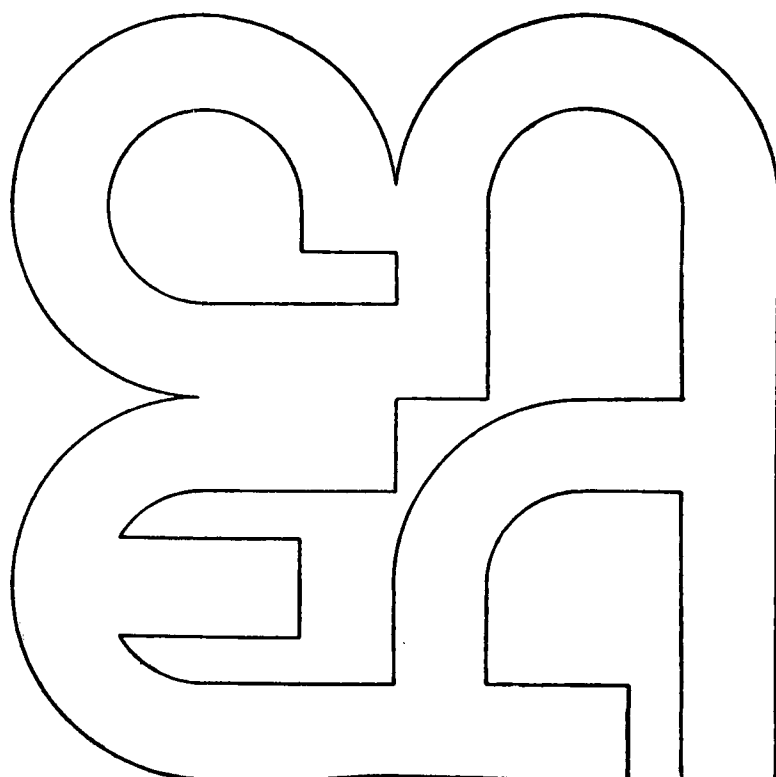
Departamento de Física

Comisión Nacional
de Energía Atómica

Dirección de
Investigación y Desarrollo

Gerencia de
Investigaciones

Buenos Aires - Argentina
1985



I N D I C E

I. MAQUINA

I.1	Evaluación radiológica de diversas áreas del Acelerador TANDAR	3
I.2	Medidas de seguridad frente a pérdida de SF ₆	15
I.3	Estado actual del montaje de las líneas experimentales	16

II. PROPUESTAS EXPERIMENTALES

II.1	Diseño de un detector gaseoso para iones pesados	25
II.2	Anteproyecto del diseño del espectrómetro magnético para el TANDAR	29

III. REACCIONES NUCLEARES

III.1	Factores de forma para reacción de transferencia	45
III.2	Cálculo bidimensional de secciones eficaces de transición a estados rotacionales en núcleos deformados ..	54
III.3	Interplay of simultaneous and sequential transfer in two-particle transfer reactions between heavy ions	59
III.4	Some words on the heavy ion fusion programm at S.Paulo and results on complete and incomplete fusion of the ¹⁴ N + ⁵⁹ Co System	63

IV. TRATAMIENTOS SEMICLASICOS

IV.1	Optical insights in hadron-nucleus scattering	73
IV.2	Ruptura de simetrías en dinámica nuclear de campo medio	77
IV.3	Disipación en colisiones de iones pesados e integrales de camino	80

V. ESTRUCTURAS

V.1	Aplicación de las "Gauge" de Coulomb y de Lorentz en el tratamiento de los vínculos para un sistema de fermiones en rotación	93
V.2	Efectos de estructura de capas en núcleos altamente excitados a bajo momento angular	100
V 3	Nuclear response function	110

VI. USOS NO NUCLEARES

VI.1	Aceleradores como fuente de excitación para la emisión de Rayos X. Aplicaciones analíticas: Una propuesta experimental	119
VI.2	Línea de aplicaciones radiobiológicas	122
VI.3	Los SSNTD (Solid state nuclear track detectors) como técnica de detección	124

VII. FISICA DEL ESTADO SOLIDO

VII.1	Solitones en dieléctricos incommensurados	129
VII.2	Anomalías en la constante dieléctrica en fases incommensuradas de cristales de Rb_2ZnCl_4 y Rb_2ZnBr_4 : una propuesta experimental	137

VIII. RESUMENES

VIII.1	Radiación gamma del cuasi-continuo	145
VIII.2	Fusión subcoulombiana	151
VIII.3	Resumen final de la reunión	160

INTRODUCCION

Como ya es tradición en nuestro Departamento, presentamos aquí el resumen de la VII Reunión de Trabajo en Física Nuclear, realizada en el TANDAR, del 11 al 15 de junio de 1984.

Esta es la primera vez que una reunión de este tipo se lleva a cabo sin la dirección del Dr. Roberto P.J. Perazzo. Deseamos hacer notar que su trabajo a lo largo de varios años simplificó muchísimo nuestra tarea debido a las facilidades implementadas bajo su dirección.

Luego de las reuniones anteriores en las cuales se estudiaron los métodos y objetivos científicos más en boga en el extranjero y se elaboraron propuestas de trabajo para ser realizadas en el futuro con el acelerador, hubiese sido deseable poder presentar ya algunas "primeras experiencias". Pero debido a diversos inconvenientes generados por la situación económica imperante, hubo que conformarse con nuevos intercambios de información científica.

Sin embargo, estimamos que esta Reunión fue fructífera, considerando que una vez vencida cierta inercia inicial, el empeño demostrado por los distintos grupos de trabajo es digno de mención y la tarea desarrollada por los mismos fue altamente productiva. Lo mismo puede decirse de las relaciones con nuestros colegas latinoamericanos, con los cuales se ha desarrollado y se mantiene una labor común que es debida, en gran medida, a estos encuentros.

Actualmente, varios de los problemas tecnológicos y económicos relacionados con la máquina han sido resueltos. Podemos preveer que en un futuro próximo, la puesta en marcha del acelerador y la realización de experiencias que darán un impulso renovador a las próximas reuniones. Nos gustaría acentuar el hecho de que dedicar una semana al intercambio científico, a un balance crítico de la labor desarrollada a lo largo del año y a la concreción de nuevas ideas, entre nosotros y con nuestros colegas

latinoamericanos, es valiosa en sí misma, y sería conveniente preservarla en el futuro, aún cuando las condiciones por las que atravesase la CNEA no sean las más favorables.

Junio 1985

Hugo M. Sofía

Jorge Fernández Niello

Comité Organizador

VII REUNION DE TRABAJO EN FISICA NUCLEAR

	LUNES 11	MARTES 12	MIERCOLES 13	JUEVES 14	VIERNES 15
9.00	1) Máquina	3) Reac. Nucleares	5) Modelos Colectivos	6) Usos no nucleares	8) Reviews Experiment.
10.00	INTERVALO		INTERVALO		INTERVALO
10.15	1) Máquina	3) Reac. Nucleares	5) Modelos Colectivos	6) Usos no nucleares	8) Reviews Experiment.
11.15	INTERVALO		INTERVALO		INTERVALO
11.30	1) Máquina	3) Reac. Nucleares	5) Modelos Colectivos		8) Reviews Experiment.
12.30					
	ALMUERZO	ALMUERZO	ALMUERZO		
14.30	*) 2) Propuestas Experiment.	4) Tratamien. Semiclásicos	LIBRE	7) Física del estado sólido	Resumen Final
15.30	INTERVALO			INTERVALO	
16.00	2) Propuestas Experiment.	4) Tratam. Semiclásicos	LIBRE	7) Física del estado sólido	
17.00					

* La sesión de Máquina se extenderá durante los primeros 40' del bloque de la tarde.

Bastoneros de cada sesión:

- | | |
|------------------|------------------|
| 1. J. Testoni | 5. S. Reich |
| 2. M. C. Berisso | 6. O. Bernaola |
| 3. O. Dragún | 7. M. Benyacar |
| 4. M. Saraceno | 8. D. DiGregorio |

LUNES 11 : MAQUINA

- AVANCES EN EL MONTAJE DEL ACELERADOR
N.Fazzini

Duración: 15 min.

Se describen sucintamente los trabajos de montaje realizado en el acelerador desde el 5 de diciembre de 1983 hasta el presente, los hitos alcanzados y se analiza el avance de los trabajos en el futuro.

- OBSTACULOS ENCONTRADOS EN LA INSTALACION ELECTRICA DEL ACELERADOR
S.Tau

Duración: 15 min.

Se resumen brevemente los inconvenientes acontecidos durante la instalación y puesta a punto de la instrumentación electrónica, equipos eléctricos y consola de control del Acelerador. Se describen algunas de las reformas y desarrollos introducidos.

- EL INYECTOR: ESTADO ACTUAL Y POSIBILIDADES FUTURAS
A.Tersigni y H.González

Duración: 15 min.

El inyector es un conjunto de equipos instalados dentro de una configuración cilíndrica, destinado a la obtención y conformación de un haz de iones negativos, para ser luego acelerados en el acelerador Tandem. Debido a la amplia gama de iones acelerables, que van desde el hidrógeno hasta el uranio, es imprescindible contar con más de una fuente de iones, es por eso que el laboratorio de Fuente de Iones del TANDAR, cuenta con tres de estas, conocidas como Direct Extracción Duoplasmatrón, Cesium Sputter Source y Charge Exchange RF Source, cuyo principio de funcionamiento está adecuado a las dificultades de ionizar negativamente ciertos elementos. El haz de partículas cargadas que se obtiene es filtrado y doblado a 90° a través de un imán analizador. Seguidamente se acelera con un potencial de 300 KV alcanzando de esta manera la energía y la óptica adecuada para entrar en el acelerador. Se describe el estado actual de avance de la instalación.

- GESTIONES PARA EL LICENCIAMIENTO
O.Bernaola

Duración: 15 min.

Se comenta el estado actual de las gestiones efectuadas ante la División de Ciencias y Autorizaciones, Departamento Inspectorado de la Gerencia de Protección Radiológica y Seguridad destinadas a obtener el Licenciamiento del acelerador TANDAR.

- PROTECCION RADIOLOGICA
C.Galia

Duración: 45 min.

Evaluación radiológica de diversas áreas del TANDAR según la metodología propuesta por el National Council on Radiation Protection and Measurements. Interpretación de la evaluación según las normas de Protección Radiológica.

- FACTORES DE FORMA EN REACCIONES CON TRANSFERENCIA DE VARIOS NUCLEONES
S.Lenzi

Duración: 40 min.

Se obtiene una expresión general para los factores espectroscópicos en reacciones con transferencia de varios nucleones entre núcleos pesados. Con ellos se construye el factor de forma. Con el objeto de verificar la validez de algunas aproximaciones utilizadas en el cálculo de estos últimos, se hace una reseña de los distintos métodos más usuales y se propone un método alternativo. Finalmente, se comparan las secciones eficaces obtenidas con los diferentes modelos y con las observaciones experimentales.

- FORMALISMO DE LA MATRIZ S DEPENDIENTE DE COORDENADAS INTRINSECAS APLICADO AL CALCULO DE SECCIONES EFICACES DE FUSION
O.Dragún, J.Testoni

Duración: 40 min.

Se analizan aspectos a tener en cuenta en la aplicación del formalismo de la matriz S dependiente de coordenadas intrínsecas al cálculo de secciones eficaces de fusión. Se encuentran comparaciones entre secciones eficaces calculadas con este método y con códigos de canales acoplados para los sistemas $^{148,154}\text{Sm} + ^{16}\text{O}$.

- CALCULO BIDIMENSIONAL DE SECCIONES EFICACES DE TRANSICION A ESTADOS ROTACIONALES EN NUCLEOS DEFORMADOS UTILIZANDO COORDENADAS ELIPTICAS
M.Bernath

Duración: 40 min.

Se utiliza coordenadas elípticas de manera de resolver para un caso bidimensional el problema de excitaciones rotacionales en núcleos deformados. Se comparan los resultados con el método de los 'angle dependent phase shifts' dependientes del ángulo de manera de evaluar los alcances del mencionado formalismo frente a tratamientos clásicos y cuánticos.

- INTERPLAY OF SUCCESSION AND SIMULTANEOUS TRANSFER IN TWO-PARTICLE TRANSFER REACTIONS BETWEEN HEAVY-IONS
A.Vitturi

Duración: 60 min.

- REVISION DE LAS CARACTERISTICAS DE LOS ACCELERADORES ACTUALES DE
ENERGIAS BAJAS E INTERMEDIAS
A.Ceballos

Duración: 45 min.

Se presentan en forma comparativa las características y el funcionamiento de los diversos aceleradores existentes. Se ubica al acelerador TANDAR en el contexto general.

- PROTECCION CONTRA ACCIDENTES DE PERDIDA DE SF₆
A.Etchegoyen

Duración: 15 min.

Se hará una reseña de los materiales disponibles (detección de oxígeno y de SF₆, señalización y elementos de respiración en atmósferas viciadas) y de los reglamentos que se han redactado.

- ESTADO ACTUAL DEL MONTAJE DE LAS LINEAS EXPERIMENTALES
A.Filevich

Duración: 20 min.

La situación actual del montaje de las líneas es descripto y se presentan las necesidades para completar la instalación.

NUEVAS PROPUESTAS

- DISEÑO DE UN DETECTOR GASEOSO PARA IONES PESADOS
G.Martí

Duración: 30 min.

Descripción del detector telecópico $\Delta E-E$ y del sistema de control de gas. Usos y ventajas. Estado actual de su construcción, resultados de las pruebas preliminares de detección.

- CORRELACIONES ANGULARES PARTICULA-PARTICULA PARA LA DETERMINACION
DE RADIOS EN NUCLEOS EXCITADOS
M.E.Spina

Duración: 20 min.

Se propone utilizar el método de Hanbury-Brown para determinar el radio de un núcleo a temperatura finita, obteniendo información espacio temporal del núcleo emisor a través de la función correlación partícula-partícula. Se sugieren experimentos de medición de radio para los núcleos ¹⁶⁰ y ⁴⁰Ca mediante la detección de protones evaporados.

- ESPECTROMETRO MAGNETICO PARA EL TANDAR
A.Etchegoyen

Duración: 55 min.

Se ha concluido el anteproyecto para la construcción de un espectrómetro magnético a ser utilizado en el TANDAR. Se reseñará el trabajo realizado en el diseño de los imanes, la cámara de scattering y el detector de partículas cargadas.

TRATAMIENTOS SEMICLASICOS

- HEAVY ION OPTICS
M.S.Hussein

- RUPTURA DE SIMETRIAS EN DINAMICA NUCLEAR DE CAMPO MEDIO
H.G.Solari y S.Hernández

Duración: 30 min.

Se realiza un estudio numérico de trayectorias de reacción entre núcleos pequeños predichas por el método de Hartree-Fock dependiente del tiempo. En particular, se examina la variación temporal de las dispersiones de los impulsos lineal y angular y se establecen correlaciones entre la magnitud de la ruptura de simetría en cada caso y las características disipativas de la trayectoria. Se demuestra la imposibilidad de restaurar la simetría autoconsistentemente utilizando la aproximación de recubrimiento gaussiano para la proyección del impulso angular.

- DISIPACION EN COLISIONES DE IONES PESADOS E INTEGRALES DE CAMPO
H.Wio

Duración: 30 min.

Se realiza una revisión de la descripción de colisiones de iones pesados vía integrales de camino. Esta descripción considera el efecto de los grados de libertad internos sobre los colectivos en la forma de funcionales de influencia, las que toman formas gaussianas para distintos modelos. Esto sugiere que el movimiento relativo se describa por una ecuación tipo Langevin.

MIERCOLES 13

ESTRUCTURA

- ¿QUE ES UNA TRANSICION DE FASE EN FISICA NUCLEAR?
A.Zucker

Duración: 30 min.

- TRATAMIENTO CUANTICO PERTURBATIVO DE LAS ROTACIONES
D.R.Bes

Duración: 30 min.

Es sabido que los tratamientos perturbativos de sistemas fermiónicos en bases deformadas presentan divergencias infrarrojas. Estas pueden ser eliminadas teniendo en cuenta las condiciones de vínculo que definen los sistemas intrínsecos mediante tratamientos semejantes a los de las condiciones de gauge en teoría de campos. Distintas condiciones de gauge dan origen a hamiltonianos equivalentes pero formalmente distintos. Se discuten las ventajas e inconvenientes de dos de ellas.

- EFECTOS DE ESTRUCTURA DE CAPAS EN NUCLEOS ALTAMENTE EXCITADOS A
BAJO I.
O.Civitarese

Duración: 30 min.

Recientes resultados experimentales mostraron un comportamiento anómalo en las densidades de niveles nucleares a altas energías de excitación. En esta charla, dicho efecto es explicado en términos de la disminución de los efectos de capas a temperatura finita.

- TITULO A CONFIRMAR
F.Brieva

JUEVES 14

USOS NO NUCLEARES

- ACELERADORES COMO FUENTE DE EXCITACION PARA LA EMISION DE RAYOS X.
APLICACIONES ANALITICAS.
A.Caride

Duración: 15 min.

El uso de un haz de partículas cargadas como fuente de excitación para la producción de rayos X tiene un gran auge desde el año 1970. La detección de los rayos X emitidos y el posterior análisis del espectro característico constituyen una técnica poderosa en el análisis simultáneo de multielementos abarcando la casi totalidad de la tabla periódica con una sensibilidad de hasta 10^{-12} g. La aplicación analítica de esta técnica conocida con el nombre de PIXE (Particle Induced X-ray Emission) abarca problemas químicos, físicos, biológicos y está muy desarrollada en el campo de la contaminación ambiental.

- PROCESO DE CAPTURA RADIOACTIVA: UNA PROPUESTA DE TRABAJO
EXPERIMENTAL
Mechbach

Duración: 25 min.

- LINEA DE APLICACIONES RADIOBIOLÓGICAS
O.Bernaola

Duración: 25 min.

Actualmente se tiene ajustado un modelo de daño de las matrices del folículo piloso en ratas que reproduce geométricamente la curva de Bragg para iones pesados. En forma similar han sido ajustados los modelos de evaluación histoquímica y de alteración de la actividad enzimática, que han permitido reproducir las curvas de Bragg. Se están iniciando los estudios de daño vascular por iones pesados así como de macrófagos irradiados, alteración en las proteínas epidérmicas y sobrevida de bacterias. Todos estos modelos resultan adecuados para la mayoría de los iones pesados y pueden ajustarse de inmediato en la línea radiobiológica del TANDAR.

- LOS SSNTD (SOLID STATE NUCLEAR TRACE DETECTOR) COMO TECNICA DE DETECCION
R.Mazzei

Duración: 45 min.

Actualmente se trabaja con Makrofol E, con el que se ha realizado la dosimetría del haz del sincrociclotrón para las diferentes aplicaciones biológicas del Departamento. Simultáneamente se realiza investigación básica en SSNTD y uno de los temas de mayor interés es la posibilidad de análisis tanto teórico como experimental de la cinética de formación de trazas nucleares en la zona de daño primario. La cinética en esta zona es actualmente desconocida y el desarrollo en nuestro grupo de una nueva técnica de manipuleo de réplicas de trazas en TEM posibilitaría encarar este problema. Se mencionan algunas de las múltiples aplicaciones de los SSNTD y su relación con el acelerador de iones pesados.

SOLIDOS

- TRANSICIONES DE FASE Y FASES INCONMENSURADAS EN LOS COMPUESTOS DE LA SERIE $M_2XHal_{1.4}$. II PARTE: COMPUESTOS QUE INCLUYEN GRUPOS $M = (NH_4-x(C_nH_{2n+1})_x)$, $X=Zn, Cu, Co, Mn$, etc. y $Hal.=Cl^-, Br^-$.

M.Benyacar

Duración: 40 min.

Como complemento de las reuniones anteriores, se presentará un resumen sobre las modificaciones en la estructura y propiedades físicas en las transiciones de fase conmensuradas o inconmensuradas observadas en compuestos de la serie $M_2X Hal_{1.4}$. En esta reunión nos referiremos especialmente a los compuestos en los que el catión monovalente M es un grupo amonio en el que, por lo menos uno de los hidrógenos ha sido sustituido por cadenas orgánicas de diferentes longitudes.

- SOLITONES EN DIELECTRICOS INCONMENSURADOS
H.Ceva

Duración: 40 min.

Se describe, de manera somera, algunos aspectos de la física involucrada en las experiencias a realizar en el TANDAR con $Rb_2 Zn Cl_4$ compuestos análogos.

- ANOMALIAS EN LA CONSTANTE DIELECTRICA EN FASES INCONMENSURADAS DE COMPUESTOS $Rb_2Zn Hal_{1.4}$: UNA PROPUESTA EXPERIMENTAL
L.Schmirgeld

Duración: 20 min.

Se describirá una propuesta experimental para estudiar la influencia de la presencia de cantidades controladas de defectos en los mecanismos microscópicos responsables de las transiciones de fase observadas en cristales de $M_2X Hal_{1.4}$ donde $M = Rb^+, NH_4^+$, $X = Zn$ y $Hal. = Cl^-, Br^-$ que presentan fases inconmensuradas.

VIERNES 15

RESUMENES

- RADIACION GAMMA DEL CUAZI-CONTINUO
G.García Bermúdez

Duración: 60 min.

Se resumen los avances logrados durante la última década, analizando en especial, las nuevas técnicas experimentales introducidas en ese campo. Como ser: multiplicidad, espectro suma y matriz de correlación. Además se discutirán los nuevos y complejos instrumentos dedicados a la espectroscopía discreta y del cuasi-continuo.

- FUSION SUBCOULOMBIANA
J.Testoni

Duración: 60 min.

Se exponen en forma resumida algunos experimentos típicos en los que se miden secciones eficaces de fusión inducidas por proyectiles que inciden con energías de centro de masas menores que la barrera coulombiana. Se muestran algunos fenómenos característicos y se reseñan intentos de explicación de los mismos.

- COMPLETE FUSION AND SOME EVIDENCES OF INCOMPLETE FUSION ON THE
 $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$ SYSTEM BY GAMMA SPECTROSCOPY
P.R.Silveira Gomes

- RESUMEN FINAL DE LA REUNION
D.R.Bes

LISTA DE PARTICIPANTES

FISICA NUCLEAR

Abriola D.	CNEA
Achterberg E.	CNEA
Acosta de Mehr M.T.	CNEA
Aliaga J.	UBA
Ballester M.	CNEA
Berisso M.C.	CNEA
Bernaola O.	CNEA
Bernath M.	CONICET-CNEA
Bes D.	CNEA
Brandan M.E.	U. CH
Brieva F.Q.	U. CH
Cambiaggio C.	CONICET-CNEA
Camín D.	CNEA
Cardona M.A.	CNEA
Carpintero E.	UNCPBA
Ceballos A.	CNEA
Civitarese O.	UNLP
Curutchet P.	CIC-CNEA
Davidson J.	UBA
Davidson M.	UBA
Debray M.	CNEA
Di Gregorio D.	CNEA
Dussel G.	CNEA
Dukelsky J.	CNEA
Dragún O.	CNEA
Etchegoyen A.	CNEA
Fazzini N.	CNEA
Fendrik A.	CIC-CNEA
Fernández Niello O.	CNEA
Ferrero A.M.J.	CNEA
Filevich A.	CNEA
Galia M.C.	CNEA
García Andrada G.	CNEA
García Bermúdez G.	CNEA
Gil S.	CNEA
Conzález H.	CNEA
Hernández S.	UBA
Huck H.	CNEA
Hussein M.	USP
Jech A.	CNEA
Kreiner A.	CNEA
Krmpotic F.	UNLP
Lenzi S.	CONICET-CNEA
Lima C.	UFRJ
López García A.	UNLP
Macchiavelli O.	CNEA
Maqueda E.	CNEA
Mariscotti M.A.J.	CNEA
Massolo P.	CIC-UNLP

Mazzet R.	CNEA
Menchaca Rocha A.	U.CI
Mosca H.	CNEA
Napolit D.	CNEA
Nemirovsky I.	CAB
Nicolai J.	CNEA
Otero D.	CNEA
Pacheco A.	CNEA
Perez de Rossi M.	CNEA
Perez Ferreira E.	CNEA
Perazzo R.P.J.	CNEA
Pomar C.	CNEA
Proto A.	CNEA
Reich S.	CNEA
Requejo R.	CNEA
Rossi J.J.	CNEA
Salem L.	UBA
Santos D.	CNEA
Saraceno M.	CNEA
Secocola N.	CNEA
Silveira Gomes P.R.	IFTN
Soffia H.	CNEA
Tau S.	CNEA
Tersigni A.	CNEA
Testoni J.	CNEA
Ventura E.	CNEA
Vitturi A.	INFN
Wio H.	CAB
Zucker A.	CNRN

FISICA DEL SOLIDO

Baggio R.
 Benyacar M.
 Bonadeo H.
 Burgos E.
 Ceva H.
 Cohan N.
 Dussel H.
 Frigerio A.
 Gamba de Hernando Z.
 Halac B.
 Hernando J.
 Kanter F.
 Levi L.
 Llois A.M.
 Manghi E.
 Massida V.
 Perazzo P.
 Polla G.
 Saragovi de Badler C.
 Schmirgeld de Wainer L.S.
 Toubes Spinelli R.
 Weizmann M.

CNEA: Comisión Nacional de Energía Atómica
CONICET: Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
CIC: Centro de Investigaciones Científicas
UNLP: Universidad Nacional de La Plata
UBA: Universidad de Buenos Aires
CAB: Centro Atómico Bariloche
UNCPBA: Universidad Nacional del Centro de la Prov. de Buenos Aires
UFRJ: Universidad Federal de Río de Janeiro
USP: Universidad de Sao Paulo
CBPF: Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
U.CH: Universidad de Chile
UFFN: Universidad Federal Fluminense de Niteroi
INFN: Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Univesita di Padova
CNRN: Centre Nationale de Recherches Nucleaire, Strasbourg

MAQUINA

EVALUACION RADIOLOGICA DE DIVERSAS AREAS DEL ACELERADOR TANDAR

M.C.F.Q. de Galia, O.Bernaola

Departamento de Física, CNEA

1. Introducción

Se evalúan desde el punto de vista radiológico las distintas áreas del edificio del acelerador Pelletron 20UD del Proyecto TANDAR durante las pruebas de aceptación de la máquina y las primeras experiencias previstas en las diversas líneas.

Los parámetros físicos relevantes son los mismos analizados por A.J.Kreiner y M.A.J.Mariscotti en el estudio realizado en el año 1979 con la finalidad de dar inicio a la construcción del acelerador y en el informe elaborado para una máquina de características similares instalada en el Daresbury Laboratory, Reino Unido^{1,2)}.

Los cálculos de tasa de dosis se efectúan para las dimensiones de los blindajes según constan en los planos finales de obra y teniendo en cuenta la densidad efectiva del hormigón utilizado, de acuerdo a los ensayos realizados en probetas de dicho material.

La interpretación de los valores obtenidos se realiza teniendo en cuenta las dosis máximas anuales permisibles. Según las Normas Básicas de Seguridad Radiológica y Nuclear³⁾ se adoptaron los límites de dosis de 5 rem año⁻¹ para personal con exposición ocupacional y 0,5 rem año⁻¹ para público en general.

En todos los cálculos se utilizaron aproximaciones conservativas del caso más desfavorable. Esto permitirá posteriormente y a partir de datos obtenidos empíricamente con la máquina funcionando a niveles de tensión y corriente mucho menores a los máximos previstos, efectuar las correcciones adicionales de blindaje que puedan ser necesarias para garantizar la seguridad del personal y del público en general.

2. Parámetros físicos relevantes

El riesgo radiológico proviene principalmente de la producción de neutrones rápidos generados al incidir las partículas aceleradas en distintos puntos de la estructura del acelerador, blancos y/o "beam stops". También se deben tener en cuenta las reacciones inducidas por los neutrones dentro de los blindajes que dan como resultado niveles de radiación gama que según referencias pueden representar hasta un 50% de la dosis equivalente⁴⁾.

2.1 Fuentes de neutrones

Los puntos críticos dentro de la estructura que representan fuentes de neutrones son:

- a) Terminal de alto voltage (20MV) y cualquier otro punto en el tubo de aceleración en que se pueda perder una parte significativa del haz.
- b) La zona del imán analizador, punto en que el haz ha adquirido su máxima energía.
- c) Los blancos en que el haz puede ser frenado completamente.
- d) Las terminaciones de los tubos en que se frenará el haz cuando se irradian blancos delgados. Estas partes de los tubos "beam stops" son de Tantalio.

2.2 Distribución angular

La distribución angular de los neutrones producidos depende del tipo de proyectil y de la energía del mismo^{5,6)}. En el caso de las reacciones (d,n) la distribución presenta un cono de radiación intensa en la dirección del haz. Los neutrones producidos en reacciones (p,n) se distribuyen isotrópicamente.

3. Pruebas y experiencias previstas

3.1 Pruebas de aceptación

De todas las pruebas previstas según constan en el plan de puesta en funcionamiento del acelerador, la que implica mayor riesgo radiológico es la que prevé una corriente continua de protones de 3 uA de 40 MeV (75% de transmisión garantizada por el fabricante) y es por lo tanto elegida para evaluar radiológicamente la instalación.

Se prevé para estas pruebas efectuar la medición de corriente del haz con una copa de Faraday de Tantalio ubicada dentro del recinto del imán analizador, a la salida de dicho imán.

3.2 Uso de líneas experimentales

a) Se analiza la situación resultante de la operación de la línea del proyecto NAVE (Núcleos Alejados del Valle de Estabilidad). Los cálculos se realizan para las corrientes y energías máximas previstas:

i) 3 uA de protones 40 MeV

ii) 0,1 uA de deuterones 40 MeV

b) Se estudian las situaciones resultantes de las operaciones de la línea existente en la Sala Experimental B y de las líneas en Sala C para una corrientes máxima de 3 uA de protones con energía máxima de 40 MeV.

4. Cálculo de dosis equivalente

4.1 Método de cálculo

En todos los casos en que el blindaje es provisto por paredes de hormigón la metodología de análisis empleada es la sugerida por la publicación NCRP 51⁶⁾, los resultados obtenidos de esta manera incluyen las contribuciones a la dosis debida a radiación gama y producida por la incidencia de neutrones en el blindaje.

La dosis equivalente medida en mrem h⁻¹ en un punto dado se expresa

de la siguiente manera:

$$\dot{H} = \frac{\phi_o B_n T}{(2,8 \times 10^{-7}) d^2} \quad [1]$$

donde

- $\dot{H}$: tasa de dosis equivalente (mrem h⁻¹)
- B_n : coeficiente de transmisión del blindaje (rem cm²)
- ϕ_o : fluencia neutrónica a 1 m de la fuente (m² cm⁻² s⁻¹)
- d : distancia entre la fuente y el punto evaluado (m)
- $2,8 \times 10^{-7}$: constante de ajuste de unidades
- T : factor de ocupación, se considera igual a la unidad a menos que se indique lo contrario

Los valores de B_n para neutrones monoenergéticos desde energías térmicas y hasta 100 MeV se obtienen de las curvas correspondientes del mencionado NCRP 51, siendo la densidad del hormigón 2,19 g cm⁻³.

Cuando el blindaje lo provee otro material distinto del hormigón, el cálculo de dosis se realiza usando la expresión:

$$H = \frac{Y i}{\Omega r^2 k} \times 10^{-d/d_{10}} \quad [2]$$

donde

- Y : ritmo de producción de neutrones (neut/uCoul)
- i : corriente de haz (uAmp)
- Ω : ángulo sólido dentro del cual son emitidos los neutrones
- r : distancia entre punto fuente y punto a evaluar (m)
- k : factor de conversión que depende de la energía de los neutrones según ICRP 21 (Ref.7) (mrem h⁻¹/n cm⁻² s⁻¹)
- d : espesor de blindaje interpuesto
- d_{10} : deciespesor del material

Dado que los valores de dosis obtenidos con este método para materiales diferentes al hormigón no incluyen los debidos a radiación gamma producida dentro del blindaje que representan porcentajes considerables

de la dosis total, se afectan los valores obtenidos con un factor conservativo igual a 1,5. Aunque el uso de dicho factor puede implicar una evaluación exageradamente conservativa esto podrá ser modificado posteriormente en función de resultados empíricos.

A los efectos del cálculo se considera en todos los casos incidencia normal de la radiación en los blindajes correspondientes.

5. Tasas de dosis calculadas

Se analizan las distintas áreas afectadas para diversas posiciones de frenado del haz según las condiciones experimentales previstas.

5.1 Sala del imán

5.1.1 Consideraciones generales

El haz se puede frenar en una copa de Faraday de Tantalio en la sala del imán. Para los cálculos de tasa de dosis en las salas experimentales se consideró la condición más desfavorable en que el haz será frenado en la dirección correspondiente a la sala de fuente de iones del proyecto NAVE que presenta el menor blindaje de hormigón, por lo tanto es una evaluación conservativa para el resto de los casos.

Para los cálculos correspondientes a las tasas de dosis en la torre de servicio, pasillo y sala de adquisición de datos, se consideró que el haz sería frenado en una posición tal que, sobre la puerta de hierro, incidiría radiación neutrónica primaria despreciando los blindajes provisto por las placas de Fe de la puerta y las paredes convencionales.

5.1.2 Condiciones experimentales y resultados

Partículas aceleradas: protones

Corriente máxima del haz: 3 μ A

Energía máxima de las partículas: 40 MeV

Frenado del haz con copa de Faraday en la sala del imán deflector

AREA AFECTADA	B L I N D A J E		DISTANCIA FUENTE (cm)	$\dot{H}$ (mrem h ⁻¹)
	Material	Espesor (cm)		
Interior Sala Imán Analizador	-	-	100	6.5 x 10
Bunker NAVE	Hormigón	135	185	9.2
Salas A ó B	Hormigón	200	250	7.5 x 10 ⁻²
Sector Torre de Servicio	Mineral de Fe	130	1000	10.8
Pasillo	Mineral de Fe	130	1500	4.8
Sala Adquisi- ción de Datos	Mineral de Fe	130	1800	3.3

Es necesario tener en cuenta que el factor de ocupación de pasillo y torre de servicio es significativamente menor que 1.

5.2 Sala fuente de iones del proyecto NAVE

5.2.1 Condiciones generales

La Sala de Fuente de Iones (F.I.) del proyecto NAVE está incluida en la Sala Experimental A pero aislada físicamente por un blindaje de hormigón y una puerta corrediza de características semejantes a la existente en la sala del imán analizador.

5.2.2 Condiciones experimentales y resultados

Se analizan dos condiciones experimentales diferentes:

1) Partículas aceleradas: protones

Corriente máxima: 3 uA

Energía máx. de las partículas: 40 MeV

Blanco de Berilio (corresponde a las condiciones estandar de operación de esta línea)

AREA AFECTADA	B L I N D A J E		DISTANCIA FUENTE (cm)	$\dot{H}$ (mrem h ⁻¹)
	Material	Espesor (cm)		
Sala Fuente de Iones	-	-	100	6.5×10^5
Sala Exp. A	Hormigón	150	250	2,5
Sala Exp. B	Hormigón	160	370	5.7×10^{-1}
Pasillo(*)	Hormigón	200	650	1.1×10^{-2}
Pasillo	Hormigón	150	900	1.9×10^{-1}

(*) Posición más desfavorable

ii) Partículas aceleradas: deuterones

Corriente máxima: 0,1 μ A

Energía máxima: 40 MeV

Blanco de Berilio (corresponde a las condiciones estandar de operación de esta línea)

AREA AFECTADA	B L I N D A J E		DISTANCIA FUENTE (cm)	$\dot{H}$ (mrem h ⁻¹)
	Material	Espesor (cm)		
Sala F.I. (d.c.)	-	-	100	1.22×10^6
Sala F.I. (f.c.)	-	-	100	9.7×10^3
Sala A (d.c.)	Hormigón	150	300	1.5×10^2
Sala A (f.c.)	Hormigón	150	250	1.8
Sala B	Hormigón	160	370	6.6×10^{-1}
Pasillo (d.c.)	Hormigón	200	650	5
Pasillo (f.c.)	Hormigón	150	900	1.4×10^{-1}

(d.c.): dentro del cono de radiación intensa

(f.c.): fuera del cono de radiación intensa

En los dos casos anteriores se despreció el blindaje provisto por las paredes comunes existentes para el cálculo de $\dot{H}$ correspondiente a Pasillo.

5.3 Salas B y C

5.3.1 Consideraciones generales

Las salas estarán dedicadas a experimentos de diversas características, entre ellos la espectroscopía de haces livianos intensos y otros que requieren iones pesados y bajas corrientes.

El blindaje hacia el exterior del edificio es provisto por terraplenes de tierra cuyas dimensiones constan en planos y cuyo valor de d es de 46.5 cm para neutrones de energía ≤ 16 MeV. Existen alrededor de todas estas salas paredes de hormigón de 30 cm, que no han sido consideradas para el cálculo.

Las líneas experimentales se hallan a 1.5 m sobre el nivel del piso.

5.3.2 Condiciones experimentales y resultados

Dada la diversidad de experimentos posibles se analiza el de mayor riesgo radiológico, que es el que involucra el uso de haces de iones livianos sobre blancos de alta tasa de producción de neutrones.

Los cálculos se efectuaron para el caso de operar una línea en Sala B, pero los resultados también son válidos para la operación de líneas en la Sala C.

Partículas aceleradas: protones

Corriente máxima: 3 μ A

Energía máx. de las partículas: 40 MeV

Blanco de Berilio

AREA AFECTADA	B L I N D A J E		DISTANCIA FUENTE (cm)	$\dot{H}$ (mrem h ⁻¹)
	Material	Espesor (cm)		
Sala F.I. NAVE	Hormigón	160	1100	6.5×10^{-2}
Sala C	Hormigón	160	1100	6.5×10^{-2}
Pasillo	Mineral de Fe	160	1500	6.7×10^{-1}
Exterior Edificio	Tierra	1000	10	2×10^{-18}

5.4 Terminal de alta tensión

5.4.1 Consideraciones generales

La terminal se encuentra a, aproximadamente, 30 m del nivel del piso (nivel ± 0.00). El cono de radiación intensa de las reacciones (d,n) intersectaría el nivel ± 0.00 a 8 m del centro geométrico de la torre. En la realidad, se produce antes la intersección de dicho cono con los blindajes existentes por encima del nivel ± 0.00 . Dado que dicho cono de radiación intensa queda confinado en la torre, se harán los cálculos para la radiación neutrónica isotrópica de las reacciones (p,n) producidas en este nivel.

Se supondrá, en forma muy conservativa, que existe un 30% de pérdida del haz y que esta pérdida se produce totalmente en la terminal de alta tensión.

En los cálculos no se consideró el blindaje que proveen el tanque del acelerador, cuyas paredes son de acero de 38 mm de espesor, y el gas SF_6 contenido en el mismo.

5.4.2 Condiciones experimentales y resultados

Partículas aceleradas: protones

Corriente máxima: 0.9 A (30% de 3 uA)

Energía máx. de las partículas: 20 MeV

Blanco de Carbono

AREA AFECTADA	B L I N D A J E		DISTANCIA FUENTE (cm)	$\dot{H}$ (mrem h ⁻¹)
	Material	Espesor (cm)		
Entre los niveles ± 0.00 y $+23.57$	Hormigón	110	≥ 900	$\leq 2.6 \times 10^{-1}$
Entre los niveles $+23.57$ y $+48.97$	Hormigón	60	≥ 720	$\leq 4.1 \times 10$
Por encima nivel $+48.97$	Hormigón	40	≥ 2000	$\leq 2.1 \times 10$

6. Efecto Cielo (Skyshine)

Dado que un techo ordinario provee muy poca atenuación para la radiación emergente de las salas experimentales del acelerador, se debe tener en cuenta la probabilidad de que la radiación retrodispersada desde la atmósfera afecte significativamente los niveles de dosis recibida por el personal en áreas adyacentes a la facilidad. De aquí surge la necesidad de dimensionar apropiadamente los techos.

6.1 Método de cálculo

Según la metodología propuesta por la publicación NCRP 51 la dosis debido al efecto cielo puede estimarse mediante una modificación de la ecuación [1] en la cual debe reemplazarse ϕ_o por la variable $\phi_{s,d}$ que es la fluencia neutrónica a una distancia d de la fuente debida al "efecto cielo". El valor de $\phi_{s,d}$ viene dado por las expresiones

$$\phi_{s,d} = (6.5 \times 10^{-2}) \phi_o \Omega / 2 d^{1.6} \quad \text{si } d > 20 \text{ m} \quad [3]$$

$$\phi_{s,d} = (5.4 \times 10^{-4}) \phi_o \Omega / 2 \quad \text{si } d \leq 20 \text{ m} \quad [4]$$

donde

$\phi_{s,d}$: fluencia neutrónica debida al efecto cielo a una distancia d de la fuente ($\text{m}^2 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)

Ω : ángulo sólido sustentado por la fuente neutrónica y las paredes blindadas (ester-radian)

6.2 Evaluación y resultados

Se analizó el caso más comprometido, que es el debido a la operación de la línea del proyecto NAVE, dado que es donde se espera obtener las tasas más elevadas de producción de neutrones. Teniendo en cuenta que el techo se encuentra fuera del cono de radiación neutrónica intensa producido por las reacciones (d,n) se calculó la dosis para el caso de radia-

ción isotrópica proveniente de reacción (p,n).

Se estimó el ángulo sólido en forma conservativa teniendo en cuenta la dependencia de la dosis con el mismo, resultando ≈ 2.45 ester-radian.

AREA AFECTADA	B L I N D A J E		DISTANCIA FUENTE (cm)	$\dot{H}$ (mrem h ⁻¹)
	Material	Espesor (cm)		
Círculo de 20 m de radio	Hormigón	210	≤ 2000	10^{-6}
Fuera del círculo de 20 m de radio	Hormigón	210	2500	7.2×10^{-7}

7. Rayos X

Dado que la producción de rayos X está relacionada con el porcentaje de pérdidas sufridas por el haz durante su trayectoria dentro del acelerador y que no se tiene por el momento información acerca de la distribución de estas pérdidas, resulta imposible efectuar una evaluación hasta que un relevamiento de la máquina, funcionando con bajas corrientes, permita establecer el valor de los parámetros requeridos para el cálculo. Dadas las características de los blindajes existentes no se prevén problemas debidos a la emisión de rayos X.

8. Conclusiones

Según se desprende de la información presentada, la instalación no presenta problemas en cuanto a la seguridad radiológica del personal y el público en general.

Esperamos que a la brevedad sea posible elaborar un informe más detallado, basado en datos obtenidos durante las primeras pruebas del acelerador. Esta información permitirá establecer la necesidad, o no, de blindajes adicionales.

- 1) A.J.Kreiner y M.A.J.Mariscotti, Blindajes para el Acelerador TANDAR, CNEA (1979).
- 2) W.J.Harrad, Daresbury Laboratory NSF(1978)002.
- 3) Comisión Nacional de Energía Atómica, Normas Básicas de Seguridad Radiológica y Nuclear, Buenos Aires (1966).
- 4) C.B.Fulmer, H.M.Butler and A.M.Wallace, Particle Accelerators, 4(1972)63.
- 5) G.W.Schiveimer, Nucl.Phys. A100(1967)537.
- 6) National Council on Radiation Protection and Measurements. Radiation Protection Design Guidelines for 0.1 - 100 MeV Particle Accelerator Facilities. NCRP Report N° 51. Washington, 1977.
- 7) International Commission on Radiological Protection. Data for Protection against Ionizing Radiation from External Sources. Supplement to ICRP Publication 15. ICRP Publication 21, Oxford 1973.
- 8) National Council Radiation Protection and Measurements. Protection against Neutron Radiation. NCRP Report N° 38, Washington 1971.

MEDIDAS DE SEGURIDAD FRENTE A PERDIDA DE SF₆

A. Etchegoyen

Departamento de Física, CNEA

El sistema de seguridad frente a pérdidas de SF₆ se basa en:

- a) Un analizador MIRAN y quince estaciones de detección que se encuentran enclavadas en lugares considerados claves. El analizador va recorriendo (típicamente cada 30 seg) las muestras tomadas por cada una de dichas estaciones y en caso de sobrepasar un umbral prefijado (900 partes por millón de SF₆ en aire) suena la respectiva alarma. El sistema se encuentra centralizado y la alarma suena tanto in situ como en la Sala de Control del Acelerador y en la Sala de Control de SF₆.
- b) Detectores de Oxígeno. Hay funcionando seis detectores de oxígeno que miden la concentración de oxígeno en aire. Este sistema no está centralizado y las alarmas suenan sólo al lado del detector.
- c) Sistemas de respiración. Actualmente hay en el laboratorio varias mochilas de escape que proveen aire por cinco minutos. Se cuenta asimismo con tres tubos de aire comprimido de media hora de duración cada uno. Estos tubos están previstos para que gente especializada se interne en la "zona del accidente" y procede a minimizar o solucionar la posible pérdida.
- d) Señalización. El edificio TANDAR, sector A se encuentra señalizado indicando los caminos a tomar en caso de evacuación.

Se han redactado normas de evacuación y un Reglamento de Seguridad para las personas que cumplan turnos de trabajo en el TANDAR. Vale la pena señalar que el 5 de junio de 1984 se realizó un zafarrancho de evacuación del edificio. La gente fue avisada de antemano que se haría el simulacro. El grueso del personal evacuó en dos minutos quedando en el edificio algunas personas aisladas con las que se conversó personalmente.

ESTADO ACTUAL DEL MONTAJE DE LAS LINEAS EXPERIMENTALES

A. Filevich

Departamento de Física, CNEA

La selección de los temas de trabajo a realizar con el nuevo acelerador y por consiguiente las líneas experimentales que se instalan obedecen, obviamente, a razones históricas: se están desarrollando los temas por los cuales existía tradición en el laboratorio e interés entre sus investigadores.

En la Reunión de Trabajo "Bariloche II" (enero 1979) se puntualizaron esos temas y se recomendó el énfasis a dar a cada uno.

Ellos son:

- Espectroscopía nuclear con reacciones inducidas por partículas cargadas
- Reacciones (HI,xn) y estados rotacionales
- Mecanismos de reacción, preequilibrio
- Fisión y Fusión. Reacciones profundamente inelásticas
- Estudio de núcleos alejados del valle de estabilidad
- Interacciones hiperfinas
- Física del sólido
- Física atómica
- Física de neutrones (recomendado sin prioridad por ser tema estudiado en CAB)

Estas líneas de investigación llevan, naturalmente, a montar las siguientes facilidades experimentales que ocuparán siete distintas líneas de haz. (Ver Fig. 1).

1. Separador de masas del Proyecto NAVE
2. Cámara multipropósito apta especialmente para trabajar con partículas cargadas.
3. Espectrómetro magnético
4. Cámara para iones pesados.

5. Cámara y Facilidad para observación de electrones de conversión interna.

6. Facilidad para medición de rayos β .

7. Línea de usuarios externos.

Se describe a continuación brevemente el estado de desarrollo de cada una de estas líneas en el momento de la presente Reunión (junio 1984). Es conveniente hacer resaltar que ha sido una decisión no dar prioridad especial a ninguna de ellas sino proceder al montaje de todas estas líneas.

1. NAVE

Ha sido ya montada la línea de transporte de haz; se instaló la nueva fuente de iones apta para observar masas de productos sólidos y el imán del separador. En pruebas preliminares han sido ya observadas masas de iones gaseosos (Xe). Se trabaja actualmente en el nuevo blanco de Be generador de neutrones y en los detalles finales del sistema de detección, medición y software de control.

2. CAMARA MULTIPROPOSITO

Esta línea está esencialmente completa habiéndose logrado un grado de vacío muy satisfactorio tanto en la línea como en la cámara. Se espera poder utilizar esta línea para efectuar las primeras calibraciones de energía del acelerador.

3. ESPECTROMETRO MAGNETICO

En una próxima sesión se presenta en forma detallada el estado actual del espectrómetro magnético. La línea respectiva no se ha comenzado a instalar aunque ha sido ya diseñada como una línea larga conteniendo dos cuadrupolos y se ha construido la base del espectrómetro durante la realización de la obra civil.

4. CAMARA PARA IONES PESADOS

La línea de transporte de haz para trabajos con iones pesados ha sido montada y se trabaja en su cierre a fin de evacuar. La cámara ha sido construída en talleres de CNEA y en la industria privada local. Se está licitando la contrucción en la base rotativa que soportará la cámara y se espera que esta facilidad esté completa hacia agosto 1984. Falta aún encarar la construcción de los brazos y se carece de los elementos de vacío necesarios para su evacuación. Se ha contratado la construcción de los detectores gaseosos en el país, los que serán recibidos próximamente. Se requieren equipos medidores de vacío y electrónica de detección.

5. LINEA DE ELECTRONES

Consta de una cámara contruída especialmente para alojar combinaciones de detectores de electrones Si(Li) montados en soportes telescópicos con detectores de rayos γ y de barrera de superficie. Los detectores pueden observar el blanco a 90° en ángulos traseros. La cámara está ya montada y conectada a la línea de transporte de haz que ya ha sido evacuada. Se trabaja en detalles finales y en la contrucción de los espectrómetros de tipo mini-naranja destinados a mejorar la eficiencia de colección de los electrones. Uno de los soportes telecópicos está terminado. Falta completar el segundo.

6. FACILIDAD PARA MEDICION DE RAYOS

Consta de un sistema de cámaras intercambiables aptas para medición de espectros γ simples, coincidencias y distribuciones angulares. Una masa de correlaciones muy versátil permitirá alojar varios detectores de Germanio, incluyendo en polarímetro. La infraestructura básica de la línea ha sido ya instalada. Se recibió la cámara de coincidencia y se trabaja en las restantes piezas del sistema de vacío, así como en los soportes necesarios para todo el montaje. Esta línea incluirá un "plunger"

para mediciones de vidas muy cortas y una facilidad para mediciones de momentos magnéticos nucleares para lo cual se cuenta con el imán necesario.

7. LINEA DE USUARIOS EXTERNOS

Esta facilidad será compartida por usuarios externos al Departamento de Física. La línea está siendo montada en colaboración con el Departamento de Radiobiología y el Centro Atómico Bariloche. Se prevee la instalación de una facilidad para irradiaciones en vacío o en aire de especímenes biológicos y, alternativamente, para la observación de electrones "convoy" y de procesos de intercambio de carga. La cámara requerida para esta tarea está siendo construída en el CAB.

Se ha realizado una labor de coordinación sobre la instalación de estas líneas experimentales. Se ha logrado definir tamaño y tipo único de port-blancos con lo que se garantiza su intercambiabilidad. Se ha efectuado una alineación precisa y se definió el nivel del plano de haz en todas las líneas y salas experimentales. Se establecieron marcaciones que4 facilitarán futuros cambios y modificaciones en las líneas. Se diseñó y se está instalando un sistema de cables para transporte de señales con un blindaje adecuado para minimizar interferencias y ruidos en la información producida por los detectores. Las mangueras de cables multicoaxiales han sido fabricadas por la industria local y se ha completado el tendido para todas las líneas. Se encara actualmente la instalación de los tableros respectivos. Un sistema de paneles de interconexión otorgará una gran flexibilidad a la transmisión de señales entre las líneas experimentales y las distintas estaciones de medición, consolas de comando y computadora.

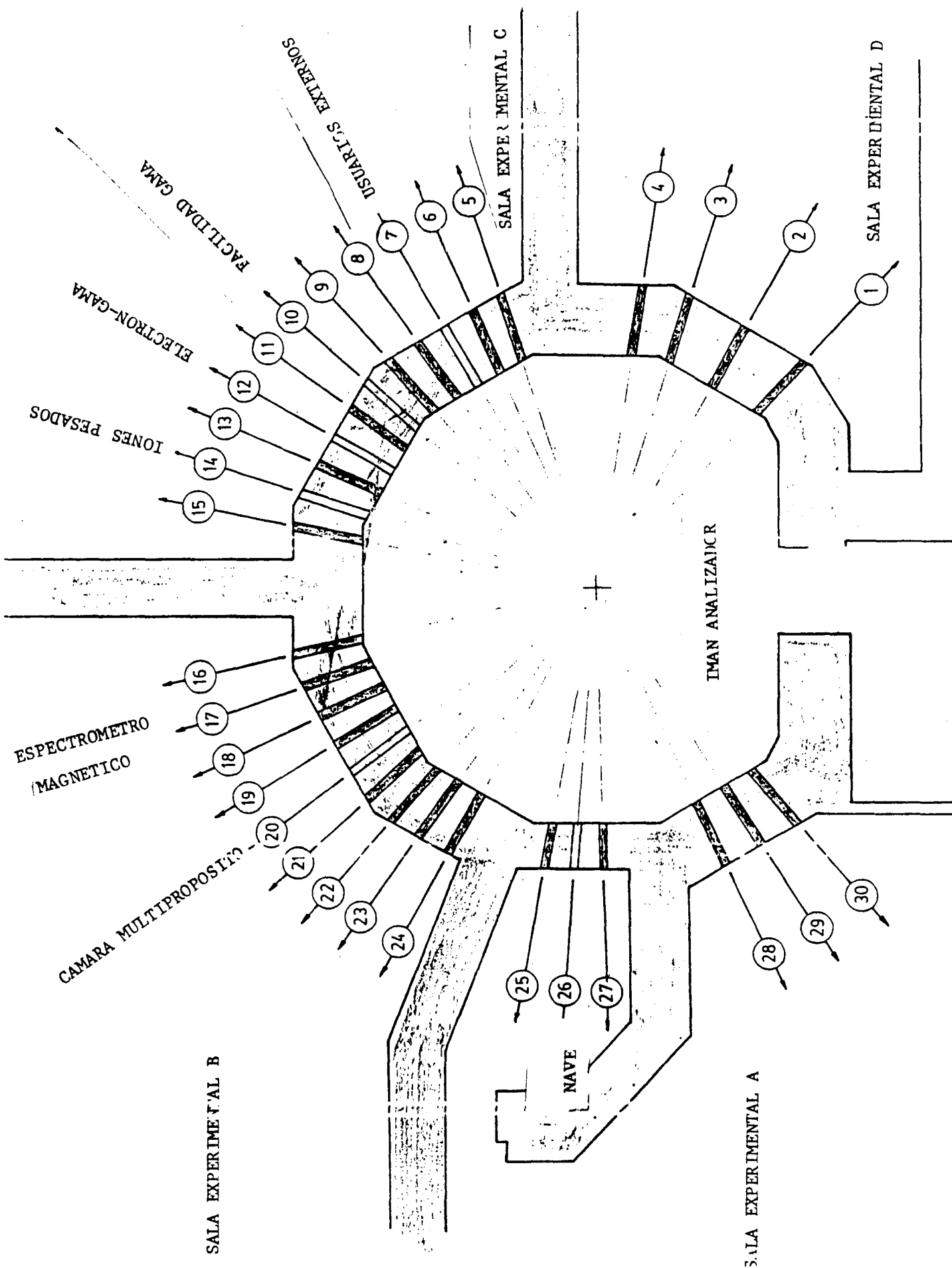
Falta aún montar algunos elementos comunes a todas las líneas, tales como steerers magnéticos, alimentación de potencia eléctrica, servicios y elementos de seguridad de vacío. Se dispone solamente de un steerer por línea. La prueba con haz indicará si es necesario o no construir nuevos

elementos de este tipo.

Se ha interesado con éxito a la industria privada local que ha logrado producir elementos de vacío ultranelevado con norma CONFILAT, utilizados en las líneas y en el acelerador. Ha sido ya recibida una cámara de inspección con entradas múltiples que será montada sobre la línea de haz inmediatamente antes de su entrada al acelerador (nivel 48) a fin de disponer de una facilidad versátil para irradiación con el haz proveniente del inyector. Varios grupos se han interesado en usar esta posibilidad para irradiaciones a baja energía.

Se espera que dentro del corriente año se pueda lograr la concreción de la adquisición del material necesario para completar la dotación de detectores elementos de vacío y electrónica de medición y de adquisición de datos.

Se estima que esto es imprescindible para que las incipientes siete líneas experimentales que se montan actualmente puedan transformarse rápidamente en una facilidad de avanzada en su campo, acorde con la calidad del acelerador que ha sido instalado.



PROPUESTAS EXPERIMENTALES

DISEÑO DE UN DETECTOR GASEOSO PARA IONES PESADOS

G.Marti, D.E.Di Gregorio, A.J.Pacheco

Departamento de Física, CNEA

1. Introducción

Una de las principales características de las reacciones nucleares inducidas por iones pesados es la producción de una gran variedad de núcleos de diferentes masas y diferentes estados de carga. Por lo tanto para el estudio de una reacción específica es necesario una identificación en carga y en masa de productos de reacción.

Uno de los métodos corrientes de identificación consiste en medir la pérdida de energía específica del ion ΔE en un detector de transmisión delgado y la energía residual E' en otro detector, que sumada con ΔE da la energía total E del ion.

El método se basa en la fórmula de Bethe-Bloch la cual da la tasa de pérdida de energía de un ion en función de su masa M , el número atómico Z , la energía E y el medio frenador. Esta fórmula en su forma más simple, viene dada por la expresión:

$$dE/dx \propto (MZ^2/E)f$$

donde f es una función que depende de las características del medio.

Midiendo pares de valores E , ΔE y graficándolos adecuadamente se obtienen familias de hipérbolas donde cada grupo está determinado por un valor de Z y dentro del grupo cada curva está determinada por un valor de M .

Para medir ΔE de partículas livianas ($A \leq 6$) pueden usarse detectores de barrera superficial delgados con un espesor de 10 μm , homogeneidades del 5% y estables durante su operación. En el caso de iones pesados

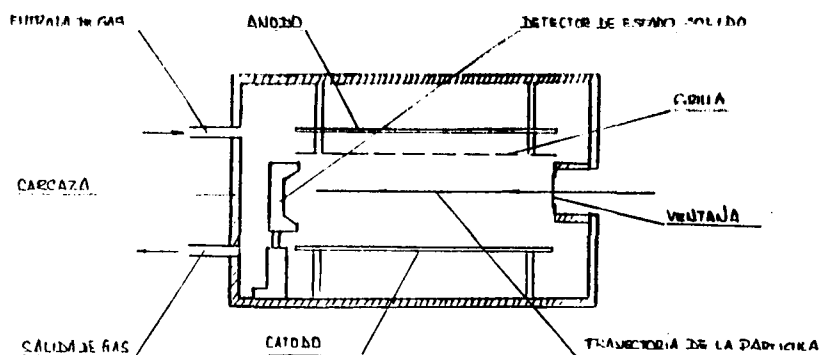
deben ser muy delgados para evitar frenarlos completamente al medir ΔE por lo que su espesor debe ser de 1 μm a 4 μm . Construir detectores de barrera superficial tan delgados con los requerimientos de homogeneidad y estabilidad mencionados es una tarea muy difícil; por otra parte estos detectores son muy sensibles al daño por radiación lo que reduce drásticamente su vida útil. En consecuencia, para la identificación de iones pesados la medición de ΔE comunmente, se realiza con cámaras de ionización gaseosas. Estas presentan algunas ventajas comparadas con los detectores de barrera:

- a) La longitud efectiva puede variarse ajustando la presión del gas de acuerdo a los requerimientos del experimento.
- b) La homogeneidad puede hacerse tan buena como 1% e independiente del espesor.
- c) Son inmunes al daño por radiación.
- d) Para su construcción no se emplean técnicas sofisticadas, por lo tanto son más fáciles de construir y más económicos.

Para medir la energía residual, en general, se utilizan detectores de barrera superficial convencionales.

II. Descripción del detector

Un diagrama esquemático del sistema de detección se muestra en la Fig.1.



Consiste en una cámara de ionización gaseosa con un detector de barrera superficial, sensible a la posición, como elemento para medir la energía residual de los iones.

La cámara de ionización propiamente dicha está determinada por el volumen comprendido entre el ánodo y el cátodo. Una grilla del tipo Frish entre ambos, ubicada a 8 mm del ánodo, crea una zona de colección de cargas entre ella y el ánodo de forma tal que, el pulso de la señal proporcional a ΔE sea prácticamente independiente de la posición donde se produce la ionización. Esta grilla consiste en una malla de níquel tramada con hilos de 12,5 μm de diámetro separados por 1,25 μm lo que da una transítividad del 97%.

El ánodo, la grilla y el cátodo tienen conexiones eléctricas independiente.

El ánodo se polariza a través de un preamplificador sensitivo a la carga de tipo convencional (ORTEC 142) y de él se extrae la señal proporcional a ΔE . El cátodo está aislado de la carcasa para permitir su polarización independiente. Esto es útil en los casos de identificación de partículas más livianas ya que la presión del gas debe ser mayor y son necesarios campos eléctricos más intensos. Esto se logra polarizando negativamente el cátodo y manteniendo bajo el potencial del ánodo.

El detector sensible a la posición tiene un área activa de $0,8 \times 4,7 \text{ cm}^2$ y está mecánicamente sujeto a la carcasa pero aislado de ésta y de los demás elementos del detector. Tiene 3 conexiones eléctricas independientes para polarización, señal de energía y posición respectivamente. Está montado sobre un soporte especial que permite su desplazamiento vertical respecto de los electrodos. Frente a él un colimador con 8 barras verticales de 0,1 cm de ancho separan intervalos de igual abertura angular para el espectro de posición.

Las partículas entran al detector a través de una ventana de mylar, hosthaphan y/o polipropileno de $70\text{--}100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espesor.

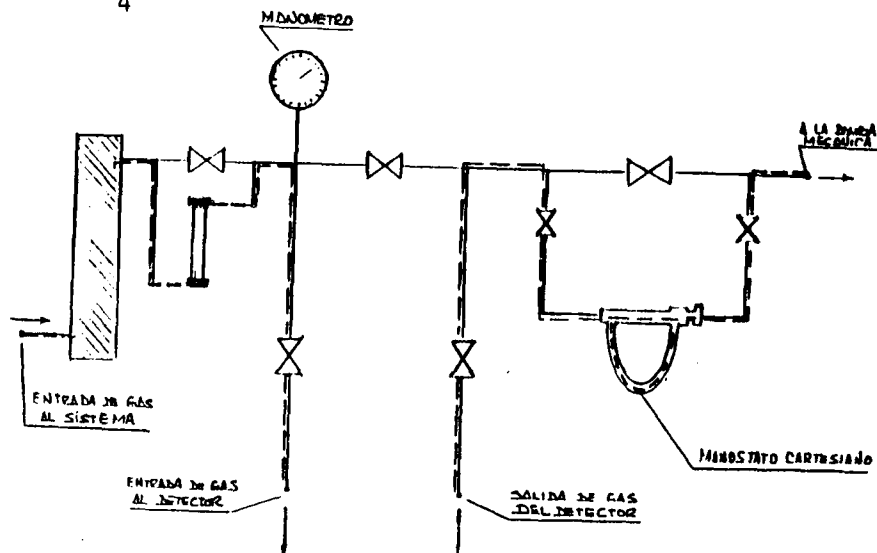
III. Sistema de control de gas

Para un correcto funcionamiento del sistema de detección es necesario que el gas dentro de la cámara se renueve permanentemente y que permanezca a una presión constante. El primer requisito es necesario para evitar que el gas se contamine, el segundo para mantener la longitud efectiva del detector constante y de esa forma asegurar que para todas las iones que ingresen con una energía dada E , liberen la misma cantidad ΔE . La presión debe poder regularse para obtener las mejores relaciones entre E y ΔE y lograr de esa forma una buena resolución de los productos esperados en una reacción particular.

El sistema de control de gas diseñado se muestra esquemáticamente en la Fig.2. La línea de trazos señala el recorrido del gas durante la operación normal. La regulación de la presión se logra con el manóstató cartesiano y el flujo se controla con las válvulas de paso variable. Para monitorear la presión se usará un manómetro Mc Cleod diseñado para medir presiones en el rango 10-160 torr con un error de 4%.

Este sistema controlará un flujo estable de aproximadamente 0,5 l/min de P-10[#], o isobutileno a una presión constante de 50 torr.

[#] P-10 (Ar 90% - CH₄ 10%)



ANTEPROYECTO DEL DISEÑO DEL ESPECTROMETRO MAGNETICO PARA EL TANDAR

A. Etchegoyen, M.C. Etchegoyen, J.J. Rossi

Departamento de Física, CNEA

Ha sido concluído el anteproyecto del diseño del espectrómetro magnético para el TANDAR. En este resumen se comentará sobre el diseño propiamente dicho y se mostrarán simulaciones de computación de la marcha de rayos a través de los imanes propuestos. El espectrómetro una vez funcionando puede, y probablemente tenga, algunas especificaciones diferentes de las señaladas en el anteproyecto.

A. Diseño del espectrómetro magnético

A.1 Introducción

El espectrómetro magnético ha sido diseñado para la detección y análisis en momento de partículas cargadas producidas en reacciones nucleares generadas por el Tandem de 20MV del TANDAR. Para el diseño del espectrómetro se usó un programa de computación que resuelve la ecuación de Lorentz punto a punto desde la entrada al primer campo magnético hasta la entrada al detector. Tendremos entonces, para cada conjunto de coordenadas iniciales $(x_i, y_i, \theta_i, \phi_i, \delta)$ un conjunto de coordenadas finales $(x_o, y_o, \theta_o, \phi_o, \delta)$ donde el significado de las coordenadas x, y, θ, ϕ es mostrado en la Fig.1, δ es el cambio relativo en momento al momento del rayo central, $\delta = \frac{\Delta p}{p_o}$, y debido a que un campo magnético solo cambia la dirección de la velocidad y nunca su magnitud $\delta_i = \delta_o = \delta$. Tomemos, sin pérdida de generalidad, la coordenada x_o . Claramente puede ser expresada como una función de las cinco coordenadas iniciales;

$$x_o = f(x_i, y_i, \theta_i, \phi_i, \delta)$$

y hagamos un desarrollo de Taylor de la función "f" para así poder definir los coeficientes de aberración:

$$\frac{x}{R} = \left[\frac{x}{x}\right] \frac{x}{R} + \left[\frac{x}{\delta}\right] + \left[\frac{x}{\theta^2}\right] \theta^2 + \left[\frac{x}{\theta\phi}\right] \theta\phi + \left[\frac{x}{\phi^2}\right] \phi^2 + \left[\frac{x}{\delta^2}\right] \delta^2 + \text{tér.ord.sup.}$$

aquí, R es el radio medio del imán y "x" es la variable adimensional;

$$x = R^{-1} \partial_{x_{\lambda,0}}$$

Podemos notar que

$$\frac{x}{x} = \frac{\partial x_{\lambda}}{\partial x_{\lambda}} = M_x, \text{ magnificación lineal de primer orden}$$

$$\frac{x}{\delta} = \frac{1}{R} \frac{\partial x}{\partial \delta} = \frac{D}{R}, \text{ D=dispersión}$$

Al resto de los coeficientes de la expansión de Taylor se los llama genéricamente "coeficientes de aberración".

En principio, uno busca una baja magnificación que permita "reducir" el tamaño del haz en el detector y una gran dispersión para tener separados los momentos en el plano focal (vale la pena destacar que el plano focal no tiene porque coincidir necesariamente con el eje x).

Vemos que si los ángulos θ_0 y ϕ_0 fueran medidos con exactitud, se podría corregir a las aberraciones por "software" pero esto implicaría una excelente determinación de los ángulos por los detectores. Esto no es práctico y se diseña al espectrómetro con tan pequeñas aberraciones como sea posible tal que los errores relativos en las mediciones de los ángulos sea pequeña. Estos errores son a posteriori aún más reducidos por "software".

En la Fig.2 se puede ver un dibujo en bloque de un espectrómetro magnético tipo. Se observa la presencia de un "clamp". Este "clamp" está

hecho de material ferromagnético para que las líneas de campo provenientes de los bordes del imán, se introduzcan en él dejando así a los iones en esa región, libres de campo. Cortocircuita el campo magnético disperso, campo presente cerca de la entrada y salida de un imán. Estos campos dispersos son muy importantes, ya que al no ser constantes juegan un rol fundamental en el enfoque de los iones, tal es así que un programa de trazado de rayos sólo puede realizar predicciones teóricas que correspondan a resultados experimentales si es capaz de simular los campos dispersos. Una manera de hacer esto es obtener una función analítica para el campo y esto se logró¹⁾ ajustando datos experimentales. Es claro que para determinar el campo magnético disperso es crucial conocer la forma de las superficies de entrada y de salida del imán ya que éstas lo modificarán. En la actualidad, con el advenimiento del tallado de las caras con muy alta precisión, es común intentar formas con polinomios hasta quinto grado.

Después de estas generalidades sobre óptica iónica se comentará sobre el diseño propiamente dicho del espectrómetro magnético. El instrumento está compuesto de una cámara de "scattering" (cámara en la cual se encuentra el blanco a ser bombardeado), el espectrómetro magnético propiamente dicho, un sistema de detección y un sistema electrónico-computacional para el análisis "on line" de los experimentos.

A.2 La cámara de scattering

Dentro de esta cámara se producirán las reacciones nucleares a estudiar. El plano de la misma puede verse en la Fig.3.

La cámara será construida en acero inoxidable y tendrá un diámetro aproximado de 40 cm. Tal vez la característica más importante de la cámara es que posee un sello deslizante en su parte anterior que conecta la cámara a la línea experimental. Este fleje deslizante permitirá variar el ángulo de detección (ángulo entre el haz incidente y el eyectil) a lo largo de aproximadamente 120°. Los blancos serán montados en un eje móvil

centrado en la cámara. Podrán ser girados y/o variar su altura permitiendo así colocar distintos blancos frente al haz sin necesidad de abrir la cámara.

A su vez, la tapa de la cámara consta de una cámara de transferencia (ver Fig.1) hasta la cual puede ser elevado el porta-blancos para ser removido (solamente se rompe el vacío de la cámara de transferencia) sin romper el vacío de la cámara de scattering. Esto permitirá colocar un nuevo grupo de blancos durante la irradiación con un mínimo de pérdida de tiempo.

La cámara tendrá un sistema de vacío independiente y será operada a aproximadamente 10^{-6} torr.

Se dispondrá de un plato horizontal con ranuras concéntricas, sobre el cual se podrán disponer otros detectores si son requeridos para tomar mediciones simultáneas con el imán.

A.3 Imanes del espectrómetro magnético

El sistema se compone de un multipolo (M_1) y de dos dipolos (D_1 y D_2). Las piezas polares estarán distanciadas 10 cm y en este entrehierro tendrán sus órbitas los iones a ser detectados. El campo magnético máximo en el entrehierro será de aproximadamente 1.5 tesla. Las dos condiciones de mayor importancia en el diseño de los imanes fueron el ángulo sólido y el rango del espectrómetro. Se desea tener un buen ángulo sólido pues así, con un tiempo reducido de irradiación, se completa el experimento. Desgraciadamente al aumentar el ángulo sólido tienen cada vez más importancia las aberraciones de orden superior y el diseño del imán se complica al tratar de obtener una imagen lo más puntual posible. Sin embargo, no sería una tarea tan complicada si se buscara sólo focalizar los iones que tienen una órbita (un radio) determinado, por ejemplo aquellos que su vuelo se realiza con un radio igual al radio medio. Hay una gama de experimentos que pueden requerir esta condición, tal puede ser el caso de

transferencias a un estado determinado de muy baja estadística (efecto Josephson, etc.), pero es bueno contar con una máquina capaz de focalizar también iones con distintas órbitas. A esto se le denomina el rango del espectrómetro. Es sabido que el radio de la trayectoria de un ión en un campo magnético constante es proporcional a su masa y su energía e inversamente proporcional al cuadrado de su carga, $\frac{ME}{q^2}$. El espectrómetro que ha sido diseñado tendrá aproximadamente $\pm 20\%$ de rango en energía, en masas o en cargas al cuadrado. Muchos experimentos necesitan de buen rango; casos típicos son aquellos que requieren información sobre una región de masas y cargas.

Finalmente, en la Tabla I se pueden ver los valores de los parámetros para el espectrómetro diseñado y el significado de dichos parámetros está explicado en la Fig.4

A.4 Los detectores

El ensamble de detectores puede ser visto en la Fig.5. Vemos que esencialmente consiste en tres detectores: un detector multifilar de Bertozzi, un detector ΔE y un cristal con una batería de fototubos que se comportan como un detector E. Tal vez, el único detector no usado comúnmente es el llamado de Bertozzi y puede valer la pena agregar algunas palabras acerca de éste (ver referencias 2,3). Este detector es una cámara proporcional multifilar (CPM) y los iones al atravesarla con un dado ángulo interceptarán diversas zonas en donde ionizarán el gas del detector y así producirán varias trazas de electrones a ser recolectados por los filamentos. En la Fig.6 se puede observar un corte del detector perpendicular a los filamentos. Estos filamentos están dispuestos en un plano vertical, perpendicular al plano z,x del espectrómetro. Con el "pattern" alternado de conductores de 20 μm y 50 μm se consigue definir el campo eléctrico como se muestra en la Fig.6, o sea, nulo en todos lados salvo en las celdas asociadas con los conductores de 20 μm . Gracias a

esto se pueden individualizar los hilos que fueron excitados y esto a su vez permite obtener la posición de corte de la trayectoria a lo largo del plano de la señal y su ángulo. Los autores citan en la referencia 2 una resolución de $\pm 60 \text{ um}$ y $\pm 0.1^\circ$ respectivamente en una experiencia con electrones relativistas.

B. Simulaciones de la marcha de rayos y coeficientes de aberración

La Fig.7 muestra una marcha de rayos teórica obtenida con una computadora a lo largo del plano xz, plano de simetría del espectrómetro, de un haz de ^{12}C . El rango en momentos es del 10% (20% de energía) y se puede ver a simple vista, que la focalización es perfecta tanto para el rayo central como para el resto. El ángulo sólido usado es $\Delta\theta = \pm 100 \text{ mr}$, $\Delta\phi = \pm 70 \text{ mr}$ o sea $\Omega = 28 \text{ msr}$.

En la Fig.8 se observa una simulación de una experiencia basada en una generación de números al azar. Se generan números al azar dentro del ángulo sólido y cada uno de dichos números representa un ión con un dado conjunto de coordenadas. El pico que se observa representa la imagen en el plano focal de esta simulación. Vemos que el ancho de la imagen es de 0.6mm. Finalmente en la Tabla 2 se muestran las características del espectrómetro diseñado en comparación con las características de otros dos espectrómetros, que en diferentes momentos, se pensaron para este laboratorio, uno tipo "split-pole" y otro tipo "naranja".

El "split-pole" parece ser significativamente peor. El "naranja" y el del presente trabajo tendrían dispersión, magnificación, poder de resolución y coeficientes de aberración similares. Las dos características tal vez más importantes de un espectrómetro son, como ya ha sido señalado, el ángulo sólido y el rango. El ángulo sólido del diseño actual es significativamente mejor y los rangos no pueden ser comparados por desco-

nocerse el del espectrómetro "naranja". Sin embargo, vale la pena aclarar, que estamos muy satisfechos con el rango obtenido en el presente diseño.

Finalmente, vemos que con un tandem de 20MV, los protones tendrían un K de 40, los deuterones de 80, los tritones de 20, los ^3He 30 y las alfas 40. Por lo tanto, salvo los deuterones que están en el límite, todas estas partículas tendrán un radio de vuelo con campo magnético máximo menor que el radio medio del espectrómetro, y podrán por ende ser detectados en el plano focal.

TABLA 1
Valores de los parámetros para el presente espectrómetro

MULTIPOLO		
A	43.70	
B	30.87	
L	25.00	
RAD	14.00	
BQUAD	-1.27	
BHEX	0.026	
BOCT	0.281	
	1° DIPOLO	2° DIPOLO
A	25.00	40.00
B	30.00	150.00
R	80.00	80.00
BF	1.04	1.04
PHI	37.00	60.00
ALPH	-29.00	40.00
BETA	11.00	24.00
S02	-0.214	-0.21
S03	-0.67	-0.105
S04	0.20	0.00

TABLA 2

Comparación entre tres diseños de espectrómetros magnéticos

	split-pole	naranja	TANDAR
Radio	71.5 cm	70 cm	80 cm
Angulo sólido	12.8 msr	20 msr	28 msr
Magnificación M_x	0.383	0.404	0.347
Dispersión D	1.40 cm/%	1.82 cm/%	1.58 cm/%
$D/M_x^{(*)}$	3.67	4.50	4.55
x/θ^2	pequeña	pequeña	pequeña
x/ϕ^2	0.3	0.1	pequeña
x/θ^3	-14	-3	-2
Rango momentos	no se conoce	no se conoce	+10%
$K=ME/q^2 = (\frac{B^2 R^2}{2})$	65	61	82

(*) proporcional a la resolución en primer orden.

-
- 1) J.E. Spencer y H.A. Enge, NIM 49(1967)81.
 - 2) W. Bertozzi, M.V. Hynes, C.P. Sargent, C. Creswell, P.C. Dunn, A. Hirsch, M. Leitch, B. Norum, F.N. Rad y T. Sasanuma, NIM 141(1977)457.
 - 3) W. Bertozzi, M.V. Hynes, C.P. Sargent, W. Turchinets y C. Williamson, NIM 162(1979)211.

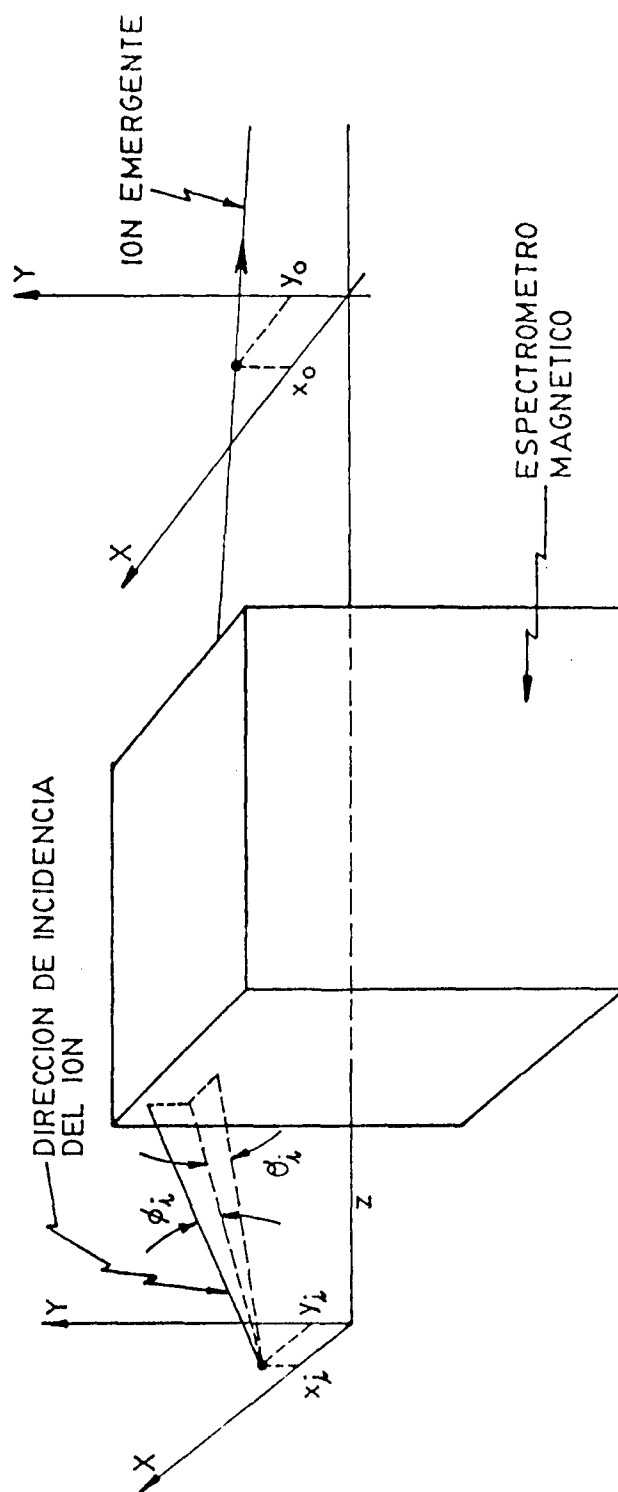


FIG.1 EJES DE COORDENADAS USADOS EN EL DISEÑO DEL ESPECTROMETRO MAGNETICO.-

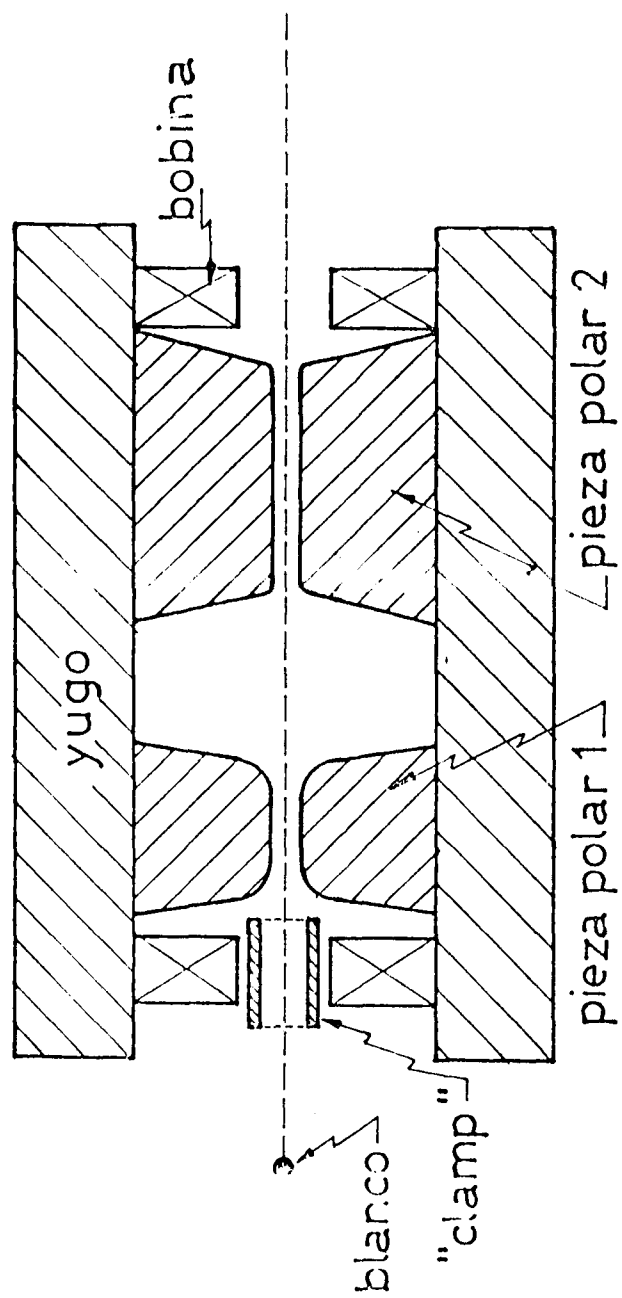


FIG. 2.- DIAGRAMA EN BLOQUE DE UN ESPECTROMETRO TIPO.

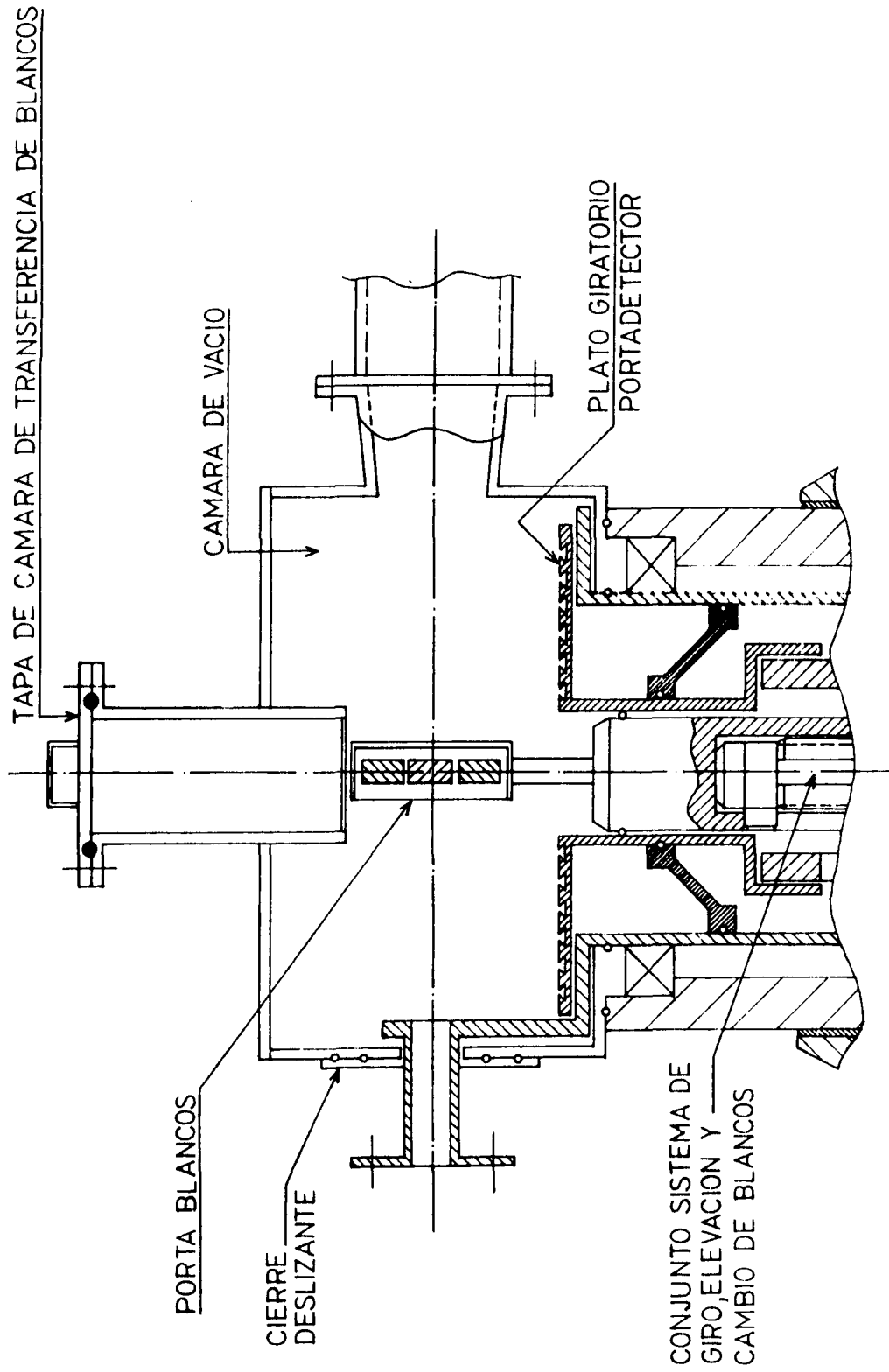


FIG.3 CAMARA DE DISPERSION

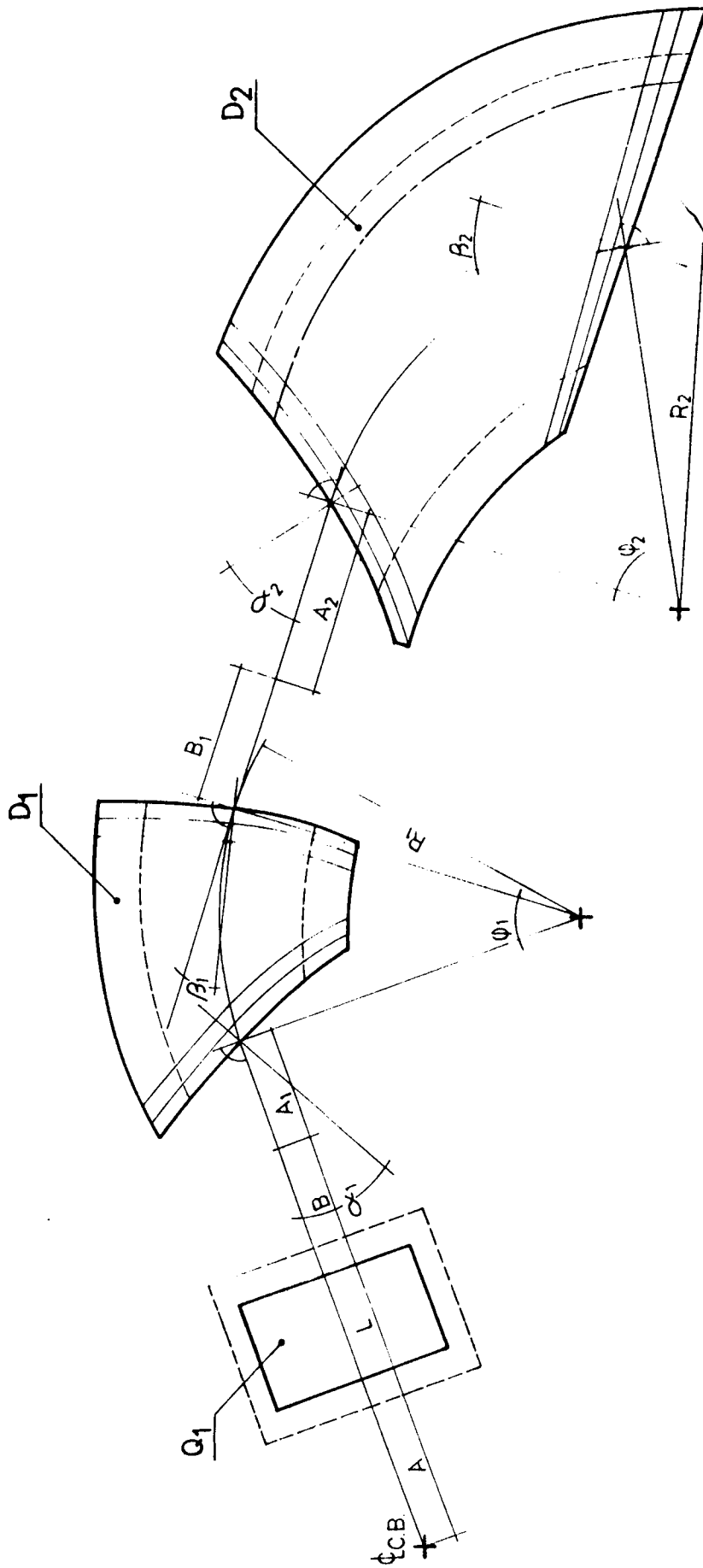


FIG. 4 SIGNIFICADO DE LOS PARAMETROS DEL ESPECTROMETRO MAGNETICO

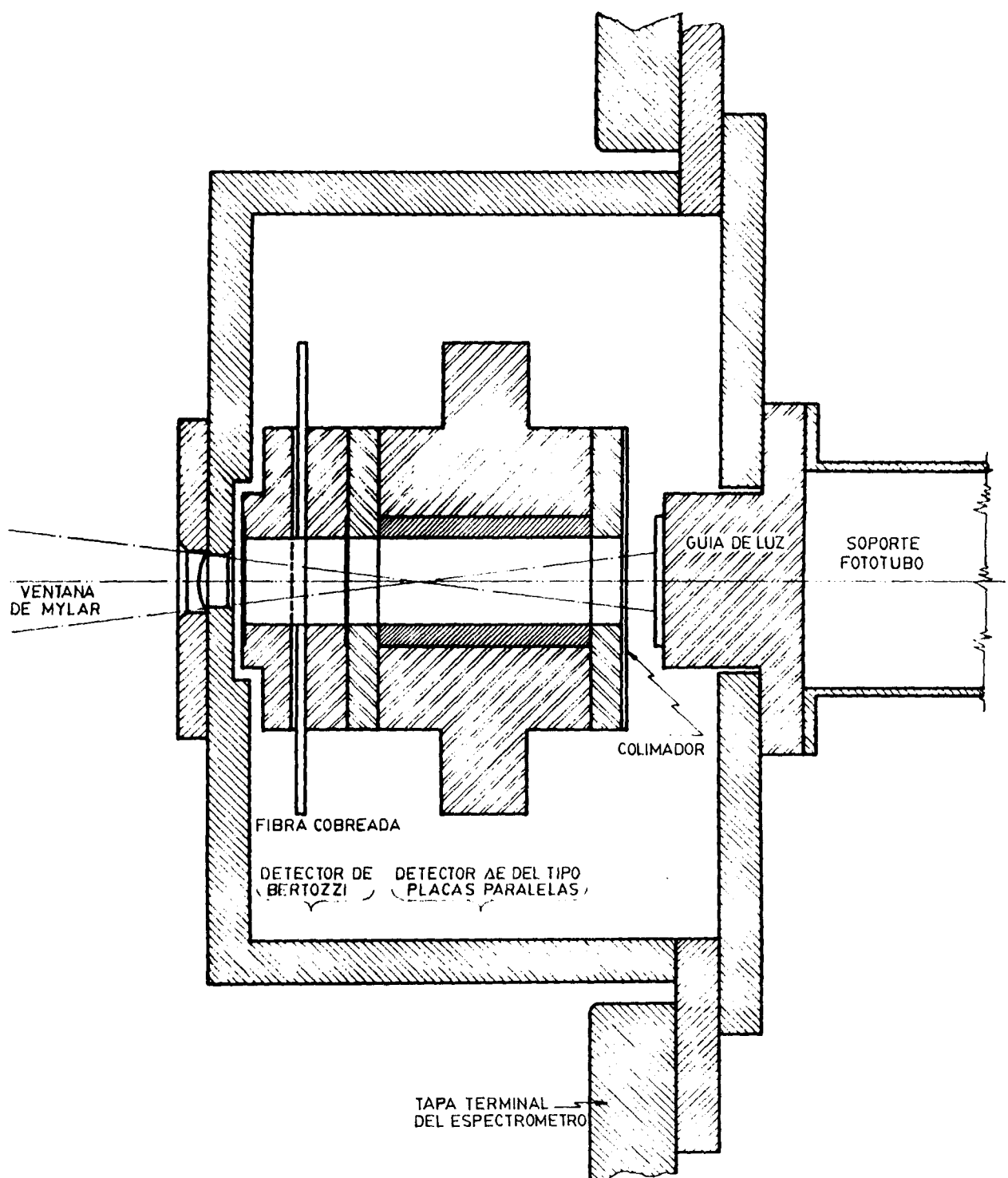


FIG.5_SISTEMA DE DETECTORES PARA EL ESPECTROMETRO MAGNETICO

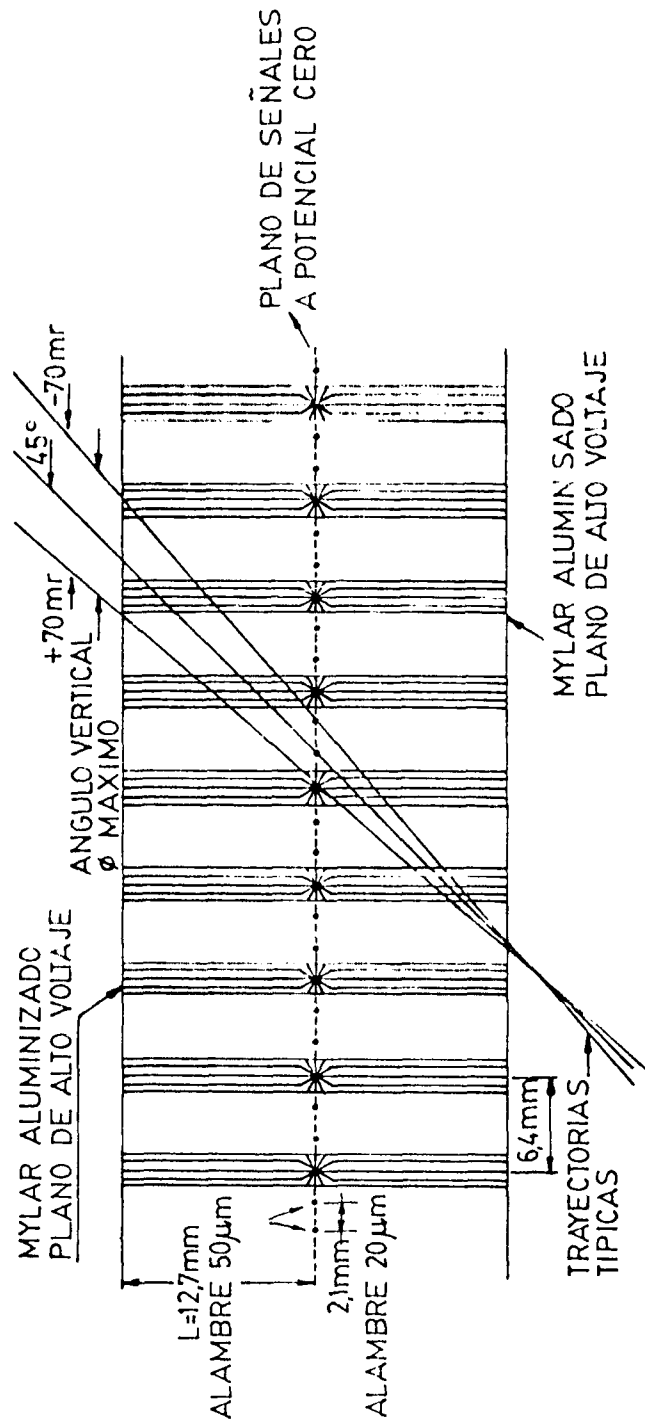


FIG.6 PLANO EN PLANTA DE LA CPM, DE REFERENCIA 2].

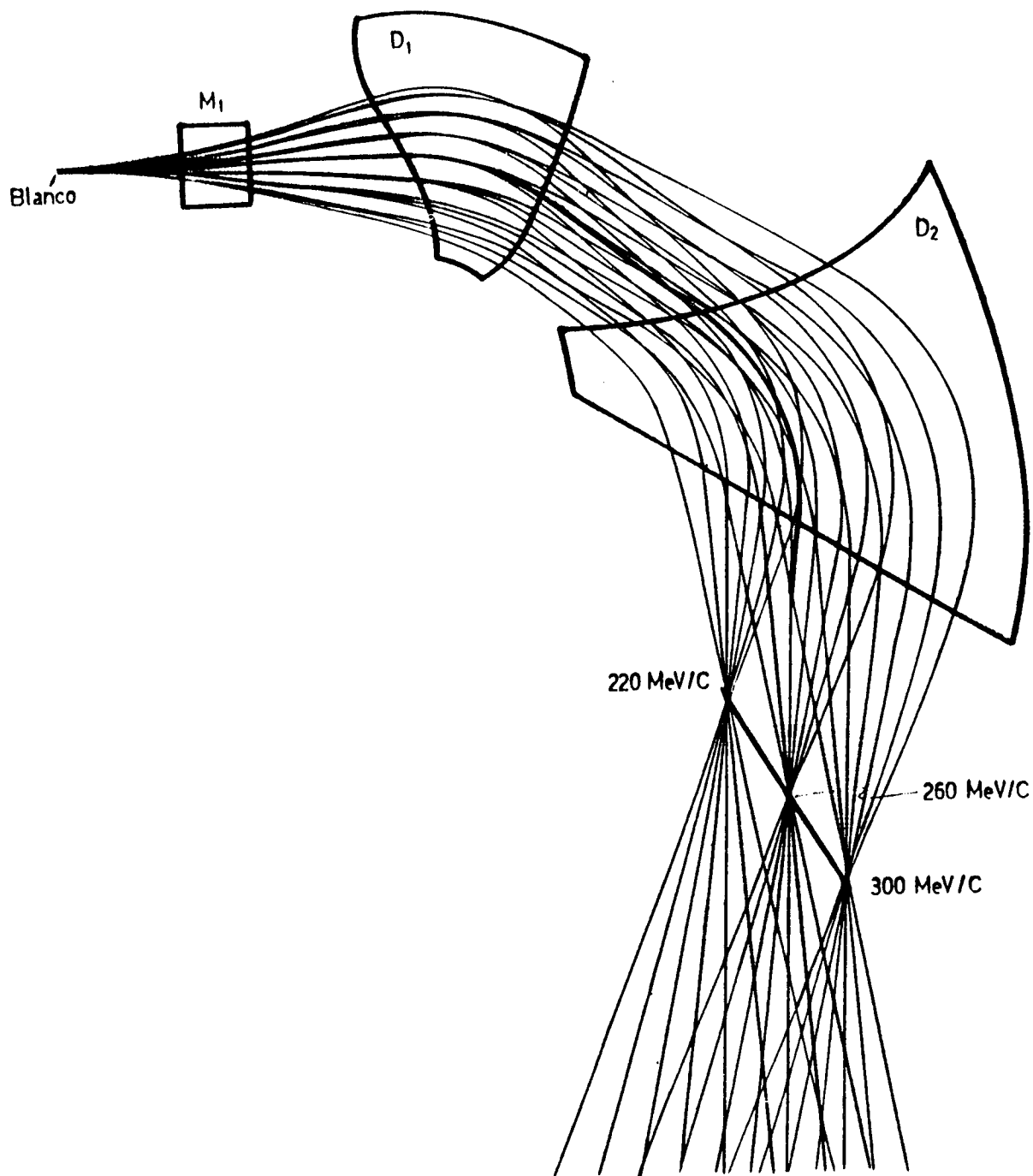


Fig. 7 Marcha de rayos en el plano de simetría del espectrómetro de un haz de ^{12}C con momentos 220 260 y 300 MeV/c y ángulo sólido dado por $\Delta\theta = \pm 100\text{mr}$ y $\Delta\phi = \pm 70\text{mr}$

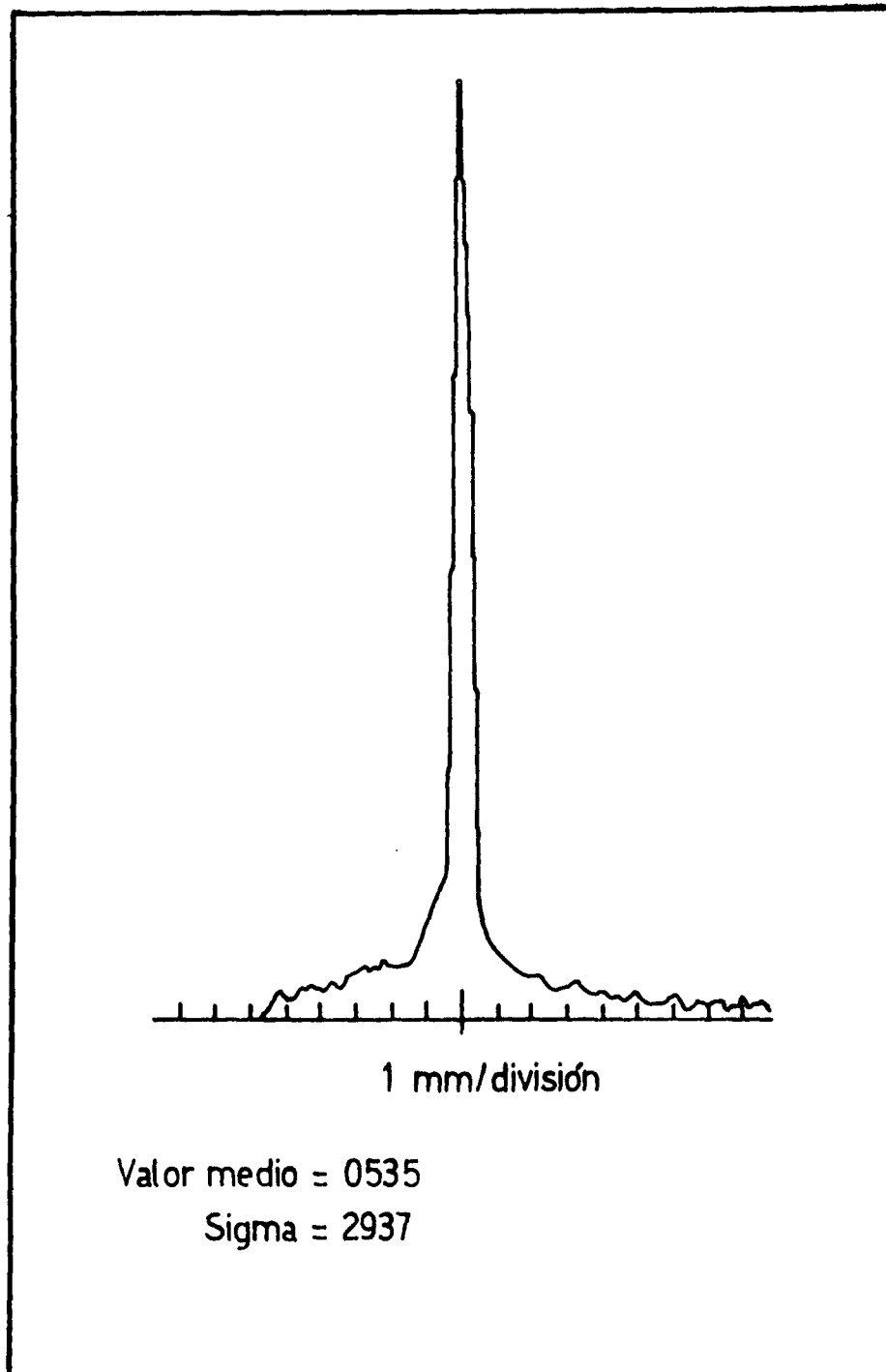


Fig.8 Simulación por medio de números al azar de un haz de ^{12}C a 260 MeV/C entrando al espectrómetro con un ángulo sólido dado por $\Delta\theta = \pm 100\text{mr}$ y $\Delta\phi = \pm 70\text{mr}$

REACCIONES NUCLEARES

FACTORES DE FORMA PARA REACCION DE TRANSFERENCIA

S. Lenzi, E.E. Maqueda

Departamento de Física, CNEA.

El cálculo de las secciones eficaces para reacciones de transferencia requiere la obtención de la matriz de transición.

Aplicando la DWBA para una reacción en la que se transfiere una partícula x desde un canal de entrada $\alpha: \{A, a\}$, a un canal de salida $\beta: \{B, b\}$ donde, para el caso de pick-up $A=B+x$ y $b=a+x$, la matriz de transición toma la forma

$$T_{\alpha\beta} = \int \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{r}_{\beta}) \langle Bb | V | Aa \rangle \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}_{\alpha}) d\vec{r}_{\alpha} d\vec{r}_{\beta}$$

donde reconocemos las ondas distorsionadas de los canales de entrada y salida respectivamente, y el "factor de forma" que se expresa como

$$\langle Bb | V | Aa \rangle = \int \psi_B^*(\vec{\xi}_B) \psi_b^*(\vec{\xi}_b) V(\vec{r}_{ax}) \psi_A(\vec{\xi}_A) \psi_a(\vec{\xi}_a) d\vec{\xi}_x d\vec{\xi}_a d\vec{\xi}_B$$

Las funciones ψ describen el estado interno de las partículas interactuantes.

Vamos a trabajar un poco con esta expresión. Definimos entonces los factores espectroscópicos o de estructura

$$A_{NL}(\gamma_z J_z T_z; \gamma_y J_y T_y; \alpha_x l_x S J_x, J_T) = \left(\frac{Z}{x} \right)^{1/2}$$

$$\cdot \int [\psi_{\gamma_y J_y T_y}(\vec{\xi}_y) [\psi_{\alpha_x l_x S J_x T}(\vec{\xi}_x) \phi_{NL}(\vec{r}_{xy})]^{JT}]_{n_y, n_x}^{J_z T_z} \psi_{\gamma_z J_z T_z}(\vec{\xi}_z) d\vec{\xi}_y d\vec{\xi}_x d\vec{\xi}_z$$

Los subíndices indican los números cuánticos correspondientes a cada partícula. Las funciones ϕ_{NL} describen el movimiento relativo entre la partícula transferida x y el núcleo al o desde el que es transferida. Es-

to dará origen a un factor espectroscópico para la parte liviana (proyectoril-eyetil) y otro para la parte pesada de la reacción (blanco-residual).

Para calcular los factores espectroscópicos con funciones Shell-Model, debemos realizar un cambio de coordenadas y luego eliminar el movimiento espúreo de CM del sistema.

Esto nos lleva, despreciando estados excitados del centro de masa del núcleo Z a la expresión.

$$A_{NL}(\delta_z J_z T_z; \delta_y J_y T_y; m_x \ell_x S J_x, J_T) = \left(\frac{Z}{x}\right) \left(\frac{Z}{y}\right)^{N+\frac{1}{2}L} \\ \cdot \int [\Psi_{\delta_y J_y T_y}(\mathcal{Y}_y) [\Psi_{m_x \ell_x S J_x T}(\mathcal{Z}_x) \Phi_{NL}(\mathcal{R}_x)]^{JT}]^{JT} \int_{n_{z_2} n_{\pi_2}}^{J_z T_z} \Psi_{\delta_z J_z T_z, n_{z_2} n_{\pi_2}}(\mathcal{Y}_z) d\mathcal{Y}_z$$

donde la coordenada $\mathcal{Y}$ está referida al centro del potencial central.

Trabajando un poco más con esta expresión, obtenemos:

$$A_{NL}(\delta_z J_z T_z; \delta_y J_y T_y; m_x \ell_x S J_x, J_T) = \left(\frac{Z}{x}\right)^{1/2} \left(\frac{Z}{y}\right)^{N+\frac{1}{2}L} \\ \sum_{m'_x \delta} \Omega_{m'_x m_x} \langle \delta_y J_y T_y, \delta J_T | \{ \delta_z J_z T_z \} \rangle \langle [\Psi_{m'_x \ell_x S J_x T}(\mathcal{Z}_x, x \nu_y) \Phi(\mathcal{R}_x, x \nu)]_{n_y}^{JT} | \Psi_{\delta J_T n_y n_T}(\mathcal{Y}_x, x \nu_y) \rangle$$

Donde distinguimos los coeficientes de parentesco fraccional

$$\langle \delta_y J_y T_y, \delta J_T | \{ \delta_z J_z T_z \}$$

que relacionan el estado del núcleo Z con los del núcleo Y y todos los posibles estados del conjunto x; las superposiciones

$$\langle [\Psi_{m'_x \ell_x S J_x T}(\mathcal{Z}_x, x \nu_y) \Phi_{NL}(\mathcal{R}, x \nu_y)]_{n_y}^{JT} | \Psi_{\delta J_T n_y n_T}(\mathcal{Y}_x, x \nu_y) \rangle$$

que son una generalización a muchas partículas de los corchetes de transformación de Moshinsky para 2 nucleones; y los números

$$\Omega_{m'_x m_x} = (\hat{J}_x \hat{T})^{-1} \int [\Psi_{m'_x \ell_x S J_x T}(\mathcal{Z}_x, x \nu_y) \Psi_{m_x \ell_x S J_x T}(\mathcal{Z}_x, x \nu_x)]^{00} d\mathcal{Z}_x$$

que dan la superposición entre las funciones de onda interna de los n nucleones con la misma simetría, pero diferente parámetro de tamaño del oscilador armónico V_x y V_y respectivamente ($V = m_0 \omega^2 / \hbar$; $\hbar \omega = 41 \text{ } \bar{\Lambda}^{1/3} \text{ MeV}$).

Se puede ver que para el cálculo de transferencia de 2 nucleones, los A_{NL} son los G_{NLSJT} definidos por Glendenning¹⁾, y para el caso de partículas α coinciden con la definición de factores espectroscópicos de Ichimura²⁾.

Con la definición de estos factores espectroscópicos que contienen la información de la estructura, podemos reescribir el factor de forma de la siguiente manera

$$\langle Bb | V | Aa \rangle = \tilde{J}_A \tilde{J}_b$$

$$= \sum_{L_T J_t J_p} (-)^{L_T} \langle J_A J_B n_A n_B | J_t n_t \rangle \langle J_b J_a n_b n_a | J_p n_p \rangle \langle J_t J_p n_t n_p | L_T n_{LT} \rangle$$

$$= \sum_{L L'} \sum_{m_x l_x s J_x T} (-)^{J_b + J_x - L_T} \left\{ \begin{matrix} J_p & J_t & L_T \\ L & L' & J_x \end{matrix} \right\}$$

$$= \langle T_B T n_{TB} n_T | T_A n_{TA} \rangle \langle T_a T n_{Ta} n_T | T_b n_{Tb} \rangle$$

$$V(\vec{r}_{ax}) [\Phi_{L'}^*(\vec{r}_{ax}) \Phi_L(\vec{r}_{ax})]_{n_{LT}}^{L_T}$$

donde

$$\Phi_L(\vec{r}_{yx}) = \sum_N A_{NL} (\gamma_z J_z T_z; \gamma_y J_y T_y; m_x l_x s J_x, T) \Phi_{NL}(\vec{r}_{yx})$$

Una vez obtenidos los factores espectroscópicos, debemos encontrar una forma de calcular las funciones Φ_L . Vamos a hacer una reseña de algunos de los métodos más utilizados.

Describiremos primero el método "macroscópico". Este se basa en la siguiente aproximación: considera que una sola de las funciones Φ_{NL} radiales contribuye a la suma Φ_L . Esto sucedería en el caso microscópico cuando los factores espectroscópicos correspondientes a los otros Φ_{NL} fueran despreciables.

En la mayoría de los casos, el movimiento relativo de la partícula transferida está en el estado interno de menor energía y por lo tanto el mayor valor de A_{NL} , corresponde al mayor valor de N .

Dado que estamos interesados en procesos directos, y que la información que tenemos de la partícula x ligada es su energía (de separación, menos la de ligadura propia del conjunto), vamos a tener en cuenta para éste y para los demás métodos ese hecho.

En el caso del macroscópico, se calcula entonces una sola función de onda radial, en un pozo de Woods-Saxon, ajustando la profundidad del mismo de manera de obtener una energía coincidente con la de ligadura del conjunto x .

Ahora, si los factores espectroscópicos A_{NL} de los otros ϕ_{NL} no son despreciables, se pueden utilizar los métodos alternativos que vamos a enumerar a continuación.

A. Oscilador Armónico

Este método calcula las funciones de onda $\phi_{NL}(\vec{r}_{yx})$ en un potencial de oscilador armónico, ajustando el parámetro de tamaño de manera que el último máximo de ϕ_L coincida con el del método macroscópico³⁾.

Para obtener un decaimiento correcto de la función de onda radial total ϕ_L , se la empalma con una función de Whittaker cuyo comportamiento asintótico está determinado por la energía de ligadura.

Este método es muy sensible al punto de empalme. Para el caso en que éste se realice en el último máximo, obtenemos el factor de forma de la figura 1. En el caso en que el empalme se haga más adelante, la sección eficaz no reproduce los resultados experimentales.

B. Método DWUCK2 Modificado

Se puede repetir el método macroscópico calculando cada $\phi_{NL}(\vec{r}_{yx})$ en un pozo de Woods-Saxon, de manera de ir variando la profundidad del mismo

hasta obtener la energía requerida⁴⁾.

En este caso todas las funciones ϕ_{NL} tienen el comportamiento asintótico correcto, pero cada una pertenece a un potencial diferente.

C. Método de Autovalores

Un método alternativo podría ser el de pedir que la energía correspondiente a la función suma sea la energía de ligadura de la partícula transferida. De esta forma, las funciones ϕ_{NL} se obtienen en un mismo potencial, con el requisito de que

$$\frac{\sum_N A_{NL}^2 E_{NL}}{\sum_N A_{NL}^2} = E_B$$

donde los E_{NL} son los autovalores correspondientes a las autofunciones ϕ_{NL} .

Este método elude el hecho indeseable de tener un potencial diferente para cada valor de N, pero al asignar carácter decisivo al interior del pozo, no provee una función de onda con el comportamiento asintótico correcto.

D. Método Woods-Saxon

Dado que, en procesos directos, los efectos más importantes están relacionados con el comportamiento de las funciones ϕ_L a distancias relativamente grandes, se decidió aplicar otro método.

Este requiere que para r_{yx} suficientemente grande la derivada logarítmica de ϕ_L tienda a la derivada logarítmica de la función de Whittaker

$$\frac{\phi_L'}{\phi_L} \longrightarrow k + (\eta + 1)/r_{yx}$$

donde k es el módulo del vector de onda y η es el parámetro de

Sommerfeld.

En este caso también se varía un potencial único de manera de lograr el comportamiento deseado.

En la fig. I podemos observar los factores de forma para los diferentes métodos en la reacción $^{64}\text{Zn}(d, ^6\text{Li})^{60}\text{Ni}$, $L=0$.

Todos estos están calculados en la aproximación de rango cero, que aproxima

$$V(r_{ax}) \phi_L(r_{ax}) \sim D_0 \delta(r_{ax})$$

donde D_0 es una constante. Por lo tanto en $\langle Bb|V|Aa \rangle$ sólo sobrevive $\phi_L(r_{Bx})$ que es lo que calculamos y llamamos factor de forma por abuso de notación.

Podemos observar que aunque en el interior nuclear son bastante diferentes, sus comportamientos asintóticos son semejantes por construcción.

Si calculamos ahora las secciones eficaces, obtenemos distribuciones angulares semejantes, aunque de distinta magnitud. Esto se debe en gran parte a que la forma de la distribución depende fundamentalmente del momento angular transferido (fig. II).

Si hacemos el cociente

$$\Gamma_0(\theta) = \frac{\Gamma_{0i}(\theta)}{\Gamma_{0M}(\theta)}$$

podemos esperar un Γ_0 que se mantenga constante para pequeños valores de θ , para los cuales interviene muy poco el interior del núcleo, pero desviaciones para ángulos mayores.

Si comparamos con los datos experimentales hacemos el cociente

$$S_i = \frac{\Gamma_{exp}}{\Gamma_i}$$

obtenemos la tabla I, donde se calcularon los S_f para las reacciones $(d, {}^6\text{Li})$ sobre ${}^{64,66,68}\text{Zn}$ (0^+ y 2^+).

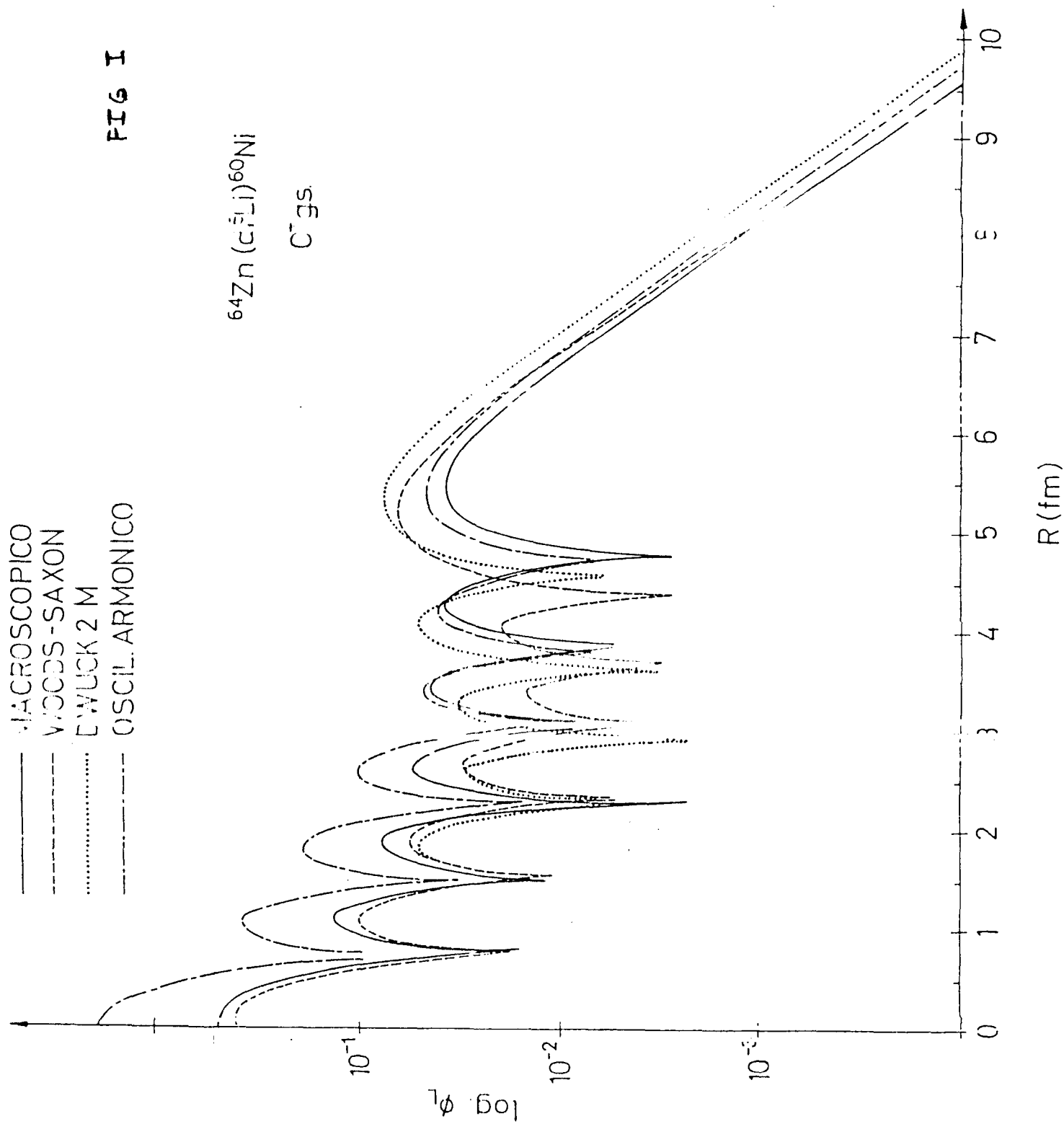
Aquí podemos observar también que los factores que se obtienen con el método de Woods-Saxon, que es el que tiene en cuenta más argumentos físicos, son bastante similares a los obtenidos con el método macroscópico (al que se le ha agregado el factor espectroscópico). Luego le siguen en orden decreciente el método de oscilador armónico y el DWUCK2 y dado que el método de oscilador armónico es tan sensible a la elección del punto de empalme, permite ajustar más fácilmente los datos experimentales.

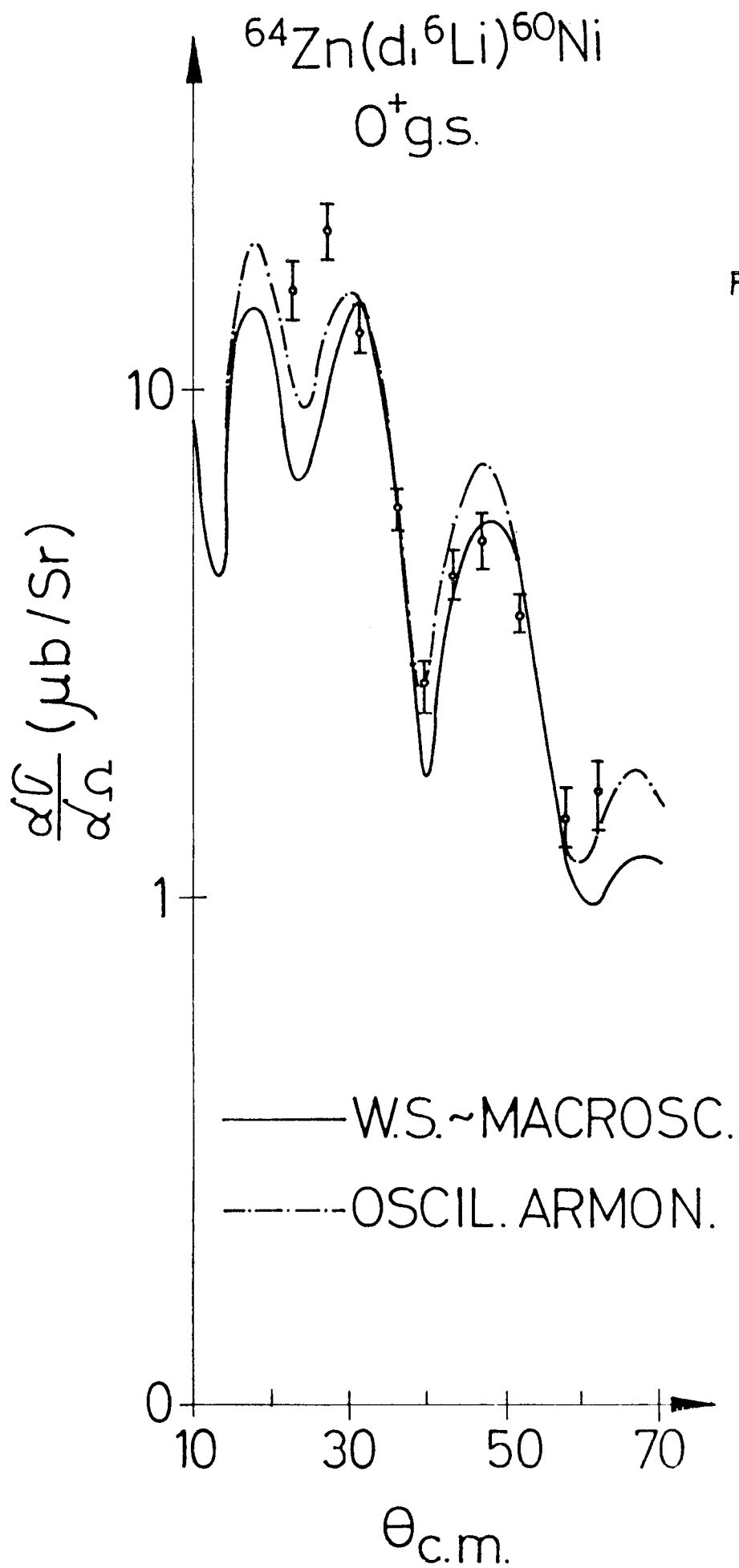
Tabla I

Ajuste con los resultados experimentales

$S_f = \text{exp/}$ f	${}^{64}\text{Zn}(d, {}^6\text{Li}) {}^{60}\text{Ni}$		${}^{66}\text{Zn}(d, {}^6\text{Li}) {}^{62}\text{Ni}$		${}^{68}\text{Zn}(d, {}^6\text{Li}) {}^{64}\text{Ni}$	
	0^+	2^+	0^+	2^+	0^+	2^+
DWAMI (W-S)	$2.4 \pm .3$	$3.6 \pm .3$	$2.5 \pm .3$	$2.9 \pm .3$	$2.9 \pm .3$	$3.6 \pm .2$
Oscil. Armón.	$2.4 \pm .3$	$3.0 \pm .3$	$2.7 \pm .3$	$2.6 \pm .2$	$3.2 \pm .4$	$3.5 \pm .4$
DWUCK2	$.95 \pm .08$	$1.7 \pm .2$	$.76 \pm .08$	$1.1 \pm .1$	$.9 \pm .08$	$1.5 \pm .2$
Macroscópico	$2.5 \pm .3$	$3.7 \pm .3$	$2.5 \pm .3$	$2.9 \pm .3$	$3.0 \pm .4$	$3.6 \pm .3$

-
- 1) N.K.Glendenning, Phys.Rev. 137(1965)B102.
 - 2) M.Ichimura and A.Arima, Nucl.Phys. A204(1974)225.
 - 3) A.Vitturi et al., Nucl.Phys. A340(1980)183.
 - 4) O.Dragún et al., Nucl.Phys. A176(1971)529.





CALCULO BIDIMENSIONAL DE SECCIONES EFICACES DE TRANSICION A
ESTADOS ROTACIONALES EN NUCLEOS DEFORMADOS

M. Bernath^{*}, D. Bes^{**}, M. Saraceno, M. E. Spina

Departamento de Física, CNEA

El método de los corrimientos de fase dependientes del ángulo (ADPS) se ha aplicado con éxito para describir la excitación de estados rotacionales en núcleos deformados [1,2]. A fin de investigar el alcance de este formalismo y analizar las aproximaciones introducidas, se desarrolla en este trabajo un método cuántico para resolver el problema en un caso bidimensional simplificado.

En particular se trata el problema de dispersión por un potencial elíptico utilizando coordenadas elípticas así definidas:

$$\left. \begin{aligned} x &= c \xi \cos \nu &= c \cosh \mu \cos \nu \\ y &= c [\xi^2 - 1]^{\frac{1}{2}} \sin \nu &= c \sinh \mu \sin \nu \end{aligned} \right\} \begin{aligned} 0 \leq \nu \leq 2\pi \\ 1 \leq \xi \leq \infty \end{aligned}$$

siendo $2c$ la distancia focal de la elipse.

En estas coordenadas, la ecuación de Schroëdinger que describe el problema es separable en una ecuación de Mathieu para la coordenada angular " ν " y una análoga para la coordenada radial " μ ". Esta ecuación es de la forma

$$\frac{d^2}{d\nu^2} \psi_n + (b_n - (ck)^2 \cos^2 \nu) \psi_n = 0$$

donde los b_n son los valores característicos de dicha ecuación que garantizan su periodicidad y k es el número de onda.

El tratamiento es similar al de dispersión por un potencial con simetría cilíndrica en coordenadas cilíndricas. La diferencia es que, en este caso, la condición de empalme en el borde del pozo (que determina los corrimientos de fase, acopla canales con distinto número cuántico " n ". Es decir, no se conserva el número cuántico que caracteriza a las funciones de Mathieu y que es el equivalente al impulso angular en el

caso cilíndrico.

Obtenidos los corrimientos de fase ' δ_n ' a partir de la condición de empalme, se calcula la amplitud de dispersión $f(\phi, \beta)$, para una orientación fija, ' β ', de la elipse respecto del haz incidente.

$$f(\phi, \beta) = \sqrt{\frac{2\pi}{k}} e^{-i\pi/4} \sum_n (e^{i\delta_n} - 1) S_n(ck, \nu) S_n(ck, \beta)$$

donde las $S_n(ck, \nu)$ son las funciones de Mathieu angulares, que constituyen una base completa.

En particular se realizaron los cálculos para un potencial infinito (elipse dura). La sección eficaz (dividida por el tamaño mayor) se compara en el límite semiclásico ($ck \gg 12$) con lo que resulta de utilizar un método puramente clásico.

En las figuras I y II se observan los resultados para excentricidades de 0,33 y 0,66 respectivamente, graficándose en cada caso orientaciones " β " de 0° , 45° y 90° . Las curvas se separan en los ángulos delanteros donde los efectos de difracción aparecen para los cálculos cuánticos.

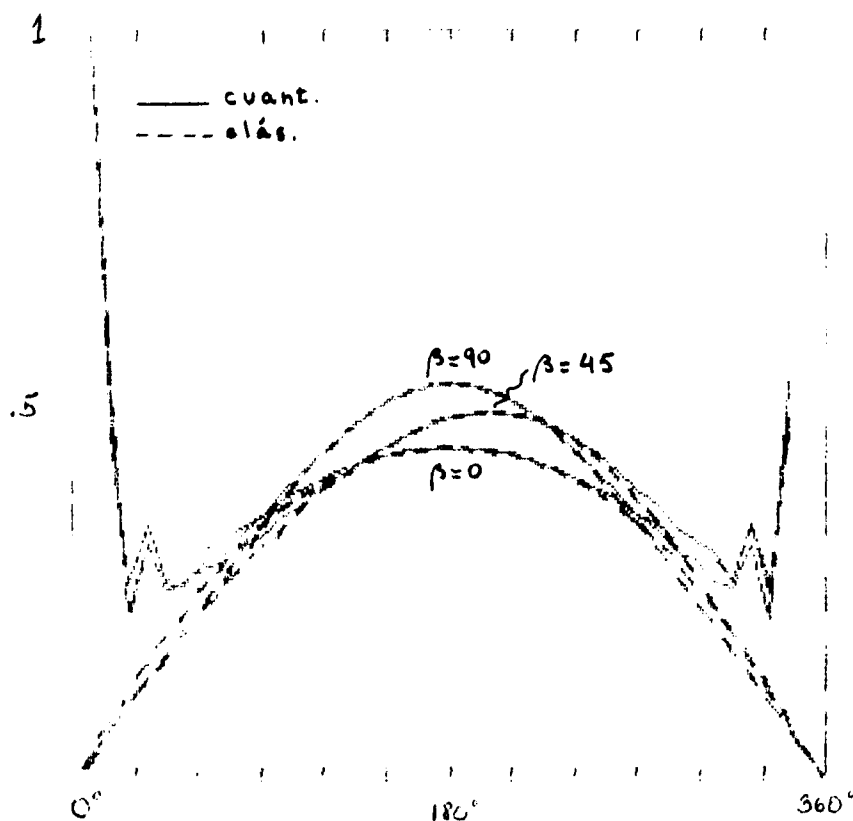


Fig. I: $d\sigma/d\phi$ para $\epsilon = 0,33$;
comparación
clásico - cuántica

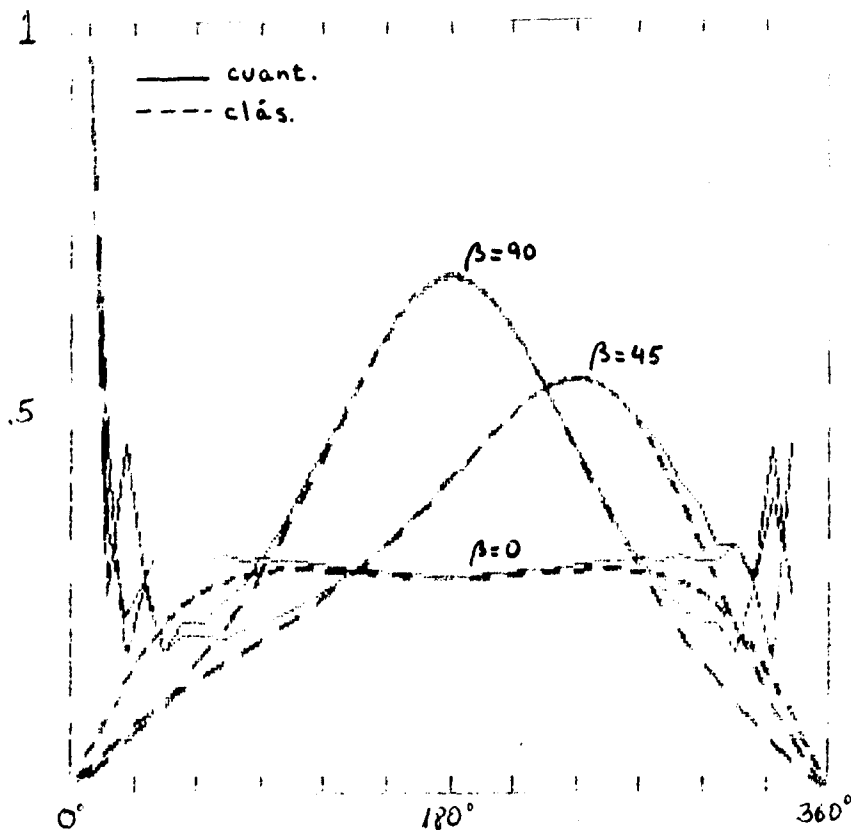


Fig. II: $\frac{d\sigma}{d\phi/a}$ para $\epsilon = 0,66$
comparacion
clásico - cuántica

Se pueden calcular asimismo las secciones eficaces para una transferencia fija de impulso angular, integrando sobre todas las posiciones posibles de la elipse, según:

$$f_M(\phi) = \int_0^{2\pi} e^{-iM\beta} f(\phi, \beta) d\beta \quad (1)$$

Por otra parte, el formalismo ADPS conduce a la siguiente expresión para dicha amplitud

$$f_M(\phi) = \sum_m \frac{e^{i(m-M)\phi}}{\sqrt{2\pi}} e^{-i\pi/4} (\delta_{m,M} - \delta_{m,0}) \quad (2)$$

donde

$$\delta_{m,M} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{2i\delta_m(\phi')} e^{-iM\phi'} d\phi'$$

donde los corrimientos de fase dependientes del ángulo $\delta_m(\phi')$, son los correspondientes a un potencial cilíndrico calculado con un radio $R(\phi')$

Se graficaron los resultados obtenidos con (1) y (2) para distintas excentricidades y energías.

En la figura III se considera $ck\zeta \approx 12$ y $\varepsilon = 0,57$. En la figura IV, con la misma excentricidad se disminuyó la energía aumentando así la sección eficaz del canal elástico ($M=0$), fenómeno que se observa también al disminuir la excentricidad (figura V).

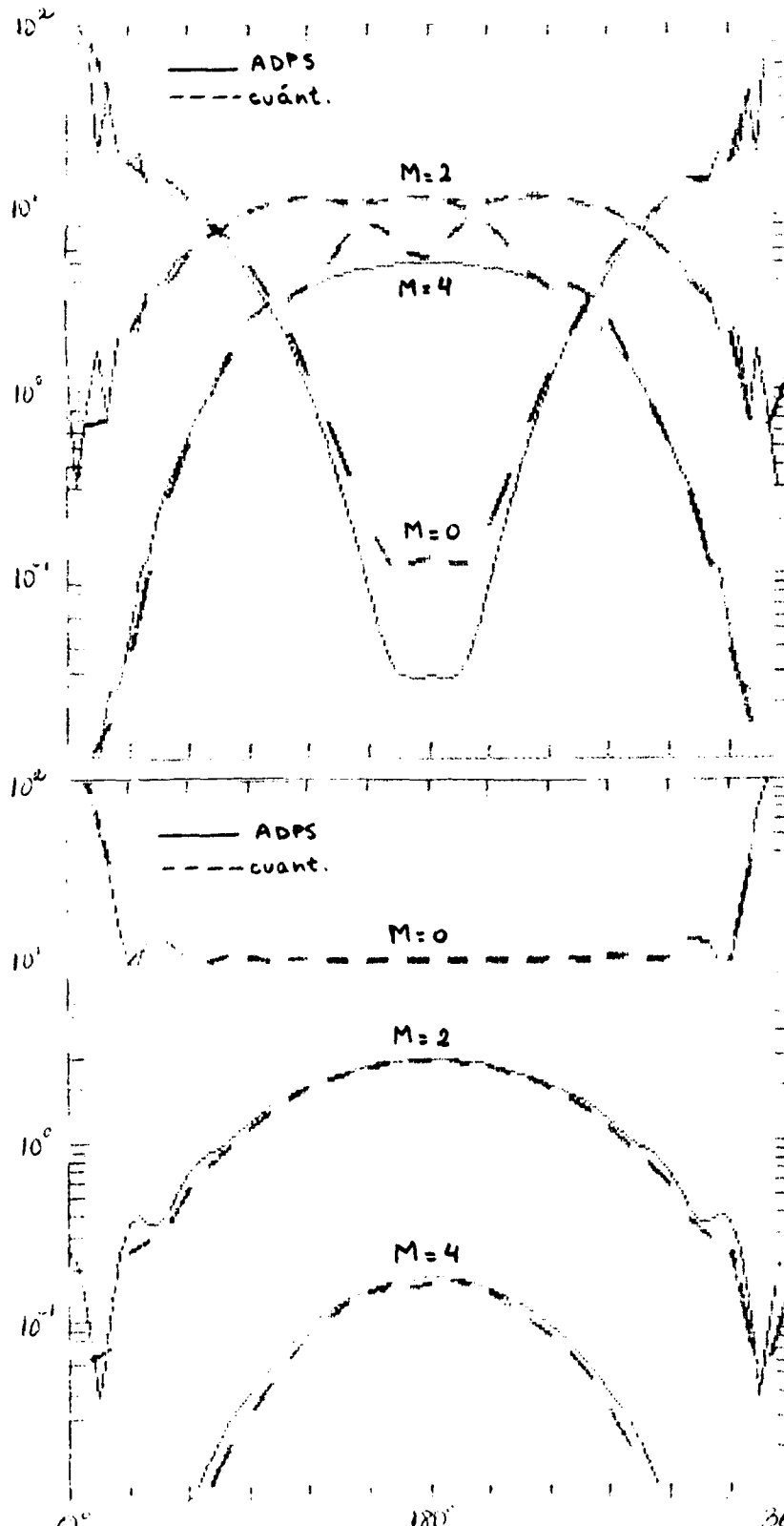


Fig. III: $\frac{d\sigma}{d\Phi}$ para $ck\zeta \approx 12$ y $\varepsilon = 0,57$; comparación cuántica - ADPS

Fig. IV: $\frac{d\sigma}{d\Phi}$ para $ck\zeta \approx 4,8$ y $\varepsilon = 0,57$; comparación cuántica - ADPS

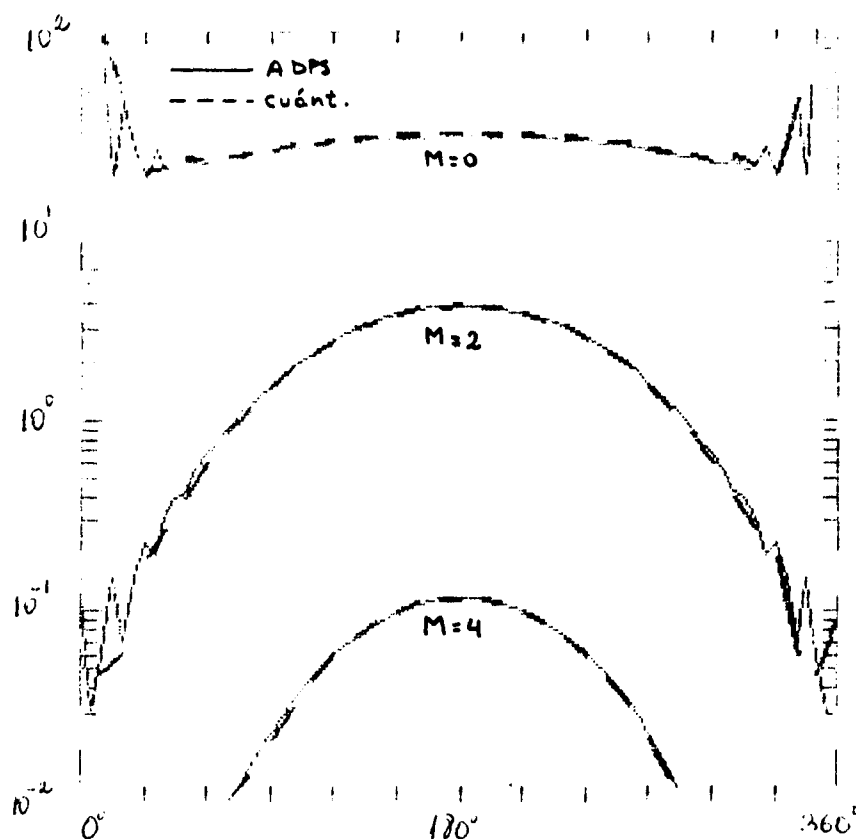


Fig.V: $\frac{d\sigma}{d\phi}$ para $ck \approx 12$ y $\epsilon = 0,33$; comparación cuántica - ADPS

Se concluye que el método ADPS resulta una muy buena aproximación al cálculo cuántico, concordando los resultados en un rango considerable de órdenes de magnitud de la sección eficaz, aún para excentricidades apreciables. Sin embargo este cálculo bidimensional no permite analizar una de las principales aproximaciones de este método en 3 dimensiones, el llamado "toque" de la función de onda, ya que los resultados demuestran ser independientes de la misma.

Referencias

- [1] H.Massman and R.Lipperheide, Ann.of Physics 123, 120 (1979)
- [3] E.Lipperheide, H.Massman and H.Roessener, Nucl.Phys.A366, 1101 (1981)

* Miembro de la carrera del investigador del CONICET.

** Becario del CONICET.

INTERPLAY OF SIMULTANEOUS AND SEQUENTIAL TRANSFER (*)
IN TWO-PARTICLE TRANSFER REACTIONS BETWEEN HEAVY IONS

Andrea Vitturi

Dipartimento di Fisica "G.Galilei", Università di Padova and
INFN, Sezione di Padova, Italy

The study of two-nucleon transfer reactions should lead to a deeper understanding of pairing correlations in nuclei. This should be particularly true for reactions induced by heavy ions, due to the large variety of available projectile-target systems, which includes, for example, the possibility of bringing into contact two superfluid nuclei with the subsequent possible multiple exchange of nucleon pairs. An important aspect of the problem lies in the theoretical prediction of the absolute value of the cross section and in the individuation of the contributions coming from the simultaneous and from the sequential transfer of the two particles, respectively. In this respect it is interesting to investigate the effect of the pairing correlations on both processes, and to compare the consequent enhancement of the cross section with that obtained in two-particle transfer reactions induced by light ions, like e.g. (p,t) or (t,p) reactions.

I report here preliminary results for two-particle transfer reactions at energies above the Coulomb barrier, using a semiclassical approach¹⁾ with the extension of including complex trajectories (in the r-plane). The method is based on the usual partial wave expansion, with the nuclear elastic phase shift derived in the WKB approximation. For each partial wave the two-particle transfer amplitude is evaluated, as a sum of contributions coming from the simultaneous and from the sequential transfer processes, which are obtained by performing a single and a double time integral over the corresponding classical (complex) trajectory, respectively¹⁾. A third contribution (non-orthogonality term) is included to take into account the non-orthogonality between initial, intermediate, and final channel states¹⁾. Single particle form factors and overlaps are used in the local momentum approximation, with corrections due to longitudinal recoil (transverse recoil is neglected). The integrals are carried out over the (complex) trajectory resulting by averaging the entrance and exit channel trajectories. Because the nuclear part has a short range one can approximate the trajectory as a parabola around the outermost (complex) turning point (in the focal coordinate system we assume: $r(t)=r_0+\frac{1}{2}\bar{r}_0 t^2$, $\phi(t)=\dot{\phi}_0 t$, where $\dot{\phi}_0$ and $\bar{r}_0$ are the complex angular velocity and radial acceleration evaluated at the turning point r_0).

The mixing of configurations in the initial and final wave functions in both projectile and target acts in both the simultaneous and the sequential transfer processes. In the case of simultaneous transfer

(*) Work done in collaboration with E.Maglione, G.Pollarolo, R.A.Broggia and A.Winther.

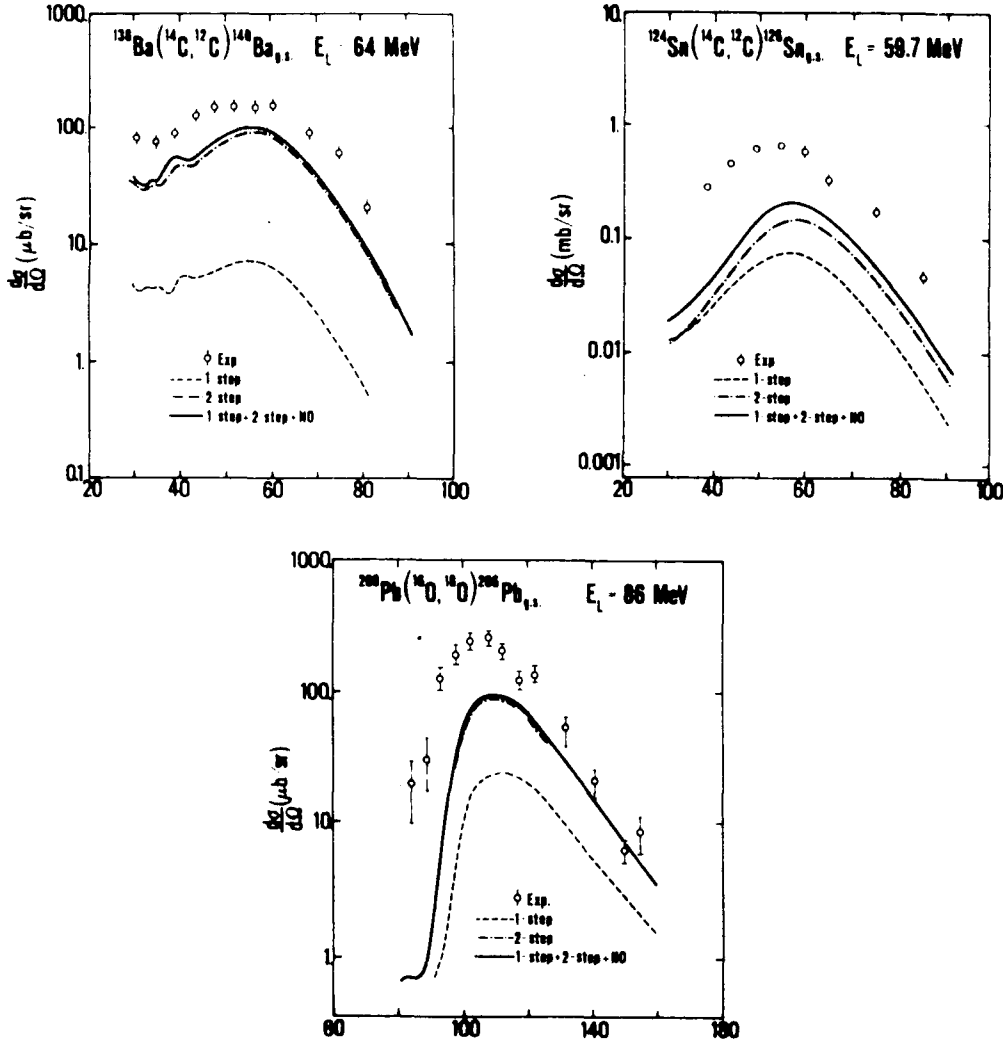


Fig. 1. Calculated angular distributions for two-particle transfer reactions compared with experimental data. Optical potentials were empirically determined from the fitting of elastic scattering cross sections. The wave functions used in the calculations are:

1. $^{14}\text{C}: 0.95(p1/2)^2 - 0.29(d5/2)^2 - 0.11(s1/2)^2$;
2. $^{18}\text{O}: 0.89(d5/2)^2 + 0.45(s1/2)^2$;
3. $^{140}\text{Ba}: 0.77(f7/2)^2 + 0.31(p3/2)^2 + 0.17(p1/2)^2 + 0.34(h9/2)^2 + 0.24(f5/2)^2 - 0.35(i13/2)^2$;
4. $^{206}\text{Pb}: 0.75(p1/2)^2 + 0.47(f5/2)^2 + 0.28(p3/2)^2 - 0.28(i13/2)^2 + 0.18(f7/2)^2 + 0.14(h9/2)^2$.

In the case of $^{124}\text{Sn}-^{126}\text{Sn}$ a BCS calculation has been performed, with 15 single particle levels and a value of $\Delta=1.2$ MeV.

this comes directly from the fact that the formfactor is given as a coherent (and constructive, in the case of pairing) sum of contributions associated with the different components of the wavefunctions. For the sequential transfer a similar (although of different nature) coherence effect also applies, through the contributions associated with the different states in the intermediate channel.

In fig. 1 are shown, in comparison with the experimental data²⁾, the results obtained for the reactions $^{138}\text{Ba}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{C})^{140}\text{Ba}(\text{gs})$, $^{208}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{206}\text{Pb}(\text{gs})$ and $^{124}\text{Sn}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{C})^{126}\text{Sn}(\text{gs})$. The total cross section (solid line) is compared with the cross sections obtained by only including either the one-step simultaneous transfer or the two-step sequential transfer. Correlated wavefunctions have been used to describe initial and final states for projectile and target (see caption to the figure).

In all cases the experimental absolute cross sections are reproduced within a factor two. It is also found the systematic behaviour that the contribution of the sequential transfer dominates over the simultaneous transfer. However the relative importance of the two contributions is closely related to the pairing collectivity displayed by the wavefunctions connected in the transfer process. So the influence of the simultaneous transfer is relatively more important in the case of the superfluid tin isotopes.

An interesting measure of the sensitivity of two-nucleon transfer reactions to pairing correlations is provided by the enhancement of the calculated cross sections with respect to pure configurations (cfr table 1). The largest enhancement is found for the simultaneous transfer of a pair in the tin case. However it is clear from the table that the successive transfer of particles displays the same type of constructive coherence through the intermediate states, with enhancement factors close to those displayed by the simultaneous transfer contribution, even in the case of strong pairing correlations like in the tin nuclei.

It is also interesting to compare the enhancement factors with those associated with (t,p) reactions for the same target. As shown in the table there is a close correspondence between the strong pure configurations in (t,p) reactions and those in the heavy ions case. Similarly the enhancement factors are quite close in the two reactions.

We can conclude that making use of pairing correlated wavefunctions and a semiclassical description of the reaction process, the absolute magnitude of two-nucleon transfer reactions induced by heavy ions in a variety of reactions is reproduced, at least within a factor two. Of the different contributions to the cross section the sequential transfer of nucleons accounts for most of the predicted value. The enhancement factors due to the pairing correlations are similar to those encountered in light-ion induced reactions.

References

- 1) U. Götz et al., Phys. Rep. **16C** (1975) 115.
- 2) Experimental data from W. von Oertzen et al., Z.Physik **A313** (1983) 371, and J.S. Lilley, unpublished.

nlj	$^{126}\text{Sn}(p,t)^{124}\text{Sn}(gs)$	$^{124}\text{Sn}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{C})^{126}\text{Sn}$	
	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta=0^\circ) (\mu\text{b/sr})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta=56^\circ) (\mu\text{b/sr})$	
		1 step	2 step
2s1/2	2.64	9.6	20.8
1d3/2	1.19	2.6	6.3
0h11/2	0.11	0.6	3.1
1f7/2	2.19	12.3	36.8
0h9/2	0.02	0.15	0.2
Total	16.95 (14)	74.2 (14.7)	139 (10.3)

nlj	$^{206}\text{Pb}(t,p)^{208}\text{Pb}(gs)$	$^{208}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{O})^{206}\text{Pb}(q;t)$	
	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta=0^\circ) (\mu\text{b/sr})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta=112^\circ) (\mu\text{b/sr})$	
		1 step	2 step
2p1/2	85	10.6	38.0
1f5/2	45	6.3	28.5
2p3/2	190	8.5	32.0
0i13/2	3	0.03	0.2
1f7/2	92	1.3	6.1
0h9/2	2	0.4	1.6
Total	270 (3.9)	22.8 (5.0)	88.1 (5.0)

Table 1. Cross sections for pure two-particle configurations in the target, compared with those obtained using the full wavefunctions. The mixed wavefunctions given in the caption to the figure have been used in all cases for ^{14}C and ^{18}O . The numbers in round brackets give the enhancement factors defined in terms on the averaged pure two-particle cross sections. The cross sections for the (p,t) and (t,p) reactions have been obtained for bombarding energy $E_p=12$ MeV and $E_t=12$ MeV, respectively, using a microscopic DWBA code.

Some Words on the Heavy Ion Fusion Programm at S. Paulo
and Results on Complete and Incomplete Fusion of
the $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$ System.

Paulo R.S. Gomes

Departamento de Física
Universidade Federal Fluminense Niterói - R.J. Brasil

and

Departamento de Física Nuclear
Universidade de S. Paulo S. Paulo S.P. Brasil

Abstract:

In this talk I describe very briefly some aspects of the heavy ion fusion programm at the Universidade de S. Paulo and among other experimental methods, a special attention is given to the gamma ray spectroscopy method as a tool for the study of the fusion-evaporation mechanisms. The results obtained so far with the $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$ reaction are presented and their interpretation indicates that at $E_{\text{lab}} \approx 2E_B$ the incomplete fusion with the n-break up of the ^{14}N projectiles, may start to occur.

I - Heavy Ion Nuclear Fusion at S. Paulo.

Since 1979⁽¹⁾ one of the research lines of the 8MV Pelletron Accelerator Laboratory of the Universidade de S. Paulo is the heavy ion nuclear fusion. The main beams available for these studies, until the beginning of 1984, were ^{16}O , ^{14}N and ^{12}C . Recently a sputtering ion source, built at S. Paulo, became operational and many other beams are (or may be) now available.

Due to the beam energy limitation and detection techniques available, the systems studied were restricted to compound nuclei with $A_{\text{CN}} \leq 50$. With systems of this size it is possible to reach the so called region II, corresponding to ~ 2.5 the Coulomb barrier energy, where the fusion cross section saturates and there is a strong competition between fusion and faster processes. For these systems it is studied, for example, whether the limitation of the fusion is due to characteristics of the compound nucleus or due to the entrance channel. Total reaction cross section, inelastic scattering and transfer reactions are also studied for these systems. The experimental method for the measurement of the fusion cross section for these light systems is the detection of the residues by E-AE telescopes. As an example we can mention the work on the $^{14}\text{N}+^{29}\text{Si}$, $^{14}\text{N}+^{23}\text{Si}$ and $^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$ systems⁽²⁾.

More recently we have started the study of sub-barrier fusion. I will mention two projects on this field: "Sub-barrier Fusion of ^{16}O with Even Titanium Isotopes ($^{46-50}\text{Ti}$)", in which it is studied the effect of nuclear deformation on this reaction mechanism⁽³⁾, and "Study of the Channel Entrance Influence on the Sub-barrier Fusion of the $^{14}\text{N}+^{59}\text{Co}$, $^{16}\text{O}+^{57}\text{Fe}$ and $^{10}\text{B}+^{63}\text{Cu}$

Systems". In this project we study three different systems leading to the same compound nucleus and we hope that this could give information on the interpretation of sub-barrier fusion as a mult-step process with the transfer of nucleons⁽⁴⁾. In order to measure the fusion cross sections for these heavier systems we had to implant the in-beam gamma ray spectroscopy method at our laboratory.

We plan to study the sub-barrier fusion of heavier systems ($120 \lesssim A_{CN} \lesssim 160$) by the delayed X-ray emission method, because for most of the systems at this mass region most of the residual nuclei, formed by the evaporation of the compound nucleus, decay by electron capture. The measurement of the characteristic X-rays emitted allows the determination of very small fusion cross sections.

Another facility which is becoming available at S. Paulo is the time of flight detection method. This system, carefully implanted at our laboratory, allows the measurement of residues from fusion reaction at very small angles and with an excellent resolution. It is expected that this technique will be the most widely used in the future projects on heavy ion fusion at S. Paulo.

II - The Gamma Ray Spectroscopy Method

The in-beam spectroscopy method allows the measurement of very small fusion cross sections regardless the mass of the system, and also the study of the deexcitation of the compound nucleus. This method consists on the observation of the gamma ray produced by the decay of the compound nucleus formed by the fusion reaction.

After the identification of all the lines of the spectra (typically of the order of 200 for our systems), including background radiation, lines from target contamination, inelastic scattering, transfer reactions, Coulomb excitations. etc, only the transitions which feed the ground states of the residual nuclei from the fusion reaction are used for the determination of the fusion cross section. The cross section for each decay channel is obtained by adding the contributions of all lines which feed its ground state and the total fusion cross section is determined by adding all the decay channel cross sections. When a nucleus is formed directly from the deexcitation of the compound nucleus and also by the decay of another residual nucleus it is necessary to determine previously the cross section of the later. This can be done by two methods: either the in-beam method or, for cases in which the half life of the unstable nucleus is of the order of a few minutes to some hours, by the off-beam method. Some corrections have to be made when the same target is irradiated more than once.

III - The Fusion of the $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$ System.

The first fusion excitation function measured at S. Paulo by the use of the gamma ray spectroscopy method was for the $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$ system, at the energy range of $36\text{MeV} < E_{\text{lab}} < 64\text{MeV}$, corresponding to a region from the Coulomb barrier to twice this value⁽⁵⁾. This work is part of the project mentioned before and gave us confidence in this method for the study of heavy ion fusion.

We measured the fusion cross section for six different energies with one 69.5cm^3 Ge (Li) detector placed at 55° with the

beam direction. At one energy (51MeV) we made an angular distribution and the possible Doppler Shift effects were studied. The cobalt targets were evaporated on thick lead backings and then thicknesses, from 200 to 400 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, were measured with a 2% precision by the Rutherford backscattering method. For each irradiation one different target was used, and after each irradiation one decay spectrum was accumulated. The spectra were analysed by the code SAMPO.

Thirteen decay channels were identified, corresponding to the evaporation of two particles (pn, α n, ap) three particles (2pn, p2n, α 2n, α 2p, apn, 2 α n) and four particles (p3n, 2p2n, ap2n, α 2pn). Only two decay channels were obtained by the off-beam method. Cross sections as low as 1mb were measured with error bar of the order of 10%. Figure 1 shows the visual guide lines of the experimental results for the thirteen evaporation channels and the total fusion excitation functions. Figure 2 shows how we obtain one of these excitation functions by adding the lines which feed the ground state. The continuum line is the prediction of the code ALICE. All the channels are in qualitative agreement with the predictions of the ALICE but in order to obtain better comparisons of our results with the statistical model predictions we will use the CASCADE and LILITA codes as soon as they are available at our laboratory.

Fig. 3 shows the plot of the fusion cross section as a function of the inverse of the center of mass energy. The continuum curve represents the Glas and Mosel Model⁽⁶⁾ fitted for the experimental data. From this figure we obtain the values of the energy and radius of the Coulomb barrier, which are $V_B = 24.7 \pm 1.2 \text{ MeV}$ and $R_B = 9.1 \pm 0.5 \text{ fm}$. These results are in good agreement with the

systematics⁽⁷⁾ as can be seen in figure 4.

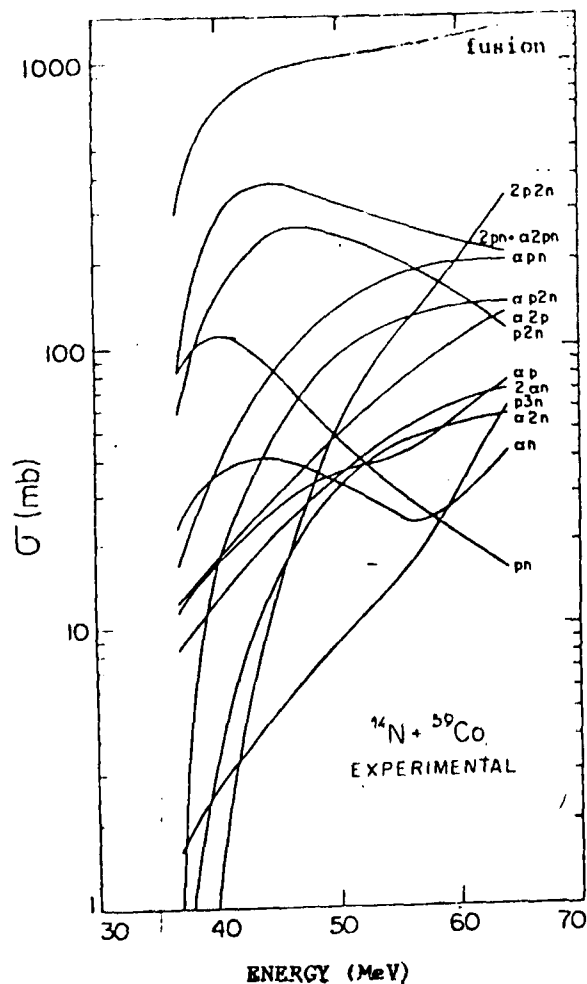


Fig. 1

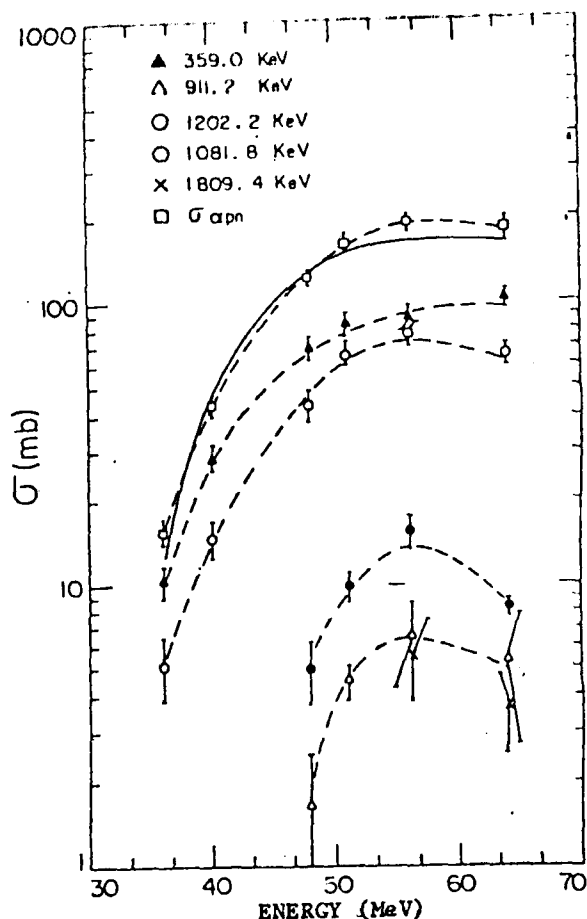


Fig. 2

IV - Some Speculation About Incomplete Fusion

If we look carefully the fig. 1 we can notice that three excitation functions show some non typical evaporation behaviour at higher energies: $2p2n$, αn , and $p3n$. We can also notice that for the whole energy range there are four channels which are the main responsible for the total fusion cross section: $2pn$, $p2n$, αpn and $2p2n$. Our interpretation (or speculation) of the data is the following: "At these higher energies it begins to occur the incomplete fusion of the $^{13}\text{N}+^{59}\text{Co}$, after the break up of projectile $^{14}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{N}+n$, leading to the compound nucleus ^{72}Se instead of ^{73}Se ". If that is true one should expect to be able to detect this small effect only in the most intense evaporation channels.

In analogy with the ^{76}Se case, those would be the 2pn, p2n, apn and 2p2n, which give the same residual nuclei as the 2p2n, p3n, ap2n and an channels of the ^{73}Se desexcitation. Well, the three "strange channels" are exactly three of these channels. the ap2n channels is weak and it is obtained together with the intense 2pn channel, therefore we cannot say anything about it. With the CASCADE and LILITA predictions and some more experimental data we hope to have a more clear understanding of this process. Of course the best way to measure the incomplete fusion is not by single gamma spectra but this method can give some

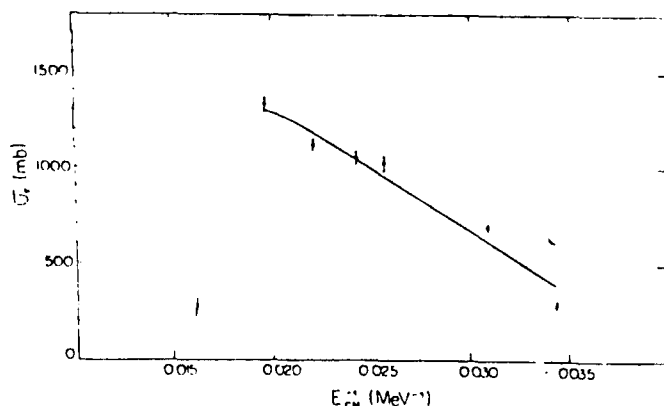


Fig. 3

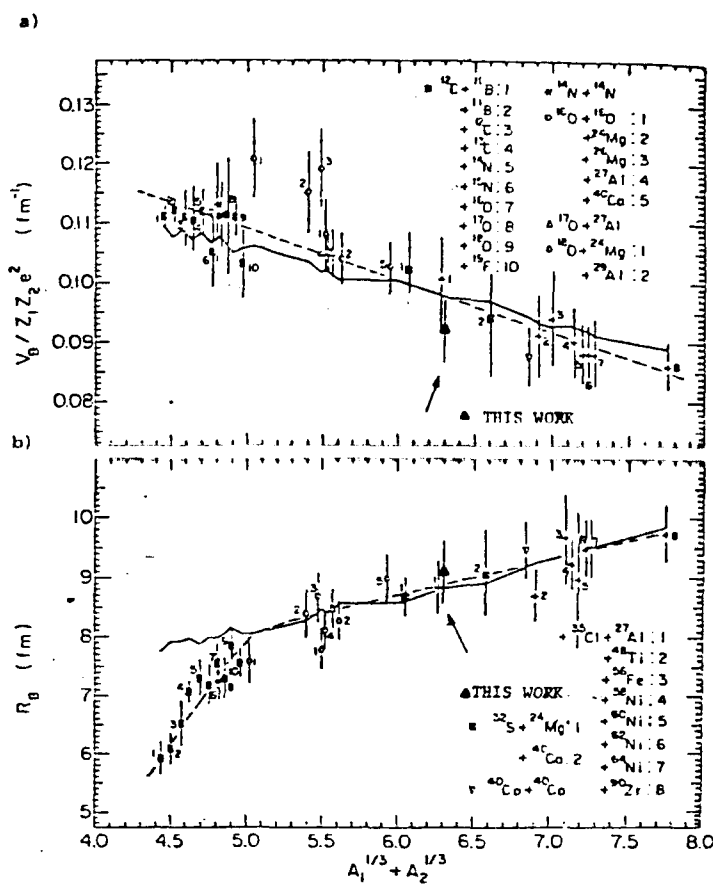


Fig. 4

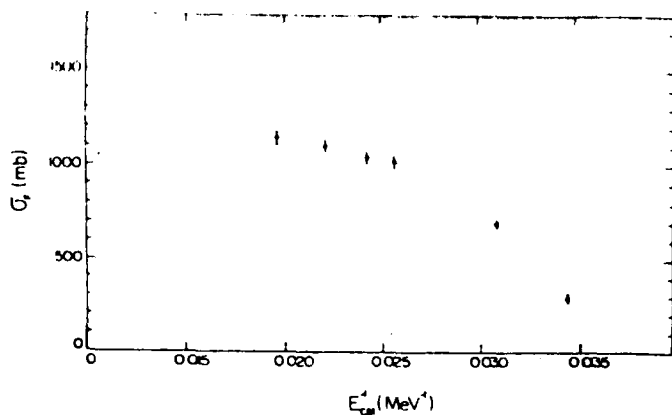


Fig. 5

evidences of it. For the moment we keep the "speculation" and we can do even more, by plotting just the "complete" fusion, as in fig. 5. We can see the saturation of the complete fusion below $2E_B$. O.K., I agree that the data of fig. 5 are obtained with the experimental data plus the predictions of the poor code ALICE, but as I am speculating...

References

- (1) - Dirceu Pereira - PhD Thesis - USP - 1979.
- (2) - Edilson Crema - PhD Thesis - USP - 1983.
- (3) - Raphael Liguori Neto - PhD Thesis - USP - to be finished
Annual Report NPD-USP, 1981-1982.
- (4) - R.A. Broglia et al - Phys. Rev. C27 (1983) 2433.
- (5) - Edgar F. Chagas - MSc Thesis - USP-ITA 1984.
- (6) - D. Glas, U. Mosel - Nucl. Phys. A237 (1975) 429.
- (7) - D.G. Kovar - Proc. Symp. on Macrosc. Feat. on H.I.
Reactions, Japan - Ed. Kamitsubo 18 (1977).

TRATAMIENTOS SEMICLASICOS

OPTICAL INSIGHTS IN HADRON-NUCLEUS SCATTERING

M.S. Hussein*

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

Abstract: The Near-side/Far-side decomposition is employed to discuss proton-nucleus and nucleus-nucleus elastic scattering. It is emphasized that even at intermediate energies when the effect of Coulomb repulsion is diminished, the nucleus-nucleus angular distribution may show marked difference from its proton-nucleus counterpart, because of the strong refraction effects arising from the short range nuclear attraction. Several examples are cited.

Owing to the relatively short mean free path involved, hadron-nucleus scattering, conventionally described within an appropriate optical model, invariably show strong resemblance to simple optical behaviour. Proton-nucleus elastic scattering at intermediate energy is clearly marked by simple Fraunhofer diffraction, a manifestation of strong absorption.

Similar features are seen in nucleus-nucleus elastic scattering with the important additional feature of strong Coulomb repulsion. The presence of strong long-range repulsion brings in another optical pattern namely Fresnel diffraction. A particularly simple and clarifying feature of these processes is the two-edge-waves nature of the scattering involved.

In this short review, I present several cases of nucleus-nucleus angular distributions in which the above two-edge-waves (near/far) decomposition is employed. One point which will be emphasized is that the nucleus-nucleus elastic scattering angular distribution displays marked differences from the nucleon-nucleus one even at intermediate energies where the effect of the Coulomb repulsion is greatly diminished. This comes about as a result of the strong nuclear refractive effects in the heavy-ion system. Most of the discussion presented here is contained in a recent extensive review article¹⁾.

The most simple example of a near-far interference can be cited in connection with the extreme case of Fraunhofer diffraction from a black sphere of radius R . The scattering amplitude is then given by

.2.

$$f(0) = i R J_1(kR0)/0$$

$$\approx \frac{-R}{\sqrt{2\pi kR0}} \left[e^{-i(L\theta - \frac{\pi}{4})} - e^{i(L\theta - \frac{\pi}{4})} \right], \quad L = kR \gg 1 \quad (1)$$

One sees clearly in Eq.(1) that $f(\theta)$ is composed of two running waves representing scattering from opposite sides of the nucleus. The only physical parameter representing the scattering system is its radius (size). Nuclei of course have sizes as well as surfaces (exemplified by a diffuseness parameter a). They are *also leptodermous*. This last feature brings an important modification in Eq.(1), namely the near and far amplitudes becomes exponentially damped. However they are equal.

We present in Fig. 1 a typical angular distribution, taken here is $p+^{40}\text{Ca}$ at 500 MeV. The slight difference in the magnitude of the near and far amplitudes is due to the Coulomb repulsion. It seems therefore natural to visualize the scattering of hadronic particles from nuclei as in Fig.(2) where the two edge waves are represented by the two individual slit distributions. The amplitudes of the waves diffracted from the slits are symmetric and centered at the same point for neutral particle scattering.

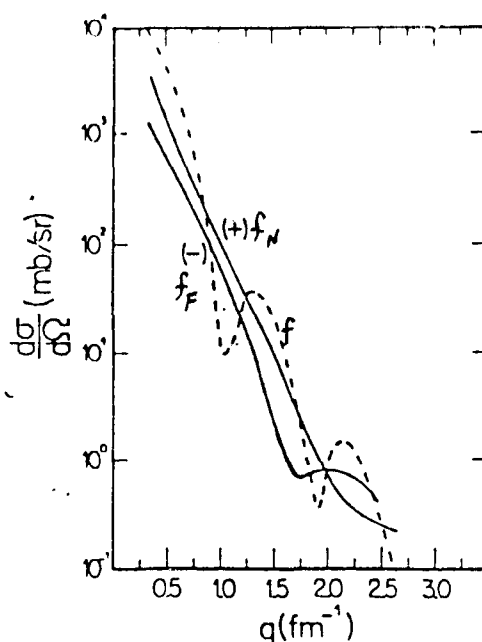


Fig. 1

When the Coulomb repulsion is switched on, the amplitudes maintain their symmetrical forms but they are now centered at different point.

Thus in the physical angle range ($0 \leq \theta \leq \pi$), one seen the near and far side contributions as in Fig. (3). This is a case when the near-side is dominating, but where both f_N and f_F have equal slopes.

If we now switch on the nuclear attraction the two slit amplitudes maintain their position but the suffer a tilt (they are both symmetrical now), as Fig. 4 shows. As a result, when looked at the angular range

$0 \leq \theta \leq \pi$, one sees a near-side dominance at small angles, a cross-over region where $f_N \sim f_F$ (and consequently the onset of localized Fraunhofer oscillation) followed, finally, by a far side dominance. The difference in the slopes of $|f_N|$ and $|f_F|$ vs. θ , is the reason behind the above behaviour. Simple considerations give for the behaviour of $|f_N| \approx \exp[-ka(\pi - \tan^{-1} \frac{W}{V})\theta]$ (for equal geometry of W and V). Unfortunately, no simple estimate has been found for $|f_F|$.

Therefore, it is the fact that heavy-ion scattering exhibits features such as shown in Fig. (4) at intermediate energies that distinguish them from proton-nuclear scattering, which, as Fig.(1) shows, exhibits basically a behaviour similar to Fig.(3).

In recent years the elastic scattering of several heavy-ion systems of $E_{C.M.}/N \geq 10$ MeV, has been investigated. In the case of $^{12}C+^{12}C$, (Fig.(5)) one can see clearly that at $\theta > 20^\circ$, f_F becomes the dominant piece of the elastic amplitude. Owing to the great sensitivity of f_F to the nuclear part of ion-ion inter-

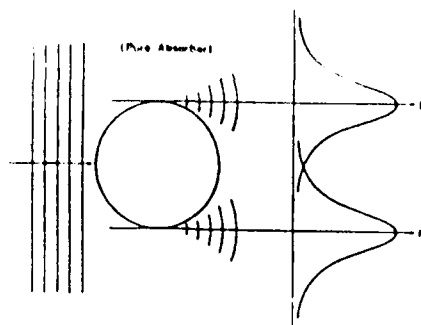


Fig.2

Fig.3

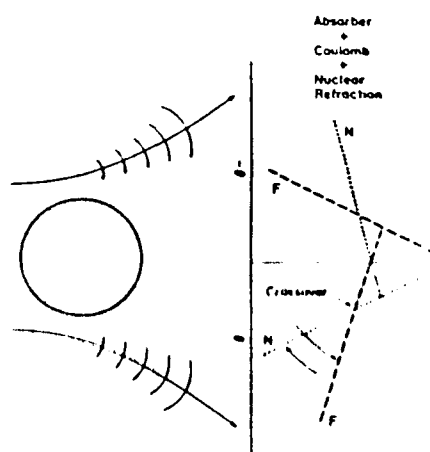
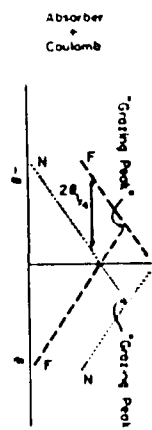


Fig.4

.4.

action, these data are quite useful for the obtention of a less ambiguous potential.

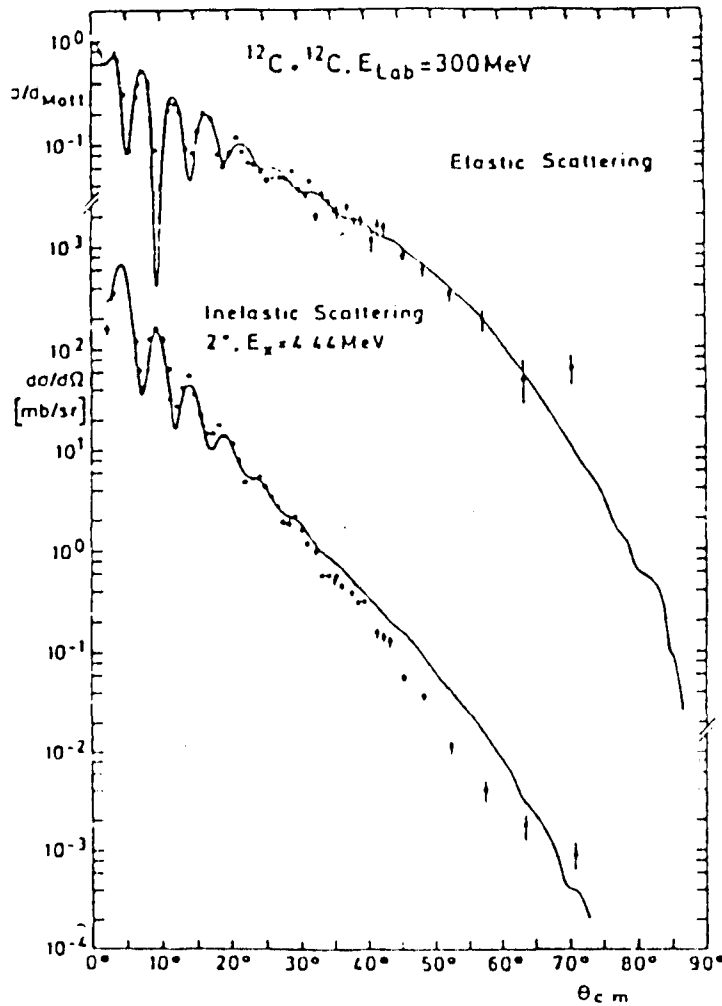


Fig.5

REFERENCES

- 1) M.S. Hussein and K.W. McVoy, Prog. Part. Nucl. Phys., in press (1984).
- 2) R.D. Amado, Advances in Nucl. Phys., in press (1984).
- 3) H.G. Bohlen et al., Zeitschr. Phys. A308 (1982) 121.

*Supported in part by the CNPq.

RUPTURA DE SIMETRIAS EN DINAMICA NUCLEAR DE CAMPO MEDIO

H G. Solari* y E.S. Hernández**

F.C.E.N.-U.B.A.

Se ha estudiado en qué medida el método de Hartree-Fock-Dependiente del tiempo (HFDT) respeta las simetrías dinámicas exactas en una colisión de iones livianos.

Utilizando una interacción del tipo Skyrme más Yukawa (1) se estudiaron trayectorias de colisiones alfa-alfa a 20.75 MeV/part. (E. de lab.) caracterizadas por momentos angulares en la dirección perpendicular al plano de reacción z , de: $l_z = 0, 2.8, 7, 11 \hbar$.

El programa de cálculo utilizado fue del tipo bidimensional con una coordenada congelada (2, 3) verificándose que esta aproximación era enteramente aceptable (las colisiones alfa-alfa con $l_z = 2.8 \hbar$ en cálculos bi y tridimensionales coinciden dentro del error numérico).

Las características generales de las trayectorias (disipación, órbita en el plano de reacción) señalan que estas corresponden a tres tipos cualitativamente distintos; cuasielástica ($l_z = 11 \hbar$), de fusión ($l_z = 7 \hbar$) y profundamente inelásticas ($l_z = 0, 2.8 \hbar$).

El estudio de la transferencia de momento angular y energía cinética del grado de libertad translacional señala que la primera es importante para las órbitas cuasielásticas y de fusión y la segunda para las órbitas de fusión y fuertemente inelásticas, quedando caracterizadas las trayectorias de fusión por la ocurrencia simultánea de ambas transferencias.

* Becario del CONICET

** Investigador del CONICET

El estudio de la ruptura de simetrías se centraliza en las dispersiones del impulso lineal total y del impulso angular total. Se observa que la ruptura del primero no importa más de un 20% de la dispersión resultando un nivel aceptable. En contraste con ello la dispersión del momento angular varía en aproximadamente un 80% en las trayectorias estudiadas, lo que representa el mismo orden de magnitud que el cuadrado del valor medio del impulso angular.

Se determina que esta ruptura se debe fundamentalmente al modo en que HFDT reproduce al propagador libre del ión, especialmente en los casos caracterizados por $l_z = 0, 2.8, 11 \hbar$, apareciendo nuevos elementos de ruptura en la trayectoria de fusión.

De los datos presentados se concluye que el tratamiento observado en HFDT para la simetría rotacional dista mucho de ser ideal, y puesto que el momento angular juega un papel determinante tanto de las características de la trayectoria, como de la ocurrencia de la fusión, se cuestiona la credibilidad de las predicciones de existencia de ventanas de no-fusión para los impulsos angulares bajos.

Para avanzar en el sentido de la determinación teórica de la existencia o no de un límite para los momentos angulares que dan lugar a la fusión, se propone tratamientos basados en formulaciones con proyectores DVCS (4) o por el método de coordenada generatriz que restituyan la naturaleza cuántica a seleccionados grados de libertad.

Se mencionan resultados preliminares que señalan la necesidad de ir más allá de la aproximación de recubrimiento gaussiano en tales casos

1. H. Flocard, S. E. Koonin, M. S. Weiss. Phys. Rev. C17, 1682 (1978).
2. K.R. Sandhya Devi, M.R. Strayer, Jour. of Phys. G 4, L97 (1978).

- K R. Sandhya Devi, M.R. Strayer, Phys. Lett. B77, 135 (1978).
3. S.E. Koonin, B. Flandus, H. Flocard, M. Weiss, Phys. Letters B77, 13 (1978).
4. H.G. Solari, E.S. Hernández, Phys. Rev. C28, 2472 (1983).

DISIPACION EN COLISIONES DE IONES PESADOS
E INTEGRALES DE CAMINO

Horacio S. Wio^{*}

Centro Atómico Bariloche
Comisión Nacional de Energía Atómica
e
Instituto Balseiro
Comisión Nacional de Energía Atómica y Universidad Nacional de Cuyo
8400 - S.C. de Bariloche, Río Negro

Resumen

Se realiza una revisión de la descripción de colisiones entre iones pesados via integrales de camino. Esta descripción considera el efecto de los grados de libertad internos sobre los colectivos en la forma de funcionales de influencia, los cuales toman formas Gaussianas para distintos modelos. Esto sugiere que el movimiento relativo se describe por una ecuación tipo Langevin.

* Miembro de la Carrera del Investigador, CONICET.

I INTRODUCCION

El análisis de una gran cantidad de datos experimentales relativos a colisiones inelásticas profundas (DIC) entre iones pesados ha mostrado lo adecuado de una interpretación en el marco de teorías de transporte fenomenológicas. El esquema físico involucrado indica que se enfrenta un proceso disipativo en el cual efectos del tipo de los de transporte juegan un rol dominante. En general, todos los modelos fenomenológicos suponen la existencia de dos conjuntos de grados de libertad. Por un lado un conjunto "colectivo" o "macroscópico", que se trata clásicamente, y por otro un conjunto "intrínseco" o "microscópico" que se describe por medio de teorías estadísticas y es esencialmente cuántico.

Un formalismo que ha mostrado ser muy adecuado para el estudio de este tipo de procesos es el de las integrales de camino de Feynman.² En lo que sigue haremos una breve revisión de los resultados obtenidos mediante esta técnica. Veremos que es posible obtener conclusiones generales respecto al efecto del sistema "intrínseco" sobre el "colectivo", lo que se expresa mediante "funcionales de influencia", resultando que la dinámica de los grados "colectivos" (p.ej. el movimiento relativo) se describe por una ecuación tipo Langevin.

II INTEGRALES DE CAMINO Y FUNCIONALES DE INFLUENCIA

El punto de partida es la formulación de Feynman de la mecánica cuántica en base a "Integrales de Camino" (IC). En este esquema el propagador se expresa como una integral funcional:

$$\begin{aligned}
 K(\vec{x}_f, t_f; \vec{x}_i, t_i) &= \langle \vec{x}_f | e^{-iH(t_f - t_i)/\hbar} | \vec{x}_i \rangle \\
 &= \int \mathcal{D}[\vec{x}(t)] e^{iS[\vec{x}(t)]/\hbar}
 \end{aligned}
 \tag{II.1}$$

donde la funcional acción es

$$S[\vec{x}(t)] = \int_{t_i}^{t_f} \mathcal{L}(\dot{\vec{x}}(t), \vec{x}(t)) dt
 \tag{II.2}$$

y $\mathcal{L}(\dot{\vec{x}}, \vec{x})$ es la funcional Lagrangiana, $\vec{x}(t)$ es el camino en el espacio M-dimensional que satisface las condiciones de contorno

$$\vec{x}(t_i) = \vec{x}_i \quad ; \quad \vec{x}(t_f) = \vec{x}_f \quad (\text{II.3})$$

En la formulación de Pechukas³ del método de IC es posible describir la interacción de un sistema clásico (o a ser tratado semiclásicamente; p.ej. el movimiento relativo entre los dos núcleos) con un sistema cuántico (p.ej. los grados de libertad intrínsecos de dichos núcleos).

Supondremos que el sistema de dos núcleos interactuantes puede ser descripto por el Hamiltoniano:

$$H = \frac{p^2}{2\mu} + V_0(q) + H_0(\xi) + V(q, \xi) \quad (\text{II.4a})$$

donde por simplicidad tomamos la coordenada relativa como escalar, y donde el movimiento relativo tiene un Lagrangiano

$$\mathcal{L}(\dot{q}, q) = \frac{\mu}{2} \dot{q}^2 - V_0(q) \quad (\text{II.4b})$$

El sistema intrínseco se describe por el Hamiltoniano H_0 y ξ representa a los grados de libertad intrínsecos. La interacción entre ambos grados de libertad se indica por $V(q, \xi)$.

El propagador (II.1) se escribirá ahora como

$$K_{ba}(q_f, t_f; q_i, t_i) = \int \mathcal{D}[q(t)] e^{iS[q(t)]/\hbar} \langle b | V(q(t), t_f, t_i) | a \rangle \quad (\text{II.5})$$

donde la propagación es de: $q(t_i) = q_i$, $|\xi\rangle = |a\rangle$ hasta $q(t_f) = q_f$, $|\xi\rangle = |b\rangle$. El operador de evolución U satisface

$$i\hbar \frac{\partial U}{\partial t} = [H_0(\xi) + V(q, \xi)] U(q, t, t') \quad (\text{II.6a})$$

$$U(q, t', t') = 1 \quad (\text{II.6b})$$

Si nos interesa la probabilidad inclusiva de que se produzca una cierta transición "macroscópica", independientemente del estado final

del sistema "intrínseco", esta se expresará como una doble integral de camino:

$$P(q_f, q_i, a) = \sum_b |k_{ba}|^2 = \iint \mathcal{D}[q(t)] \mathcal{D}[\tilde{q}(t)] e^{\frac{i}{\hbar} [S[q(t)] - S[\tilde{q}(t)]]} \rho_a[q(t), \tilde{q}(t)] \quad (\text{II.7})$$

donde $\rho[q, \tilde{q}]$ es la "funcional de influencia" (FI) definida por:

$$\rho_a[q, \tilde{q}] = \sum_b \langle b | U[q(t), t, t'] | a \rangle \langle b | U[\tilde{q}(t), t, t'] | a \rangle^* \quad (\text{II.8})$$

Vemos entonces que el efecto del sistema intrínseco sobre el movimiento relativo está contenido en la FI: $\rho[q, \tilde{q}]$. Resulta entonces que el método de IC ofrece una forma "natural" de tratar separadamente la estructura interna y el movimiento relativo. Si bien la FI dependerá del modelo adoptado para la estructura interna y la interacción $V(q, \xi)$, hay algunas propiedades generales que debe cumplir y que no detallaremos aquí.²

Los variados modelos teóricos basados en esquemas de transporte,¹ siempre tienen aspectos estocásticos dando lugar, en forma característica, a ecuaciones maestras ó tipo Fokker-Planck. Es interesante entonces, analizar los aspectos estocásticos en la formulación de las DIC vía IC, para así poner en evidencia la conexión con ecuaciones tipo Langevin. Supongamos que el efecto de la estructura interna sobre la coordenada q puede ser representado por medio de una fuerza $F(t)$. El Lagrangiano (II.4b) se modificará a:

$$\mathcal{L}_F(\dot{q}, q) = \mathcal{L}(\dot{q}, q) + F(t) \cdot q(t) \quad (\text{II.9a})$$

Esto corresponde a tener una FI:

$$\rho_F[q, \tilde{q}] = e^{\frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} (q(t) - \tilde{q}(t)) F(t) dt} = e^{\frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} \eta(t) F(t) dt} \quad (\text{II.9b})$$

Supongamos que la fuerza $F(t)$ tiene características estocásticas con una parte random $F_L(t)$ y una promedio $\langle F(t) \rangle = f(t)$

$$F(t) = f(t) + F_L(t) \quad (\text{II.10a})$$

$$\langle F_L(t) \rangle = 0 \quad \langle F_L(t) F_L(t') \rangle = C(t, t') \quad (\text{II.10b})$$

La FI debe ser calculada promediando sobre la densidad de probabilidades de la fuerza estocástica: $P[F(t)]$. Si dicha distribución es una Gaussiana multidimensional se tendrá:

$$\rho[q, \tilde{q}] = e^{\frac{i}{\hbar} \left\{ \int_{t_i}^{t_f} \eta(t) f(t) dt - \frac{1}{2\hbar} \iint_{t_i}^{t_f} dt_1 dt_2 \eta(t_1) \eta(t_2) C(t_1, t_2) \right\}} \quad (\text{II.11})$$

La interpretación de una tal FI es que el efecto de la estructura interna sobre la coordenada colectiva es equivalente al de una fuerza promedio más una parte fluctuante. El coeficiente de η de la parte promedio, mientras que el de $\eta(t)\eta(t')$ da la correlación de la parte fluctuante. Si los efectos cuánticos en la coordenada relativa q son despreciables, y si la FI es Gaussiana en $\eta(t)$ como en (II.11), podemos decir entonces que las DIC pueden ser descritas por una ecuación de Langevin Generalizada. Veamos que sucede con algunos de los modelos de estructura interna utilizados para describir DIC⁴.

III MODELOS DE ESTRUCTURA INTERNA: FUNCIONALES DE INFLUENCIA

Analizaremos inicialmente el modelo propuesto por Broglia y colaboradores (ver referencia 1). En este modelo se propone que una parte significativa de la energía cinética relativa se transfiere al sistema interno excitando vibraciones superficiales de los núcleos. Consideremos el siguiente Hamiltoniano simplificado para el sistema interno:

$$H_0 = \sum_{\ell} \left\{ \frac{m_{\ell}}{2} \dot{\xi}_{\ell}^2 + \frac{m_{\ell}}{2} \omega_{\ell}^2 \xi_{\ell}^2 \right\} \quad (\text{III.1})$$

donde ξ_{ℓ} son las coordenadas normales de los osciladores y ω_{ℓ} las frecuencias correspondientes. Tomaremos una forma lineal para el acoplamiento $V(q, \xi)$:

$$V(q(t), \xi) = q(t) \sum_{\ell} v_{\ell} \xi_{\ell} \quad (III.2)$$

y supondremos que los osciladores están en su estado fundamental a $t=t_i$ (aunque no hay inconveniente en considerar el caso más general⁴). Si llamamos $n(t)=q(t)-\tilde{q}(t)$, y $Q(t)=\frac{1}{2}[q(t)+\tilde{q}(t)]$, la FI tomará la forma:

$$\begin{aligned} \rho[q, \tilde{q}] = \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} dt_1 n(t_1) \int_{t_i}^{t_f} dt_2 Q(t_2) \beta(t_1-t_2) + \right. \\ \left. - \frac{1}{2\hbar} \int_{t_i}^{t_f} dt_1 \int_{t_i}^{t_f} dt_2 n(t_1) n(t_2) \alpha(t_1-t_2) \right\} \end{aligned} \quad (III.3)$$

donde

$$\alpha(t) + i\beta(t) = \sum_{\ell} \left(\frac{v_{\ell}^2}{m_{\ell} \omega_{\ell}^2} \right) e^{i\omega_{\ell} t} \quad (III.4)$$

Podemos definir la fuerza promedio

$$f(t) = \int_{t_i}^{t_f} dt' Q(t') \beta(t-t') \quad (III.5a)$$

la cual, introduciendo

$$\gamma(t-t') = \sum_{\ell} \left(\frac{v_{\ell}^2}{m_{\ell} \omega_{\ell}^2} \right) \cos(\omega_{\ell}(t-t')) \quad (III.6)$$

e integrando por partes, toma la forma

$$f(t) = Q(t) \gamma(0) - Q(t_i) \gamma(t-t_i) - \int_{t_i}^t \gamma(t-t_1) \dot{Q}(t_1) dt_1 \quad (III.5b)$$

El último término de esta ecuación tiene exactamente la forma de una fuerza de "amortiguamiento" proporcional a la velocidad tal como aparece en una ecuación de Langevin generalizada.

El resultado anterior se puede extender incluso si se tiene una distribución de estados iniciales de acuerdo a una distribución de Boltzmann a temperatura T . En ese caso la FI toma la forma standard (II.11), siendo la fuerza promedio independiente de T . Para la función de correlación resulta:

$$C(t, t') = \frac{\hbar}{2} \sum_{\ell} \left(\frac{v_{\ell}^2}{m_{\ell} \omega_{\ell}^2} \right) \coth \left(\frac{\hbar \omega_{\ell}}{2T} \right) \cos (\omega_{\ell}(t-t')) \quad (\text{III.7})$$

En el límite $T \gg \hbar \omega_{\ell}$, se tiene

$$C(t, t') \approx T \gamma(t-t') \quad (\text{III.8})$$

que tiene la forma de una relación de Einstein generalizada. Los resultados anteriores sugieren la interpretación de que el efecto de los grados de libertad intrínsecos sobre la dinámica de los grados de libertad colectivos es equivalente al de una fuerza que consta de una parte adiabática, una parte de amortiguamiento proporcional a la velocidad y una parte fluctuante. Dicha dinámica corresponde entonces, a una descripción via una ecuación de Langevin generalizada.

Si se pretendiera establecer una conexión más estrecha con el modelo de Broglia, se debería generalizar la forma del acoplamiento (III.2), reemplazándolo por:

$$V(q(t), \xi) = \sum_{\ell} V_{\ell}(q(t)) \xi_{\ell} \quad (\text{III.9})$$

Por brevedad no entraremos en detalles, sólo indicaremos que la aproximación

$$V_{\ell}(q(t)) - V_{\ell}(\tilde{q}(t)) \approx n(t) \frac{\partial V_{\ell}}{\partial Q} \quad (\text{III.10})$$

conduce a resultados que, si bien algo más complicados⁴, conservan las características ya destacadas.

Otros modelos para el sistema intrínseco son los de partícula independiente de Gross y Kalinowski¹, y el modelo estadístico de Weidenmüller.¹ En estos casos resulta necesario hacer aproximaciones a fin de hallar las FI correspondientes: acoplamiento débil, aproximación adiabática, acoplamiento fuerte, etc; límites que están incluidos en forma exacta en el modelo de osciladores.

El primero de los modelos referidos, de partículas independientes requiere, a fin de obtener expresiones explícitas,⁴ de aproximaciones fundamentalmente de tipo perturbativo en el acoplamiento. Estas perturbaciones se toman al orden más bajo en el cálculo de los niveles de partícula independiente, y a un orden más alto en la evaluación de la función de onda de muchas partículas. De acuerdo con la terminología habitual, esto corresponde a trabajar en el límite de acoplamiento débil. La interpretación de los resultados es coincidente con lo obtenido en el caso del modelo de osciladores. En cuanto al segundo caso, es decir al modelo estadístico de Weidenmüller, la idea es que la interacción $V(q, \xi)$ se especifica dando los elementos de matriz entre autoestados del Hamiltoniano intrínseco. Se supone que los elementos diagonales son nulos, y los no-diagonales, debido a la complejidad de los estados, son funciones aleatorias de los estados y del camino q , con una distribución Gaussiana de media nula y varianza que depende de: longitudes y energías de correlación, densidad de estados de excitación, etc (ver referencia 1). Para encontrar la FI se puede recurrir a un procedimiento perturbativo como en el caso anterior, que será válido sólo si $\eta(t)$ es pequeño. Si no es ese el caso, se pueden utilizar argumentos estadísticos y de tiempos de correlación cortos,⁴ que llevan a una FI Gaussiana del tipo de la (II.11). Estas aproximaciones son razonables en el límite de acoplamiento débil, dando como resultado el límite Markoviano. En el caso de acoplamiento fuerte no es posible utilizar perturbaciones, y para $\dot{Q}$ pequeños puede ser satisfactorio utilizar una aproximación adiabática.

IV CONCLUSIONES

Para los modelos discutidos, la FI $\rho[q, \dot{q}]$ se expresó en términos del camino promedio $Q(t)$ y de la diferencia $\eta(t)$, resultando en todos ellos la forma Gaussiana (II.11). Las funciones $f(t)$ y $C(t, t')$ dependen de $Q(t)$ y se hallan resolviendo la ecuación de Schrödinger del movimiento interno cuando el movimiento relativo está dado por $Q(t)$; y representan el valor medio de la fuerza cuántica del sistema intrínseco sobre el colectivo y la correlación de sus fluctuaciones, respectivamente. De acuerdo con la forma de las FI discutidas es razonable suponer que el movimiento relativo de los núcleos en colisión debe ser descrito por una ecuación de Langevin generalizada.

Para utilizar esta ecuación en el cálculo de secciones eficaces hay diversos caminos. Uno de ellos es despreciar inicialmente la

parte fluctuante y resolver la ecuación obteniendo una trayectoria clásica promedio para cada parámetro de impacto.

Cada trayectoria corresponderá a un ángulo de scattering definido y a una dada pérdida de energía. Se observa que las trayectorias así obtenidas son similares a las calculadas autoconsistentemente en TDHF. La inclusión de la parte fluctuante da lugar a un "manejo" de trayectorias alrededor de una trayectoria promedio, dependiendo la dispersión de este haz de la magnitud de la parte fluctuante. Una posibilidad de incluir este efecto es, si el tiempo de memoria es corto, aproximar la ecuación por su forma Markoviana la cuál puede ser reducida a una ecuación de Fokker-Planck. Otra alternativa es realizar un cálculo de Monte Carlo.

Pasando a otro aspecto, el esquema descripto ha sido empleado para evaluar los coeficientes de transporte⁵ que intervienen en las ecuaciones de transporte utilizadas para describir las DIC. Un trabajo más reciente⁶ ha mostrado, siempre con el mismo formalismo, que el caso de acoplamiento fuerte es marcadamente no-Markoviano.

Algunos puntos importantes a ser investigados son: la aplicación de los resultados anteriores a modelos realistas de forma de obtener una idea cuantitativa de los efectos no-Markovianos, extensión a varias variables colectivas, inclusión de transferencia de partículas, aplicación al caso de fisión, etc. Es también interesante realizar evaluaciones, aún aproximadas, de la doble integral de camino (II.7) que expresa la matriz densidad o probabilidad de interés.

Finalmente es importante destacar que este formalismo no evita por si mismo el problema de como tratar la fase de acercamiento en la colisión, ni ofrece una solución en cuanto a la "extracción" de las coordenadas colectivas.

REFERENCIAS

- 1 Weidenmüller, H.A. (1979) Prog.Part.Nucl.Phys. 3, 49.
Hofmann, H., A.G. Jensen, C. Ngo y P.J. Simons. "Collective Transport Theory for Nuclei" (a ser publicado).
- 2 Feynman, R.P. y A.R. Hibbs (1965) "Quantum Mechanics and Path Integrals" (McGraw Hill).
- 3 Pechukas, P., (1969) Phys.Rev. 181, 174.
- 4 Brink, D.M. (1980) Prog.Part.Nucl.Phys. 4, 323.
Möhring, K. y U. Smilansky (1980) Nucl.Phys. A 338, 227.
- 5 Brink, D.M., J.Neto y H.A. Weidenmüller, (1979) Phys.Lett. 803, 170.
Richert, J., T. Sami y H.A. Weidenmüller, (1982) Phys.Rev.C 26, 1018.
- 6 Sami, T. y J. Richert (1984) "Non Markovian Effects in the Transport Approach to Large Amplitude Collective Motion" (a ser publicado).

ESTRUCTURA

APLICACION DE LAS "GAUGE" DE COULOMB Y DE LORENTZ EN EL TRATAMIENTO DE LOS VINCULOS PARA UN SISTEMA DE FERMIONES EN ROTACION
D.R.Bes, O. Civitarese y M.T.A.de Mehr

Departamento de Física, CNEA y Departamento de Física, UNLP

Algunas de las herramientas más constructivas y más destructivas que podemos tener son las ideas preconcebidas. Dos de las que he tenido durante muchos años son: i) la necesidad de introducir coordenadas colectivas en sistemas fermiónicos y ii) la necesidad de saber corregir (por ejemplo perturbativamente) las descripciones de orden cero como requisito previo para entender realmente los sistemas que estudiamos.

El modelo unificado (1953) usa como base el producto de un espacio de Hilbert correspondiente a las rotaciones y otro, el intrínseco, que representa un sistema de fermiones independientes de tipo Nilsson. Ambos grados de libertad están acoplados por la interacción de Coriolis.

Posteriormente, el modelo nuclear de 1959 nos proveyó de una descripción de orden cero en términos de fermiones independientes (modelo de capas esférico o deformado, tratamientos superfluidos tipo BCS, etc) y movimientos colectivos vibracionales. Una contribución esencial fue dada por RPA que permitió, entre otras cosas, calcular los parámetros de los movimientos colectivos en términos de la estructura fermiónica. El tratamiento RPA incluye como caso particular al modelo de cranking.

En años subsiguientes fueron desarrollados procedimientos perturbativos a la descripción de orden cero, en términos de fermiones y bosones. Entre ellos, la expansión de cuasi bosones y la NFT. En la primera, se expanden los pares de fermiones b^+b en series de potencias de bosones $b^+b = \Gamma^+ + A \Gamma^+ \Gamma^+ \Gamma + B \Gamma^+ \Gamma^+ \Gamma^+ \Gamma + \dots$) en forma tal que se satisfaga el algebra de las conmutaciones entre pares de fermiones. Reemplazando los pares de fermiones así expandidos en H , queda un hamiltoniano puramente bosónico que actúa en un subespacio restringido

(que corresponde al espacio fermiónico original).

En la NFT se reemplaza un hamiltoniano fermiónico (con términos de uno (H_f) y dos cuerpos (H_{tb}) por un hamiltoniano que incluye bosones y fermiones

$$H = H_f + H_{tb} \rightarrow H_{NFT} = (H'_f + H_b) + (H'_{tb} + H_{pv}) = H_o + H_{res} \quad (1)$$

la base (autofunciones de H_o) está dada por el espacio producto correspondiente a sistemas de bosones y fermiones independientes. El término H_{pv} representa la interacción fermión-fonón. H_{res} es tratado en forma perturbativa gráfica, donde el parámetro de expansión no es el valor de las constantes de acoplamiento sino que es inversamente proporcional al número de grados de libertad fermiónicos que entran en los bosones (por ejemplo, al número de estados de partícula-agujero).

Hasta el día de hoy no hay una clara comparación entre las ventajas relativas de ambos métodos y se conoce poco sobre problemas de convergencia de los mismos.

Intentos para extender la aplicación de la NFT al caso de las rotaciones fueron hechos entre 1975 y 1977. El éxito de estos intentos parecía plausible por la analogía entre los espacios producto del modelo unificado y la NFT, por la similitud entre el acoplamiento de Coriolis y la interacción fermión-fonón, etc. Todos estos intentos fracasaron. Esto puede explicarse así: para el caso de un sistema de fermiones deformado $[H_f, L] \neq 0$, donde L representa una componente del momento angular. Puesto que la inclusión de H_{tb} restaura la simetría original del problema ($[H, L] = 0$), H_{tb} nunca es pequeño como para ser tratado perturbativamente. Esto se traduce microscópicamente en la ausencia de una fuerza de restitución en la dirección angular para un sistema que rota libremente, dando lugar a divergencias infrarrojas al intentar el tratamiento perturbativo del mismo.

Durante el mundial de futbol de 1978 desarrollamos un procedimiento para superar estas dificultades¹⁾. La idea es describir el sistema mediante un hamiltoniano análogo a (1) que sea equivalente al hamiltoniano original. En el caso de la NFT, una prueba de que ambos hamiltonianos (H y H_{NFT}) dan los mismos resultados está basada en el hecho de que dan lugar a las mismas amplitudes para una transición vacío-vacío (funciones de Green de dos cuerpos). En el caso de las rotaciones se usó la equivalencia entre la amplitud Z vacío-vacío de un sistema mecánico con vínculos que son constantes de movimiento y la amplitud Z dada en el formalismo de integrales funcionales para una teoría de gauge. Usaremos para ejemplificar el caso de un rotor de dos dimensiones

$$Z = \prod_m \int D b_m^+ D b_m e^{i \int \mathcal{L} dt} \quad (3)$$

$$\mathcal{L} = i \sum_m b_m^+ \dot{b}_m - H(b_m^+, b_m)$$

donde b_m^+, b_m representan los campos fermiónicos y corresponderán a operadores de creación y aniquilación de fermiones en el estado m . Mediante una rotación parametrizada por el ángulo Θ pasamos del sistema de laboratorio al sistema intrínseco

$$a_m^+(\Theta) = R(\Theta) b_m^+$$

Se demuestra que

$$Z = \prod_m \int D a_m^+ D a_m D I D \Theta \delta(I-L) \delta(d-c) e^{i \int \mathcal{L}' dt} \quad (4)$$

$$\mathcal{L}' = i \sum_m a_m^+ \dot{a}_m + I \dot{\Theta} - H(a_m^+, a_m)$$

donde $L=L(a_m^+, a_m^-)$ es el momento angular microscópico, mientras que I es el operador colectivo, introducido junto con su variable conjugada Θ , como nuevas variables del sistema⁺. En forma similar, $\phi(=\phi(a_m^+, a_m^-))$ es la versión microscópica del ángulo colectivo (i.e. es conjugado a L). La condición de vínculo $\delta(I-L)$ implica que no estamos contando grados de libertad de más y que el sistema mantiene la simetría correcta. En este caso de una rotación de dos dimensiones, el sistema estará en un autoestado de $I=L_0$, y la condición de vínculo requiere que los fermiones se muevan en una hipersuperficie del espacio de Hilbert caracterizada por el valor L_0 del momento angular. La condición de "gauge" $\delta(\phi-C)$ fija el valor del ángulo ϕ en el sistema intrínseco. En consecuencia, elimina de los grados de libertad fermiónicos las rotaciones del sistema como un todo y con ello las divergencias infrarrojas. Acá la constante C es una función arbitraria del tiempo, salvo por el hecho de ser independiente de los campos fermiónicos.

La estrategia consiste en exponenciar las condiciones de vínculo y de gauge para dar origen a un hamiltoniano efectivo con el que podamos operar.

Gauge de Coulomb

El método usado a partir de 1978 hasta ahora ~~consiste~~ en exponenciar la condición de gauge centrado alrededor de cero (trick de 't Hooft) y expresar el vínculo como el límite de una gaussiana²⁾

$$H_{\text{eff}} = \lim_{D \rightarrow 0} [H + 1/2D(L-L_0)^2 + 1/2A\phi^2] \quad (5)$$

La expresión microscópica de ϕ implica que aún en los casos más sencillos, ϕ^2 contiene términos de 2 y más cuerpos. $(L-L_0)^2$ es también

⁺Notar que la expresión de la energía cinética en el Lagrangiano incluye el término $i\dot{\Theta}$.

una fuerza de 2 cuerpos. Estos términos no son pequeños desde el punto de vista de las teorías de perturbaciones usuales, aún antes del límite $D \rightarrow 0$. Una herramienta apropiada para tratarlos es la NFT, en donde el parámetro de expansión no es la magnitud de la interacción.

En H la oscilación del sistema fermiónico alrededor de $\phi = 0$ tiene frecuencia cero (boson de Goldstone). Por el contrario, en H_{eff} aparece con una frecuencia $\omega = 1/\sqrt{AD}$. En este límite, los resultados físicos resultan independientes del parámetro A .

El nombre de gauge de Coulomb se ha dado por analogía con el tratamiento de teorías de gauge: la condición $\phi = 0$ corresponde a $\text{div } A = 0$ y, tal como sucede en nuestro caso, cuando existe un rompimiento de simetría en la gauge de Coulomb no existe el bosón de Goldstone³⁾. En efecto, ya que $\omega = 1/\sqrt{AD}$, el fonón espúreo desaparece en el límite $D \rightarrow 0$.

De todas maneras el tratamiento de H_{eff} es engorroso, pues no es fácil tomar límites con una computadora. Hemos tratado distintos sistemas deformados en 2 ó 3 dimensiones. Pero las dificultades (o la forma de atacarlas) dejaron en camino a la mayoría de los que se habían interesado por el método. Durante los últimos años quedamos los firmantes. Estos años fueron concentrados en calcular el espectro rotacional del Mg^{24} con resultados muy magros respecto del esfuerzo invertido. Es por ello que buscamos otra forma de tomar en cuenta las condiciones del vínculo y de gauge en la integral funcional⁴⁾.

Gauge de Lorentz

Expresamos la condición de vínculo $\delta(L-L_0)$ como una transformada de Fourier $\int D\eta \, e^{i \int \eta (L-L_0) dt}$ y reemplazamos la condición anterior de gauge por $\delta(\dot{\phi} - F\dot{\eta} - c)$, donde F es constante. La transformada de Fourier introduce η como una nueva coordenada y la nueva condición de gauge suministra una masa a este nuevo grado de libertad, a través de su dependencia en $\dot{\eta}$. El nuevo lagrangiano y hamiltoniano son

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{\text{eff}} &= i \sum_m \dot{a}_m^\dagger \dot{a}_m - H + \mathcal{G}(L-L_0) - \frac{1}{2\Lambda} (\phi - F\dot{\mathcal{G}})^2 \\ &= i \sum_m \dot{a}_m^\dagger \dot{a}_m + P\dot{\phi} - H'_{\text{eff}} \end{aligned} \quad (6)$$

$$H'_{\text{eff}} = H + \frac{\Lambda}{2F} P^2 + P\phi/F$$

donde $P = \frac{\partial \mathcal{L}'_{\text{eff}}}{\partial \dot{\mathcal{G}}}$. Usamos la condición de cuantificación $[\mathcal{G}, P] = i$.

En la gauge de Lorentz de teorías de gauge se usa la condición $d_\mu A_\mu = \text{div } A + \dot{A}_0 = 0$, que equivale en nuestro caso a centrar ϕ en $\dot{\mathcal{G}}$. Además, el lagrangiano de teorías de gauge contiene un término $A_0 j_0$, con la condición $j_0 = 0$ (en QED, por ejemplo, $j_0 = \text{div } E = 0$ expresa la conservación de carga) y que en nuestro caso equivale a $\mathcal{G}(L-L_0)$.

H'_{eff} contiene dos fonones con fuerza de restitución nula. Uno de ellos corresponde al nuevo grado de libertad $(P, \mathcal{G})$. El otro es el bosón de Goldstone asociado con el tratamiento RPA de H .

$$H_{\text{RPA}} = \frac{(L-L_0)^2}{2\mathcal{J}} + \text{fonones de frecuencia finita} \quad (7)$$

Los 2 bosones de frecuencia cero están acoplados

$$H = \frac{(L-L_0)^2}{2\mathcal{J}}_{\text{RPA}} + \frac{\Lambda}{2F^2} P^2 + \frac{P\phi}{F}_{\text{RPA}} - (\mathcal{G} - \mathcal{G}_0) (L-L_0)_{\text{RPA}} \quad (8)$$

Desacoplando estos fonones obtenemos las frecuencias degeneradas $\omega^{\pm} = \sqrt{F^2}$. El hecho de que son finitas asegura la eliminación de las frecuencias infrarrojas. Pero sólo existe solución para las ecuaciones de normalización de estos fonones desacoplados si imponemos

$$[\Gamma_1, \Gamma_1^+] = [\Gamma_2^+, \Gamma_2] = 1 \quad (9)$$

Esto es razonable, ya que tenemos un hamiltoniano con dos grados de

libertad espúreos, que sólo pueden ser eliminados a través de una transformación no-canónica. De acuerdo con (9), las contracciones en el estado fundamental valen $\langle 0 | \Gamma_1 \Gamma_1^+ | 0 \rangle = -\langle 0 | \Gamma_2 \Gamma_2^+ | 0 \rangle = 1$. En consecuencia, cada vez que se crea y destruye un bosón intermedio, la contribución del fonón 2 tiene signo opuesto a la del 1.

El método ha sido aplicado al caso de partículas moviéndose en una capa de oscilador bidimensional y acopladas por fuerzas cuadripolares. Se estudiaron i) la energía de partícula agujero, ii) el momento de inercia y iii) las probabilidades de transición dentro de la banda rotacional. Tanto con el hamiltoniano efectivo (3) como con el (6) se obtuvieron los resultados exactos. Sin embargo el método presente basado en la gauge de Lorentz es de aplicación mucho más simple, pudiéndose obtener todos los resultados sin el auxilio de computadoras. Es de esperar en consecuencia que las aplicaciones a los casos realistas sean mucho más factibles de ahora en adelante.

La cuantificación en la gauge de Lorentz fue también hecha en colaboración con V.Alessandrini.

Referencias:

- 1) V.Alessandrini, D.R.Bes, B.Machet, Nucl.Phys. B142(1978)489.
- 2) D.R.Bes, G.G.Dussel, R.P.J.Perazzo, Nucl.Phys. A340(1980)157.
D.R.Bes, O.Civitarese, H.M.Sofía, Nucl.Phys. A370(1981)99.
- 3) E.S.Abers, B.W.Lee, Phys.Reports 9C(1973)1.
J.Bernstein, Revs. of Mod. Phys. 46(1974)1.

EFFECTOS DE ESTRUCTURA DE CAPAS EN NUCLEOS ALTAMENTE EXCITADOS A
BAJO MOMENTO ANGULAR

O. Civitarese

Departamento de Física, UNLP.

1. Resumen

Recientes resultados experimentales (reacciones $(^3\text{He}, \alpha)$) muestran un comportamiento anómalo en la densidad de niveles nucleares a altas energías de excitación. En esta nota, dicho efecto es explicado en término de la disminución de las correcciones de capa a temperatura finita.

2. Introducción

La posibilidad de observar cambios importantes en la estructura nuclear a unos pocos MeV sobre la línea yrast, constituye una de las expectativas actuales tanto desde el punto de vista teórico como experimental.

En procesos inclusivos; por ej. formación del núcleo compuesto; se puede obtener información respecto de una "región" en el plano (E,I) de relativamente elevados momentos angulares y altas energías de excitación.

A pesar de la variedad de modos de decaimiento que se evidencian, por ej.: emisión de partículas, emisión electromagnética estadística, etc, existe una escasa selectividad en estas reacciones, en lo que respecta a la "población" de ciertos estados nucleares. Una región especialmente interesante, con bajo I y elevada energía de excitación puede estudiarse en forma sistemática mediante reacciones de pick-up $(^3\text{He}, \alpha)$ [1-3]. Como trataré de mostrar en esta nota, existen buenas razones para pensar en estas reacciones como especialmente adecuadas para el estudio de ciertas transiciones de fase en el núcleo.

3. Reacciones $^3\text{He}, \alpha$)

Estas reacciones permiten estudiar el decaimiento γ y de niveles con bajo momento angular y elevada energía de excitación [1-3]. Para valores de $E_{\text{exc}} < B_n$ la posición del estado poblado en el núcleo residual está determinada por la energía de la partícula α .

La información sobre el decaimiento γ se obtiene a partir del espectro de coincidencias $\alpha - \gamma$. Los niveles nucleares poseen momentos angulares determinados esencialmente por los momentos angulares disponibles para el neutrón extraído. Esto significa una considerable restricción con respecto a las distribuciones de momento angular características de las reacciones de núcleo compuesto.

En esta note discutiremos mediciones efectuadas recientemente en el ciclotrón de Oslo [1-3], sobre blancos de $^{147,149}\text{Sm}$, $^{155,157}\text{Gd}$, $^{161,163}\text{Dy}$ con ^3He de 26 MeV.

4. Características generales de los resultados experimentales

Una de las ventajas de este tipo de reacciones, es el relativamente elevado y positivo valor $Q \approx 14$ MeV.

Esto permite una fácil separación de las α respecto a los ^3He dispersados elásticamente. Los espectros simples de las α cubren un rango igual al valor Q sobre el pico elástico [2]. Por otra parte los valores de las multiplicidades γ en estas reacciones son relativamente pequeños $\langle M_\gamma \rangle \approx 4-6$, por lo tanto la probabilidad de detección simultánea de dos o más rayos γ en cada detector es despreciable. En este sentido, teniendo en cuenta ambas características, se trata de experiencias "limpias". Las mediciones fueron efectuadas con 4 detectores de partículas, simétricamente dispuestos a 60° con respecto al haz (a izquierda del blanco, di-

rección de emergencia) y con dos detectores de rayos γ a 45° (dirección de incidencia). Se registraron espectros simples y coincidencias α - γ .

Como característica general, se observó un crecimiento de las multiplicidades γ para energías de excitación del orden de los 6 MeV. Una primera interpretación de este efecto se basó en la emisión de una primera generación de radiación γ de baja energía (abundante, debido a la alta multiplicidad) y consecuentemente, como veremos más adelante, se relacionó este fenómeno con un crecimiento anómalo de la densidad de niveles (aproximadamente 10^3 veces mayor que el previsto por una descripción tipo "gas de Fermi" de las densidades de niveles). Este hecho motivó el estudio teórico que hemos realizado.

5. Interpretación de datos

Consideremos que el nivel originalmente poblado a la energía de excitación E_x posee una degeneración N . El decaimiento consistirá en N cascadas γ , donde la i -ésima cascada poseerá una multiplicidad M_i .

La energía promedio $\langle E_\gamma \rangle$ puede escribirse

$$\langle E_\gamma \rangle = \frac{N E_x}{\sum_{i=1}^N M_i} = \frac{\bar{E}_x}{\langle M \rangle} \quad (1)$$

La primera cascada poseerá una distribución $\Gamma(E_\gamma^1)$. Así, el decaimiento desde estos nuevos niveles poseerá una transición menos que la cascada total, en consecuencia

$$\int \Gamma(E_\gamma^1) \{M(E_x - E_\gamma^1) + 1\} dE_\gamma^1 = \langle M(E_x) \rangle \quad (2)$$

con la condición de normalización

$$\int \Gamma(\mathcal{E}_\gamma^1) d\mathcal{E}_\gamma^1 = 1 \quad (3)$$

La energía promedio, en el primer decaimiento resulta

$$\int \Gamma(\mathcal{E}_\gamma^1) \mathcal{E}_\gamma^1 d\mathcal{E}_\gamma^1 = \langle \mathcal{E}_\gamma^1 \rangle \quad (4)$$

En este punto, podemos introducir explícitamente la información sobre la estructura nuclear, vía la distribución $\Gamma(\mathcal{E}_\gamma)$, en consecuencia, podemos escribir

$$\Gamma(\mathcal{E}_\gamma) \simeq \mathcal{E}_\gamma^n \rho(E_x - \mathcal{E}_\gamma) F_{i \rightarrow f} \quad (5)$$

donde ρ es la densidad de niveles de los estados accesibles a la energía $E_f = E_x - E_\gamma$. Debido al bajo momento angular poblado en la reacción, podemos pensar que el decaimiento estará dominado por transiciones dipolares ($I_f = I_x + 1$) y en consecuencia podemos despreciar los factores dependientes de I en la densidad ρ . Al mismo tiempo suponemos $F_{i \rightarrow f} = 1$ y $r=3$.

6. Densidad de niveles

Una primera estimación teórica puede formularse en términos de la densidad de niveles para el gas de Fermi [4]

$$\rho = E^{-5/4} \exp(2\sqrt{aE}) \quad (6)$$

donde el parámetro de densidad de niveles, a , posee un valor constante ($a \simeq \frac{\Lambda}{10} \simeq 16 \text{ MeV}^{-1}$ si $\Lambda \simeq 160$), independiente de E .

Esta estimación de ρ permite en consecuencia, interpretar los resul-

tados experimentales en función del parámetro a . Los resultados experimentales muestran, en este sentido, un valor muy grande para este parámetro, que se traduce en un aumento del orden de 10^3 para ρ [1].

Como se mostró en estudios previos [5-6], existe una relación directa entre el comportamiento del parámetro " a " y las llamadas correcciones de capa. Microscopicamente, " a " puede estimarse, como una función de la densidad de niveles de partícula independiente en el entorno del nivel de Fermi. Por consiguiente, es necesario distinguir entre las diferentes aproximaciones, que por razones de brevedad indicaremos con a_{HF} , $\tilde{a}$, y a_{efectivo} [5]. El primer valor (a_{HF}) resulta de suponer una densidad de estados $f(\epsilon) = \sum_i \delta(\epsilon - \epsilon_i^{\text{HF}})$ siendo ϵ_i^{HF} los valores de partícula independiente resultantes del tratamiento del potencial nuclear central en la aproximación de Hartree-Fock; $\tilde{a}$, por su parte, resulta de suponer una distribución de estados $f(\epsilon) = f_{\text{Strutinsky}}(\epsilon)$ que representa la parte suavemente variante del potencial central; finalmente a_{efectivo} se determina a partir de la relación entre la energía de excitación y la temperatura del sistema [5-6]. Conviene señalar que tanto en el caso indicado en primer lugar, a_{HF} , como en segundo, $\tilde{a}$, nos estamos refiriendo a formalismos explícitamente dependientes de la temperatura.

Siguiendo el formalismo de las Refs. [7-8], podemos generar las densidades de niveles, a partir de la función de partición y de su logaritmo

$$\Phi = \int d\epsilon f(\epsilon) \ln(1 + e^{\alpha - \beta \epsilon}) \quad (7)$$

que corresponde a un sistema de N fermiones, a la temperatura inversa β siendo $f(\epsilon)$ la densidad de estados antes mencionada. La entropía del sistema puede escribirse

$$S = \hat{D} \Phi \quad (8)$$

donde $\hat{D}$ es el operador diferencial $D = 1 - \alpha \partial_\alpha - \beta \partial_\beta$.

De esta manera, puede mostrarse que [7-8]

$$\rho = \frac{e^S}{2\pi |D|^{1/2}} \quad (9)$$

siendo D el determinante característico

$$\begin{vmatrix} \partial_{\alpha\alpha}^2 \Phi & \partial_{\alpha\beta}^2 \Phi \\ \partial_{\alpha\beta}^2 \Phi & \partial_{\beta\beta}^2 \Phi \end{vmatrix}_{\alpha^* \beta^*}$$

(con α^* y β^* hemos indicado los valores de equilibrio).

A partir de estas definiciones, podemos evaluar las densidades ρ_{HF} , $\tilde{\rho}$ efectiva (la notación posee el mismo significado que en el caso del parámetro "a").

De esta manera, podemos evaluar las diferentes densidades ρ y con ellas estimar los valores de $\langle M \rangle$ y $\langle \epsilon_x \rangle$.

7. Resultados y Discusión

Los cálculos fueron efectuados utilizando el esquema de partículas independientes en el oscilador de Nilsson [9].

La función de partición Φ fue evaluada, en la aproximación HF, utilizando la distribución de Fermi-Dirac para los números de ocupación. El formalismo de correcciones de capa dependiente de la temperatura [5-6] fue utilizado para el caso de las contribuciones suavemente variables $\tilde{\Phi}$ y correcciones $\delta\Phi$. Los parámetros de Strutinsky fueron ajustados de manera de dar las correctas contribuciones a $T=0$.

La temperatura T se varió en el rango $0 \leq T \leq 1 \text{ MeV}$, que corresponde a valores de $E_x \leq 10 \text{ MeV}$. Se tomaron como casos límites el ^{146}Sn y el ^{208}Pb .

En la Fig. 1 se muestran los resultados obtenidos para el parámetro a. En ambos casos puede observarse el crecimiento en "a" respecto al

valor $\tilde{a} = \frac{\pi^2}{6} \tilde{f}(\tilde{\mathcal{E}}_F)$. En la Fig. 2 se muestra el comportamiento de las multiplicidades medias $\langle M \rangle$ en función de la energía de excitación para las tres aproximaciones estudiadas.

Finalmente, en la Fig. 3 se muestra el valor obtenido para $\langle \mathcal{E}_\gamma \rangle$ en función de la temperatura T.

En el caso de esta última figura, es importante notar el comportamiento lineal de $\langle \mathcal{E}_\gamma \rangle$ respecto a T, que puede tomarse como una evidencia teórica de un principio de equipartición (Notemos que una temperatura del orden de 0.5 MeV corresponde, en el caso del sistema con $A \simeq 160$ a una energía de excitación del orden de MeV).

Podemos concluir esta nota, señalando que las evidencia experimentales en las reacciones ($^3\text{He}, \alpha$) pueden ser interpretadas en términos de una "transición de fase", evidenciada a través del comportamiento del parámetro de densidad de niveles; dicha transición de fase, estaría relacionada con la desaparición gradual de las correcciones de capa en función de la temperatura (analogamente, en función de la energía de excitación).

Estos cálculos han sido desarrollados en colaboración con el Dr. A. De Paoli (UNLP). Agradezco al Dr. J. Rekstad, del Instituto de Física de la Universidad de Oslo, por útiles discusiones.

-
- 1) J.Rekstad et al: Phys. Lett 117 B (1982) 384
 - 2) J.Rekstad et al: Phys. Scripta (en prensa).
 - 3) J.Rekstad, comunicación privada.
 - 4) A. Bohr, B.R.Mottelson: Nuclear Structure Vol. I. W.A.Benjamin (1976) New York.
 - 5) O. Civitarese et al, Z. fur Phys. A 309 (1982) 177
 - 6) O. Civitarese et al, Z. fur Phys. A 311 (1983) 317
 - 7) O. Civitarese A.De Paoli: N.P.A. (enviado para su publicación).
 - 8) P.A.Gottschalk, T. Ledergerber: N.P.A. 278 (1977) 16
 - 9) S.G.Nilsson et al: N.P.A. 131 (1969) 1.

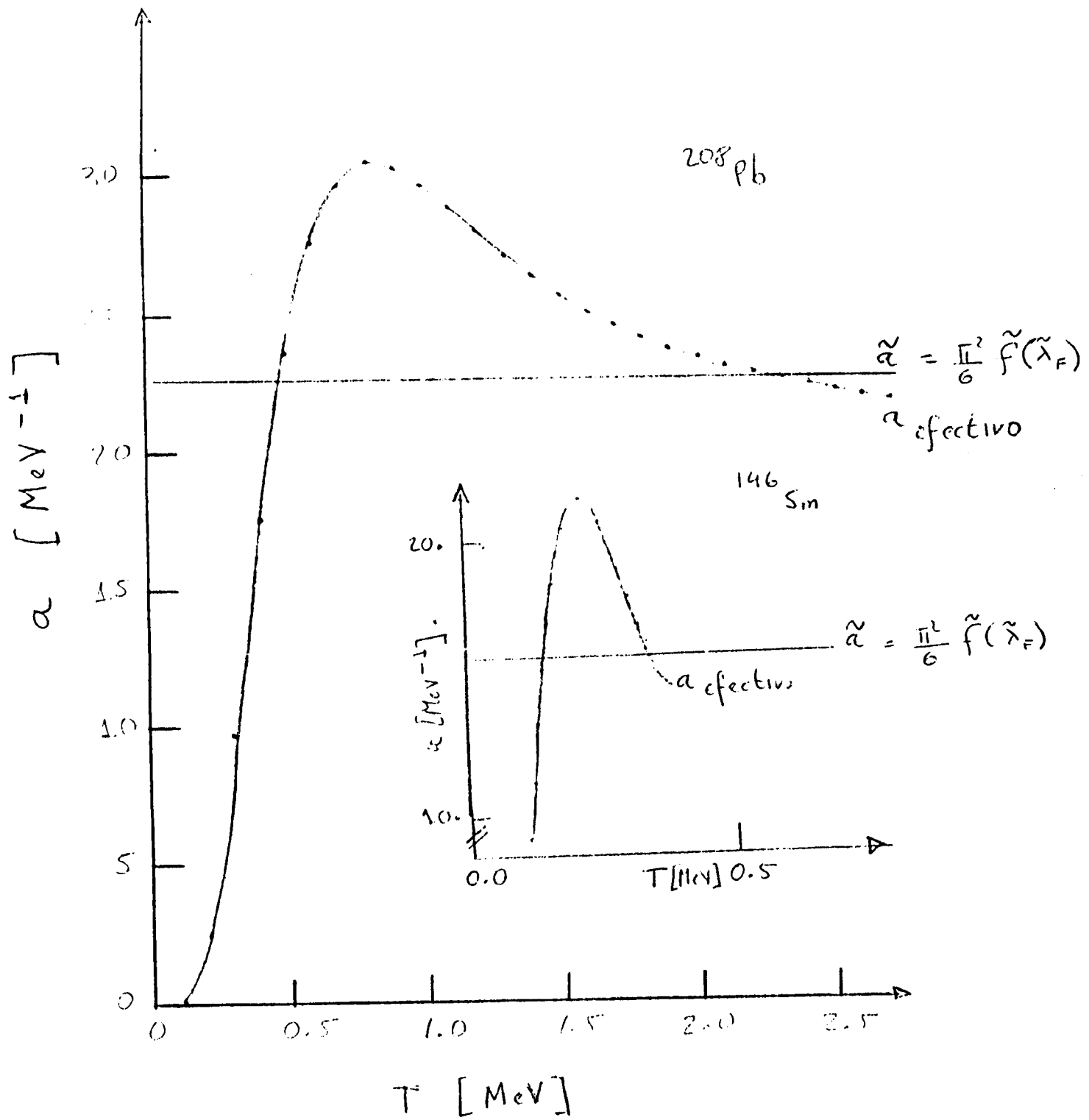


Fig. 1

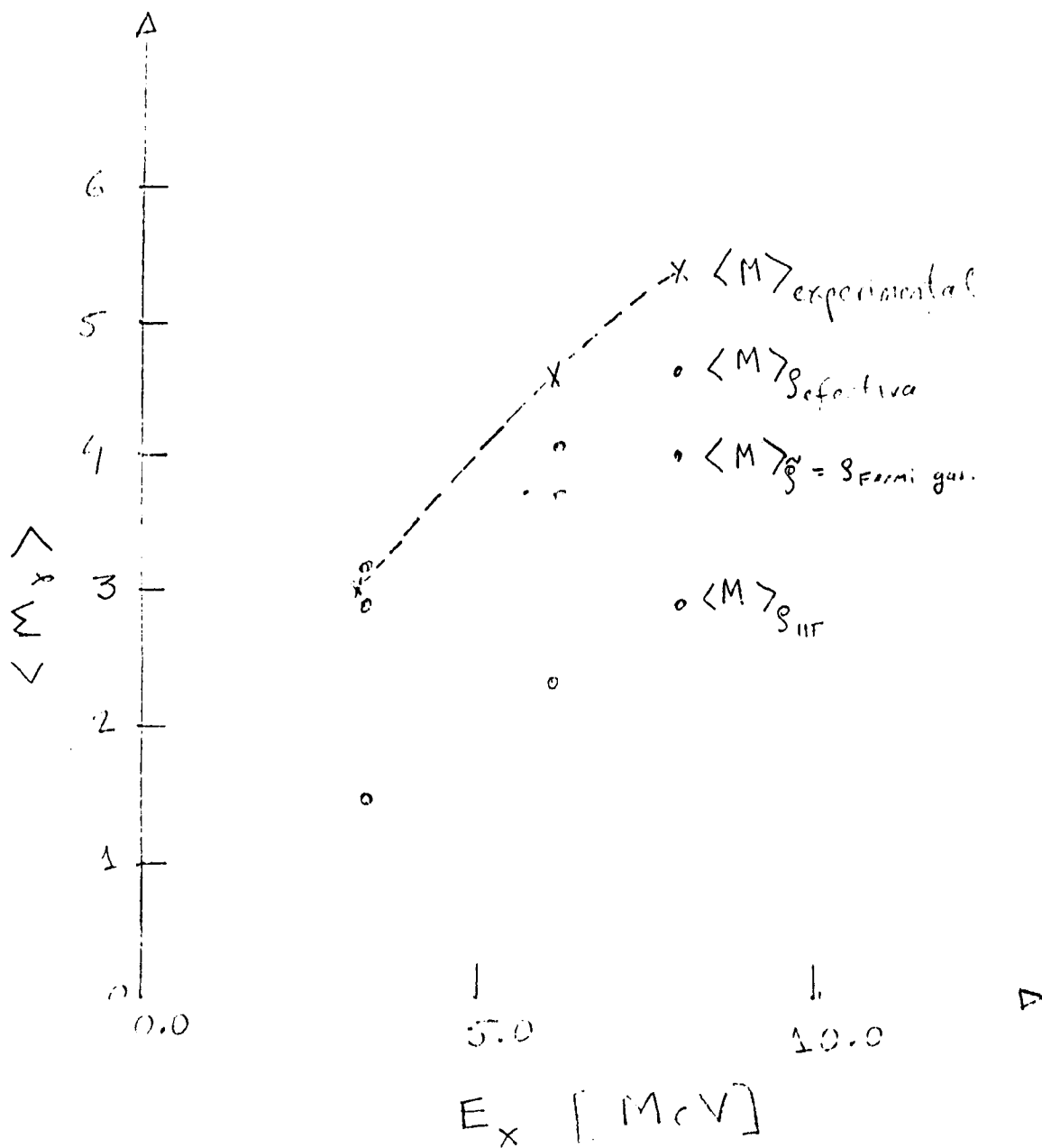


Fig. 2

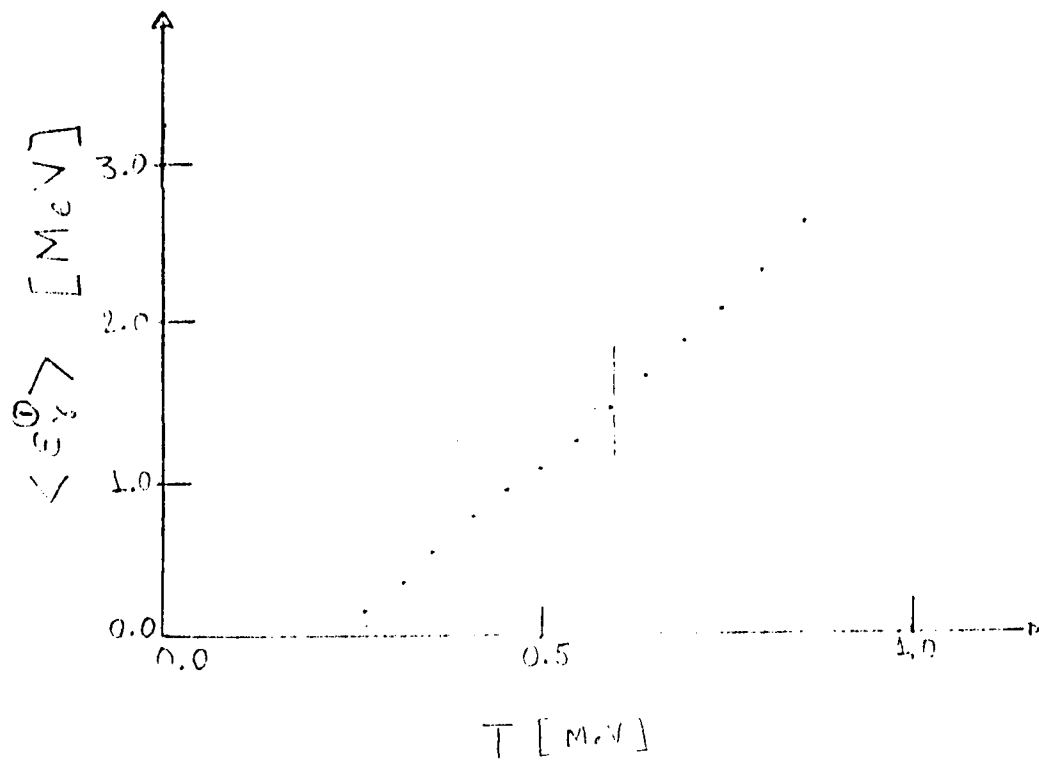


Fig. 3

NUCLEAR RESPONSE FUNCTION (*)

F. A. BRIEVA.

DEPARTAMENTO DE FÍSICA, UNIVERSIDAD DE CHILE,
CASILLA 5487, SANTIAGO, CHILE.

AND

A. DELLAFIORE.

DIPARTIMENTO DI FISICA, UNIVERSITA DI FIRENZE,
INFN, SEZIONE DI FIRENZE,
LARGO E. FERMI, 2; I-50125, FIRENZE, ITALY.

(*) INVITED TALK AT THE "VII REUNIÓN DE TRABAJO DE FÍSICA NUCLEAR Y USO DE ACCELERADORES", TANDAR, COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA, BUENOS AIRES, ARGENTINA 11-15 JUNIO, 1984.

NUCLEAR RESPONSE FUNCTION (*)

F. A. Brieva.

Departamento de Física, Universidad de Chile,
Casilla 5487, Santiago, Chile.

and

A. Dellafiore.

Dipartimento di Fisica, Università di Firenze,
INFN, Sezione di Firenze,
Largo E. Fermi, 2; I-50125, Firenze, Italia.

ABSTRACT

We discuss the calculation of the nuclear response function with finite range residual interactions using the doorway-state expansion method. Some preliminary results show the importance of the particle-hole force.

The nuclear response function describes the excitation of nuclei due to the interaction with a weak external probe ¹⁾. In a linear approximation, this nuclear response is measured by the structure function $S(\vec{q}, \omega)$ where $\vec{q}$ is the momentum transferred to the target nucleus and ω is the energy loss.

(*) Presented by F. A. Brieva.

The calculation of the response function requires the solution of the many-body nuclear problem. Since a full many-body solution is far from being obtained at present, we describe the nuclear excitation properties within the framework of the random phase approximation (RPA). A similar approach has been followed by other authors ²⁻⁵⁾ although further approximations are introduced due to the complexity of a fully consistent RPA calculation. Some of these approximations involve the replacement the Hartree-Fock basis with an harmonic oscillator basis ²⁾. This procedure leads to an incorrect treatment of the continuous single-particle spectrum and usually the calculations contain basis truncation effects. Different approximations involve the use of a zero-range force for the residual interaction ³⁻⁴⁾, generally a Skyrme force. This simplification is unlikely to be correct when calculating the nuclear response function at a momentum transfer of the order of the interaction inverse range as it may happen in electron scattering experiments.

In order to include both a finite range residual interaction and a correct treatment of the single-particle continuum avoiding truncation effects, we have developed a suitable numerical algorithm to solve the non-local RPA equations. This algorithm is based on the Lanczos method for matrix inversion or doorway-state method ⁶⁾.

Let us consider the particle-hole Green's function or polarization propagator ¹⁾

$$\pi(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \vec{r}_3, \vec{r}_4; \omega) = \sum_{i\alpha} \sum_{j\beta} \phi_j^+(\vec{r}_1) \phi_\beta(\vec{r}_2) \phi_\alpha^+(\vec{r}_3) \phi_i(\vec{r}_4) \pi_{\beta j; \alpha i}(\omega) \quad , \quad (1)$$

where $\phi_i(\vec{r})$ denotes the single-particle (hole) wave function and $\pi_{\beta j; \alpha i}(\omega)$ is the RPA propagator which is solution of the Bethe-Salpeter equation ¹⁾

$$\pi_{\beta j; \alpha i}(\omega) = \pi_{\beta j; \alpha i}^0(\omega) + \sum_{\gamma h} \sum_{\delta k} \pi_{\beta j; \gamma h}^0(\omega) V_{\gamma h, \delta k} \pi_{\delta k; \alpha i}(\omega) \quad , \quad (2)$$

with $\pi_{\beta j, \alpha i}^0(\omega)$ the unperturbed particle-hole propagator,

$$\pi_{\beta j, \alpha i}^0(\omega) = \delta_{ij} \delta_{\alpha\beta} \left[\frac{\theta(\alpha - F) \theta(F - i)}{\omega - \epsilon_{\alpha i} + i\eta} - \frac{\theta(F - \alpha) \theta(i - F)}{\omega + \epsilon_{\alpha i} - i\eta} \right], \quad (3)$$

where $\epsilon_{\alpha i} = \epsilon_{\alpha} - \epsilon_i$ is the energy difference between the single-particle levels and $V_{\gamma h, \delta k}$ are the antisymmetrized matrix elements of the residual interaction.

The measurable quantities are directly related to the Fourier transform of the polarization propagator,

$$\pi(\vec{q}', \vec{q}; \omega) = \int e^{-i\vec{q}' \cdot \vec{r}'} \pi(\vec{r}', \vec{r}'; \vec{r}, \vec{r}; \omega) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d\vec{r} d\vec{r}', \quad (4)$$

and the structure function is defined by

$$S(\vec{q}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left[\pi(\vec{q}, \vec{q}; \omega) \right]. \quad (5)$$

The main difficulty in calculating the polarization propagator lies in the solution of the integral equation for π (eq. (1)) once the RPA is assumed. Further we need to calculate the full non-local propagator $\pi(\vec{r}_1, \vec{r}_2; \vec{r}_3, \vec{r}_4)$ although only the local part (eqs. (4-5)) is required for the structure function.

Our approach to solve eqs. (1-2) is based on the doorway-state construction⁶⁾. Briefly we summarize this method. Let us consider the integral equation for the polarization propagator in operator form,

$$\pi(\omega) = \pi^0(\omega) + W(\omega) \pi(\omega), \quad (6)$$

where

$$W(\omega) = \pi^0(\omega)V \quad , \quad (7)$$

is the re-scattering operator. The solution to eq. (6) is written as

$$\pi(\omega) = [1 - W(\omega)]^{-1} \pi^0(\omega) \quad . \quad (8)$$

Formally, the $\pi(\vec{q}, \vec{q}; \omega)$ propagator can be seen as the matrix elements of the π operator, namely

$$\langle a | \pi(\omega) | b \rangle = \langle a | \frac{1}{1 - W(\omega)} \pi^0(\omega) | b \rangle \quad . \quad (9)$$

Then we define the doorway states $|\tilde{d}_0\rangle = |a\rangle$ and $|d_0\rangle = \pi^0(\omega) |b\rangle$ and use them to construct a normalized biorthogonal basis ($\{|\tilde{d}_k\rangle\}$ and $\{|d_k\rangle\}$, $k=0,1,2,\dots$) by repeated applications of the W operator ^{6,7)}. The main result of this construction is that the $(1 - W(\omega))^{-1}$ operator is tri-diagonal in this basis. Therefore the $\pi(\omega)$ matrix elements are given by

$$\langle a | \pi(\omega) | b \rangle = \frac{\langle a | \pi^0 | b \rangle}{1 - W_{00} - \frac{W_{01}W_{10}}{1 - W_{11} - \frac{W_{12}W_{21}}{1 - W_{22} - \dots}}} \quad , \quad (10)$$

that is, a continous fraction where

$$W_{ij} = \langle \tilde{d}_i | W | d_j \rangle \quad . \quad (11)$$

In eq. (10) we observe that, to zero order, we obtain the matrix elements of the unperturbed polarization propagator. To higher orders, eq. (10) is an expansion in the re-scattering operator which is important to ensure a rapid convergence.

To illustrate the effect of the residual interaction in the polariza-

tion propagator we show in fig. 1 the isoscalar and isovector structure function for ^{12}C at a momentum transfer $|\vec{q}| = 300 \text{ MeV}/c$. This is a typical example for quasi-elastic electron scattering ⁸⁾. For the calculation we have

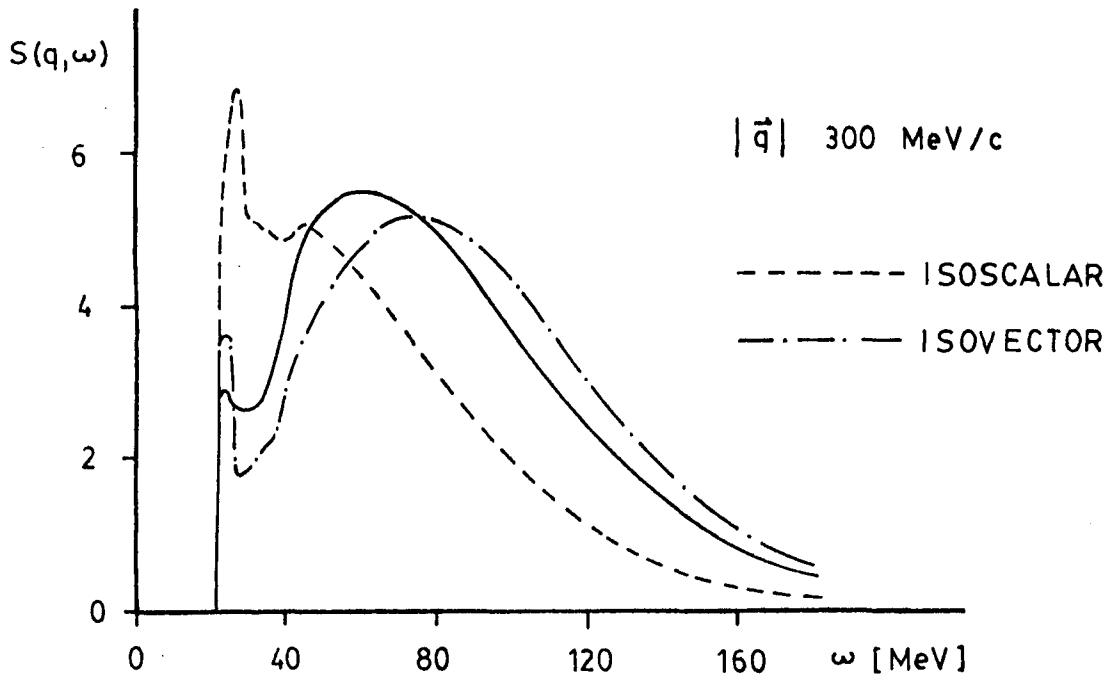


Fig. 1 : Structure function for ^{12}C . Full line is the unperturbed response.

taken Kurath force ⁹⁾ as the residual interaction and the single-particle wave functions have been generated with a Saxon-Woods potential for the hole states and a phenomenological energy dependent optical potential for the particle states. We observe that the unperturbed response is shifted both for the isoscalar and isovector parts of the structure function when the effective force acts. This general behaviour is observed for different $|\vec{q}|$ and ω values and for different nuclei.

Finally, in this work, we have shown briefly that it is possible to perform full RPA calculations with finite range effective forces. Further, this residual interaction plays an important role and needs to be considered for detailed comparison to the experimental data.

Acknowledgments

F. A. B. thanks the theory group at the Comisión Nacional de Energía Atómica, Argentina, for their kind hospitality.

This work is supported by the Fondo Nacional de Desarrollo Científico y Tecnológico, Chile.

REFERENCES

1. A. L. Fetter and J. D. Walecka, Quantum Theory of many particle systems, Mc Graw-Hill (N. Y.), 1971.
2. V. Gillet and E. A. Sanderson, Nucl. Phys. A91 (1967) 292.
3. G. Bertsch and S. F. Tsai, Phys. Rep. C18 (1975) 125.
4. K. F. Liu and N. V. Giai, Phys. Lett. 65B (1976) 23.
5. J. P. Blaizot and D. Gogny, Nucl. Phys. A284 (1977) 429.
6. F. Lenz, E. J. Moniz and K. Yazaki, Ann. of Phys. 129 (1980) 84.
7. A. Dellafiore, F. Lenz and N. C. Mukhopadhyay, Nuovo Cimento 76A (1983) 220.
8. Y. Horikawa, F. Lenz and N. C. Mukhopadhyay, Phys. Rev. C (1980) 1680.
9. A. de Shalit and H. Feshbach, Theoretical Nuclear Physics, Vol. 1, Wiley, 1974.

USOS NO NUCLEARES

ACELERADORES COMO FUENTE DE EXCITACION PARA LA EMISION DE RAYOS X. APLICACIONES ANALITICAS: UNA PROPUESTA EXPERIMENTAL

D.V.de Leyt, G.Custo, A.Caridi

La excitación de rayos X con partículas cargadas y su detección con un detector de Si(Li) constituyen una herramienta poderosa de muy alta sensibilidad en el análisis de multielementos (1, 2, 3).

La literatura es muy vasta sobre la producción de rayos X por distintos tipos de partículas cargadas y de allí el nombre de PIXE (particle induced X ray emission) dado al método (4, 5, 6, 7). Para propósitos analíticos, sin embargo casi todos los autores recomiendan en la mayoría de los casos el uso de protones y en menor proporción el de partículas alfa, ambos de baja energía (2-4 Mev). En el caso de los iones pesados debe considerarse que la interacción de éstos con los átomos de la muestra producen ionización múltiple provocando corrimiento y desdoblamiento de los picos característicos lo que aumenta la complejidad del espectro resultante. La sección eficaz de producción de rayos X (σ_p) es para los proyectiles pesados mayor que la esperada para protones y partículas alfa ya que la teoría de Born prevé una dependencia de σ_p con z^2 . Esto se cumple en la zona de energías bajas mientras que en la zona de energías altas dicha dependencia es compleja apartándose de lo previsto por las teorías PWBA (plane wave Born approximation) y BEA (binary encounter approximation) (1, 8). Los iones pesados, sin embargo, resultan de gran interés en estudios de superficie donde la profundidad de penetración de la partícula es crítica.

Una de las ventajas principales de PIXE es la alta sensibilidad del método siendo la concentración mínima detectable del orden de 10^{-6} g pudiendo alcanzarse en algunos casos límites mucho más bajos.

La fórmula usada para calcular la cantidad de un determinado elemento en una muestra a partir del pico característico en el espectro de rayos X está dado por:

$$dN = A(s) n(s) \sigma_p \omega K \Omega T \epsilon ds \quad (1)$$

donde

dN : número de cuentas debido a los átomos $A(s)$

$n(s)$: número de protones/cm² que pasan a través de la misma superficie.

σ_p : sección eficaz de producción de rayos X.

ω : rendimiento de fluorescencia

K : probabilidad de transición

Ω : ángulo sólido del detector

ϵ : eficiencia del detector

T : transmisión a través de la ventana de la cámara de irradiación.

Para obtener el número total de cuentas en el pico se debe integrar la ecuación (1) sobre toda la muestra considerando que A y n son funciones de s . Para simplificar el problema se implementa una geometría determinada del haz de tal manera que n sea independiente de s dentro del haz.

De la observación de la ec.(1) resulta que todas las cantidades excepto A y N son conocidas o se pueden determinar experimentalmente por lo que PIXE resulta un método absoluto, lo que constituye una gran ventaja en química analítica.

El método de PIXE tiene actualmente gran aplicación dentro de la física y la metalurgia ya que permite la determinación de parámetros, espesores y estudios de superficie con gran exactitud.

Dentro de las aplicaciones analíticas ocupan un lugar destacado los estudios de áerosoles con preponderancia en el campo de la contaminación ambiental. Está también muy difundido en estudios biológicos y arqueológicos por posibilitar el análisis de la muestra en forma no destructiva.

- 1.- Johansson S., Johansson T. Nucl.Inst. and Meth. 137 (1976) 473.
- 2.- Watson R., Nucl. Inst. and Meth. 93 (1971) 69.
- 3.- Flocchini, R.G. Nucl. Inst. and Meth. 100(1972) 397.
- 4.- Lannefors H., Carlsson L., X-Ray Spectrometry, 12 (1983) 138.
- 5.- Maenhaut, de Reu L., Nucl. Inst. and Meth. 168 (1980) 557.
- 6.- Richter F.W., Watjen V., Avances in X-Ray Analysis Vol.25.
- 7.- Cohen D., Duerden P., Nucl. Inst. and Meth. 168 (1980) 523.
- 8.- Folkmann F., Borggreen J., Nucl. Inst. and Meth. 119 (1974) 117.

LINEA DE APLICACIONES RADIOBIOLOGICAS

Omar A. Bernaola

Una de las lineas experimentales del proyecto TANDAR se dedicará a aplicaciones radiobiológicas y entre los primeros trabajos a realizar cuando el haz sea suministrado en esta linea se encuentran la extracción del haz a presión atmosférica y el ajuste de la dosimetría para los distintos modelos biológicos a utilizar.

Como paso previo para tomar experiencia en ventanas de extracción y dosimetría simultánea para las irradiaciones in vivo, se realizaron experiencias preliminares en el sincrocilotrón en el cual se adecuó una linea externa con esta finalidad y se obtuvo la extracción del haz a condiciones ambientales. Se construyeron colimadores, pantallas fosforescentes, cámaras de reacción reticuladas y una copa de Faraday para la evaluación de la corriente del haz y de su distribución geométrica en el plano de irradiación.

Como paso siguiente se creó la infraestructura necesaria para el manipuleo y procesamiento de detectores de estado sólido para trazas nucleares como requisito para la evaluación de la dosimetría puntual de las muestras biológicas.

Una vez obtenido el buen manejo del haz y calibrada la dosimetría con los SSNTD se inició la experimentación con distintos modelos biológicos. Las primeras experiencias se iniciaron con la División Patología para estudiar el daño de iones pesados (partículas alfa de hasta 55 MeV y deuterones de hasta 27 MeV) a nivel de la matriz de folículos pilosos en ratas Wistar. Utilizando las colas de las ratas como degradador de energía de espesor variable se consiguió evaluar el daño tanto en la zona de plateau como en la del pico de la curva de Bragg para distintas dosis. Se obtuvo una buena correlación geométrica entre el daño biológico en las distintas zonas de las muestras y las evaluaciones de dosis en los SSNTD

mediante grillas de localización.

Utilizando el mismo criterio de irradiación mencionado se han ajustado los modelos de evaluación histoquímica y de alteración de actividad enzimática. En estos casos se logra también reproducir biológicamente la curva de Bragg.

Se ha iniciado el estudio de daño vascular a nivel de los pequeños vasos en piel de mejilla de ratas Wistar. En este caso se obtiene en una misma muestra y a igual profundidad tanto la zona control como la irradiada en todo el rango de la curva de Bragg mediante la interposición de cuñas de equivalente tejido que degradan la energía del haz desde su energía máxima hasta cero.

Se están iniciando además las irradiaciones para la evaluación del daño en macrófagos, alteración de proteínas epidérmicas y sobrevida de bacterias.

En todos los casos mencionados se ha realizado una evaluación previa de los distintos modelos mediante irradiaciones con un equipo de terapia de rayos X de 220 KV.

Todos los modelos mencionados resultan adecuados para la mayoría de los iones pesados que suministrará el acelerador del proyecto TANDAR y pueden ajustarse de inmediato en la línea radiobiológica del nuevo acelerador. Nuestro grupo de trabajo tiene actualmente en construcción esta facilidad experimental contándose con todos los elementos hasta llegar al nivel de la ventana de extracción. Se está trabajando en la construcción de la ventana de extracción y se están discutiendo diferentes alternativas para la construcción de una cámara versátil con atmósfera controlada para irradiaciones in vitro. Como siguiente paso se prevee la automatización del posicionamiento de las muestras biológicas y el blindaje de protección para las irradiaciones in vivo.

LOS SSNTD (SOLID STATE NUCLEAR TRACK DETECTORS) COMO TECNICA DE DETECCION

Ruben Mazzei

Se ha desarrollado un equipo para el procesado de detectores de estado sólido para trazas nucleares mediante etching químico. Se utilizan como SSNTD folias de Makrofol E de $300\text{ }\mu\text{m}$ de espesor. Mediante estos detectores se ha conseguido ajustar la dosimetría del haz del sincrotrón para las aplicaciones radiobiológicas.

En forma simultánea se ha profundizado en el conocimiento de las características básicas de estos detectores y se ha realizado una amplia revisión del tema (1). Esto último nos ha permitido iniciar estudios sobre el daño localizado que producen los iones pesados en materiales orgánicos.

En este sentido podemos decir que hasta el presente y con las técnicas de evaluación conocidas se presentan serias dificultades cuando se desea realizar una evaluación de los parámetros de las trazas a tamaños menores a $0.1\text{ }\mu\text{m}$. La dificultad principal es debida a que aún utilizando microscopía electrónica la evaluación de los parámetros se realiza en forma indirecta por la proyección de los mismos sobre la superficie del detector. De esta forma se pierde resolución y no es posible pasar del límite mencionado. En recientes trabajos hemos podido poner a punto una nueva técnica de evaluación de trazas que permite una resolución de $10\text{ }\overset{\circ}{\text{A}}$ mediante TEM. Esta nueva técnica permite la evaluación del daño no solo en la zona en que la velocidad de ataque químico alcanza la velocidad de bulk en las paredes laterales de las trazas, sino también dentro de la zona de daño primario de los electrones delta (debajo de $200\text{ }\overset{\circ}{\text{A}}$ para electrones de corte de 1KeV) postulada teóricamente como corazón central y asociada con alta dosis y alta temperatura (2,3).

El poder contar con datos experimentales sobre los perfiles de ataque químico dentro de las trazas utilizando la técnica mencionada permite evaluar las especulaciones teóricas previstas para esta zona. Hemos realizado una generalización de la teoría de cinética de trazas y una extensión de su aplicación a la zona de daño primario proponiendo funciones de comportamiento. La teoría propuesta consigue un buen ajuste de los datos experimentales y permite mediante una formulación única describir el comportamiento de la cinética química tanto en la zona de daño primario como en la zona de velocidad de bulk (4,5)

Estos trabajos permitirán realizar posteriores estudios sobre la evaluación del daño localizado tanto en SSNTD como en materiales biológicos. Esto último está relacionado tanto con ^{un}mas detallado análisis del LET y del RBE desde el punto de vista biológico como con un mejor conocimiento en la física de estos detectores en cuanto al daño de los electrones delta, tiempo de inducción y umbral de detección.

Por otro lado dada la multiplicidad de aplicaciones de los SSNTD en física nuclear pensamos que la presencia de un grupo de investigación básica en este campo puede resultar de beneficioso apoyo a los diferentes grupos que utilizarán el nuevo acelerador.

- 1.- Bernaola O.A., Mazzei R., Massera G., Molinari de Rey B. Los detectores de trazas nucleares de estado sólido (In press Ac.Cient.Ven)
- 2.- Mazzei R., Bernaola O.A., Molinari de Rey B., Cabrini R. Replica method for evaluation of submicroscopic nuclear tracks in solid state track detectors (In press Nuclear Tracks)
- 3.- Mazzei R., Bernaola O.A., Molinari de Rey B., Cabrini R. A new technique for the submicroscopic analysis of nuclear tracks (Submitted for publication)
- 4.- Mazzei R., Bernaola O.A., Saint Martin G., Molinari de Rey B. Cinética

de ataque químico en SSNTD para la zona de daño primario con iones pesados (Submitted for publication)

- 5.- Mazzei R.,Bernaola O.A., Saint Martin G.,Molinari de Rey B. Submicroscopic kinetics of track formation in SSNTD (Submitted for publication)

FISICA DEL ESTADO SOLIDO

SOLITONES EN DIELECTRICOS INCONMENSURADOS

Horacio Ceva

(Departamento de Física, CNEA)

I. INTRODUCCION

Tradicionalmente la física del sólido implicó el estudio de propiedades de materia condensada caracterizada por un arreglo periódico de los átomos.

Dos líneas importantes que se apartan de lo anterior, son

- a) amorfos
- b) inconmensurados

Un sólido inconmensurado está caracterizado por la presencia de dos arreglos periódicos, de período espacial a y a' , y tales que el cociente a'/a es un número irracional.

Evidencia experimental de este tipo de fenómeno existe desde hace mucho en el campo del magnetismo: tal es el caso de arreglos helicoidales de spines, donde el paso de la hélice no está conmensurado con la distancia interatómica a_0



La noción de inconmensurado, sin embargo, es introducida mucho más recientemente (~ 1977) en conexión con ondas de densidad de carga en conductores: en este caso se tiene una modulación de la carga electrónica.

Desde el punto de vista de las causas que originan la existencia de fases o estados incommensurados, existe una diferencia radical entre los metales y los aisladores. En los metales la incommensuración se asocia con la geometría de la superficie de Fermi, i.e. con propiedades del conjunto de electrones, mientras que en los aisladores se debe considerar la relación de interacciones competitivas -atractivas y repulsivas- entre unos pocos átomos vecinos.

II. EVIDENCIA EXPERIMENTAL

Consideramos el caso de Cl_4ZnRb_2 porque ha sido muy estudiado, y también porque es la sustancia que será medida en primer término por el grupo de Sólidos en el TANDAR.

Esta sustancia, al ser enfriada, presenta dos transiciones de fase de relevancia para nosotros:

- i) Si $T > T_1$ ($T_1 \approx 303^\circ\text{K}$), la sustancia es normal
- ii) Si $T_c < T < T_1$, con $T_c \approx 193^\circ\text{K}$, se tiene una fase incommensurada a lo largo del eje c. La incommensuración está relacionada posiblemente con rotaciones de los grupos Cl_4 , de manera similar al ejemplo citado más arriba; como resultado se produce también una modulación de la polarización $\vec{P}$ ($P \parallel b$) a lo largo del eje c
- iii) Si $T < T_c$ se tiene una fase commensurada que presenta ferroelectricidad a lo largo del eje b

A temperaturas más bajas aún hay otra fase ferroeléctrica, con la polarización orientada según el eje a; esta fase no será considerada aquí.

La fase commensurada tiene un período a lo largo del eje c que es el triple ($3c_0$) del correspondiente a la fase normal (c_0).

En la fase incommensurada (I) el período es casi $3c_0$.

Medidas de la constante dieléctrica muestran histéresis térmica (Fig.1). Esto constituye un aspecto importante para la caracterización de la fase I.

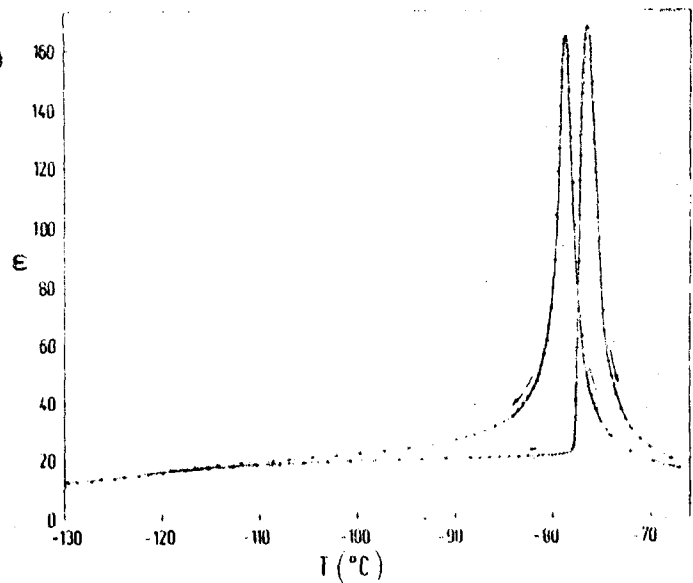


Fig. 1

III. IMAGEN FISICA DE LA FASE INCOMMENSURADA

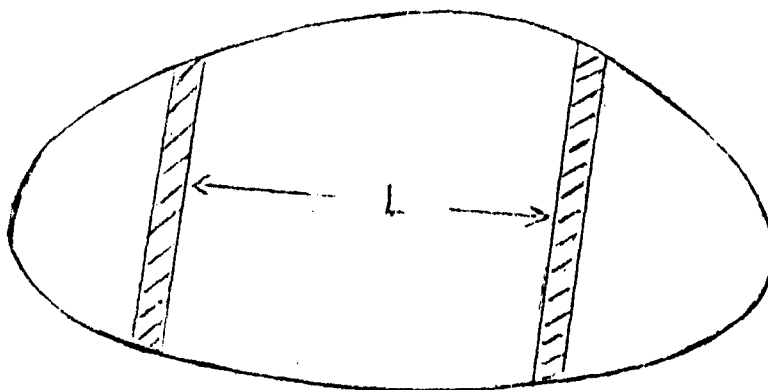
La imagen física que resulta de los cálculos y experimentos tiene dos componentes esenciales: paredes (solitones) y defectos.

a) Paredes

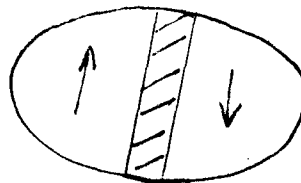
Si $T \approx T_I^-$, la incommensuración consiste de una modulación aproximadamente sinusoidal

El caso $T \approx T_c^+$, es decir la vecindad de la transición C-I, es donde se ha centrado la atención. Aquí la fase I consiste de regiones esencialmente commensuradas, separadas por paredes que establecen la incommensuración.

Las propiedades de la fase I están gobernadas por la presencia de una red de paredes, cuya separación $L \rightarrow \infty$ cuando $T \rightarrow T_c^+$



En el caso de sustancias que presentan un ordenamiento a bajas temperaturas (como es el caso que se describe, Cl_4ZnRb_2) estas paredes separan dominios o regiones donde el ordenamiento se realiza en distintas direcciones de la polarización.



Dado que estas paredes determinan las propiedades, es claro que importa estudiar su forma detallada (p.ej. el ancho), así como la influencia de agentes externos sobre las mismas (campos eléctricos y/o defectos estructurales). Así, para fijar las ideas, en el caso de metales estas paredes al moverse conducen electricidad y por lo tanto importa entender como influye sobre ellas un campo E (este tema fue tratado en el workshop anterior).

b) Defectos

En general la presencia de defectos siempre juega un papel importante en las propiedades de los sólidos. Estos defectos pueden ser de dos tipos:

- (i) impurezas
- (ii) estructurales (vacancias, átomos intersticiales, dislocaciones del arreglo, etc).

En las sustancias con defectos juegan un papel decisivo en el anclaje (pinning) de las paredes.

En los trabajos publicados hasta ahora, prácticamente no se ha intentado separar el efecto específico de las impurezas del efecto de los defectos estructurales. Esta separación es relevante para poder describir el comportamiento detallado de estas sustancias. Las experiencias a realizar en el TANDAR tenderán a aclarar este punto. Experiencias previas con diversos defectos permiten decir que

(i) las impurezas sustitucionales (es decir las que remplazan a un átomo de su sitio) pueden clasificarse en fuertes y débiles, en relación a

su capacidad de anclaje (éstas categorías, a su vez, dependen de que la impureza posea una carga diferente al átomo original, o no)

(ii) el efecto de radiación energética (p.ej. protones de 2,5 MeV) es producir vacancias e intersticiales.

IV MODELOS TIPICOS

Existen dos variantes fundamentales

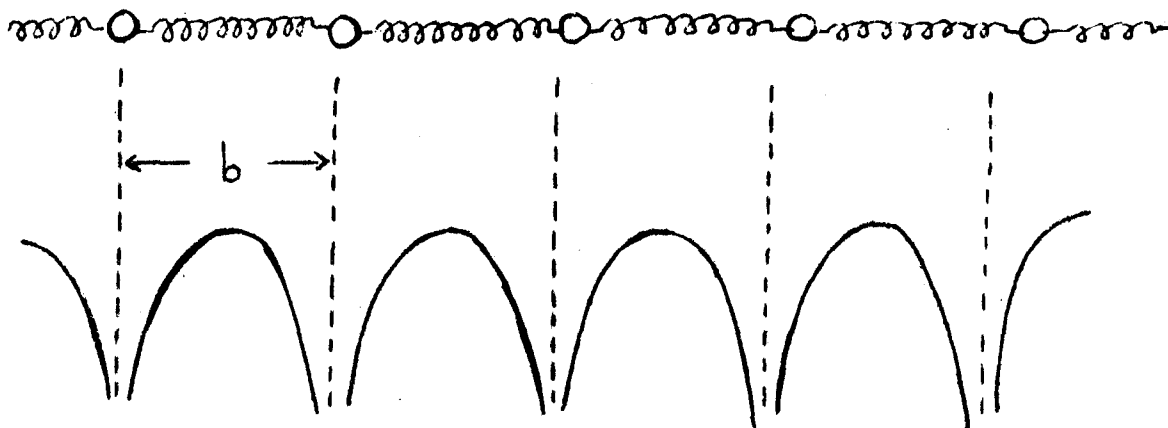
- a) modelos microscópicos
- b) fenomenología (desarrollos del tipo Ginzburg-Landau)

A su vez, los modelos microscópicos son tratados

- a₁) en la aproximación del continuo
- a₂) tomando en cuenta el caracter discreto del modelo

Ejemplo 1 : modelo de Frenkel-Kontorowa (1 dimensión)

Es el caso de una cadena de átomos que interactúan entre si elásticamente, y tambien con un potencial periódico



La separación interatómica (sin el potencial) es a_0 .

$$H = \sum_n \text{Cte} (x_{n+1} - x_n - a_0)^2 + V[1 - \cos(2\pi x_n/b)]$$

siendo a_0 y b no conmensurados.

Es normal escribir

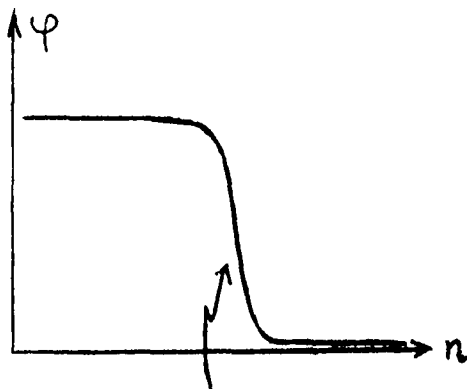
$$x_n = nb + (b/2\pi) \varphi_n$$

y hacer la aproximación del continuo (i.e. φ se considera una variable continua), con lo que se obtiene

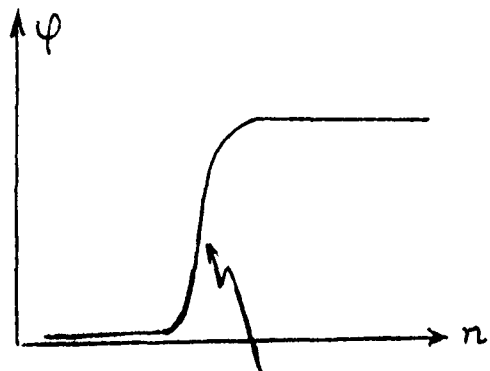
$$\frac{d^2 \varphi}{dn^2} = pV \sin p\varphi \quad (\text{sine-Gordon}).$$

Se sabe que las soluciones de esta ecuación son solitones,

$$\varphi(n) = (4/p) \arctg(\pm \exp np\sqrt{V})$$



pared (más densa)



pared (menos densa)

En el modelo discreto



pared (más densa)

La solución con dos solitones separados una distancia L , tiene energía

$$E = 2E_1 + E_2$$

siendo E_1 la energía de un solitón aislado y E_2 la energía de interacción repulsiva, $E_2 \approx \exp(-L/L_0)$.

Un resultado importante de los modelos microscópicos (discretos) es que es posible tener anclaje de las paredes aún sin tener defectos.

Ejemplo 2: fenomenología

Todo estado de equilibrio está caracterizado por ser un mínimo de la energía libre $F = \int d^3r f(r)$.

En el caso que interese se desarrolla en serie f , tomando en cuenta la simetría de la sustancia que se considera, y las propiedades físicas conocidas. Así, para Cl_4ZnRb_2 este desarrollo se hace en función de la amplitud de la modulación (el parámetro de orden que caracteriza la fase I):

$$f(x) = \frac{1}{2} \alpha \rho^2 + \frac{1}{4} \beta \rho^4 - \delta \cdot \rho^2 \varphi' + \frac{1}{2} \kappa (\rho^2 \varphi'^2 + \rho'^2) \\ - \gamma \rho^{1/2} \cos p\varphi/2 - \frac{1}{2} \chi_0 (2 \int \rho^p \cos p\varphi - E)^2$$

donde

$$\alpha = \alpha_0 (T - T_0)$$

$$\varphi' = d\varphi/dx$$

$$\rho e^{i\varphi} = Q$$

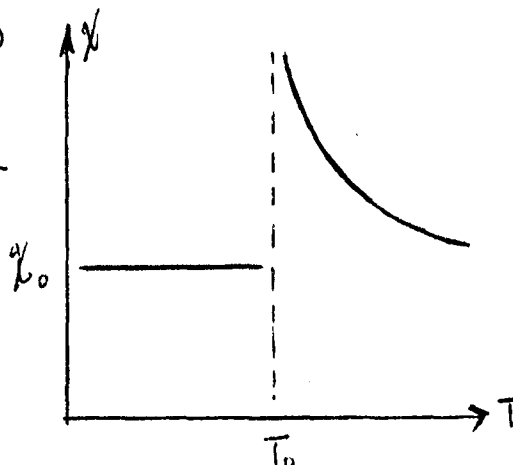
parámetro de orden (complejo) de la fase incommensurada; mide la modulación de la estructura a lo largo del eje c

E campo eléctrico

De esta formulación se deduce (con $E=0$) que el comportamiento esperable de la susceptibilidad en función de la temperatura viene dado por

$$\chi = \chi_0 \quad (T < T_c)$$

$$\chi = \chi_0 + \frac{C}{T - T_0} \quad (T > T_c)$$



Experimentalmente no es el caso (ver fig.1): la histéresis térmica y el valor anómalamente alto de χ en la fase conmensurada constituyen aspectos que este modelo simplificado no pueden explicar.

Un intento muy reciente de reproducir el comportamiento experimental (R.Blinc, Phys.Rev.B29,1508(1984)) consiste en suponer que los defectos distribuidos al azar en la sustancia anclan las paredes, produciendo un estado caótico. Las impurezas son simuladas colocando en el sitio de cada pared un campo eléctrico al azar, con una distribución gaussiana de intensidades. Esto permite (usando la aproximación fenomenológica) explicar los resultados, y muy particularmente el hecho que haya paredes aún para $T < T_c$, donde sólo pueden ser metaestables. El anclado de las paredes provee el mecanismo responsable de la histéresis térmica.

Mediciones de NMR concuerdan con esta descripción, y permiten confirmar que en $T=T_c$, donde la densidad de paredes n_s debería ser nula si no existiese un efecto como el descrito, se tiene $n_s \approx 1/3$.

En resumen, la presencia de solitones en dieléctricos en la fase inconmensurada parece bien establecida. Su anclaje por defectos es hoy un tema central de estudio, y los experimentos que se harán el TANDAR en este sentido posiblemente permitan clarificar el papel jugado por cada defecto y, eventualmente, estudiar mecanismos de relajación.

Anomalías en la constante dieléctrica en fases inconmensuradas de cristales de Rb_2ZnCl_4 y Rb_2ZnBr_4 : una propuesta experimental.

Lelia Schmirgeld, Hilda Lanza de Dussel

Comisión Nacional de Energía Atómica

Las ideas físicas involucradas en esta propuesta fueron esbozadas en VII.2. La propuesta concreta es: realizar mediciones de constante dieléctrica y de conductividad en principio en cristales de Rb_2ZnBr_4 y Rb_2ZnCl_4 irradiados con distintos haces en el TANDAR.

En este informe se describen los preparativos experimentales que estamos realizando con ese objeto

I) Introducción

Lo más característico de las fases inconmensuradas (I) en la proximidad de la transición conmensurada-inconmensurada (C-I) es el arreglo periódico de solitones (paredes) que separan zonas conmensuradas (C).

Una gran parte de los trabajos actuales en el tema se refiere al anclaje de estas paredes por efecto de impurezas y otros defectos estructurales. Nos proponemos separar el efecto de los defectos estructurales (átomos intersticiales, vacancias, dislocaciones) del efecto de las impurezas sustitucionales introduciendo cantidades variables de defectos estructurales en el TANDAR irradiando con haces no ajenos a la estructura.

- Se va a medir constante dieléctrica porque

- 1) siendo estos materiales aisladores, las variaciones de ϵ dan información cualitativa sobre la transición de fase
- 2) como se vio en VII.2, en la fase I aparece una polarización modulada, por lo tanto hay una relación cuantitativa entre ϵ y la densidad de solitones (paredes).

- Si bien las mediciones de conductividad son más relevantes en el caso de metales, también es posible que aparezca una modulación de carga y es una magnitud sencilla de medir. Para evaluar las posibilidades de esta línea se comenzó a trabajar hace más de un año

II) Mediciones previas

1) En el sincrociclotrón: en la VI Reunión de trabajo, TANDAR, pag 302 (1983) se describieron experiencias en las que irradiamos con α de 55 Mev, corrientes del orden de 3×10^{-12} A, y tiempos de hasta 8 horas un compuesto estudiado en el laboratorio, que presenta dos transiciones de fase.

El objeto de esas experiencias era ver si se podía introducir daño de manera controlable y adquirir experiencia en irradiaciones.

Resultados:

- No hay amorfización apreciable de la muestra.
 - Las temperaturas de las 2 transiciones no variaron apreciablemente.
 - Para tener una idea de la cantidad de daño introducido se atacó químicamente los cristales y se comprobó que el número de pits (dislocaciones) era proporcional a los tiempos de irradiación.
 - Las partículas no eran frenadas en el interior de cristales de hasta 300μ .
- 2) Se hicieron determinaciones de conductividad (Ferroelectrics 55,777,(1984)) y de constante dieléctrica en la misma muestra.

III. Problemática específica de las mediciones de Rb_2ZnBr_4 y Rb_2ZnCl_4

- Los cristales crecidos en el laboratorio tienen dimensiones de pocos mm^2 por décimas de mm y no siempre crecen en la orientación favorable para la detección de anomalías. Se está trabajando para resolver el problema.

- Las capacidades a medir son muy bajas, del orden del picofaradio y las variaciones son aún menores, con circuitos en los que las capacidades parásitas no son inferiores a los 10pF y generalmente son del orden de los 100pF.
- La resistencia de la muestra es muy alta, del orden $10^{10} \Omega \text{cm}$ a $T \approx 100^\circ \text{K}$
- Es necesario trabajar a temperaturas relativamente bajas (entre 100°K y ambiente).

Para enfocar la solución de algunos de esos problemas realizamos algunas mediciones en Rb_2ZnBr_4 en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del CAB (*).

Resultados

- No es posible realizar a bajas temperaturas las mediciones de ξ con el puente con el que se realizaron las mediciones anteriores sin introducir modificaciones.
- Realizamos las mediciones de ξ con un circuito ya utilizado al efecto (J. Phys. Soc. Jap 50, 2666.(1981) aprovechando la existencia en el CAB de un lock-in amplifier de las características adecuadas. Básicamente el método consiste en conectar un condensador patrón en serie con la muestra y medir el potencial sobre ese condensador con un lock-in. Eligiendo adecuadamente los parámetros del circuito, los resultados son independientes de las variaciones de la resistividad de la muestra.
- No hay problemas con la medida de la conductividad para $T > 100^\circ \text{K}$.
- Debido a un efecto de memoria es necesario realizar las medidas en forma dinámica, con distintos ciclos de calentamiento y enfriamiento. En efecto, en otros compuestos con modulación de la polarización hay evidencias experimentales de que al hacer un annealing (es decir dejar la muestra durante un tiempo largo a una dada temperatura)

dentro de la fase incommensurada, la distribución de defectos presente en la muestra se modula siguiendo la onda de polarización y produciendo un efecto de memoria. Los distintos tipos de defectos tienen distintos tiempos de relajación. Por lo tanto resulta importante poder realizar las mediciones con distintas velocidades de calentamiento y de enfriamiento y poder estabilizar las muestras a ciertas temperaturas por intervalos de tiempo variables para poder analizar las distintas contribuciones al pinning. Para todo eso en el Laboratorio de Electrónica contruyeron una rampa con controlador de temperatura que hasta ahora funciona con un hornito. Se construirá también un crióstato de nitrógeno líquido y un regulador de temperatura con rampa que, acoplado al ya existente, permitirá barrer con precisión la zona entre 110 y 290°K.

Compras

- Seleccionamos el lock-in amplifier a comprar(PAR modelo 5301)(**).
- Dado que conviene irradiar a bajas temperaturas (se minimiza así la movilidad de los iones que favorece la recombinación y complica los procesos de daño), hemos decidido la compra de una bomba criogénica con dedo enfriador(***) para colocar en la línea de la cámara multiuso que es en la que pensamos irradiar.

IV. Estudio del tipo y número de defectos introducidos

Estamos comenzando a enfocar el estudio del tipo y número de defectos introducidos por la irradiación. Dadas las altas energías se espera que los defectos estables se deban al desplazamiento de los átomos de sus sitios normales por colisiones elásticas: vacancias e intersticiales.

Pensamos hacer, con algunas teorías simples que resultaron efectivas en otros compuestos, algunos cálculos del número de defectos que se espera introducir y también estudios experimentales con muestras irradiadas en el sincrociclotrón con α . En principio se espera sacar información con técnicas de resonancias magnéticas NMR, EPR, etc (CAB). Otras técnicas disponibles en la División que pueden aportar información y que eventualmente se utilizarían si fuese necesario son microscopía electrónica y difracción de rayos X. Esperamos llegar al momento en que haya haz en el TANDAR con todas las mediciones realizadas en muestras sin irradiar y haber realizado algunos estudios previos sobre los defectos en muestras de los dos compuestos irradiados con α en el sincrociclotrón.

Agradecimientos

- (*) A los Dres María Elena y Francisco de la Cruz por su valiosa colaboración en las experiencias realizadas en el CAB.
- (**) Al Ing. Daniel Camín por su asesoramiento en la selección del amplificador lock-in.
- (***) Al Dr. Alberto Ceballos por su asesoramiento en la selección del equipo enfriador.

RESUMENES

RADIACION GAMMA DEL CUASI-CONTINUO

G. García Bermúdez

Departamento de Física, CNEA

La reacción de núcleo compuesto tiene la propiedad de formar un núcleo a alto momento angular y gran energía de excitación. En los comienzos de la década del 70 el descubrimiento del "back bending" generó un gran interés en el estudio del núcleo sometido a altas velocidades de rotación, que hasta hoy continúa.

Analicemos someramente como es el proceso de enfriamiento nuclear. En el primer instante el núcleo emite nucleones disminuyendo la energía pero no su momento angular. Al llegar a aproximadamente 8 MeV de energía de la línea yrast comienza a competir fuertemente la emisión gamma que enfría al núcleo en energía e impulso angular simultáneamente. En los primeros momentos de la cascada gamma, con el núcleo altamente excitado y por lo tanto con una alta densidad de niveles, se produce, en consecuencia, la emisión de numerosos rayos gamma de baja intensidad. Esto hace que sea muy difícil detectar los rayos individuales pero si una radiación continua, que no proviene del continuo ya que en esa zona la diferencia de energía entre los estados y su ancho no se superponen. Por lo tanto la forma correcta de denominarlas es radiación del cuasi-continuo (C-C) (la región no-resuelta). Por supuesto la frontera entre la radiación gamma del C-C y la directa es puramente convencional.

Los trabajos de der Mateosian¹⁾ y Stephens²⁾ en 1974 comenzaron a estudiar las propiedades de la radiación C-C utilizando las técnicas convencionales. Resumiendo los numerosos trabajos realizados: se midieron las distribuciones angulares³⁾, coeficiente de conversión interna⁴⁾ y la vida media por efecto Doppler⁵⁾ determinándose fundamentalmente dos regiones en el espectro C-C. La región de radiación El llamada "estadística" ya que su espectro decae exponencialmente con la energía ($N_{\gamma} \approx E_{\gamma}^{2L+1}$)

$e^{-E_{\gamma}/T}$) y la región "colectiva", que se extiende hasta aproximadamente 1.5 MeV, de radiación predominantemente cuadrupolar.

Una cantidad importante que se ha logrado determinar es el momento de inercia (Θ) a altos impulsos angulares. La correlación observada entre la máxima energía de la región cuadrupolar y la energía del proyectil permiten obtener la $E(\max.)$ de una cascada supuestamente perteneciente a un rotor.

Si conjuntamente se logra inferir el impulso angular máximo ($I(\max)$) con que se puebla en sus orígenes la cascada es posible obtener un valor de Θ utilizando la fórmula siguiente:

$$E(\max) = \hbar^2 / 2\Theta [4I(\max) - 2]$$

Se aplican dos métodos independientes para determinar $I(\max)$:

- 1) utilizando los códigos que describen el decaimiento del núcleo compuesto.
- 2) midiendo el número promedio de transiciones de una cascada (M multiplicidad) cuya relación con $I(\max)$ es

$$I(\max) \approx 2 (\langle M \rangle - M_s) + \alpha M_s$$

Fórmula empírica cuyo parámetro M_s (~ 4) y α (~ 0.5) son ajustados en cada caso particular. M_s es la multiplicidad de las transiciones estadísticas.

Con estas técnicas se ha logrado investigar el momento de inercia nuclear a altas velocidades de rotación demostrando que su valor se satura en un valor comparable al predicho por el modelo de la gota líquida rotante.

1. Multiplicidad

Detengámonos por un momento en analizar el concepto de multiplicidad introducido en el estudio de la radiación C-C. La multiplicidad se puede determinar experimentalmente utilizando dos detectores. Por ejemplo si tomamos el espectro simple este será proporcional a $N_s \propto \sigma \Omega_1$ y si está en coincidencia con el detector 2 resulta ser $N_c \propto \sigma \Omega_1 \langle M-1 \rangle \Omega_2$. De estas dos relaciones se obtiene un valor de $\langle M \rangle$ simplemente realizando el cociente $N_c/N_s \propto \langle M-1 \rangle$.

Otro método de medición, es registrando el número de detectores que recibieron una radiación gamma (fold) de un conjunto de detectores que recubren aproximadamente 4π del blanco con una eficiencia cercana a la unidad.

Utilizando numerosos detectores se ha logrado también medir los momentos superiores de M , como ser la varianza $\sigma^2 = (M - \langle M \rangle)^2$. Se considera actualmente que para obtener un valor de M con un error de 30% se necesitan un número de $2M$ detectores en una geometría 4π .

2. Correlaciones

Una técnica desarrollada por Andersen⁶⁾ y Hersking⁷⁾ es estudiar las coincidencias γ - γ previamente eliminando los eventos Compton no correlacionados que dificultan la observación. Analizando las así llamadas matrices de correlación $E_{\gamma}-E_{\gamma}$. Si el núcleo es un rotor rígido se observa la ausencia de eventos en una zona de 45° llamada el "valle". Si existe una perturbación de ese comportamiento como por ejemplo cuando se produce "back bending" resulta que en el "valle" se observa un "puente" que indica la energía o frecuencia de rotación en la cual este fenómeno ocurre. Utilizando esta técnica se ha estudiado la colectividad del núcleo en un rango muy alto de impulsos angulares no accesibles por espectroscopia discreta.

3. Espectro suma

Registrando, con un detector de gran volúmen, la energía total de todas las radiaciones gamma emitidas, se obtiene un valor de la energía de excitación del núcleo en el instante en que comienza a competir la emisión gamma respecto a la de nucleones. Este valor junto con la determinación de M (relacionada con I) permite seleccionar distintas porciones en el plano (E_x, I) con un error de 15% en E_x y 30% en I . A pesar de ser esta región relativamente amplia es posible, colocándola cerca de la yrast, seleccionar zonas muy restringidas de la misma para estudiar sus propiedades.

4. Instrumentos

Con el objetivo de investigar núcleos a altos momentos angulares, diferentes grupos de investigación han focalizado su interés en la espectroscopía del discreto o en el estudio de espectros en el C-C. Ambos han logrado avances considerables por ejemplo en la espectroscopía discreta, en el término de aproximadamente una década se logró observar desde estados de ≈ 14 h (1970) hasta ≈ 40 h (1983). Por otro lado para estudiar los espectros del C-C han sido desarrolladas varias técnicas novedosas, como ser: multiplicidad, matriz de correlación y espectro suma. En este momento surge una nueva generación de instrumentos altamente complejos, que reúnen todas las técnicas anteriores intentando medir simultaneamente toda la radiación gamma emitida por el núcleo.

Estos instrumentos consisten fundamentalmente en dos sectores: 1) un conjunto de detectores de cristales BGO que practicamente cubren 4π del blanco con una alta eficiencia y permiten medir la multiplicidad y la energía total liberada 2) un conjunto de detectores de Ge, con sus supresores Anti-Compton, que cubre la parte exterior del primer sector y permite obtener coincidencias $\gamma-\gamma$ con una velocidad de varios órdenes de

magnitud mayor que las obtenidas actualmente.

En la tabla se resume los proyectos que existen en la actualidad que están en diferentes etapas de desarrollo siendo el TESSA el único en funcionamiento.

Es necesario señalar que esta nueva generación de instrumentos ha sido posible debido al desarrollo de un cristal llamado BGO, que tiene un coeficiente de absorción dos veces y media mayor que el cristal de Na, permitiendo diseñar instrumentos más compactos.

<u>Instrumentos similares:</u>	Número de:	
	Ge	BGO
1) TESSA ⁸⁾ (Inglaterra)	6 16	60
2) Michigan State (USA)	15	14
3) Chalk River ⁹⁾ (Canadá)	20	72
4) Berkeley (USA)	21	44
5) Strasbourg ¹⁰⁾ (Francia)	16	74
6) Oak Ridge (USA)	2	72
7) Jülich (Alemania)	12	38
8) Argonne (USA)	10	56

La puesta en operación de estos instrumentos en los próximos años, producirá un gran impacto en el conocimiento del núcleo a altos momentos angulares. Sin embargo considero necesario hacer notar, compartiendo la opinión de de Voigt ¹¹⁾ que extender la investigación a bajos impulsos angulares es una tarea tan compleja e importante como hacia altos impulsos angulares para las cuales estos instrumentos han sido especialmente diseñados.

Una posibilidad que se presenta en esa dirección es en el estudio de reacciones de núcleo compuesto en la región donde la evaporación de par-

tículas cargadas es dominante.

En ese caso es posible rodear al blanco con un detector 4 π de partículas cargadas y medir la energía total y la multiplicidad en forma precisa.

Con esta información se puede seleccionar regiones en el plano (Ex,I) de baja energía e impulso angular.

-
- 1) E. der Mateosian et al., Phys.Rev.Lett. 33(1974)596.
 - 2) Stephens et al., Phys.Rev.Lett. 33(1974)593.
 - 3) Newton et al., Phys.Rev.Lett. 34(1979)99.
 - 4) Feenstra et al., Phys.Lett. B69(1977)403.
 - 5) Newton et al., Nucl.Phys. A210(1973)19.
 - 6) Andersen et al., Nucl.Phys. A295(1978)163.
 - 7) Hersking et al., J. Phy (Paris) Colloq. 41-10(1980)106.
 - 8) P.J.Twin, Proc. Int. Conf. Nucl. Phys. Florencia 1983, 527.
 - 9) P. Taras, Proposal for a National Facility 1983 Chalk River.
 - 10) J.P. Vivien, CRN/DN 83-25.
 - 11) de Voigt et al., Review of Modern Phys. 55(1983)949.

FUSION SUBCOULOMBIANA

J. Testoni

Departamento de Física, CNEA

La naturaleza semiclásica de las reacciones entre iones pesados no relativistas justifica una clasificación de los mecanismos de reacción en función del parámetro de impacto [Ref.1 y Ref.2 Fig.1 y 2]. Estos parámetros, o bien los momentos angulares orbitales asociados, pueden clasificarse, a medida que se profundiza la interacción de los iones, en regiones limitadas por: a) un $\ell_{\max}$ (alcance máximo de las fuerzas nucleares), b) un ℓ_D (contacto superficial con posibilidad de reacciones tipo "deep inelastic"), c) un ℓ_f (punto de ensilladura condicional en el espacio de los parámetros de los que depende el potencial de interacción, sin ensilladura en el parámetro de asimetría de masas, se forma un sistema en el que se funden los iones que, de inmediato, puede fisionarse), d) un ℓ_{cr} (aparición de un punto crítico con ensilladura incondicional).

En las zonas así limitadas, se tendrán sucesivamente: un sistema binario que se dispersa elásticamente y se excita a través del campo coulombiano, un sistema binario que se excita a través de las fuerzas nucleares, produciendo reacciones cuasielásticas, un dinúcleo propio de las reacciones profundamente inelásticas, un mono-núcleo que puede fisionarse inmediatamente y, finalmente, más allá de un ℓ crítico, un núcleo compuesto que se desexcita, ya sea mediante evaporación de partículas o por fisión retardada, en tiempos mucho mayores que el tiempo de tránsito de los iones.

Para algunos autores [Ref.3], la fusión subcoulombiana exige las siguientes condiciones: penetración cuántica de la barrera coulombiana [Ref.3, Fig.2], el equilibrio en todas las coordenadas, la formación de un núcleo compuesto en el sentido de N.Bohr y características de los productos de reacción acordes con las predicciones de modelos estadísticos.

Siendo la fusión subcoulombiana un proceso fuertemente dependiente de parámetros globales, v.g. masas y cargas de los iones, energía de bombardeo, etc., por tratarse de un fenómeno muy dominado por la posibilidad de penetrar la barrera coulombiana, podría pensarse que poca información puede extraerse de su estudio. En efecto, los datos referentes a la estructura nuclear sólo pueden deducirse de perturbaciones que se observan en datos reducidos mediante la aplicación de modelos simples que separan el comportamiento global de la sección eficaz en función de la energía. Por ejemplo, un típico crecimiento extremadamente brusco alrededor de una energía umbral y una estabilización para energías superiores a dicha energía umbral [Ref. 1, Figs. 10 y 11].

Haremos primeramente una revisión parcial de los experimentos que se han realizado sobre el tema refiriéndonos a algunos trabajos que no parecen característicos de una determinada modalidad en la técnica utilizada o de los sistemas empleados y, luego, haremos lo propio con diversos intentos de análisis de los resultados obtenidos en los trabajos experimentales.

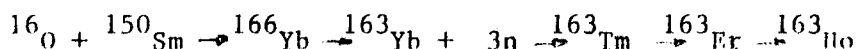
Alrededor de los años 76 y 77 se estudiaron sistemas livianos que permitían un análisis claro de los espectros gama provenientes de los residuos de evaporación de los núcleos compuestos formados en el proceso de fusión. Sistemas típicos estudiados son $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B}$, $^{16}\text{O} + ^9\text{Be}$, etc a energías menores que 30 MeV.

Un ejemplo de este tipo de trabajo es el realizado por Dayras et al en el California Institute of Technology [Ref.4]. Por bombardeo de ^{13}C por ^{12}C a energías de centro de masas entre 3 y 12 MeV se produce el núcleo compuesto ^{25}Mg . De este núcleo se evaporan protones, neutrones y partículas alfa obteniéndose como residuos de evaporación ^{24}Na , ^{24}Mg y ^{21}Ne , respectivamente. No se produce fisión. Las transiciones gama entre niveles de baja energía permiten registrar, mediante el uso de detectores Ge(Li), espectros "on line" [Ref.4] en los que es posible una clara indi-

vidualización de picos [Ref.2, Fig.2]. Los rendimientos gama permiten obtener la sección eficaz de fusión subcoulombiana, introduciendo correcciones que llevan sucesivamente a secciones eficaces de formación del núcleo residual y a secciones eficaces de formación de núcleo compuesto.

Estas correcciones se obtienen mediante el modelo estadístico de Hauser-Feshbach, a partir de parámetros del modelo óptico y datos sobre la densidad de niveles de los núcleos residuales. Podría parecer que la determinación de la sección eficaz de fusión pasa a través de demasiadas correcciones con datos extra-experimentales, pero debe notarse que los factores de corrección muestran una dependencia relativamente suave en el rango de energías en el que el valor de la sección eficaz de interés varía en muchos órdenes de magnitud.

En los años 79 y 80 en el laboratorio del Pelletron del Weizmann Institute of Sciences en Israel y en el laboratorio del UNILAC en Darmstadt, R.C.Stokstadt et al [Ref.5 y 7] realizaron estudios sobre la fusión subcoulombiana en isótopos deformados de Sm bombardeados con ^{16}O de 60-75 MeV y ^{40}Ar de 120-150 MeV. La característica de la técnica utilizada en estos experimentos es la medición "off line" de rayos X producidos en procesos de captura electrónica y sucesiva conversión interna en núcleos de la cadena de desexcitación del núcleo residual que se produce por evaporación de partículas en el núcleo compuesto resultante de la fusión [Ref.3, Fig.36]. Por ejemplo, en un determinado caso se tienen la siguiente sucesión de eventos:



Los espectros de rayos X registrados en un detector de Ge intrínseco permiten identificar picos asociados a los diferentes emisores [Ref.5, Fig.1 y 2]. Esta técnica experimental exige disponer de información sobre el número de rayos X emitidos por desintegración de los diversos isótopos y los tiempos de decaimiento correspondientes. Las secciones eficaces buscadas se obtienen por análisis de gráficos de rendimiento en función

del tiempo [Ref.5, Fig.3]. En el caso del ^{40}Ar deben incluirse correcciones por fisión que implican una medición auxiliar [Ref.7, Fig.9]. Los estudios ponen en evidencia la influencia del grado de deformación de los núcleos sobre la sección eficaz de fusión.

En los años 81-83 se han realizado experimentos que se caracterizan por la utilización de métodos basados en la separación de trayectorias de los proyectiles o eyectiles.

En una colaboración entre el Massachusetts Institute of Technology y el Brookhaven National Laboratory se realizaron mediciones de fusión de ^{64}Ni y ^{74}Ge con haces de ^{58}Ni y ^{64}Ni de 171 a 215 MeV [Ref.9]. Los eventos de interés se midieron en detectores $\Delta E-E$ (isobutano-detector de silicio) luego de ser seleccionados por el selector de velocidades MIT-BNL o "Recoil Mass Selector" que utiliza un deflector electromagnético, un filtro de Wien, y dobletes cuadrupolares de entrada y salida [Ref.8, Fig.1]. En este experimento se encuentran notables intensificaciones de la sección eficaz subcoulombiana respecto de las predicciones de los modelos simples [Ref.9, Fig.9 y 11].

Utilizando haces de ^{40}Ar de 3.2 a 4.5 MeV/u del acelerador UNILAC de Darmstadt se estudió la fusión en blancos de isótopos del Sn y el Sm [Ref.10]. Los productos de reacción emitidos en ángulos delanteros fueron separados por el filtro de velocidades SHIP [Ref.11, Fig.1 y 5], analizados en masas por técnicas de tiempo de vuelo y en energía en un telescopio de detectores de estado sólido. Los resultados muestran intensificaciones de la sección eficaz de fusión subcoulombiana que se explican recurriendo a consideraciones sobre las fluctuaciones de la superficie nuclear.

Utilizando haces de ^{32}S y ^{36}S del MP Tandem de Múnich se estudió la fusión subcoulombiana en isótopos del Mo, Ru, Rh y Pa [Ref.12]. En este caso la separación de productos de reacción se logra mediante un espectrómetro de radio frecuencia que elimina los proyectiles incidentes va-

liéndose de las diferencias de tiempos en el pasaje de los distintos tipos de partícula por la zona donde se aplica el campo eléctrico de radiofrecuencia [Ref.13, Fig.1 y 3].

Los experimentos reseñados hasta el momento en los que se utilizan técnicas de separación de trayectorias, aparecen asociados a costosos y complicados equipos [Ref.11, Fig.5]. Como contra partida, indicamos el experimento realizado en el Argonne National Laboratory donde se estudió la dependencia respecto del exceso neutrónico de la fusión en el sistema Ni-Sn [Ref.14]. En el mismo, los residuos de evaporación son levemente deflectados de la dirección de incidencia en un plano horizontal por una placa deflectora sobre la que se aplica una diferencia de potencial eléctrico. Esta placa está ubicada a la entrada de una cámara de dispersión convencional y los productos de reacción son detectados cerca de la boca de salida de la cámara en un sistema Δ E-E consistente en una cámara de ionización y cuatro detectores de silicio ubicados según una distribución vertical, que permite la determinación de una distribución angular sobre ángulos delanteros.

Recientemente en el FN-Tandem de Stony Brook se estudiaron sistemas relativamente livianos, $^{33,34}\text{S}$ sobre $^{24,25,26}\text{Mg}$ y ^{27}Al , midiendo distribuciones angulares directamente, entre 2.5° y 16° , con un sistema cámara de ionización-detector de barrera superficial que podía ser colocado en ángulos tan próximos a la dirección de incidencia como los indicados. Para obtener la sección eficaz de fusión se extrapola a 0° con una distribución basada en el modelo estadístico que luego se integra [Ref.28].

Pasamos ahora a reseñar métodos de análisis de resultados experimentales referentes al fenómeno de la fusión subcoulombiana.

Como ya dijimos anteriormente, el efecto dominante es el determinado por la barrera coulombiana, que depende básicamente de la masa, carga y energía de los iones interactuantes. Puede así calcularse una sección eficaz basada en un modelo de orden cero. Las fluctuaciones de la razón

entre la sección eficaz experimental y la del modelo pondrán en evidencia los fenómenos subyacentes inducidos por la estructura nuclear [Ref.3, Fig.11].

Los siguientes son elementos de cálculo que se utilizan en el análisis de los datos experimentales: coeficientes de transmisión calculados en aproximación WKB [Ref.15], utilizando potenciales parabólicos, tipo Hill-Wheeler [Ref.16] o potenciales más realistas [Ref.15], potenciales "tipo óptico", imaginarios altamente absorbentes que simulan el proceso de fusión [Ref.6], métodos DWBA [Ref.17], canales acoplados [Ref.16]. En el laboratorio del TANDAR se está tratando el problema en base al formalismo de la materia S dependiente de coordenados intrínsecos [Ref.18].

Dos características puestas en evidencia por los resultados experimentales son: el comportamiento no sistemático al pasar de un sistema a otro afín y la intensificación en bajas energías de la sección eficaz [Ref.19, Fig.1; Ref.9, Fig.11]. Estos fenómenos han sido atribuidos a diversas causas. Las deformaciones permanentes inducen una dependencia angular de la barrera coulombiana [Ref.16, Fig.3] que han llevado a cálculos de coeficientes de transmisión promedio en el marco del método de las esferas equivalentes [Ref.16]. De esta manera resultan dependencias de la sección eficaz de fusión en función del grado de deformación de los núcleos. Se han realizado cálculos de canales acoplados como intento de explicación alternativo [Ref.16, Fig.13 y 14]. En esta reunión O. Dragún y J. Testoni presentamos aplicaciones, en base al modelo de la matriz S dependiente de coordenadas intrínsecas en las que se reemplazan los cálculos de canales acoplados con grandes ventajas en cuanto al tiempo de computación requerido.

Diversos autores han promediado coeficientes de transmisión dando cuenta de fluctuaciones de la superficie nuclear ("zero point motion") [Ref.19; Ref.10, Fig.2].

La influencia del Q de reacciones vinculadas al proceso de penetra-

efón de barreras ha sido estudiado bajo un punto de vista general analizando la incidencia del Q en el tratamiento de canales acoplados [Ref.20, Ref.22] o bien simplemente señalando la presencia de reacciones particulares, por ejemplo "pick up" de dos neutrones o "stripping" de dos protones con valores de Q importantes y positivos [Ref.21]. Respecto de este último caso se han realizado cálculos basados en el método DWBA que dan resultados cuantitativos al respecto, distinguiendo las contribuciones a la fusión provenientes del canal de entrada y un canal de transferencia [Ref.17].

En relación con la influencia de la presencia de canales acoplados, Dasso et al muestran, basándose en un muy elemental modelo unidimensional, cómo los coeficientes de transmisión, que sin acoplamiento tienen una dependencia con la energía tipo escalón, sufren, en presencia del potencial de acoplamiento, un desdoblamiento que brinda apoyo al fenómeno de intensificación sucoulombiana [Ref.23]. Existen enfoques que muestran la presencia de este comportamiento de las secciones eficaces en base a la teoría de reacciones de Feshbach [Ref.22].

Cálculos realizados con integrales de camino Jacobs y Smilinsky unifican los tipos de acoplamiento generalizando el acoplamiento de vibraciones de superficie y rotaciones rígidas al acoplamiento de un número finito de estados internos del sistema [Ref.24].

En la línea que considera acoplamientos a estados internos, Krappe y otros presentan un tratamiento del problema de la fusión que considera una barrera bidimensional dependiente de una coordenada espacial y otra de tipo oscilador armónico. En el Hamiltoniano incluyen un acoplamiento entre ambas coordenadas [Ref.25].

En este último trabajo se aprecia una tendencia a estudiar los casos de fusión subcoulombiana no aisladamente en cada sistema particular, dando una explicación a un determinado comportamiento que, de una manera u otra, siempre suele encontrarse, sino a estudiar comportamientos sistemá-

ticos en un gran conjunto de sistemas.

En un trabajo reciente titulado significativamente "What degrees of freedom control nuclear fission at energies below the barrier?" L.C. Vaz y J.M.Alexander, coautores de un importante trabajo de revisión del año 1981 [Ref.26] insisten en este enfoque del estudio sistemático corrigiendo parámetros (en particular el radio de la barrera), localmente, en función de la energía, para una gran masa de datos experimentales, esperando extraer del comportamiento de dichos parámetros información de aplicación más global.

-
- 1) J.R.Huizenga et al, Nucl.Phys. A387(1982)257
 - 2) J.R.Birkelund and J.R.Huizenga, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 33(1983)265.
 - 3) R.G.Stokstad, Nukleonika 26(1981)373.
 - 4) R.Dayras et al, Nucl.Phys. A265(1976)153.
 - 5) R.G.Stokstad et al, Phys.Rev. C21(1980)2427.
 - 6) R.G.Stokstad et al, Phys.Rev.Lett. 41(1978)465.
 - 7) R.G.Stokstad et al, Z.Physik A295(1980)269.
 - 8) M.K.Saloma et al, Nucl.Instr.Meth. 145(1977)271 y 279.
 - 9) M.Beckerman et al, Phys.Rev. C25(1982)837.
 - 10) W.Reisdorf et al, Phys.Rev.Lett. 49(1982)1811.
 - 11) G.Münzernberg et al., Nucl.Instr.Meth. 161(1979)65.
 - 12) R.Pengo et al., Int.Conf. on Heavy Ions Phys. and Nucl.Phys., Catania, 1983.
 - 13) K.Rudolph et al., Nucl.Instr.and Meth. 204(1983)407.
 - 14) W.S.Freeman et al., Phys.Rev.Lett. 50(1983)1563.
 - 15) M.J.Rhodes-Brown et al., Phys.Rev.Lett. 50(1983)1435.
 - 16) R.G.Stokstad et al., Phys.Rev. C23(1981)281.
 - 17) T.Udagawa and T.Tamura, Texas University, preprint.
 - 18) O.Dragún, J.Testoni, esta Reunión de Trabajo.
 - 19) R.A.Brogliá, Nucl.Phys. A409(1983)163.

- 20) C.H.Dasso et al., Nordita-83/19, mayo 1983.
- 21) R.A.Brogliä, Phys.Rev. C27(1983)2433.
- 22) M.S.Hussein, IFUSP/P-457, marzo 1984.
- 23) C.H.Dasso et al., Nucl.Phys. A405(1983)381.
- 24) P.M.Jacobs et al., preprint.
- 25) J.J.Krappe et al., preprint.
- 26) L.Vaz et al., Phys.Rep. 69(1981)373.

RESUMEN FINAL DE LA REUNION

D.R.Bes

Departamento de Física, CNEA

En mi exposición del miércoles comencé hablando de prejuicios y mencioné dos que me fueron muy útiles desde el punto de vista científico. También dije que los prejuicios podían ser muy destructivos. Esto me llevó a hacer un examen introspectivo para poder presentarles un ejemplo de un prejuicio negativo mío. No fue fácil encontrarlo. Finalmente, como no somos completamente perfectos, apareció uno. Se traduce en un rechazo instintivo hacia los métodos de moda de comunicación o incomunicación audiovisual. Como en el fondo me dolía encontrarme con un prejuicio destructivo, quise corregirme y presentar el resumen final por medio de transparencias.

Un resumen muy eficiente de la reunión lo constituye el programa que nos entregaron al comienzo. Usando la capacidad de síntesis de la Nashua 4310, se puede i) reducir cuatro páginas en una; y ii) pasar esta última a una transparencia. De esta manera tenemos un resumen completo de la reunión, con sólo dos transparencias. Los abstracts de cada contribución constituyen una descripción de la misma mucho mejor que la que yo pueda hacer, ya que están redactados por quienes entienden del tema. La audiencia puede leer la transparencia proyectada y el expositor, repetirla en voz alta, por si alguno no supiera leer. Existe un catch y es que ni la audiencia, ni el expositor pueden distinguir las letras con la reducción obtenida. Este es un ejemplo típico del problema de la incomunicación con transparencias, pues en general estas contienen mucha más información de la que la audiencia puede asimilar.

Una parte tradicional del rito usado para usar las transparencias lo constituye el acto de tapar cuidadosamente las mismas con un papel blanco. Estoy seguro de que no es un intento deliberado de ocultar informa-

ción. En primer lugar, porque los físicos tienen, en general, niveles de conducta superiores a ello, y en segundo lugar porque, como vimos, el método de transparencias no es el más adecuado para transmitir información. Creo que el tapado de las transparencias se explica si admitimos que todos los físicos llevamos adentro un Hitchcock enano que sueña con que la audiencia se excite (llore, ría, etc.) al destapar las fórmulas. Por supuesto nada de esto ocurre, salvo cuando nos enojamos porque el expositor usó resultados nuestros sin citarnos.

El problema siguiente es el del significado del uso de colores distintos en una misma transparencia. Pensé que podría ser útil como expresión ideológica, y traté de hacer una transparencia en azul y oro. Pero no encontré marcadores de color oro, ni siquiera amarillos. De todas maneras estos colores están poco gloriosos estos días. Otra posibilidad es que los colores sean usados por razones estéticas pero, pese a mis intentos, no me salió nada remotamente comparable a la belleza de los diapositivos que los cristalógrafos muestran de tanto en tanto. Finalmente, creo que comprendí el significado de los colores en la forma siguiente: muchos billetes circulantes valen por ejemplo 10, presentan la leyenda 100.000 y decimos que son de 10 millones. Los chicos y ancianos, incapaces de adaptarse tan rápidamente a este cambio de conceptualización digital, han cambiado la denominación por la de grises, rojos, azules, etc. (los verdes están en una categoría especial, generalmente reservada a los adultos). De la misma manera, los físicos pueden usar los colores para individualizar, por ejemplo, al hamiltoniano rojo que se reemplaza en el lagrangiano azul. De esta manera nos ahorramos el esfuerzo de tratar de comprender el significado de los hamiltonianos y lagrangianos respectivos.

De todas maneras pretender escribir los fórmulas en un pizarrón chico puede llevar a tanta confusión (como sucedió el miércoles) como con

una transparencia. Esperemos que para la reunión del año que viene tengamos tiza y pizarrones grandes en la sala de reuniones de la torre.

Desde hace siete años, la reunión de física nuclear asume características distintas, que a veces no coinciden con las planeadas originalmente. Las dos primeras reuniones (Bariloche I y II) sirvieron para discutir las líneas experimentales a ser desarrolladas en torno al TANDAR. En los dos años siguientes, la reunión consistió principalmente en cursos dados por visitantes del hemisferio norte. En 1982 la reunión tuvo lugar en Chapadmalal y, a pesar de que fue aquella que contamos con más recursos, (incluyendo una contribución de la OEA), creo que fue la más olvidable. Es cierto que el problema de las Malvinas desviaba nuestra atención. El año pasado fueron presentadas las propuestas de experiencias cuyos primeros resultados se suponía discutiríamos este año. Hubo pues que cambiar el carácter de esta reunión, con el inconveniente adicional de que sólo hace unos pocos meses supimos que contaríamos con seguridad con los fondos necesarios.

A pesar de estos inconvenientes, creo que en este momento el estado general del proyecto TANDAR es positivo.

No obstante la situación económica general, nuestro presupuesto está sustancialmente por encima del umbral de sofocación. Por otra parte, los presupuestos finitos que requieren optimización de fondos cuadran mejor a la gente adulta que los presupuestos infinitos.

En mi opinión personal, el cambio de las autoridades departamentales trajo como consecuencia una actitud de mayor madurez por parte de todo el departamento frente al proceso de conducción, proceso que tiene complejos aspectos colectivos e individuales.

Es cierto que la máquina está atrasada. En particular desde mediados de enero aparecieron una serie de problemas vinculados a la puesta en marcha. Me refiero a las exposiciones de N.Fazzini, S.Tau y A.Tersigni.

Podrían quizás haberse evitado con más astucia en la confección de contratos con la NEC. Pero también creo que la experiencia recogida en solucionar estos problemas es esencial para un manejo eficiente de la máquina en el futuro.

Tengo también la impresión de que existe una colaboración mejor entre ingenieros y físicos. En particular, los físicos más jóvenes ejercen esta colaboración en los niveles adecuados, parte como peones ayudantes y parte como colaboradores en el análisis de los problemas más grandes, pero nunca como inspectores. Un ejemplo es la actividad de A.Etchegoyen para la protección de accidentes causados por la pérdida de SF₆. La charla correspondiente, junto con las de O.Bernaola y C.Galía completaron la descripción de las medidas de seguridad del TANDAR. Aprendimos que la parte legal del funcionamiento no está todavía resuelta y también acerca de la determinación cuantitativa de las dosis aceptables en el TANDAR.

El estado de las líneas experimentales fue resumido por A.Filevich. Para mí lo más significativo de esta exposición es que en esta etapa de exigencias de cortes presupuestarios y de cronogramas más exigentes todavía, mis colegas experimentales hayan decidido terminar todas las líneas planeadas en Bariloche II. Esto revela una saludable confianza en las propias fuerzas.

Las exposiciones locales dedicadas a los nuevos proyectos fueron dos, pero nos dijeron que había más interesados en hablar. Personalmente me hubiera gustado escucharlos, pues quedé un poco insatisfecho con las propuestas del año pasado, las que (salvo excepciones) me parecieron demasiado complicadas para el primer año de uso de la máquina.

La exposición de G.Martí nos mostró la fase final de un equipo periférico prácticamente terminado y la de A.Etchegoyen, la primera parte de un proyecto grande que se está haciendo en nuestro país, gracias a las dificultades en el sector externo. Pienso que una de las justificaciones

de las inversiones en ciencia, tanto humanas como presupuestarias, es el poder reproductor qué tienen en la industria los desarrollos necesarios para satisfacer los requerimientos tecnológicos de las investigaciones de frontera. Por eso suscitan poco entusiasmo proyectos tales como el de hacer física experimental de alto nivel en el Fermilab, a través de una colaboración panamericana. Claro está que los desarrollos locales no están eximidos de los requisitos de calidad necesaria para poder competir en la física que se haga con ellos.

Hubo en realidad una tercera propuesta experimental nuclear, presentada el jueves por M.E.Brandan y A.Menchaca. En ella se enfatizó la energía óptima del TANDAR para retomar la línea de espectroscopía nuclear con iones pesados. Arturo mencionó la búsqueda de excitaciones del tipo cuartetos y la determinación de factores espectroscópicos independientes de la energía y del tipo de reacciones usadas. M.Esther se refirió a la determinación de potenciales ópticos. Tanto la sugerencia del tema como la de colaboración constituyen un estímulo valioso.

Además Arturo resumió los resultados del análisis de las experiencias hechas en Grenoble a 30 MeV/nucleón que completan los resultados anteriores de Berkeley a 20 MeV/nucleón. Han concluido que las reacciones primarias de dos cuerpos continúan siendo los principales responsables de estas energías.

P.Silveira Gomez describió una línea de experimentos relacionados con la fusión que está implementada en buena parte en San Pablo y que sugirió podría ampliarse acá. En particular, ellos están midiendo distintos procesos que llevan al mismo núcleo compuesto (Se^{73}) como forma de verificar las explicaciones de la fusión subculombiana a través de valores distintos de Q para núcleos vecinos.

J.Testoni pasó revista a los problemas asociados con fusión, tanto del punto de vista experimental como teórico. Esta exposición junto con

una de G.García Bermúdez sobre el estado actual de la espectroscopia gama del discreto y del continuo en núcleos deformados y una historia de los aceleradores electrostáticos contada por A.Ceballos, constituyeron las tres puestas a punto de carácter experimental previstas en el programa. Esperemos que sea la última vez que este tipo de exposiciones reemplaza la discusión de los resultados experimentales obtenidos en el TANDAR.

El martes estuvo cubierto por charlas teóricas concernientes a reacciones nucleares. La primera fue la de S.Lenzi, quien comparó las distintas prescripciones usadas para construir los factores de forma correspondientes a la transferencia de dos o cuatro partículas a partir de las funciones de onda de partícula independiente. Ingrediente importante son las amplitudes espectroscópicas del tipo $A B+x$, que pueden ser también aplicadas al caso en que B represente a Silvia de acá a unos días, y x , mellizos o cuatrillizos.

La exposición de A.Vitturi trató el problema de si los mellizos aparecerán simultánea o sucesivamente. Es razonable esperar que la transferencia de pares de nucleones entre los iones pesados A y B sea principalmente sucesiva, ya que cada nucleón de A se encuentra atraído por B mediante un potencial de 50 MeV, mientras que la correlación de apareamiento que favorece la transferencia simultánea es sólo del orden de 1 MeV. Sin embargo, resulta sorprendente que la transferencia sucesiva sea tan específica como la simultánea para probar las correlaciones nucleares de tipo superfluido. Espero que durante el tiempo que resta de su estadía, Andrea pueda discutir más en detalle estos cálculos y, en particular, su utilización con el método ADPS, sobre el que versaron las otras dos comunicaciones locales de la mañana del martes. El método ADPS (angular dependent phase shifts) es una aproximación aparentemente muy buena para tratar problemas de canales acoplados vinculados con sistemas deformados. O.Dragún lo aplicó al análisis de experiencias de

fusión. Para el caso de dos dimensiones, M. Bernath estudió la fundamentación del método comparando sus resultados a los de cálculos clásicos y cuánticos exactos.

En los cálculos de A. Vitturi se usa un tratamiento clásico de la coordenada relativa y cuántico de las variables intrínsecas. H. Wio nos mostró cómo esta separación resulta natural desde el punto de vista formal a través del camino de las integrales de camino. Nos contó también que la influencia del sistema intrínseco sobre la coordenada relativa puede circunscribirse a un factor llamado funcional de influencia. Si este asume una forma cuadrática, se origina una ecuación de Langevin. Los modelos usados hasta ahora para reacciones del tipo deep inelastic pueden forzarse a adoptar esta forma cuadrática. Wio terminó con consideraciones sobre fenómenos de transporte en los que confieso ignorancia total. Un aspecto positivo para los físicos nucleares del TANDAR es que en Bariloche se comience de nuevo a pensar en física nuclear.

La charla de M. S. Hussein enfatizó la analogía óptica de las reacciones con iones pesados, que pueden ser analizadas como la superposición de una onda cercana y otra lejana. Una de las aplicaciones de este concepto consiste en la determinación del potencial nuclear, ya que una de las ondas es mucho más sensible al mismo que la otra. Estos aspectos fueron analizados por Hussein en fenómenos de dispersión del tipo rainbow y forward-glory. Hussein tuvo tiempo de contarnos un tratamiento asimilable al anterior hecho por Amado para la reacción nucleón + núcleo, donde el ingrediente esencial es el uso de la ecuación de Dirac aún para energías habitualmente consideradas no relativistas.

El método TDHF (o mejor dicho, correcciones al mismo) estuvo representado por H. G. Solari. No sé si la forma propuesta de la corrección tiene futuro desde el punto de vista de cálculos realistas. Pero sí creo

que el hecho de proyectar la función de onda que no respeta las simetrías sobre estados con la simetría correcta y después volver a mezclar las funciones de onda con simetría distinta constituye un procedimiento provocativo que reclama atención.

La sesión del miércoles a la mañana contó con una audiencia relativamente numerosa, pero nunca se sabrá si fue atraída por problemas teóricos de espectroscopía nuclear o por el asado del mediodía.

El primer expositor fue A.Zuker con una incitación a la búsqueda de cambios de fase en núcleos, en especial en los núcleos que tienen una energía de unión de 7 MeV/nucleón, de modo que el estado fundamental está degenerado con un gas de partículas alfa no interactuantes. La sugerencia es un tanto especulativa (no es obvio que la interacción residual entre las alfas sean capaz de ligarlas a densidades razonables), pero este tipo de sugerencias es adecuado para un workshop. Esperemos se concrete en resultados cuantitativos, durante su estadía.

La charla siguiente fue dada por el que habla, pudiéndose entender muy poco de ella. Obviamente no por falta de claridad del expositor, sino por condiciones deficientes de tiza y pizarrón. El mensaje que quería transmitirles era que creemos tener un método más factible de ser aplicado y a la vez más elegante que el que nos hizo padecer durante estos años para tratar perturbativamente sistemas deformados.

En la comunicación siguiente O.Civitarese analizó experiencias en las que son poblados estados con energía relativamente alta y momento angular bajo. La multiplicidad en la de excitación de estos niveles como función de la energía puede ser explicada mediante un aumento en la densidad de niveles alrededor de 6 MeV. Osvaldo quiere explicar este aumento por una desaparición de la estructura de capas a esas temperaturas. Mi ignorancia de qué pasa a temperaturas finitas, me impide hacer ningún comentario razonable, salvo de que me quedan inquietudes

acerca de la excitación de un sistema estadístico con reacciones directas.

En la misma forma que han aparecido instrumentos de medición tan complicados como los que describió G.García Bermúdez, F.Brieva mostró que podían construirse instrumentos teóricos muy sofisticados. Dentro de un esquema de respuesta lineal, su programa toma en cuenta todo: rango finito, continuo, etc. Dará lugar seguramente a un nuevo análisis de las propiedades de las resonancias gigantes, que esperemos sea hecho a costa de los deficit de los países del cono sur y no "at taxpayers expense".

El jueves fue dedicado a usos no nucleares del TANDAR. Comenzó con una exposición de A.Caride sobre el método PIXE que permite un análisis simultáneo de elementos con gran sensibilidad a través de la detección de rayos X excitados por partículas cargadas.

Un tema que nos ha acompañado durante muchos workshops es el de los electrones de convoy, actualizado esta vez por I.Nemirovsky.

El grupo de biología nos habló por intermedio de O.Bernaola y R.Mazzei acerca de las soluciones que han encontrado a problemas de dosimetría macroscópica y microscópica, esta última con localizaciones que requieren no sólo del microscopio óptico, sino del electrónico. El estudio de las trazas en detectores sólidos puede también convertirse en un instrumento de física nuclear. No digo que hará obsoleto el espectrómetro magnético, pero supongo que nuestros experimentalistas mirarán este desarrollo en detalle. Si bien los tandem suministran proyectiles con propiedades adecuadas de localización de efectos biológicos, la penetración es demasiado pequeña para ser aplicados en la aniquilación de tumores. Por eso en general los tandem no han sido usados por los biólogos y en consecuencia existe un campo abierto de experiencias a ser realizadas, cuya preparación entiendo sufre de algunos problemas desde el punto de vista de cinética biológica.

Cada vez más los físicos reconocemos que la parte más interesante de la física se centra en el estudio de las transiciones de fase. A.Zucker nos habló de las mismas en física nuclear. En este sentido tenemos bastante envidia a los solidistas, que tienen a su disposición mucha más variedad de transiciones de fase, hasta varias en una misma sustancia y pueden entretenerse en cambiarles las propiedades. H.Ceva contó acerca del Cl_4ZnRb_2 . Esta sustancia presenta una primera transición de fase (que los solidistas desdeñan) entre un estado normal y uno inconmensurado y otra entre un estado conmensurado y el inconmensurado. Esta última está caracterizada por la aparición de paredes que separan dominios con distintos ordenamientos. El anclaje de las paredes se debe a impurezas o defectos, cuyo número y propiedades L.Schmírgeld quiere variar, en su propuesta de las experiencias a hacer con el TANDAR. M.Benayacar nos describió la preparación y propiedades de una serie de compuestos parecidos, en los que la fase inconmensurada aparece y desaparece.

Salvo unas pocas excepciones, me ha sido difícil encontrar líneas comunes en las presentaciones hechas durante esta reunión. Es difícil entonces clasificarla como una reunión de trabajo. Tampoco es una reunión general de física, pues la diversidad de los temas estuvo limitada. No fue una exposición completa de la actividad del Departamento de Física: hubo muchos temas que quedaron sin exponer, pues los organizadores evitaron en lo posible las comunicaciones cortas, con un criterio que apoyo totalmente. Esta incapacidad mía de catalogar a la reunión no quiere decir que haya sido mala, sino sólo eso, que no sé encasillarla. Si me exigieran un nombre para este tipo de reuniones, podría llamarla 'inconmensurada'. Analicemos los valores positivos: ha permitido que se expresen todos los grupos que rodean a este Proyecto TANDAR, y que esos grupos diferentes se conozcan un poco más entre sí; ha permitido que la reunión se realice, lo que después de 7 años constituye una necesidad para todos nosotros. También ha funcionado como reunión de trabajo, a través de se-

siones paralelas en la sala de discusiones del nivel 8, que continuarán con un cierto número de visitantes durante la semana próxima.

Por eso les pido que nos unamos todos en un aplauso para J.Fernández Niello y H.Sofía, responsables de la reunión, y lo hagamos extensivo a las ejecutoras de la misma, L.Blanco y M.T.Carmuega, por la perfecta organización de la misma.

CNEA

Reunión
de
Trabajo
en
Física
Nuclear

1985