

Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
NO 1	AÑO 1984

INSTITUTO BALSEIRO  
UNIVERSIDAD NACIONAL DE CUYO

REACCIONES DE TRANSFERENCIA CON IONES MUY PESADOS  
Y  
MOMENTOS NUCLEARES DE INERCIA A ALTAS FRECUENCIAS DE ROTACION

LIC. AUGUSTO O. MACCHIAVELLI

TESIS PRESENTADA PARA OPTAR AL TITULO DE  
DOCTOR EN FISICA

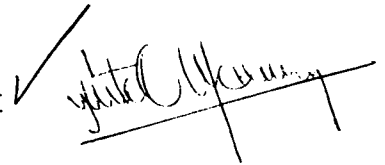
ASESOR CIENTIFICO: DR. MARIO A. J. MARISCOTTI

01.84.

INSTITUTO BALSEIRO  
UNIVERSIDAD NACIONAL DE CUYO

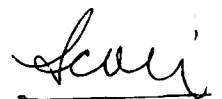
REACCIONES DE TRANSFERENCIA CON IONES MUY PESADOS  
Y  
MOMENTOS NUCLEARES DE INERCIA A ALTAS FRECUENCIAS DE ROTACION

LIC. AUGUSTO O. MACCHIAVELLI



TESIS PRESENTADA PARA OPTAR AL TITULO DE  
DOCTOR EN FISICA

ASESOR CIENTIFICO: DR. MARIO A. J. MARISCOTTI



A mi esposa y a mi hija

A mis padres

## AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi más sincero agradecimiento al Dr. Mario A. J. Mariscotti por su apoyo y constante estímulo.

Quiero agradecer también

a los Dres. Richard M. Diamond, Frank S. Stephens, Marie-Agnès Deleplanque y James E. Draper por permitirme compartir sus conocimientos y por las invaluable discusiones mantenidas a lo largo de tres años de colaboración que, ciertamente, serán difíciles de olvidar.

al Comité de Capacitación del Proyecto TANDAR, en particular a los Dres. Daniel R. Bes, Ernesto Maqueda y Marcos Saraceno, por los innumerables esfuerzos realizados para permitir mi traslado a Estados Unidos.

al Proyecto TANDAR y a la División de Física Nuclear del Lawrence Berkeley Laboratory por la ayuda económica recibida.

Mi gratitud a mis padres por el cariño y el apoyo que siempre me brindaron, a ellos y a mi familia por haber estado junto a nosotros en todo momento, a pesar de la distancia.

Finalmente, mi más profundo agradecimiento a mi esposa Marcela quien, compartiendo conmigo estos tres años, me transmitió su alegría y felicidad, dándome así las fuerzas necesarias para seguir adelante. Sin el cálido amor y la infinita comprensión que ella y mi hija Melina me brindaron, este trabajo no hubiera sido posible.

## INDICE

INTRODUCCION	1
PRIMERA PARTE	
"Reacciones de transferencia con iones muy pesados"	
I. INTRODUCCION	2
II. METODO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS	8
III. ANALISIS Y DISCUSION	18
A) Probabilidades Totales	18
B) Factores de Penetración Efectivos	23
C) Aumento de la sección eficaz para dos neutrones	25
D) Dependencia de las probabilidades totales con el espín	29
E) El método del límite clásico de la matriz S (CLSM)	32
1. Resumen del método	32
2. Comparación con los resultados experimentales	35
IV. CONCLUSIONES	38
NOTAS	40
REFERENCIAS	41

## SEGUNDA PARTE

### "Momentos nucleares de inercia a altas frecuencias de rotación"

I.	INTRODUCCION	43
II.	MOMENTOS DE INERCIA	46
	A) Relación con los experimentos	48
III.	EL METODO DE CORRECCION DE ESPECTROS POR ALIMENTACION INCOMPLETA	50
	A) Principio del método de corrección	50
	B) Formulación matemática	52
	C) Condiciones para la aplicación del método de corrección	54
	1. Intervalo de espín(frecuencia)	54
	2. Variación del ancho de la curva de alimentación	54
	3. Diferencias en los productos finales	54
	4. Multipolaridad de las transiciones	55
	5. Relación monotónica entre espín y frecuencia	55
	6. Dispersión en frecuencia	55
	D) Tests del método de corrección	56
IV.	METODO EXPERIMENTAL, ANALISIS Y RESULTADOS	58
	A) Equipo experimental	58
	B) Toma de datos	58
	C) Análisis de datos	61
	D) Resultados	64

V.	DISCUSION DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES	70
	A) Momentos de inercia de $^{160}\text{Er}$ y $^{162,166}\text{Yb}$	70
	B) Efectos de capa en $^{154-160}\text{Er}$	74
	C) Núcleos de la zona de masas $A = 90-140$	77
	1. Momentos cinemáticos efectivos	77
	2. Momentos dinámicos efectivos	77
	3. Momentos de banda efectivos	86
VI.	CONCLUSIONES	87
	APENDICE I: El espectrómetro de suma	89
	APENDICE II: El programa de deconvolución de espectros	91
	REFERENCIAS	94

## INTRODUCCION

La posibilidad de acelerar iones pesados a energías mayores que la barrera Coulombiana ha abierto un nuevo campo de estudio en física nuclear. Uno de los aspectos más interesantes de las reacciones inducidas con iones pesados es la cantidad de energía, carga, masa y momento angular involucrados en el sistema. El intercambio de dichas cantidades entre proyectil y blanco permite estudiar la estructura nuclear y la dinámica de reacciones en regímenes diferentes a aquellos posibles con iones livianos. La gran cantidad de trabajos de investigación realizados en los últimos años demuestra el interés de la comunidad científica en la física de iones pesados.

La presente tesis, que se encuadra dentro del programa de capacitación del Proyecto TANDAR, se divide en dos partes independientes y constituye el resultado de dos líneas de trabajo seguidas por el doctorando en la División de Física Nuclear del Lawrence Berkeley Laboratory de la Universidad de California, durante los años 1982-1984.

La primera parte consiste en el estudio de reacciones de transferencia con iones muy pesados. En la segunda parte se estudian momentos de inercia nucleares a altas frecuencias de rotación.

PRIMERA PARTE

## I. INTRODUCCION

Las reacciones de transferencia con iones livianos ((t,p), (p,d), etc.) han permitido obtener información muy importante sobre estructura nuclear; aspectos relacionados con el movimiento de partícula independiente e interacciones residuales (como la interacción de apareamiento) han sido estudiados mediante las reacciones de transferencia de uno o dos nucleones<sup>1)</sup>. Más tarde reacciones de transferencia con iones pesados fueron usadas para estudiar núcleos cercanos a capas cerradas<sup>2)</sup>, y recientemente fue observada una población selectiva de orbitales de alto momento angular en núcleos de Er deformados, debido a un favorable desajuste de momento angular entre el canal de entrada y el de salida<sup>3)</sup>.

En los últimos años se ha manifestado un considerable interés en el estudio de reacciones de transferencia con iones muy pesados. Existen varias razones por las cuales este tipo de reacciones constituyen una herramienta atractiva e interesante para la física nuclear<sup>4)</sup>; entre ellas podemos mencionar:

i) La relativamente pequeña cantidad de masa, momento angular y energía transferida, es decir,  $\Delta M/M$ ,  $\Delta L/L$  y  $\Delta E/E \ll 1$ , junto con el valor del parámetro de Sommerfeld  $\eta \gg 1$ , permiten definir una trayectoria clásica para la reacción y, en principio, analizarla en forma semi-clásica.

ii) Con iones muy pesados es posible excitar intensamente modos colectivos. Esta característica permite estudiar el movimiento de partícula independiente e interacciones residuales bajo la influencia de dichos modos de excitación. Se abre así una nueva dimensión para las reacciones de transferencia, no accesible con iones livianos. Para ilustrar este punto consideremos el cálculo clásico presentado en la fig. 1 que corresponde a una colisión entre  $^{132}\text{Xe}$  y  $^{154}\text{Sm}$ . A la distancia de máximo acer-

camiento, donde es más probable que ocurra la transferencia, el rotor ha ganado  $\approx 10\%$  de momento angular. Entonces cualitativamente esperamos lo siguiente: una intensa excitación inelástica en el canal de entrada, luego la transferencia y nuevamente una intensa excitación inelástica en el canal de salida, como se ilustra en la fig. 2. En estas condiciones se espera poder estudiar la estructura nuclear bajo la influencia de intensos modos colectivos.

iii) Mediante estas reacciones podemos poblar regiones del espacio fásico definido por la energía de excitación y el momento angular, no accesibles con otras reacciones como (HI,xn) o excitación Coulombiana. Esto se muestra esquemáticamente en la fig. 3.

Ultimamente se han realizado varios estudios de reacciones de transferencia con iones muy pesados. Reacciones de transferencia de protones en los sistemas  $^{86}\text{Kr} + ^{88}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  y  $^{92}\text{Mo}$  cerca de la barrera Coulombiana fueron estudiadas por H. Siekmann et al.<sup>5)</sup> detectando los productos de la reacción en una cámara de ionización de gran ángulo sólido. G. Himmele et al.<sup>6)</sup> han presentado resultados sobre transferencia de neutrones en  $^{184}\text{W} + ^{238}\text{U}$  también cerca de la barrera. Estos autores han medido electrones de conversión en coincidencia con los proyectiles dispersados para identificar los productos de la reacción. En ambos trabajos un aumento de la sección eficaz para la transferencia de 2 nucleones fue observado y factores de forma efectivos fueron obtenidos para las diferentes reacciones. W. von Oertzen et al.<sup>7)</sup> han discutido el efecto de la interacción de apareamiento en la transferencia cuasi-elástica de neutrones en la reacción  $^{120}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$  a energías por debajo de la barrera Coulombiana. K. E. Rehm et al.<sup>8)</sup> estudiaron la transferencia de neutrones en regímenes cuasi-elástico y profundamente inelástico en los sistemas  $^{35}\text{Cl}$ ,  $^{50}\text{Ti}$  y  $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ . Resultados de un análisis radioquímico de la reacción  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  han sido reportados por G. Wirth et al.<sup>9)</sup>. En la tabla I damos un resumen

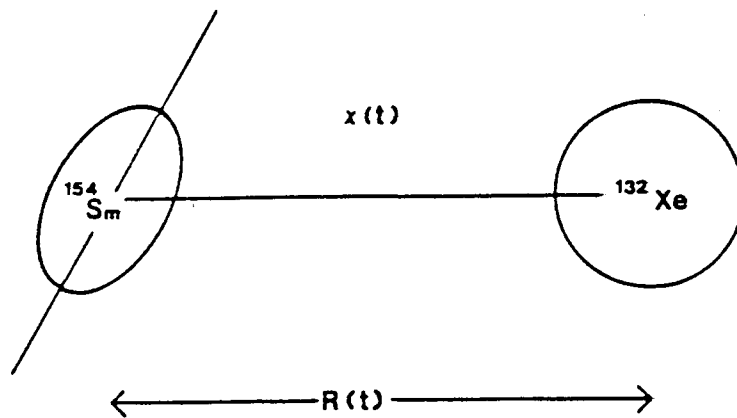
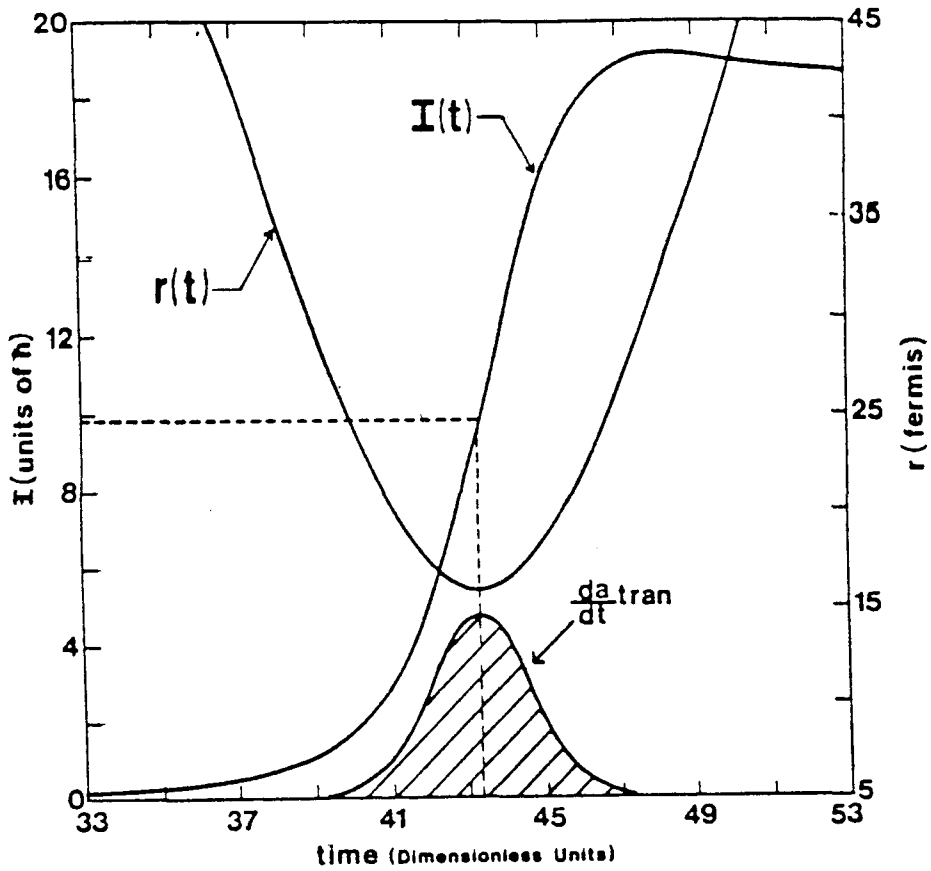


Fig. 1 Dependencia temporal de la separación radial entre proyectil y blanco y del momento angular del blanco como se obtiene de un cálculo clásico (De la ref. 4)).

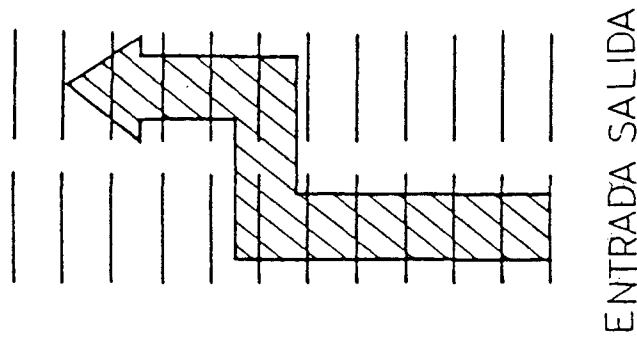


Fig. 2 Esquema ilustrativo de la transferencia con iones muy pesados como se sugiere a partir de la fig. 1 (De la ref. 4)).

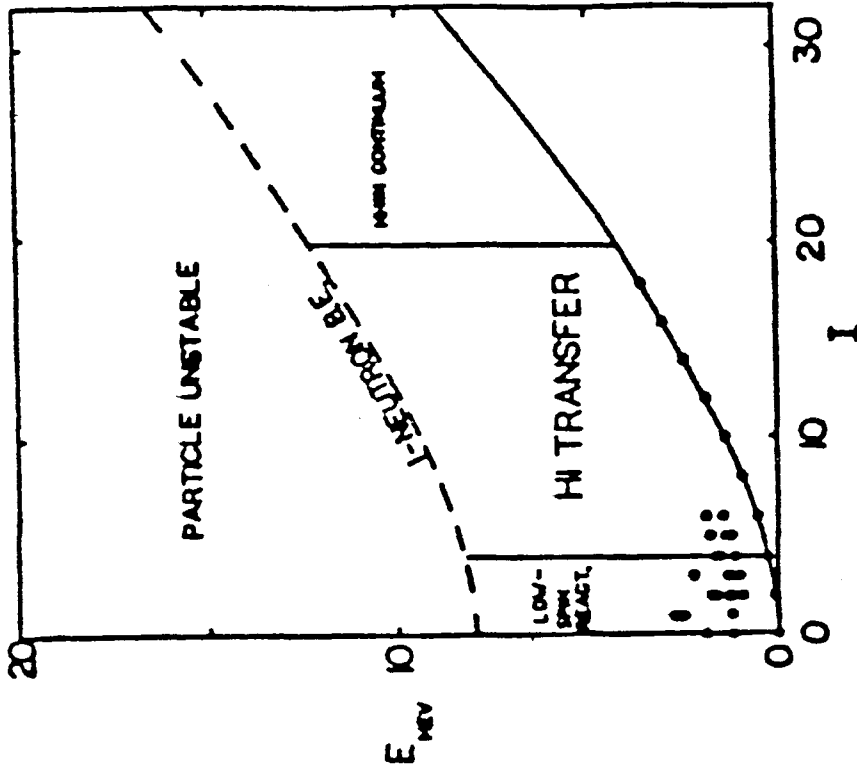


Fig. 3 Diagrama de fases que muestra las regiones del espacio físico definido por la energía de excitación y el momento angular que pueden ser estudiados con las reacciones de transferencia con iones muy pesados, y aquellas usualmente pobladas con reacciones de bajo espín y del tipo (HI,xn).

de estos trabajos.

En el presente trabajo de investigación hemos extendido los métodos de coincidencia partícula-gamma al estudio de reacciones de transferencia con iones muy pesados; estas técnicas han sido utilizadas previamente en trabajos de scattering inelástico<sup>10)</sup>. Hemos estudiado la transferencia de neutrones en reacciones inducidas por un haz de Xe en blancos de la zona de tierras raras con la intención de explorar algunos de los aspectos de la física asociada con este tipo de reacciones.

Sistema	$E_{\text{cm}} / V_{\text{C}}$	Método	Referencia
$86\text{Kr} + 88\text{Sr}, 90\text{Zr}, 92\text{Mo}$	1.1 - 1.2	Cámara de ionización de gran ángulo sólido	H. Siekman et al. Z. Phys. <u>A307</u> (1982)
$184\text{W} + 238\text{U}$	~1.	Coincidencias electrones de conversión-partícula	G. Himmele et al. Nucl. Phys. <u>A404</u> (1983)
$120\text{Sn} + 112\text{Sn}$	-0.7	Espectrómetro magnético (GSI)	W. von Oertzen et al. Z. Phys. <u>A313</u> (1983)
$37\text{Cl}, 48\text{Tl}, 58\text{Ni} + 208\text{Pb}$	-1.25	Espectrómetro magnético (ANL)	K. E. Rehm et al. Phys. Rev. Lett. <u>51</u> (1983)
$238\text{U} + 238\text{U}$	-0.8	Análisis radioquímico	G. Wirth et al. GSI Annual Report (1982)
$132\text{Xe} + 154\text{Sn}, 171\text{Yb}, 176\text{Yb}$	1.1	Coincidencias partícula-partícula-gamma	Presente trabajo

Tabla I. Resumen de trabajos experimentales en reacciones de transferencia con iones muy pesados recientemente realizados.

## II. METODO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS

La tabla II es un resumen de las reacciones estudiadas y se incluyen en ella algunos parámetros relacionados con la dinámica de dichas reacciones. Para comparar, los mismos parámetros han sido calculados también para  $^{16}\text{O}$  y  $d$ . Debemos notar la intensa excitación colectiva inducida por los proyectiles de Xe, indicada por  $I_{\text{max}}$ , y el gran valor de  $\eta$ . Con  $^{16}\text{O}$  no se produce tanta excitación colectiva mientras que es imposible definir una trayectoria clásica con deuterones ( $\eta = 1$ ).

El haz de Xe fue provisto por el acelerador SuperHILAC ( Heavy Ion Linear Accelerator) del Lawrence Berkeley Laboratory. Los blancos eran folias delgadas ( $\approx 0.5 \text{ mg/cm}^2$ ) autoportantes. El arreglo experimental consistió de dos detectores gaseosos sensitivos a la posición (PSAD) de gran ángulo sólido ( $\approx 12\text{cm} \times 12\text{cm}$  a una distancia de  $\approx 25\text{cm}$ ), para detectar en coincidencia los productos de la reacción y dos detectores de Ge(Li) ubicados a  $180^\circ$  de los PSAD para observar los rayos gamma emitidos por los productos. Un esquema del arreglo experimental se muestra en la fig. 4. El PSAD a la derecha de la dirección del haz fue centrado en el ángulo de "grazing" para una trayectoria Coulombiana:

$$\theta_{\text{gra,cm}} = 2 \arctan \left( \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} \right) \quad (\text{II.1})$$

$$x = 1 / (2E_{\text{cm}} / V_c - 1)$$

siendo  $E_{\text{cm}}$  la energía en el centro de masa y  $V_c$  la barrera Coulombiana. La posición del otro detector fue determinada por la cinemática de eventos cuasi-elásticos. La electrónica asociada a los experimentos se presenta esquemáticamente en fig. 5. Una coincidencia triple partícula-

Reacción	$E_{lab}$ (MEV)	$E_{cm}/V_c$	R (fm)	$\eta$	$L_g$	$I_{max}$
$^{132}\text{Xe} + ^{154}\text{Sm}$	690	1.09	14.44	232	146	} =26
$^{132}\text{Xe} + ^{176}\text{Yb}$	720	1.08	14.73	254	152	
$^{132}\text{Xe} + ^{171}\text{Yb}$	720	1.08	14.66	254	151	
$^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$	78.5	1.09	11.15	35	22	8
$d + ^{154}\text{Sm}$	9.86	1.09	10.	3.8	3	0

$$V_c = 1.44 Z_p Z_t / R$$

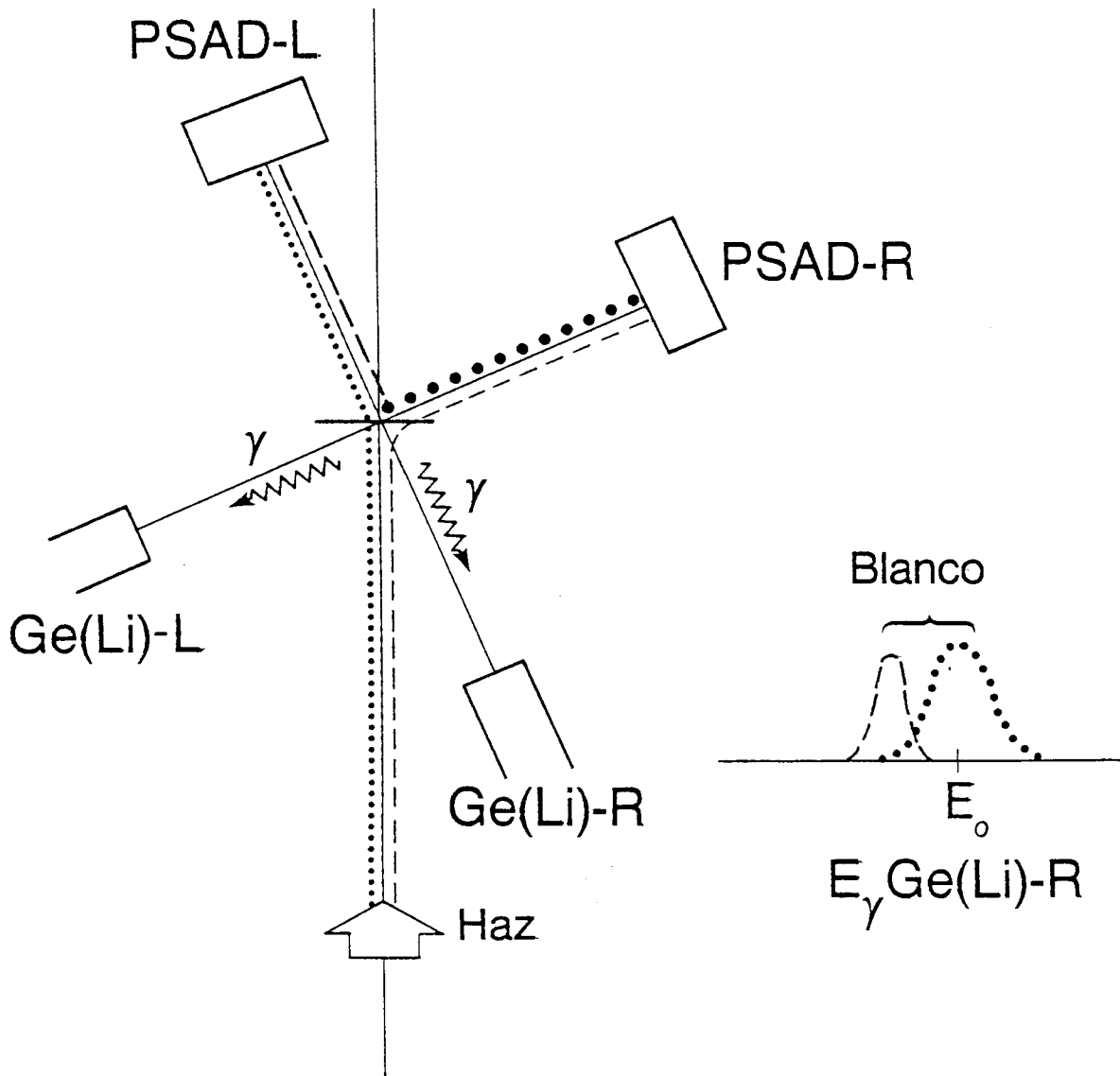
$$R = 1.16 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + 2)$$

$$\eta = Z_p Z_t e^2 / \hbar v_0 = 0.157 Z_p Z_t \sqrt{A_p / E_{LAB}}$$

$$L_g = 0.219 R \sqrt{\mu (E_{cm} - V_c)}$$

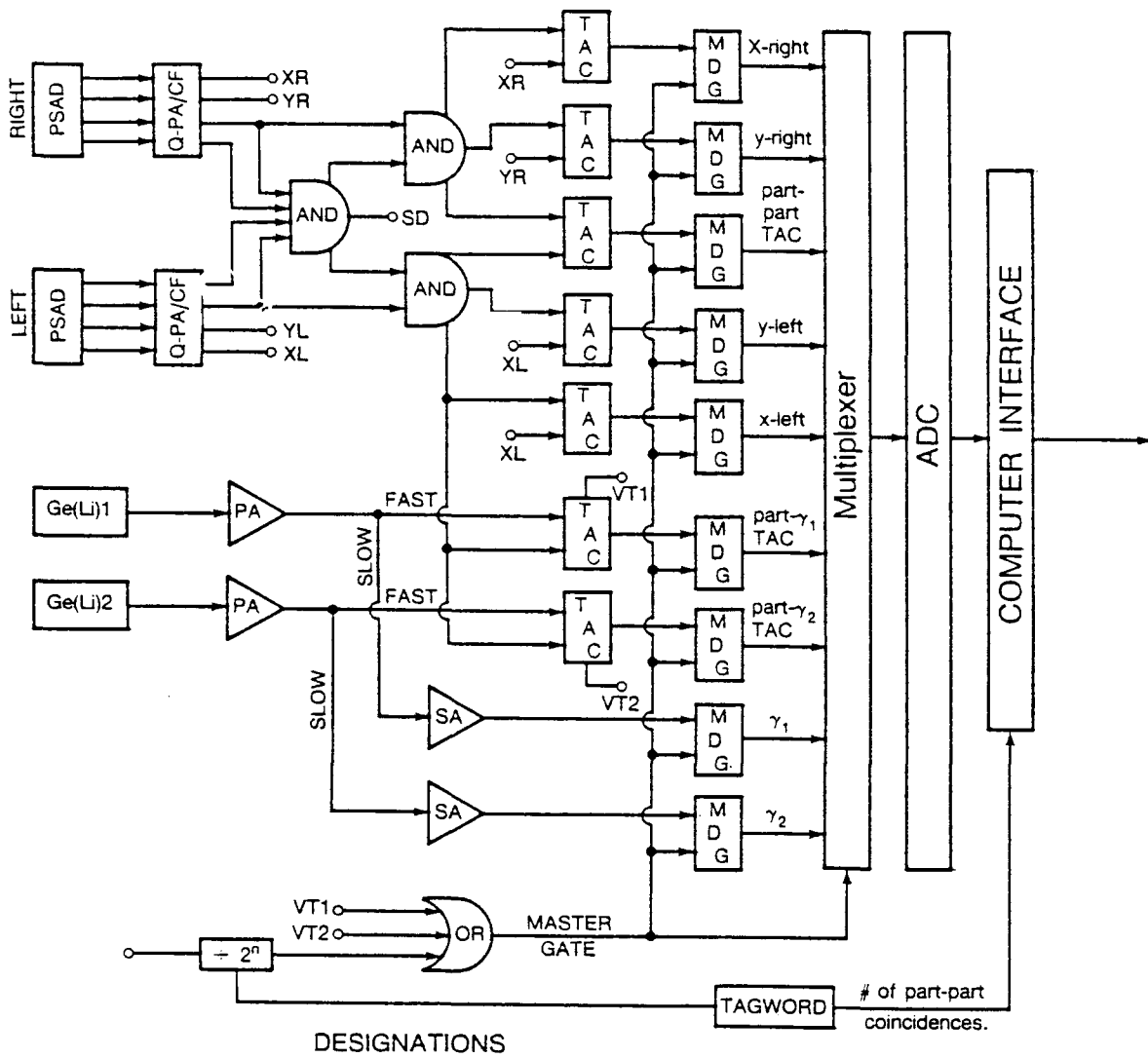
$$I_{max} = 2\eta Q_0^{(2)} (E_{cm}/V_c)^2 / R^2$$

Tabla II. Algunas propiedades de las reacciones estudiadas. Se dan las fórmulas utilizadas para calcular la barrera Coulombiana ( $V_c$ ), el radio de interacción (R), el parámetro de Sommerfeld ( $\eta$ ), el momento angular de "grazing" ( $L_g$ ) y el máximo momento angular transferido en una colisión súbita ( $I_{max}$ ). Para comparar los mismos parámetros se han calculado para  $^{16}\text{O}$  y d.



XBL 841-10005

Fig. 4 Esquema del arreglo experimental. Las colisiones cercanas y lejanas son representadas por líneas de rayas y de puntos respectivamente (símbolos gruesos corresponden al blanco). Una línea  $\gamma$  emitida por el blanco es vista en el Ge(Li) a la derecha de la dirección del haz como se indica.



- DESIGNATIONS
1. CF = constant fraction discriminator
  2. MDG = mixer delay gate
  3. PA = preamplifier
  4. SA = spectroscopic amplifier
  5. TAC = time to amplitude convertor
  6. VT = valid time signal

XBL 846-8993

Fig. 5 Diagrama en bloques de la electrónica asociada a estos experimentos.

partícula-gamma fue requerida como compuerta maestra. Las posiciones , x e y , en ambos PSAD , las señales temporales (TAC) entre partículas y rayos gamma y el número de coincidencias partícula-partícula fueron grabados evento por evento en cintas magnéticas. Esto fue realizado mediante el uso del programa de adquisición de datos CHAOS<sup>11)</sup>. Un total de  $\approx 15 \times 10^6$  eventos fueron acumulados para cada blanco en experiencias de tres días. Usamos fuentes estándar de  $^{152}\text{Eu}$  y  $^{60}\text{Co}$  para obtener calibración en energía y eficiencia de los detectores de Ge(Li), mientras que una fuente de  $^{252}\text{Cf}$  nos permitió calibrar en posición los detectores de partículas.

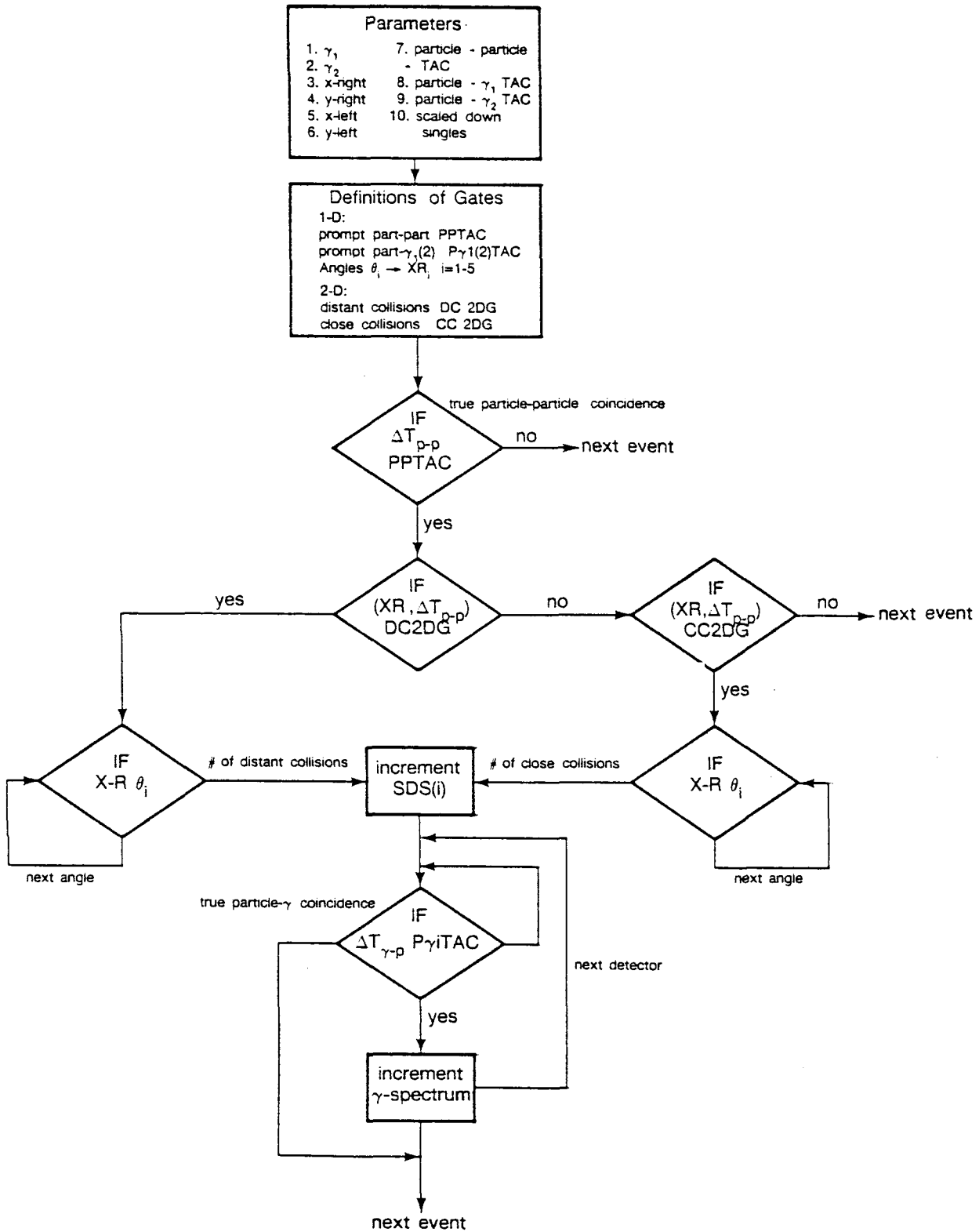
El análisis de los datos fue hecho fuera de línea con la ayuda del programa de análisis de eventos EVA<sup>12)</sup>. En ambos casos, toma de datos y análisis, hemos utilizado una computadora MODCOMP-Classics. Mostramos en la fig. 6 la lógica empleada en el análisis de los datos y que esencialmente sigue los siguientes pasos:

i) Espectros bidimensionales (2-D) fueron generados a partir de las señales de posición en los PSAD y la señal TAC entre ellos. Las diferentes características temporales entre colisiones lejanas y cercanas permitieron una buena separación y se definieron compuertas en los espectros 2-D para seleccionar eventos asociados con uno u otro tipo de colisión. Un espectro 2-D típico puede verse en la fig. 7 .

ii) Mediante la definición de cinco ventanas en la posición de los PSAD nos fue posible definir cinco ángulos de scattering. Además, este procedimiento nos permite corregir los espectros de rayos gamma por ensanchamiento Doppler debido al retroceso del blanco en vacío.

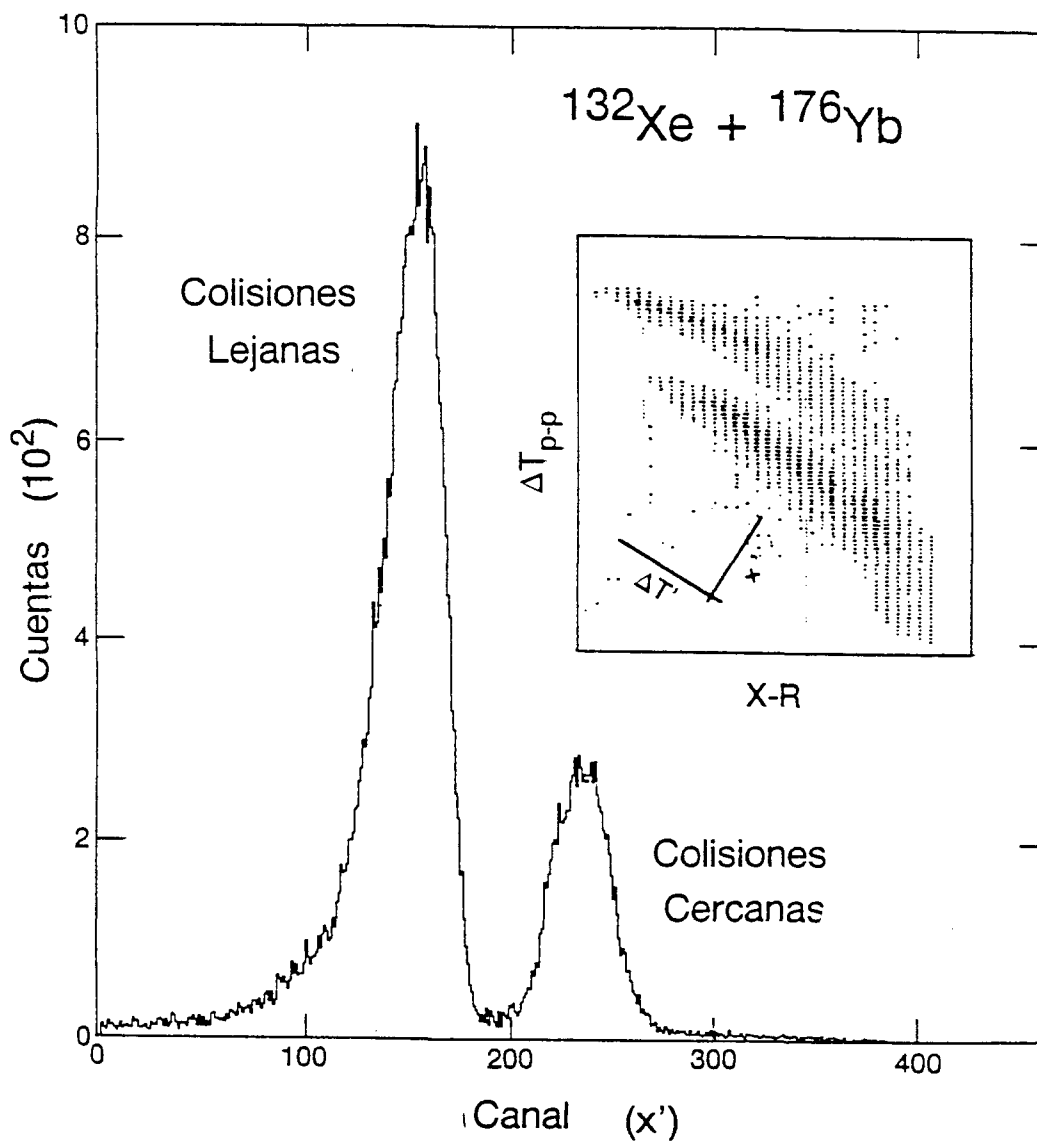
iii) Una señal TAC partícula-gamma rápida fue requerida antes de generar los espectros gamma.

iv) Para cada ángulo de scattering se obtuvo el número de coincidencias partícula-partícula, que luego fue usado para la normalización de



XBL 846-8994

Fig. 6 Un diagrama de flujo que ilustra la lógica empleada en el análisis de los datos.

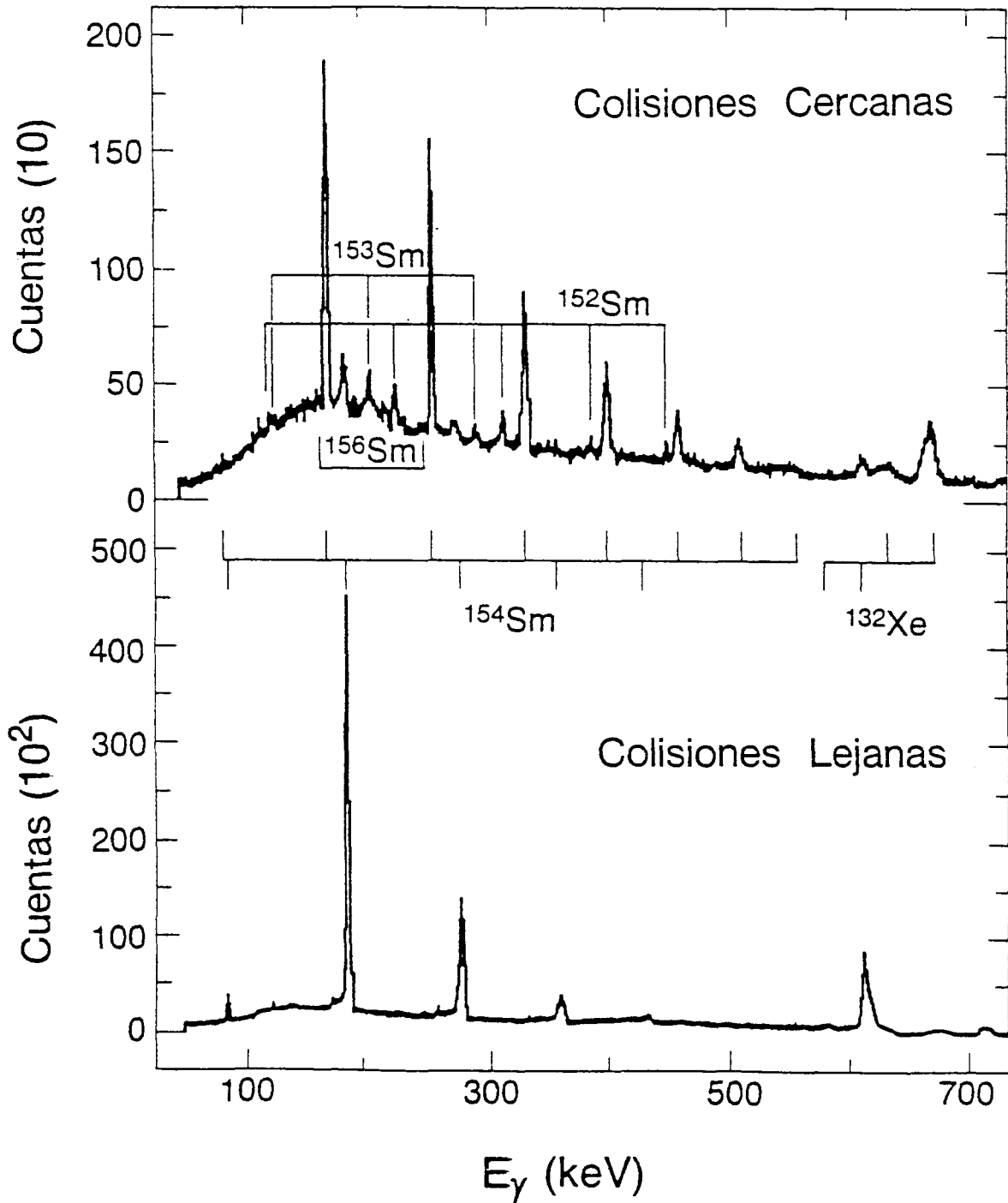


XBL 846-8989

Fig. 7 Un espectro bidimensional típico (inserción) utilizado para seleccionar eventos relacionados con colisiones cercanas o lejanas. La proyección sobre los nuevos ejes da una idea del grado de separación alcanzable.

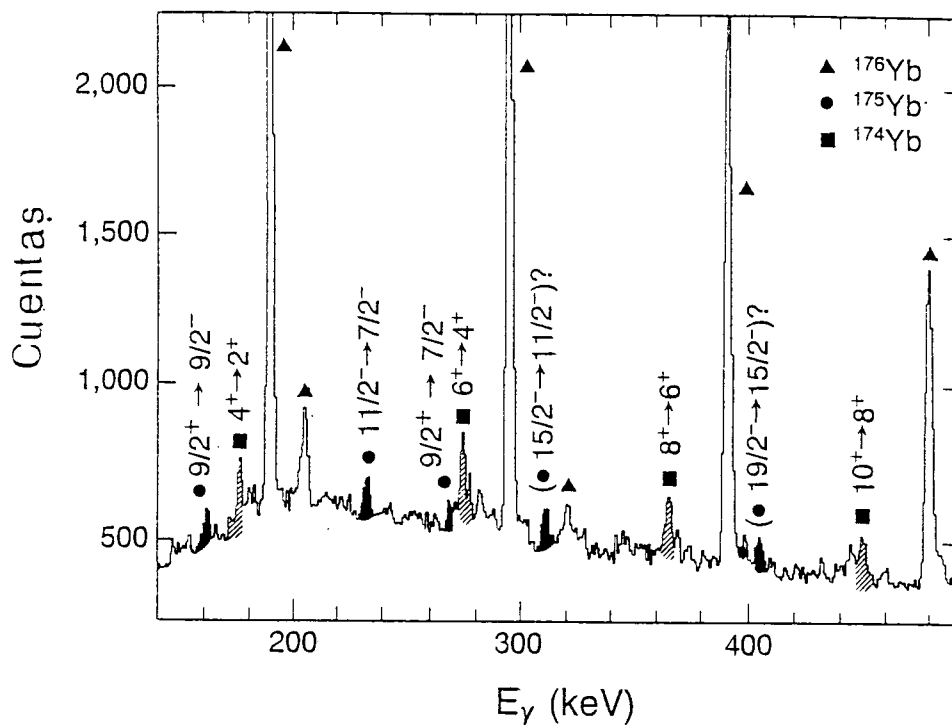
los espectros.

Esta técnica combina entonces la no muy buena resolución de los fragmentos para definir la "trayectoria clásica" de la colisión y la alta resolución posible con rayos gamma para identificar los productos de la reacción y los estados poblados. Presentamos en la fig. 8 espectros en coincidencia con colisiones lejanas y cercanas obtenidos para el blanco de  $^{154}\text{Sm}$ . En las figs. 9 y 10 se muestran los espectros para  $^{176}\text{Yb}$  y  $^{171}\text{Yb}$ , en estos casos sólo en coincidencia con colisiones cercanas. Es importante mencionar en este momento que la presencia de impurezas en el blanco (por ej.  $^{152}\text{Sm}$ , etc) puede ser detectada fácilmente inspeccionando los espectros asociados con colisiones lejanas. Asimismo, contaminantes livianos (por ej.  $^{16}\text{O}$  etc.) no pueden disparar nuestro sistema de detección debido a sus diferentes cinemáticas.



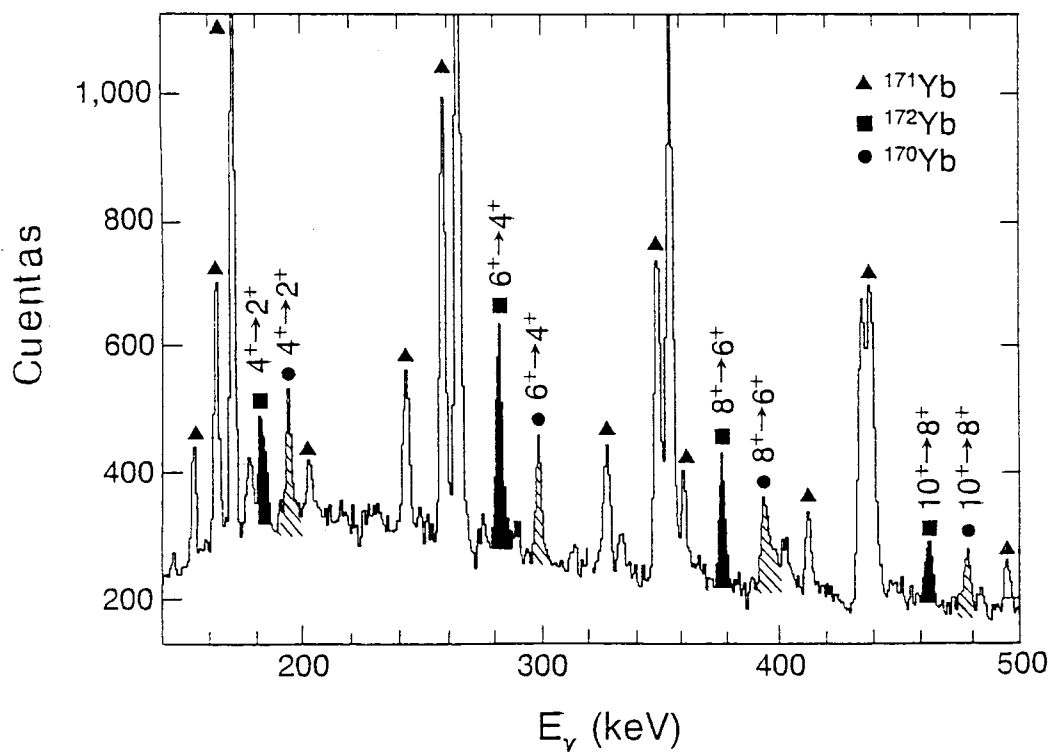
XBL 843-10127

Fig. 8 Espectros de rayos gamma obtenidos por Ge(Li)-R para el  $^{154}\text{Sm}$ .  
Parte inferior: en coincidencia con colisiones lejanas.  
Parte superior: en coincidencia con colisiones cercanas; las líneas de transferencia se ven claramente.



XBL 841-10007

Fig. 9 Espectros de rayos gamma en coincidencia con colisiones cercanas para el  $^{176}\text{Yb}$ .



XBL 841-10014

Fig. 10 Como la fig. 9 para  $^{171}\text{Yb}$ .

### III. ANALISIS Y DISCUSION

#### A) Probabilidades totales

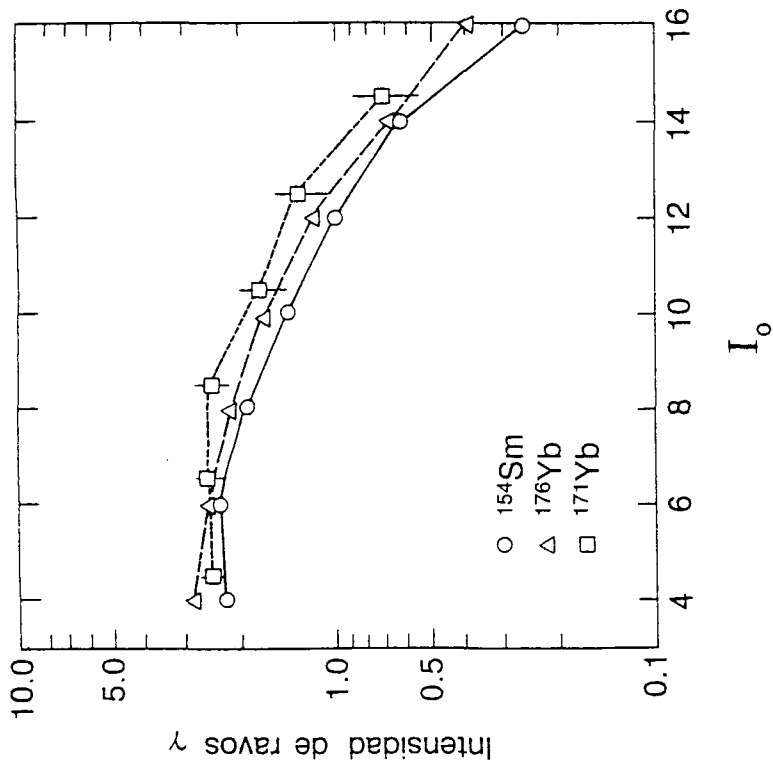
Para un dado ángulo de scattering  $\theta$  en el centro de masa, podemos obtener el número de coincidencias partícula-partícula-gamma  $N_{p-p-\gamma}$  corrigiendo por eficiencia del detector de Ge(Li) la intensidad de rayos gamma que desexcitan un dado nivel de espín  $I_0$ . Como conocemos también el número de coincidencias partícula-partícula, es posible determinar la probabilidad total de poblar dicho nivel directa o indirectamente a través de:

$$\frac{N_{p-p-\gamma}(\theta, I_0)}{N_{p-p}(\theta)} = P(I_0, \theta) \quad (\text{III-1})$$

No se han realizado correcciones por la distribución angular de los rayos gamma. Se espera que el error cometido sea menor que  $\approx 10-15\%$ , en base a los resultados obtenidos mediante cálculos de excitación Coulombiana.

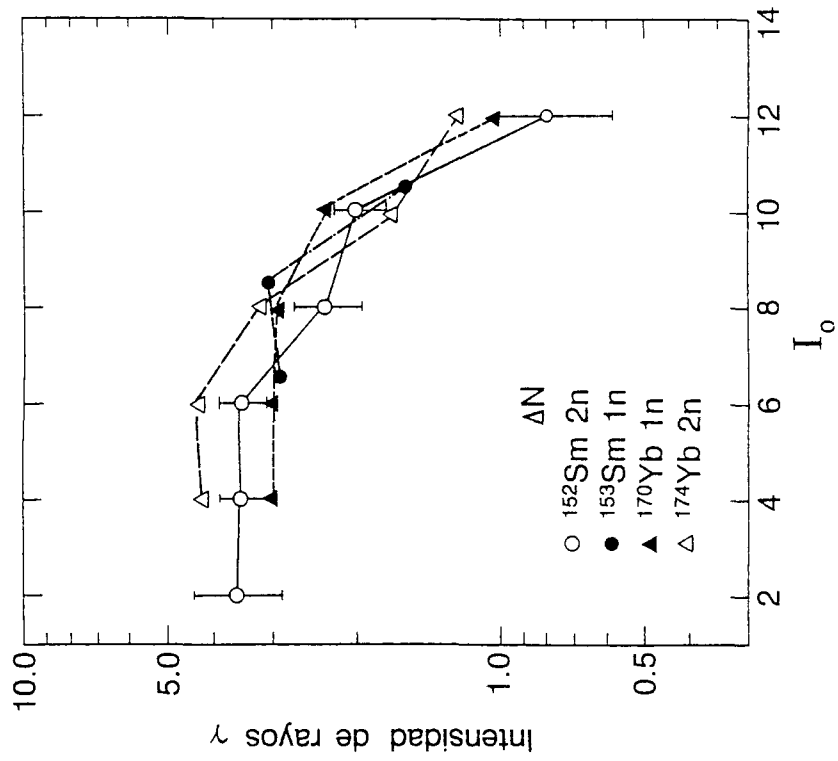
En las figs. 11 y 12 presentamos los resultados de las intensidades gamma como función del espín e integradas sobre el ángulo sólido subtendido por los detectores de partículas. Podemos ver que la intensidad se satura para  $I_0 \leq 6^+$ ; esto indica que podemos descartar una intensa población de los estados  $0^+$  y  $2^+$ . De esta manera  $P(4^+)$  o  $P(6^+)$  nos dan la probabilidad total de producir dicha excitación inelástica. Los resultados para eventos asociados con colisiones cercanas son presentados en la Tabla III<sup>a)</sup>.

Como los valores de  $P_0$  son 20-30%, parece claro que estamos en un régimen donde la transferencia de muchas partículas y/o reacciones profundamente inelásticas son importantes y remueven flujo del canal



XBL 841:10008

Fig. 11 Intensidades gamma en unidades arbitrarias como función del espín para los canales inelásticos. Errores representativos se muestran para un solo núcleo y las líneas son para guiar el ojo.



XBL 841:10012

Fig. 12 Como la fig. 11 pero para los canales de transferencia.

Reacción	$\Delta N$	$Q_{gg}$ (MeV)	$P_{\Delta N}$ (%)
$^{154}\text{Sm}(^{132}\text{Xe}, ^{132}\text{Xe}') ^{154}\text{Sm}$	0	0	22±1
( " , $^{133}\text{Xe}$ ) $^{153}\text{Sm}$	+1 n	-1.52	7±1
( " , $^{134}\text{Xe}$ ) $^{152}\text{Sm}$	+2 n	1.14	3.5±0.5
( " , $^{130}\text{Xe}$ ) $^{156}\text{Sm}$	-2 n	-2.49	0.7±0.3
$^{176}\text{Yb}(^{132}\text{Xe}, ^{132}\text{Xe}') ^{176}\text{Yb}$	0	0	21±1
( " , $^{133}\text{Xe}$ ) $^{175}\text{Yb}$	+1 n	-0.43	3.8±0.6
( " , $^{133}\text{Xe}$ ) $^{175}\text{Yb}$	+2 n	2.29	2.0±0.3
$^{171}\text{Yb}(^{132}\text{Xe}, ^{132}\text{Xe}') ^{171}\text{Yb}$	0	0	35±2
( " , $^{133}\text{Xe}$ ) $^{170}\text{Yb}$	+1 n	-0.17	3.0±0.5
( " , $^{131}\text{Xe}$ ) $^{172}\text{Yb}$	-1 n	-0.92	≈3±1 <sup>a)</sup>

a) El error más grande se debe a la presencia de impurezas de  $^{172}\text{Yb}$  en el blanco.

Tabla III. Resumen de las probabilidades obtenidas para los diferentes canales.

inelástico. De hecho las probabilidades de absorción observadas en ref.5) fueron asociadas con colisiones profundamente inelásticas, asimismo la transferencia (cuasi-elástica y profundamente inelástica) de muchos nucleones contribuyen al  $\approx 70\%$  de la sección eficaz de reacción de acuerdo a los resultados de la ref. 8). Para tratar de entender este efecto consideremos un potencial imaginario  $iW(r)$  de la misma forma que el potencial real  $V_n(r)$ . En una simple aproximación podemos estimar la pérdida de flujo en el canal inelástico calculando un factor de absorción de la forma

$$d_{\text{fac}} = \exp\left(\frac{1}{\hbar} \int_{\text{trajectory}} W(r(t)) dt\right) \quad (\text{III-2})$$

donde la probabilidad de absorción es  $\approx 1 - d_{\text{fac}}^2$ . Desarrollando alrededor de la distancia de máximo acercamiento  $r_0$

$$W(r) = W(r_0) + \left. \frac{\partial W}{\partial r} \right|_{r_0} (r - r_0)$$

$$r(t) = r_0 - \frac{1}{2\mu} \left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{r_0} t^2$$

(III-3)

donde  $\mu$  es la masa reducida del sistema y  $V = V_c + V_n$ . La ec. (III-2) toma la forma

$$\frac{2}{\hbar} \int_0^{\tau} \left( W(r_0) + \left. \frac{\partial W}{\partial r} \right|_{r_0} (r - r_0) \right) dt$$

$$\tau = [2u W(r_0) / (\frac{\partial W}{\partial r}(r_0) \frac{\partial V}{\partial r}(r_0))]^{1/2} \quad (\text{III-4})$$

que es ahora muy fácil de integrar y da

$$\frac{1}{\hbar} \int_{\text{trajectory}} W(r(t)) dt \approx \frac{4}{3\hbar} W(r_0) \tau \quad (\text{III-5})$$

y entonces

$$d_{\text{fac}} = \exp\left(\frac{4}{3\hbar} W(r_0) \tau\right) \quad (\text{III-6})$$

Con los parámetros de la ref. 4) obtenemos  $1 - d_{\text{fac}}^2 \approx 0.9-0.5$  dependiendo de la distancia  $r_0$  utilizada para las diferentes reacciones. Estos grandes valores pueden cuestionar la validez de la ec. (III-2) pero ciertamente indican la importancia de los procesos de absorción. Los productos asociados con estas reacciones profundamente inelásticas son detectados por nuestros PSAD pero los rayos gamma emitidos forman muy probablemente un espectro continuo debido a la baja población de canales particulares. Entonces las líneas discretas que observamos están esencialmente relacionadas con procesos cuasi-elásticos (valores Q efectivos de  $\approx 10\text{MeV}$ ).

Nuestros resultados no muestran evidencia de transferencia de protones; es imposible para nosotros excluir completamente una población directa del estado fundamental y/o estados de muy baja energía (que no pue-

den ser detectados por nuestros Ge(Li)) pero ciertamente ningún rayo gamma perteneciente a los canales de protones fue observado en los espectros. Es interesante notar que este resultado está de acuerdo con la supresión esperada en base a un desfavorable valor de Q para dichas reacciones.

#### B) Factores de penetración efectivos

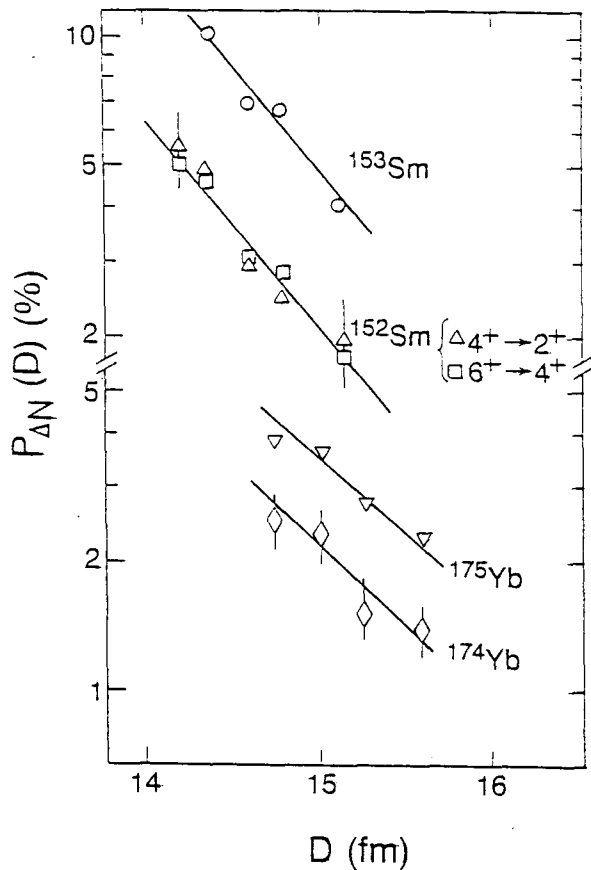
Como se dijo previamente, el ángulo de scattering del proyectil define una trayectoria clásica. Asumiremos que los eventos cuasi-elásticos siguen una trayectoria Coulombiana, pudiendo definir así una distancia de máximo acercamiento a través de

$$D(\theta) = \eta/k(1 + 1/\sin\theta/2) \quad (\text{III-7})$$

donde k es el número de onda. Las probabilidades de transferencia como función de D(θ) se presentan en la fig. 13 para las diferentes reacciones. Todos los casos muestran un comportamiento exponencial, es decir,

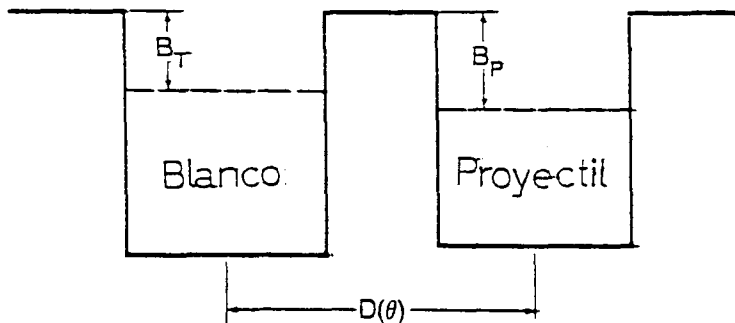
$$P_{\Delta N}(D(\theta)) \propto \exp(-K D(\theta)) \quad (\text{III-8})$$

Para reacciones debajo de la barrera Coulombiana la transferencia de nucleones puede ser descripta en términos de un modelo de penetración de una barrera<sup>13)</sup>, y el parámetro K viene dado por  $2\sqrt{2MB}/\hbar$ , donde B es la



XBL 843-10125

Fig. 13 Probabilidades para transferir uno y dos neutrones como función de la distancia de máximo acercamiento. Las barras de error incluyen efectos sistemáticos en la determinación de la eficiencia absoluta del detector de Ge(Li). Los factores de penetración efectivos se extraen de las pendientes de las líneas graficadas.



XBL 846-8991

Fig. 14 Ilustración simplificada de las barreras de potencial del proyectil y del blanco. La transferencia de nucleones pueden describirse por el "tunneling" a través de una barrera de altura  $\approx (B_T + B_P)/2$ .

energía de unión promedio de la partícula transferida (ver fig. 14). Por encima de la barrera podemos interpretar  $K$  en (III-8) como un factor de penetración efectivo  $K_{\text{eff}} = 2\sqrt{MB_{\text{eff}}}/\hbar$ ; en la Tabla IV damos los valores de  $K_{\text{eff}}$  obtenidos a partir de las pendientes en la fig. 13.

Los valores encontrados para la transferencia de un neutrón están en razonable acuerdo con aquellos calculados usando las energías de unión correspondientes. Por otro lado, esperamos que en la transferencia de dos neutrones, ya sea secuencial o directa, que  $K_{2n} = 2 K_{1n}$ . Este hecho no ha sido observado en estos experimentos ni tampoco en los trabajos de las ref.2),5),6); como se desprende de los valores de  $K_{\text{eff}}$ .

Los valores de las energías de unión efectivas que se deducen de los datos parecen indicar que estados intermedios de alta energía de excitación pueden ser importantes para la transferencia de dos neutrones por encima de la barrera Coulombiana. Podemos estimar una energía de excitación promedio con respecto a la línea yrast de  $\approx 6 \pm 2$  MeV de manera de reproducir las energías de unión efectivas. Esta energía de excitación podría invalidar el uso detallado de la ec. (III-7) para definir la distancia de máximo acercamiento; sin embargo esta discusión trae algunas consecuencias en la interpretación del aumento de la sección eficaz para 2 neutrones que resulta interesante explorar.

### C) Aumento de la sección eficaz para 2 neutrones

Es interesante relacionar la probabilidad de transferencia de 2n observada experimentalmente, con aquella que se espera para un par no correlacionado. Para hacer esto definimos a cualquier distancia de acercamiento un factor de aumento ( "enhancement factor"),

$$EF(D) = \frac{P_{2n}(D)}{P_{1n}^2(D)}$$

(III-9)

Reacción	$\Delta N$	$K_{\text{eff}}$	$K = 2\sqrt{2MB}/h$ ( $\text{fm}^{-1}$ )	$B_{\text{eff}}$	B (MeV)
$^{154}\text{Sm}(^{132}\text{Xe}, ^{133}\text{Xe}')^{153}\text{Sm}$	+1 n	$1.1 \pm 0.2$	1.24	6.	8.
( " , $^{134}\text{Xe}$ ) $^{152}\text{Sm}$	+2 n	$1.1 \pm 0.2$	2.30	3.1	13.8
$^{176}\text{Yb}(^{132}\text{Xe}, ^{133}\text{Xe})^{175}\text{Yb}$	+1 n	$1.0 \pm 0.2$	1.15	4.7	6.9
( " , $^{134}\text{Xe}$ ) $^{174}\text{Yb}$	+2 n	$1.0 \pm 0.2$	2.21	2.4	12.7
$^{171}\text{Yb}(^{132}\text{Xe}, ^{133}\text{Xe})^{170}\text{Yb}$	+1 n	$1.0 \pm 0.2$	1.13	4.7	6.6

Tabla IV. Factores de penetración efectivos,  $K_{\text{eff}}$ , y calculados, K, usando las energías de unión para el estado fundamental.

Después de realizar una pequeña corrección debido a los efectos de la cinemática de la reacción<sup>14),15)</sup> valores de  $EF \approx 5-30$  son determinados. Una atractiva interpretación de este resultado es atribuir el factor  $EF$  a la interacción de apareamiento. Esperamos que dicha interacción favorezca la transferencia de  $2n$ ; si la transferencia es secuencial debido a una superposición coherente de los estados intermedios y si es directa debido a la contribución coherente de la función de onda de un par de neutrones en estado superfluido (Efecto Josephson nuclear). Esquemáticamente tendremos:

$$P \sim \langle f | \sum_{\nu} a_{\nu}^{+} a_{\bar{\nu}}^{+} | i \rangle^2 \sim \left( \sum_{\nu} u_{\nu} v_{\nu} \right)^2 = \left( \frac{\Delta}{G} \right)^2 \quad (\text{III-10})$$

es decir un aumento del orden de  $(\Delta/G)^2 \approx 60$  para núcleos de las tierras raras. Los autores de la ref. 7) han demostrado que reduciendo la energía de bombardeo por debajo de la barrera Coulombiana, los factores de penetración se pueden explicar con los valores de las energías de unión para el estado fundamental<sup>b)</sup>; entonces es posible una discusión apropiada de los efectos de apareamiento. Sin embargo, como hemos discutido en la sección anterior, la transferencia de  $2n$  por sobre la barrera procede vía estados de alta energía de excitación. En este caso y debido a la menor barrera efectiva la probabilidad de transferir  $2n$  es mayor que aquella esperada para una transferencia "fría". Por ejemplo, consideremos un mecanismo muy simple ilustrado en la fig. 15. Vamos a describir el proceso de transferencia como la penetración de una barrera y asumiremos dos vías que contribuyen a la probabilidad total: una fría ( $P_i$ ) y una excitada ( $P_i^*$ ). Entonces

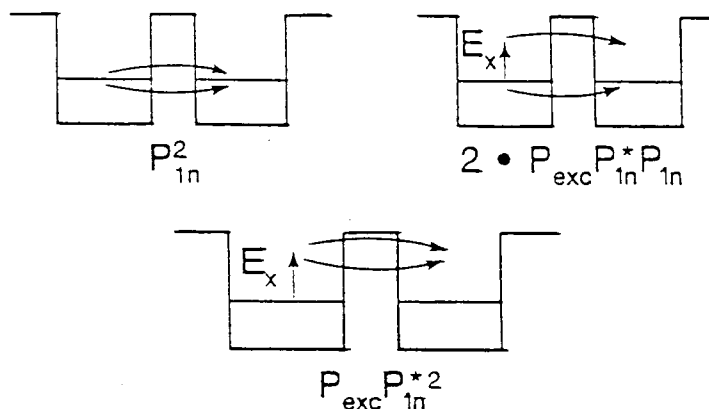
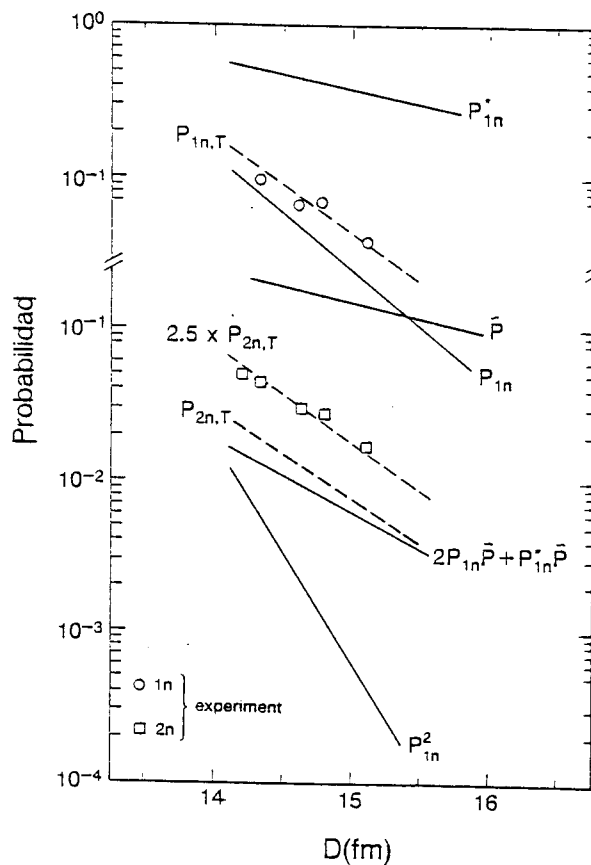


Fig. 15 Diferentes contribuciones a  $P_{2n-T}$  en la ec. (III-11) de acuerdo al mecanismo propuesto.



XBL 843-10126

Fig. 16 Descripción gráfica de la ec. (III-11) que muestra los diferentes términos que contribuyen a la probabilidad total. Un factor  $SF \approx 2.5$  es necesario para reproducir los valores experimentales.

$$P_{1n-T} \approx P_{1n} + P_{exc} P_{1n}^* = P_{1n} + \tilde{P}$$

$$P_{2n-T} \approx P_{1n}^2 + 2P_{exc} P_{1n} P_{1n}^* + P_{exc} P_{1n}^{*2} = P_{1n}^2 + 2P_{1n} \tilde{P} + P_{1n}^* \tilde{P} \quad (\text{III-11})$$

donde  $P_{exc}$  representa la probabilidad de encontrar al núcleo excitado y asumimos "a priori" que es  $\ll 1$ . La normalización absoluta de las probabilidades se determina a la distancia  $D_0 = 12.8 \text{ fm}$  donde los datos experimentales extrapolan al valor 1 ( $d_0 = D_0 / (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) = 1.23 \text{ fm}$  que se compara razonablemente bien con el valor de  $d_0$  obtenido en la ref. 5)). A partir de la diferencia entre  $P_{1n-T}$  y  $P_{1n}$  podemos obtener  $\tilde{P}$  que determina una pendiente efectiva que puede ser relacionada con una energía de excitación de  $\approx 6 \text{ MeV}$ . La extrapolación a  $D_0$  da  $P_{exc} \approx 0.04$ , de acuerdo con la suposición inicial de que fuera pequeña. Como puede verse en la fig.16 los términos representativos de la energía de excitación ( $\tilde{P}$  en (III-11)) son la **principal** contribución a  $P_{2n-T}$ . Un factor EF "extra" alrededor de 2.5 es necesario para reproducir los datos experimentales. Este valor de EF puede relacionarse con la interacción de apareamiento y no el "aparentemente" gran valor mencionado anteriormente.

#### D) Dependencia de las probabilidades con el espín

Volquemos nuevamente nuestra atención a las figs. 11 y 12, y discutamos la dependencia de las probabilidades con el espín. Empezando con los canales inelásticos notamos que presentan el mismo comportamiento. De hecho esto se espera puesto que:

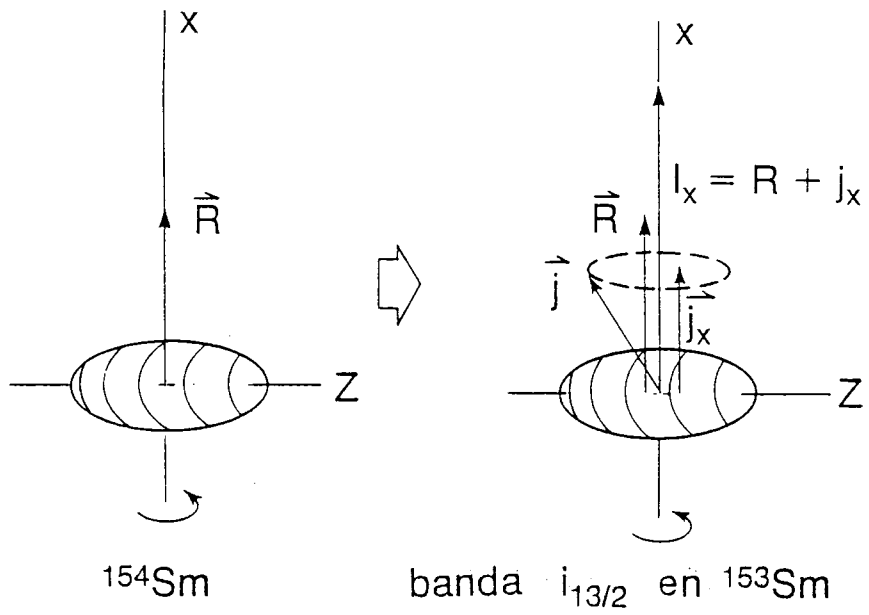
i) Los diferentes núcleos blancos tienen momentos cuadrupolares similares.

ii) La similitud de las trayectorias clásicas que determinan las distancias de máximo acercamiento implican un efecto equivalente del potencial nuclear en la población de los espines.

De la forma de la distribución podemos estimar un espín más probable de  $\approx 12-14 \mu$  transferido en la colisión. Para excitación Coulombiana este espín hubiera sido  $0.731 I_{\max} \approx 19 \mu$ . Podemos atribuir esta diferencia a la presencia del potencial nuclear atractivo que deprime la población de los espines más altos.

Consideremos ahora las reacciones de transferencia de  $2n$  en  $^{154}\text{Sm}$  y  $^{176}\text{Yb}$ . En este caso es difícil extraer sin ambigüedad la población inicial dado que las líneas gammas pueden reflejar al mismo tiempo los procesos "fríos" y el decaimiento de los estados excitados hacia la banda yrast. Los resultados experimentales muestran que la forma de la distribución sigue la de los canales inelásticos; este puede provenir de una dispersión de la alimentación inicial a medida que el núcleo decae a los estados yrast.

Si nos basamos en los valores obtenidos para los factores de penetración efectivos y en los argumentos dados en la sección anterior estamos más seguros que para transferencias de  $1n$  la intensidad gamma refleja la población inicial en espín. Para entender lo observado en la transferencia de un neutrón para formar la banda  $i_{13/2}$  en  $^{153}\text{Sm}$  nos referimos a la fig. 17. Si, en el momento de la transferencia, el blanco par-par ha sido excitado hasta un espín  $R$ , esperamos transferir a  $I \approx I_x = R + j_x$ . En la segunda parte de la colisión se ganarán aproximadamente otras  $R$  unidades de espín centrando entonces la población para el decaimiento gamma alrededor de  $R + j_x + R$ . De la fig. 12 este espín es  $\approx 21/2 \mu$ . Una estimación de  $j_x$  basada en las funciones de onda obtenidas por los autores de la ref. 17) da  $j_x \approx 11/2$ . Por ende la transferencia para formar la banda  $i_{13/2}$  en  $^{153}\text{Sm}$  puede ser asociada en promedio con colisiones que



XBL 843-10124

Fig. 17 Configuración de momento angular colectivo ( $\vec{R}$ ) y de partícula ( $\vec{j}$ ) que se espera al formar la banda  $i_{13/2}$  en  $153\text{Sm}$ .

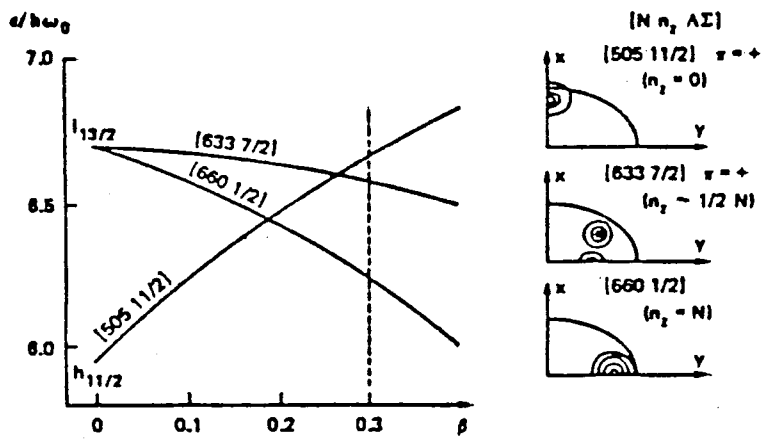


Fig. 18 Localización espacial de varios niveles de Nilsson relevantes a la región de tierras raras. Notar que orbitales con  $n_z = N$  están concentrados en los polos,  $n_z \approx \frac{1}{2}N$  entre los polos y el ecuador, y  $n_z = 0$  en el ecuador.

transfieren una pequeña cantidad de momento angular,  $R \approx 2-4 \text{ \AA}$ . Este efecto puede relacionarse con la localización espacial de los niveles de Nilsson involucrados. La partícula en esos estados estará preferentemente concentrada en los polos del núcleo (ver fig. 18) y favorece colisiones polares, que de hecho, transfieren pequeñas cantidades de momento angular al blanco. Un argumento similar es válido para la transferencia de  $l_n$  para formar la banda del estado fundamental en  $^{170}\text{Yb}$ . En este caso el estado de Nilsson es  $1/2[521]$ . Como esta configuración no presenta una fuerte localización espacial y siendo  $j_x$  pequeño, la intensidad de rayos gamma debería seguir la del canal inelástico como se observa experimentalmente.

#### E) El Método del Límite Clásico de la matriz S (CLSM)

Quisiéramos en esta última sección interpretar los resultados discutidos anteriormente de una manera más cuantitativa; lo haremos en el marco de CLSM<sup>18),4)</sup>, que se ha aplicado exitosamente en la interpretación de los datos de interferencia Coulomb-Nuclear<sup>18)</sup>. De hecho hasta el presente métodos semiclásicos son la única herramienta teórica que puede usarse para atacar el problema de reacciones de transferencia con iones muy pesados. Después de una breve reseña del método compararemos cálculos realizados para el sistema  $^{132}\text{Xe} + ^{154}\text{Sm}$  con los resultados experimentales.

##### 1. Resumen del método

El principio básico del método CLSM se esquematiza en la fig. 19: después de resolver las ecuaciones clásicas de movimiento, la función de onda del sistema en la región asintótica,  $\Psi^+$ , se construye a partir de las trayectorias clásicas. Los elementos de la matriz S se obtienen proyectando la función de onda en el canal final  $|f\rangle$ :

$$S_{i \rightarrow f} = \langle f | \Psi^+(i) \rangle \quad (\text{III-12})$$

En lo que sigue haremos uso del llamado límite súbito (sudden) que se obtiene cuando el parámetro de Sommerfeld  $\eta \gg 1$  y el parámetro de adiabaticidad  $\xi = \eta E_{2^+} / E_{\text{cm}} \ll 1$ . Este límite corresponde a una situación en la cual el período de rotación del núcleo deformado es largo comparado con el tiempo de colisión, en otras palabras durante la colisión el rotor mantiene su orientación inicial relativa al proyectil. En nuestros casos  $\xi \approx 0.03$  y  $\eta \approx 230$  y el límite súbito puede ser considerado como una buena aproximación. La expresión integral (III-12) de la matriz S para una dispersión inelástica a  $180^\circ$  grados en el centro de masa viene dada por

$$S_{0 \rightarrow I}^{\text{inel}} = \sqrt{\frac{2I+1}{2}} \int_0^\pi \sin \chi_0 P_I(\cos \chi_0) e^{i\phi} d\chi_0 \quad (\text{III-13})$$

donde  $\chi_0$  es el ángulo de orientación inicial.

La extensión para transferencia se puede hacer introduciendo un factor de forma,  $F(\chi_0)$  que refleje la localización espacial de las órbitas involucradas en el proceso de transferencia<sup>4)</sup> (Ver fig. 18).

Entonces

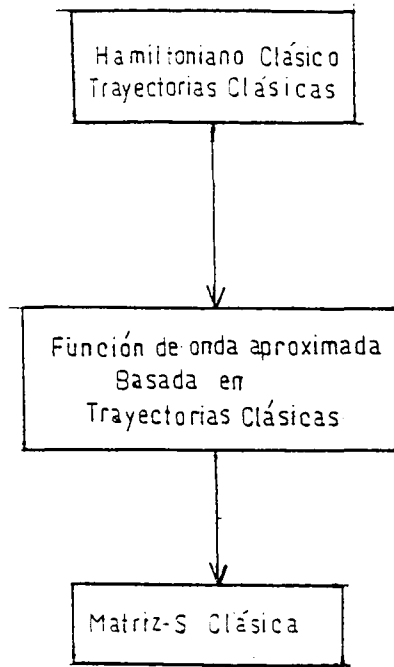
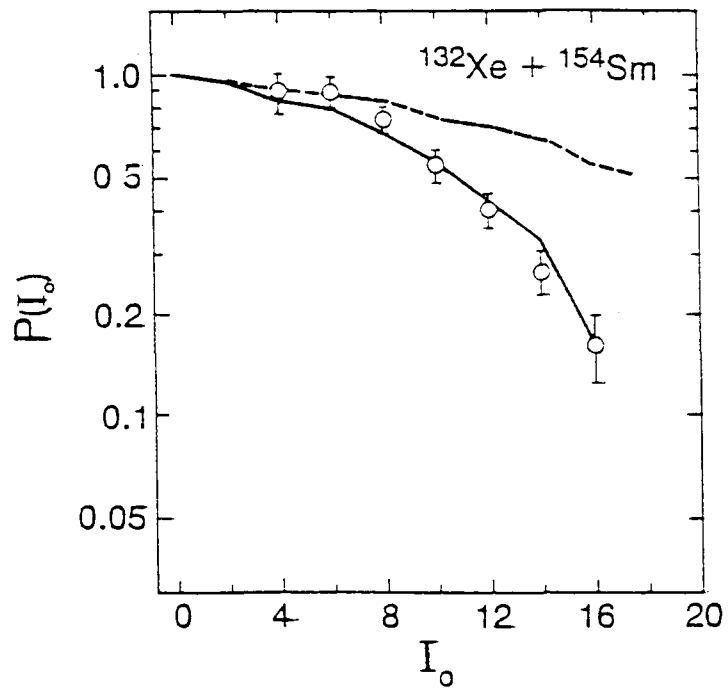


Fig. 19 Diagrama esquemático del principio del método CLSM.



XBL 841-10006

Fig. 20 Comparación de las intensidades experimentales para el canal inelástico en  $^{154}\text{Sm}$  y los cálculos teóricos. Los casos considerados son  $V_n = 0$  (---) y  $V_n = -120$  MeV (—).

$$S_{0 \rightarrow I}^{\text{transf}} = \sqrt{\frac{2I+1}{2}} \int_0^\pi \sin \chi_0 P_I(\cos \chi_0) F(\chi_0) e^{i \frac{\Phi}{h}} d\chi_0 \quad (\text{III-14})$$

Podemos desarrollar  $F(\chi_0)$  en polinomios de Legendre:

$$F(\chi_0) = \sum_L a_L P_L(\cos \chi_0) \quad (\text{III-15})$$

Introduciendo (III-15) en (III-14)

$$S_{0 \rightarrow I}^{\text{transf}} = \sum_{R,L} \sqrt{\frac{2I+1}{2R+1}} \langle L0I0 | R0 \rangle^2 a_L S_{0 \rightarrow R}^{\text{inel}} \quad (\text{III-16})$$

Finalmente la probabilidad de excitación en el canal de interés se obtiene mediante la expresión

$$P_I(\theta \sim 180^\circ) \approx |S_{0 \rightarrow I}|^2 \quad (\text{III-17})$$

## 2. Comparación con resultados experimentales

En la fig. 20 se comparan los resultados para el canal inelástico con los cálculos realizados. La línea a trazos corresponde al caso de excitación Coulombiana pura mientras que la línea entera incluye un

potencial nuclear  $V_n = -120\text{MeV}$ . La energía en el laboratorio utilizada en los cálculos fue determinada mediante la condición  $D_{\text{exp}} = D_{\text{cal}}(180^\circ)$  para simular la geometría real de la reacción. A pesar de que el acuerdo entre experimento y teoría puede ser accidental debemos destacar que la presencia del potencial nuclear se manifiesta claramente al suprimir la población de los espines más altos.

En la figura siguiente el máximo momento angular transferido al  $^{154}\text{Sm}$  se muestra como función del ángulo de orientación inicial  $\chi_0$ . También se muestra (línea a trazos) un factor de forma esquemático que representa la localización espacial de una partícula en una órbita polar como se espera para la banda desacoplada en  $^{153}\text{Sm}$ . La supresión de los altos espines al transferir de los polos es evidente. Este factor de forma esquemático se utilizó en ec. (III-16) para estimar la matriz S en el caso de transferencia. Las probabilidades calculadas se presentan en la fig. 22; donde una reducción de  $\approx 4 - 6\%$  en momento angular colectivo se puede inferir, en acuerdo con los argumentos cualitativos dados en la sección anterior.

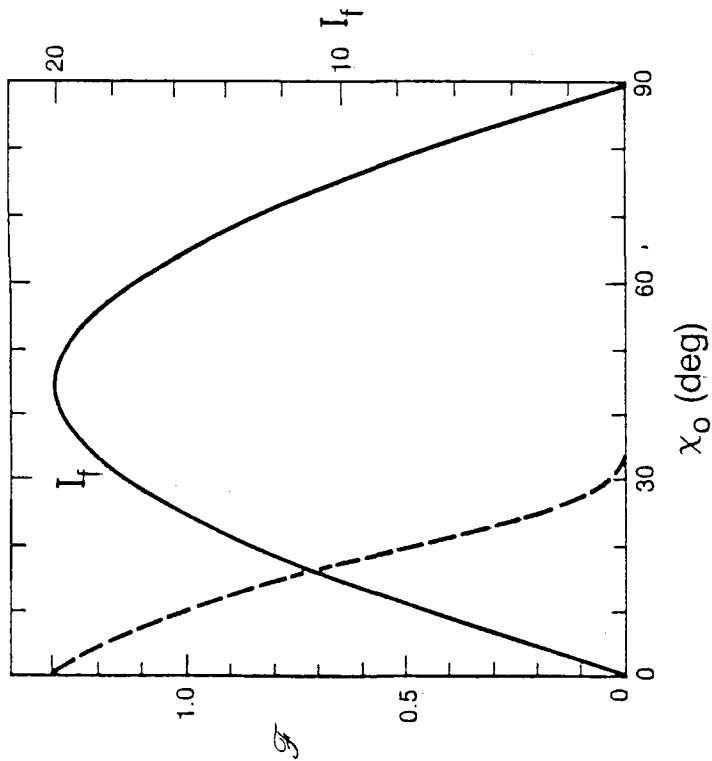


Fig. 21 Máximo espín transferido al rotor como función del ángulo de orientación  $x_0$ , para el cálculo inelástico descrito en el texto. Un factor de forma que puede ser asociado con una órbita polar se muestra en línea a trazos. Notar la supresión de los altos espines.

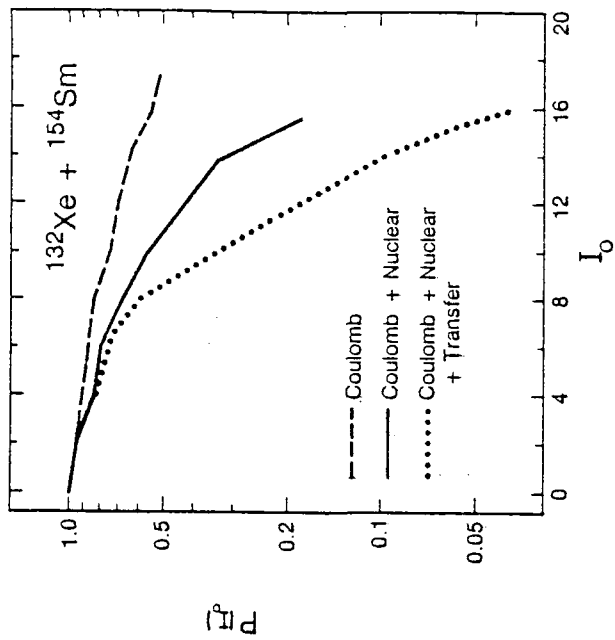


Fig. 22 Inclusión sucesiva de  $V$  y  $F(x_0)$ ; como se esperaba este último suprime los altos espines.

XBL 846 8992

#### IV. CONCLUSIONES

Resumiendo, hemos tratado de explorar algunos aspectos de la física de reacciones de transferencia con iones muy pesados. Para ello hemos estudiado reacciones inducidas por  $^{132}\text{Xe}$  en blancos de las tierras raras a  $E_{\text{cm}} / V_c \approx 1.1$ . Usando técnicas de coincidencia partícula-partícula-gamma nos fue posible observar la transferencia de uno y dos neutrones en los espectros de rayos gamma. Hemos asociado las probabilidades deducidas para los canales inelásticos con la presencia de reacciones profundamente inelásticas que actúan como proceso de absorción. La transferencia de un neutrón parece ser esencialmente "fría" mientras que en la transferencia de dos neutrones los factores de penetración efectivos sugieren la importancia de estados intermedios de  $\approx 6$  MeV de energía de excitación. Este resultado genera algunas dudas acerca de la interpretación de los factores de aumento EF como provenientes de la interacción de apareamiento<sup>5,6</sup>).

Hemos discutido cualitativamente las poblaciones en espín. Los rayos "inelásticos" revelan el efecto del potencial nuclear y los resultados para la transferencia de un neutrón pueden explicarse considerando la localización espacial de los estados de partícula independiente involucrados. Estos argumentos pueden ser apoyados por cálculos realizados en el marco del método CLSM.

La posibilidad de transferir una considerable cantidad de momento angular a la distancia de máximo acercamiento abre una nueva dimensión en el estudio de las reacciones de transferencia. En este sentido es que creemos que este tipo de reacciones puede llegar a constituir una herramienta muy útil para estudiar la estructura nuclear a alto espín. Este trabajo pretende ser un paso inicial hacia un conocimiento más profundo de los mecanismos de reacción y de la información que puede ser

posible obtener con estos experimentos. Para continuar el estudio de efectos de la interacción de apareamiento (específicamente la transición de fase superconductor-normal) y localización espacial se están planeando experimentos que utilizarán arreglos de detectores de Ge y filtros Compton<sup>19)</sup> en combinación con detectores de partículas recién desarrollados<sup>20)</sup>. En estos experimentos la estadística será mejorada por un gran factor, abriendo así la posibilidad de un análisis más cuantitativo.

NOTAS

- (a) Los eventos asociados a colisiones lejanas proveen un buen test de nuestro equipo experimental. Como esencialmente se trata de excitaciones Coulombianas, hemos comparado los resultados experimentales con cálculos teóricos. El acuerdo es mejor que el 10-15%.
- (b) Debemos mencionar que existen algunos problemas en la normalización de los datos. Debido a que los valores observados de la probabilidad de transferencia son bastante grandes, deberían ser incluidos en el factor de normalización.

REFERENCIAS

- 1) B. Elbek y P. Tjøm, Adv. Nucl. Phys. 3 (1969) 259  
R. A. Broglia, O. Hansen y C. Riedel, *ibid.* 6 (1973) 287 y referencias allí citadas.
- 2) F.D. Becchetti, Proceedings of Heavy-Ions Summer Study, Oak Ridge, 1972, p. 163  
S. Kahana y A. J. Baltz, Adv. Nucl. Phys. 9 (1977) 1 y referencias allí citadas.
- 3) P. D. Bond, J. Barrete, C. Baktash, C. E. Thorn y A. J. Kreiner, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1565
- 4) M. W. Guidry, T. L. Nichols, R. E. Neese, J. O. Rasmussen, L. F. Oliveira y R. Donangelo, Nucl. Phys. A361 (1981) 275  
C. H. Dasso, T. Døssing, S. Landowne, R. A. Broglia y A. Winther, Nucl. Phys. A389 (1982) 191
- 5) H. Siekman et al. , Z. Phys. A307 (1982) 113
- 6) G. Himmele, H. Backe, P. A. Butler, D. Habs, V. Metag, H. J. Specht y B. Wilhelmy, Nucl. Phys. A404 (1983) 401
- 7) W. von Oertzen, B. Gebauer, A. Gamp, H. G. Bohlen, F. Busch, y D. Schull, Z. Phys. A313 (1983) 189
- 8) K. D. Rehm, D. G. Kovar, W. Kutschera, M. Paul, G. Stephans y J. L. Yntema, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1426
- 9) G. Wirth et al. , GSI Annual Report (1982) p. 13
- 10) M. Guidry et al. , Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1016
- 11) C. Maples y J. Sivak IEEE Transactions in Nuclear Science NS-6 (1979) 4409
- 12) R. A. Belshe, EVA reference manual (1983), no publicado
- 13) G. Breit y M. E. Ebel, Phys. Rev. 103 (1956) 679
- 14) K. Alder, R. Morf, M. Pauli y D. Trautmann, Nucl. Phys. A19 (1972) 399
- 15) R. A. Broglia. G. Pollarollo y A. Winther, Nucl. Phys. A361 (1981) 307
- 16) U. Gotz, M. Ichimura, R. A. Broglia y A. Winther, Nucl. Phys. 16c (1975) 115  
H. Weiss, Phys. Rev. 19C (1979) 834  
W. von Oertzen, R. E. Brown, E. R. Flynn, J. C. Peng y J. W. Sunier, Z. Phys. A313 (1983) 371
- 17) J. Rekstad, M. Guttormsen, T. Engeland, G. Lovhoiden, O. Straume, J. Lien y C. E. Ellegaard, Nucl. Phys. A320 (1979) 239
- 18) R. Donangelo, Tesis, Universidad de California (1977) no Publicado

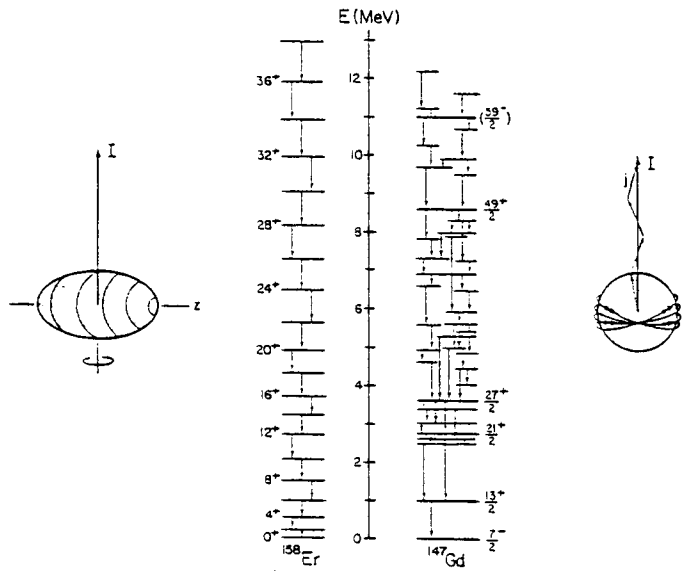
- 19) R. M. Diamond y F. S. Stephens, proposal for a High-resolution Ball  
Sept. 1981, no publicado
- 20) D. Cline, comunicación privada

SEGUNDA PARTE

## I. INTRODUCCION

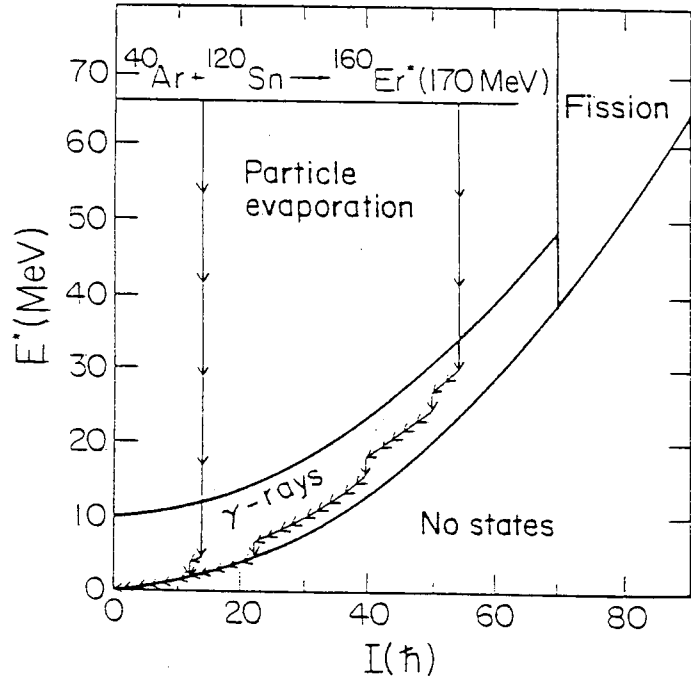
Los núcleos generan momento angular esencialmente de dos maneras: por la alineación del movimiento orbital de los nucleones alrededor del eje de rotación y, si son deformados, por la rotación del núcleo como un todo. Ejemplos de estos dos modos se muestran en la fig. 1. A la derecha, el esquema de niveles del  $^{147}\text{Gd}^{1)}$  sirve para ilustrar el alineamiento de partículas; el esquema es bastante irregular con complicadas vías de decaimiento y estados isoméricos (niveles oscuros). A su vez el esquema del  $^{158}\text{Er}^{2)}$ , a la izquierda, es bastante regular y el comportamiento dominante es el de una rotación colectiva de un núcleo con deformación prolada. La competencia entre estos dos modos bajo la influencia de intensas fuerzas de Coriolis y centrífugas es tal vez uno de los aspectos más interesantes de la física nuclear de alto espín. De hecho, los ejemplos dados anteriormente exhiben elementos del otro tipo de comportamiento: en  $^{147}\text{Gd}$  el isómero  $49/2^+$  a 8.6 MeV tiene un momento cuadrupolar que sugiere la polarización del carozo par-par a una forma oblada colectiva inducida por las partículas alineadas; las irregularidades ("backbendings") en  $^{158}\text{Er}$  a los espines  $\approx 16^+$ ,  $26^+$  y  $38^+$  corresponden al alineamiento de partículas.

Con reacciones de fusión inducidas por iones pesados podemos producir núcleos a los máximos espines permitidos por la fisión nuclear. En la fig. 2 ilustramos esquemáticamente el decaimiento de un núcleo de masa  $\approx 160$  formado por una reacción  $(\text{HI}, \text{xn})$  típica. Normalmente estas reacciones dan origen a una energía de excitación de  $\approx 65$  MeV una distribución de espines inicial de  $0 - \approx 65\%$ . Teniendo suficiente energía de excitación por sobre la línea yrast el núcleo decaerá emitiendo partículas, pues el decaimiento gamma es muy lento para competir. Pero cuando la energía de excitación es menor que la energía de unión de un



XBL 828-1011

Fig. 1 Esquema de niveles de  $^{158}\text{Er}$  y  $^{147}\text{Gd}$  e ilustraciones de la fuente predominante de momento angular en cada caso.



XBL 333-1469

Fig. 2 Versión simplificada del decaimiento del núcleo compuesto formado en una reacción  $(\text{HI}, \text{xn})$  típica.

nucleón ( $\approx 10$  MeV), la emisión de rayos gamma predomina y desexcita al núcleo hasta su estado fundamental. El estudio de estos rayos gamma ha sido y es una de las herramientas más poderosas para el estudio de la estructura nuclear<sup>3)</sup>. Dos tipos de rayos gamma ocurren en una dada vía de decaimiento: aquellos que "enfrian" el núcleo hacia la línea yrast llamados estadísticos, y aquellos que son más o menos paralelos a la línea yrast y que remueven el momento angular llamados "de tipo yrast". Debemos notar en la fig. 2 que los más altos espines están asociados con las cascadas de rayos gammas más largas y con el menor número de neutrones emitidos.

Por debajo del rango de espín 30-40 $\hbar$  los espectros de rayos gamma contienen líneas discretas y es posible obtener información detallada de los niveles. Sin embargo, por encima de ese rango la gran cantidad de diferentes vías de decaimiento imposibilita, con técnicas presentes, dichos estudios detallados. Entonces es común estudiar la región de los rayos gamma no resueltos ("espectros continuos") a través de la medición de momentos de inercia.

En este trabajo se presenta un método recientemente desarrollado para determinar momentos de inercia a altas frecuencias de rotación. Asimismo presentamos los resultados de una serie de experimentos en los cuales hemos estudiado núcleos en la zona de masas  $A \approx 90-160$ . El análisis de los espectros continuos y momentos de inercia provee evidencia de la presencia de movimientos colectivos y de partícula independiente a las más altas frecuencias de rotación.

## II. MOMENTOS DE INERCIA

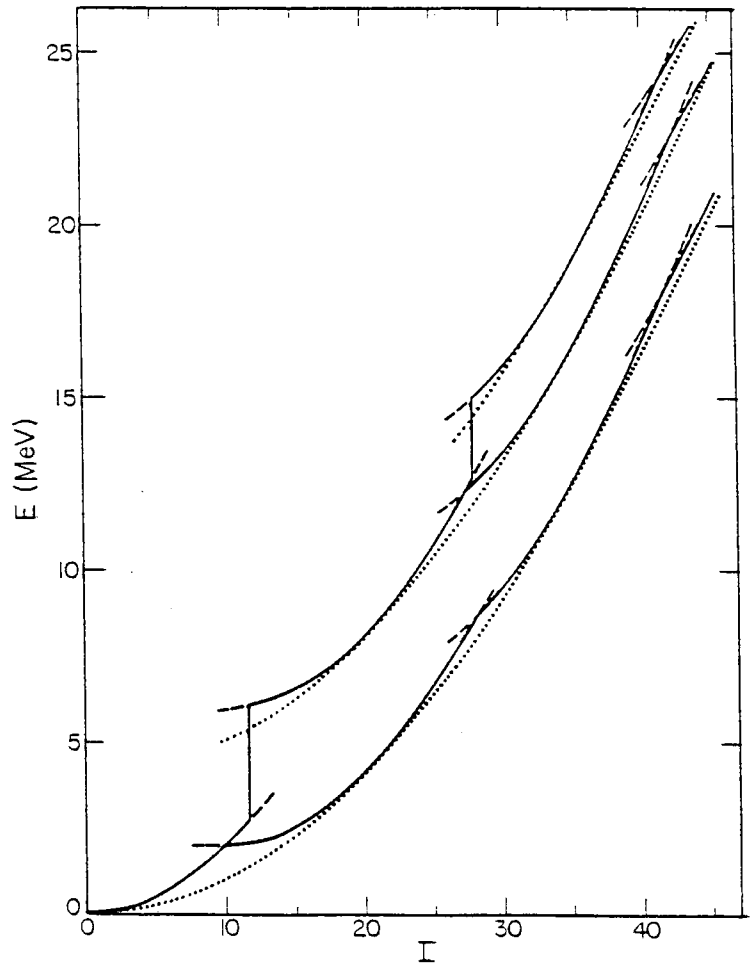
Desvíos a la ecuación de orden más bajo que describe el movimiento rotacional:

$$E = \frac{\hbar^2}{2g} I(I+1) \quad I \gg 1 \quad \frac{\hbar^2}{2g} I^2 \quad (\text{II-1})$$

pueden ser inferidos mediante el estudio de dos tipos de momentos de inercia<sup>2</sup>): el "cinemático"  $g^{(1)}/\hbar^2 = I (dE/dI)^{-1} = I/\hbar\omega$  y el "dinámico"  $g^{(2)}/\hbar^2 = (d^2E/dI^2)^{-1} = dI/d\hbar\omega$ . De hecho es muy fácil demostrar que si términos adicionales con dependencia en el momento angular aparecen en la ec. (II-1),  $g^{(1)} = g^{(2)}$ . Existe una analogía muy cercana en la física de estado sólido: un electrón en una red cristalina; en este caso la masa "cinemática" determina la densidad de niveles y otras propiedades estadísticas, mientras que la masa "dinámica" determina la respuesta del electrón a una fuerza externa.

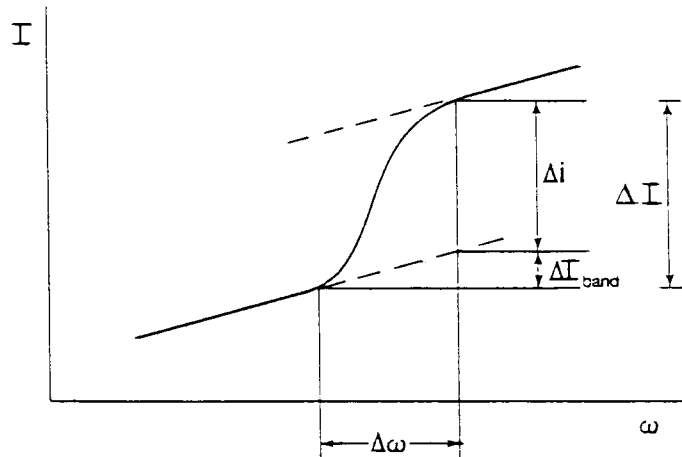
En general estos dos momentos de inercia pueden ser definidos para cualquier secuencia de niveles; en particular existen dos que ocurren naturalmente en los procesos de decaimiento. Si nos confinamos a una banda donde la configuración intrínseca no cambia podemos definir  $g_{\text{band}}^{(1)}$  y  $g_{\text{band}}^{(2)}$ . Por otro lado una vía de decaimiento típica, como la que se ilustra en la fig. 3, consiste en una secuencia de bandas que poseen diferentes configuraciones. Entonces el cambio total de espín con la frecuencia define momentos de inercia efectivos  $g_{\text{eff}}^{(1)}$  y  $g_{\text{eff}}^{(2)}$ , donde en este caso  $dI/d\omega$  debe evaluarse a lo largo de una vía de decaimiento.

Una propiedad importante de  $g_{\text{eff}}^{(2)}$  es que contiene contribuciones del momento angular colectivo y de partícula independiente. Podemos separar el cambio total del espín  $\Delta I$  en una parte proveniente de la banda  $\Delta I_{\text{band}}$



XBL 803-502

Fig. 3 Sucesión de bandas que conforman una vía típica del decaimiento del núcleo hacia su estado fundamental.



XBL 847-10730

Fig. 4 Detalle de una vía de decaimiento típica en la zona del cruce de dos bandas. Las contribuciones del momento angular colectivo ( $\Delta I_{band}$ ) y de alineación ( $\Delta i$ ) al momento angular total ( $\Delta I$ ) son indicadas.

y una alineación  $\Delta i$

$$\Delta I = \Delta I_{\text{band}} + \Delta i \quad (\text{II-2})$$

y entonces a partir de las definiciones anteriores

$$\frac{\Delta i}{\Delta I} = 1 - \frac{\rho_{\text{band}}^{(2)}}{\rho_{\text{eff}}^{(2)}} \quad (\text{II-3})$$

Esta relación se ilustra esquemáticamente en la fig. 4 .

#### A) Relación con los experimentos

Se ha determinado que la frecuencia de rotación es la cantidad más adecuada para realizar un estudio sistemático de fenómenos asociados con el cruce de bandas rotacionales. Es entonces necesario poder determinarla a partir de los datos experimentales. En núcleos rotacionales y cuasi-rotacionales, donde la mayoría de las transiciones electromagnéticas son de carácter cuadrupolar y remueven 2 unidades de espín (transiciones "stretched"), podemos obtener la frecuencia de rotación a partir de la ecuación canónica de movimiento,

$$\hbar\omega = \frac{dE}{dI} = \frac{E(I+1) - E(I-1)}{2} = \frac{E_{\gamma}}{2} \quad (\text{II-4})$$

es decir la mitad de la energía del rayo gamma.

A las frecuencias más altas, cuando ya no es posible observar líneas

discretas, técnicas de correlaciones  $E_{\gamma} - E_{\gamma}^{(5)}$  son la herramienta apropiada para medir  $g_{\text{band}}^{(2)}$ . El ancho del "valle"  $W$  a lo largo de la diagonal queda determinado por la diferencia de las energías de los rayos gamma emitidos en una banda:

$$W = 2\Delta E_{\gamma} = 2 \frac{dE_{\gamma}}{dI} \Delta I = 8\hbar \frac{d\omega}{dI} = \frac{8\hbar^2}{g_{\text{band}}^{(2)}} \quad (\text{II-5})$$

A su vez,  $g_{\text{eff}}^{(2)}$  es proporcional al número de transiciones  $dn$  en un intervalo de frecuencia  $d\omega$

$$\frac{dn}{\hbar d\omega} = \frac{dn}{dI} \frac{dI}{\hbar d\omega} = \frac{1}{2} \frac{g_{\text{eff}}^{(2)}}{\hbar^2} \quad (\text{II-6})$$

Finalmente  $g_{\text{eff}}^{(1)}$  puede ser obtenido asociando una energía promedio de rayos gamma ( $\langle E_{\gamma} \rangle$ ) con la multiplicidad promedio ( $M \rightarrow \langle I \rangle$ ) de la cascada; con este procedimiento (llamado método del centroide<sup>4)</sup>)

$g_{\text{eff}}^{(1)}/\hbar^2 = \langle I \rangle / \hbar \omega$ . Además, habiendo determinado  $g_{\text{eff}}^{(2)}$  podemos calcular  $g_{\text{eff}}^{(1)}$  por integración:

$$g_{\text{eff}}^{(1)} = \frac{1}{\omega} \int_0^{\omega} g_{\text{eff}}^{(2)}(\omega') d\omega' \quad (\text{II-7})$$

Esta última expresión nos muestra que siendo una cantidad integral el momento cinemático efectivo no es tan sensible como el momento dinámico.

### III. EL METODO DE CORRECCION DE ESPECTROS POR ALIMENTACION INCOMPLETA

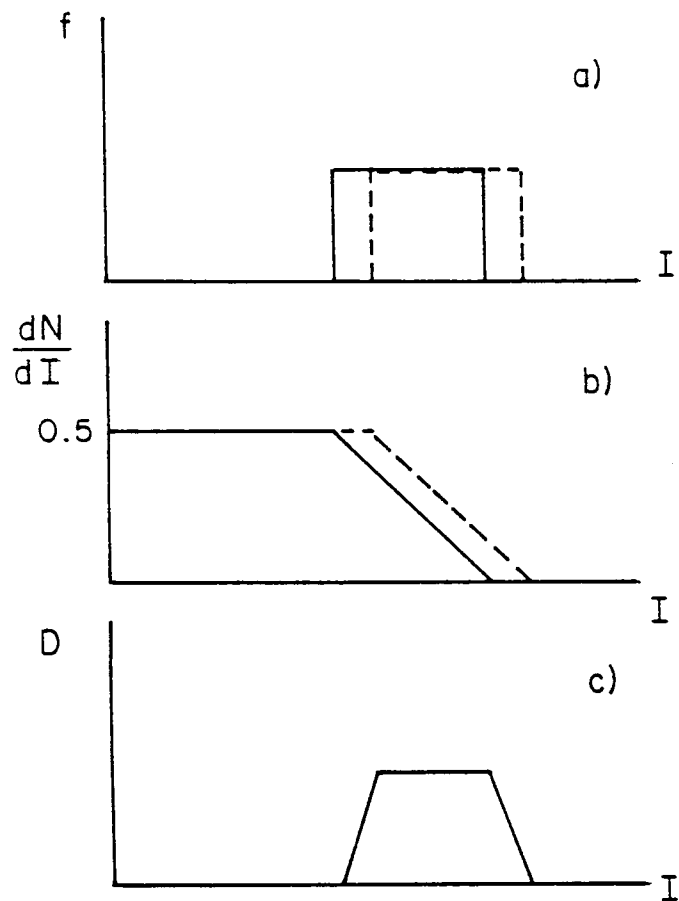
Como demostramos en la sección II-A) la intensidad del espectro gamma es proporcional al momento dinámico efectivo. Sin embargo esto es solamente cierto en la región de frecuencias que se puebla completamente ( típicamente 0.5 MeV para reacciones inducidas por  $^{40}\text{Ar}$  ( 170-185 MeV ) en núcleos de las tierras raras. A frecuencias más altas debemos corregir los espectros por alimentación incompleta para poder extraer valores de  $\rho_{\text{eff}}^{(2)}$ .

#### A) Principio del método de corrección

El espectro de rayos gamma de un rotor perfecto (  $\rho_{\text{eff}}^{(1)} = \rho_{\text{eff}}^{(2)} =$  constante ) como función del espín es constante si toda la población pasa a través de los estados que decaen. Si no, la intensidad del espectro es proporcional a la fracción de la población  $F(I)$  que pasa a través del espín  $I$  ( Ver fig. 5 ). Si la cantidad relativa de población directa a cada espín es conocida ( $K(I)$ , que normalmente llamamos curva de alimentación), la fracción  $F(I)$  es

$$F(I) = \frac{\int_I^{\infty} K(I') dI'}{\int_0^{\infty} K(I') dI'} \quad (\text{III-1})$$

Entonces para determinar  $\rho_{\text{eff}}^{(2)}$  debemos corregir el espectro por el efecto de  $F(I)$ . En general la curva de alimentación no se conoce experimentalmente, pero puede ser aproximada<sup>7)</sup> como se muestra en la fig. 5: si consideramos los espectros gamma (fig. 5b) correspondientes a dos curvas de alimentación desplazadas en espín (fig. 5a), la diferencia de estos dos espectros no es exactamente igual a ninguna de las curvas de alimentación



XBL 8210 - 1281

Fig. 5 Ilustración simplificada del método de corrección para un rotor perfecto. De la diferencia de los espectros en b) obtenemos una curva c) similar al promedio de las alimentaciones iniciales a).

originales, pero es cercana al promedio; de manera que puede ser utilizada para corregir el promedio de los espectros de la fig. 5b.

B) Formulación matemática

Vamos a asumir que la curva de alimentación está normalizada, es decir  $\int_0^{\infty} K(I) dI = 1$  y que el espectro de rayos gamma está compuesto esencialmente de transiciones cuadrupolares "stretched", que como se dijo anteriormente es generalmente cierto en núcleos cuasi-rotacionales. La intensidad del espectro gamma como función del espín viene dada por

$$g(I) = \frac{dn}{dI} = \frac{1}{2} \int_I^{\infty} K(I') dI' \quad (\text{III-2})$$

La intensidad del espectro gamma como función de la frecuencia es

$$h(\omega) = \frac{dn}{\hbar d\omega} = \frac{1}{2} \frac{g_{\text{eff}}^{(2)}(\omega)}{\hbar^2} \int_{I(\omega)}^{\infty} K(I') dI' \quad (\text{III-3})$$

Para una curva de alimentación desplazada en espín una cantidad  $\Delta I$ , tendremos

$$h_{\Delta}(\omega) = \frac{1}{2} \frac{g_{\text{eff}}^{(2)}(\omega)}{\hbar^2} \int_{I(\omega) - \Delta I}^{\infty} K(I') dI' \quad (\text{III-4})$$

y la diferencia de estos dos espectros es

$$\Delta h(\omega) = \frac{1}{2} \frac{g_{\text{eff}}^{(2)}(\omega)}{h^2} K(I(\omega)) \Delta I \quad (\text{III-5})$$

Si en promedio la relación entre espín y frecuencia es monotónica, de tal manera que la población por encima del espín I está también por encima de la correspondiente frecuencia  $\omega$ , existe una correspondencia unívoca entre las dos curvas de alimentación que puede escribirse:

$$K(I) = F(\omega) \frac{h d\omega}{dI}(\omega) = \frac{F(\omega) h^2}{g_{\text{eff}}^{(2)}(\omega)} \quad (\text{III-6})$$

donde  $F(\omega)$  es ahora la curva de alimentación en frecuencia. De esta manera  $\Delta h(\omega) = \frac{1}{2} \Delta I F(\omega)$ , es decir, la diferencia de dos espectros de rayos gamma es proporcional a la curva de alimentación en función de la frecuencia.

El espectro real, asociado a una alimentación completa se obtiene mediante

$$H(\omega) = h(\omega) \frac{\int_0^{\infty} \Delta h(\omega') d\omega'}{\int_{\omega}^{\infty} \Delta h(\omega') d\omega'} \quad (\text{III-7})$$

En la práctica, la integración se hace en el intervalo de frecuencias  $[\omega_{\text{min}}, \omega_{\text{max}}]$  donde la curva de alimentación es distinta de cero,

$$H(\omega) = h(\omega) \frac{\int_{\omega_{\text{min}}}^{\omega_{\text{max}}} \Delta h(\omega') d\omega'}{\int_{\omega}^{\omega_{\text{max}}} \Delta h(\omega') d\omega'} \quad (\text{III-8})$$

### C) Condiciones para la aplicación del método de corrección

#### 1. Intervalo de espín (frecuencia)

Queda claro que el incremento en espín (frecuencia)  $\Delta I$  ( $\Delta \omega$ ) entre las dos curvas de alimentación debe ser pequeño comparado con su ancho. Cálculos de simulación muestran que<sup>8)</sup> para un incremento de 5-10%, el espectro corregido difiere del valor exacto en el mismo porcentaje. Esta condición puede cumplirse fácilmente combinando apropiadamente diferentes ventanas de espín.

#### 2. Variación del ancho de la curva de alimentación

La formulación matemática que hemos presentado anteriormente asume que la curva de alimentación no cambia su forma al variar el espín (frecuencia). Sin embargo resultados experimentales y teóricos indican que existe una tendencia a estrecharse de las curvas de alimentación debido a la presencia de un límite máximo de espín ("cut-off") y a que la línea yrast tiende a incrementar su pendiente. Podemos estimar<sup>8)</sup> que un cambio en el ancho  $\sigma$  de la curva de alimentación de  $d\sigma/dI = -0.2$  introduce un error del  $\approx 15\%$  al utilizar la ec. (III-8). Este error tiende a compensarse si corregimos el espectro más bajo en lugar del promedio. Asimismo debemos tratar de minimizar  $d\sigma/dI$  mediante una elección adecuada de las ventanas de espín.

#### 3. Diferencias en los productos finales

Como mencionamos en la introducción diferentes zonas de espín están asociadas con diferente número de neutrones emitidos. Generalmente existe una diferencia de espín entre el núcleo par-par y el impar (debida al espín final de este último) que artificialmente tiende a distorcionar la diferencia de los espectros (Ver sección IV). En núcleos rotacionales estos efectos ocurren generalmente a bajas frecuencias siendo posible

separarlos de la región de alimentación eligiendo una ventana de espín suficientemente alto.

#### 4. Multipolaridad de las transiciones

Como se desprende de lo que hemos discutido anteriormente es necesario que la zona de alimentación contenga sólo transiciones "stretched". Es imposible tratar el caso de transiciones dipolares puesto que estas corresponderían a una región de espín diferente a la de las transiciones cuadrupolares. Sin embargo, en la mayoría de los casos (al menos los estudiados hasta el presente) dicha componente dipolar aparece a frecuencias por debajo de la región de alimentación; en esta situación es posible aplicar el método de la manera que hemos descripto.

#### 5. Relación monotónica entre espín y frecuencia

Es necesario que se cumpla esta condición de tal manera que exista una relación unívoca entre la curva de alimentación en espín y frecuencia. Normalmente cuando consideramos varias vías de decaimiento, los backbends (que violan la monotonía) no son coherentes, es decir no aparecen a la misma frecuencia, y los efectos locales tienden a compensarse de tal manera que en promedio  $F(\omega)$  representa la alimentación.

#### 6. Dispersión en frecuencia

Debido a la interacción entre las diferentes bandas seguidas por el núcleo en sus vías de decaimiento existe una dispersión de los espines asociados a una dada frecuencia, con respecto al promedio mencionada anteriormente. Si representamos esta distribución por medio de una gaussiana de ancho  $\sigma_\omega$  centrada en el valor promedio  $\tilde{I}$ , el espectro asociado a una distribución inicial de espines, también gaussiana, es

$$h(\omega) = \frac{H(\omega)}{2\pi \sigma_I \sigma_\omega} \int_0^\infty \exp - \frac{(\tilde{I} - I)^2}{2\sigma_\omega^2} \int_I^\infty \exp - \frac{(I'' - I_0)^2}{2\sigma_I^2} dI'' d\tilde{I} \quad (\text{III-9})$$

Es fácil demostrar que

$$h(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{H(\omega)}{\sqrt{\sigma_\omega^2 + \sigma_I^2}} \int_{\tilde{I}}^\infty \exp - \frac{(I'' - I_0)^2}{2(\sigma_I^2 + \sigma_\omega^2)} dI'' \quad (\text{III-10})$$

donde hemos hecho uso de la aproximación

$$\int_{-\tilde{I}}^\infty e^{-\frac{x^2}{2\sigma_\omega^2}} dx \approx \int_{-\infty}^\infty e^{-\frac{x^2}{2\sigma_\omega^2}} dx \quad x = \tilde{I} - I$$

el espectro (III-10) tiene la misma forma que (III-2), donde  $K(I)$  presenta un ancho  $\sqrt{\sigma_\omega^2 + \sigma_I^2}$

#### D) Tests del método de corrección

En la fig. 6 presentamos dos ejemplos de la validez del método propuesto. En el primer ejemplo hemos asumido un momento de inercia constante como input y como puede verse el espectro original y el corregido están en muy buen acuerdo. En el segundo ejemplo se utilizó un momento de inercia con pronunciadas variaciones y nuevamente el espectro corregido reproduce muy bien los valores originales.

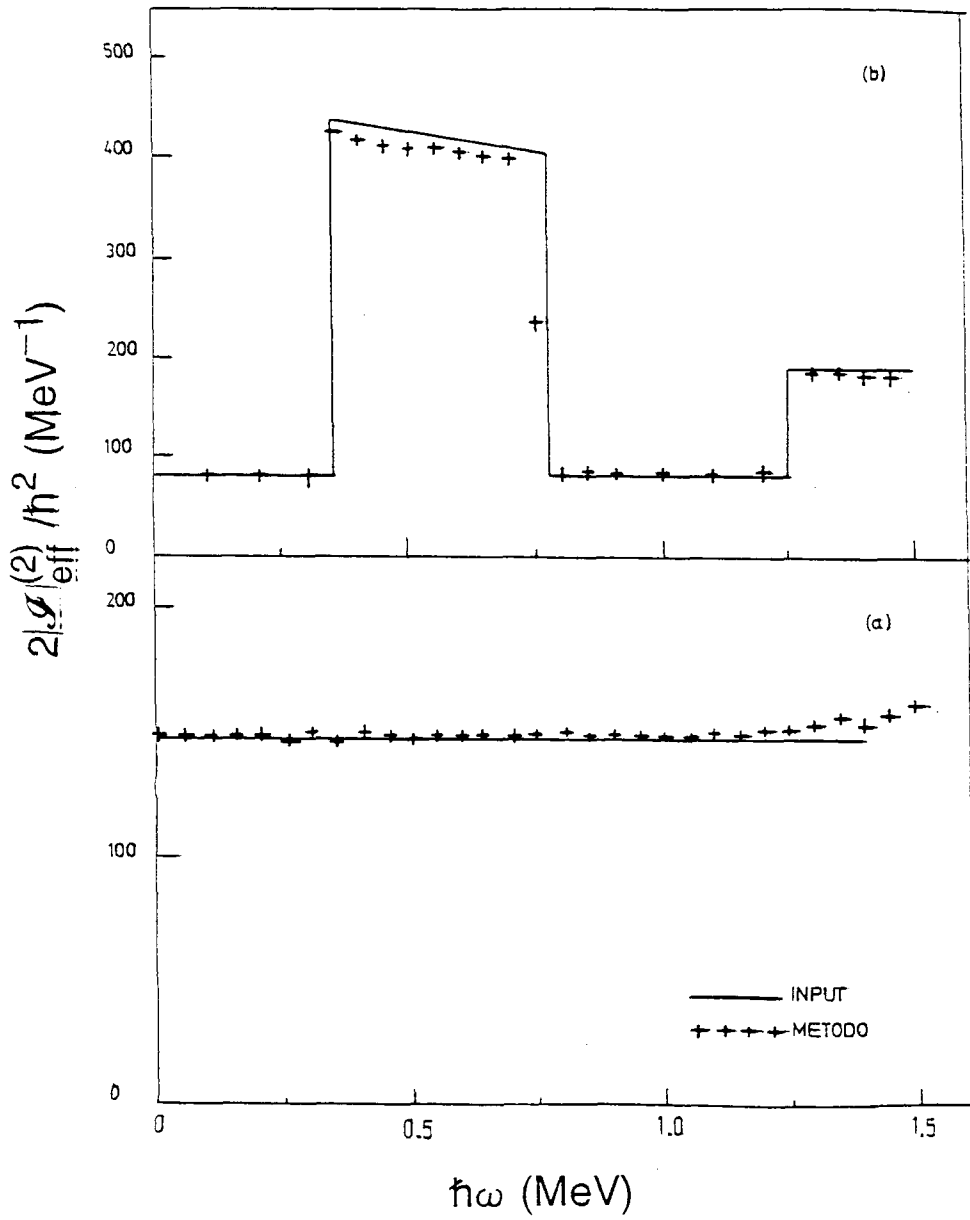


Fig. 6 Tests del método mediante cálculos de simulación. En a) para un momento de inercia constante y en b) con pronunciadas variaciones.

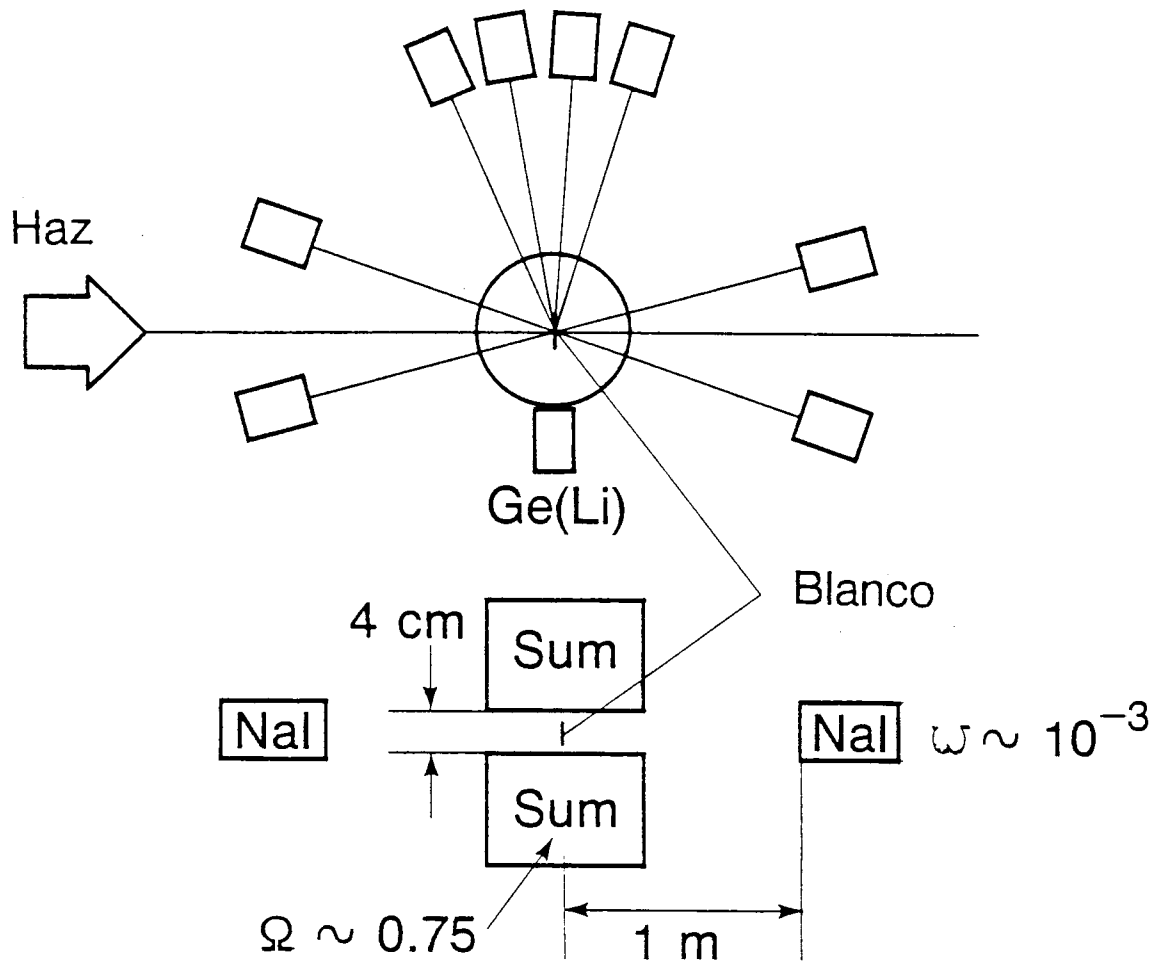
#### IV. METODO EXPERIMENTAL, ANALISIS Y RESULTADOS

##### A) Equipo experimental

De manera de seleccionar espectros de rayos gamma asociados con distribuciones de espín similares pero desplazadas ( $\Delta I$ ) hemos utilizado una técnica que emplea ventanas de energía total de rayos gamma (Ventanas de suma). Nuestro espectrómetro de suma (ES) consistió de dos detectores de ioduro de sodio NaI (33cm-diam x 20cm-espesor) centrados en el blanco y separados aproximadamente 4cm. Más detalles del espectrómetro de suma se dan en el Apéndice I. Los espectros continuos de rayos gamma en coincidencia con el espectrómetro fueron obtenidos con 8 NaI (12.6 x 15.2 cm<sup>2</sup>) ubicados a una distancia de  $\approx$  1m del blanco, evitando así efectos de apilamiento y permitiendo una buena separación de neutrones por tiempo de vuelo. Una vista esquemática del arreglo experimental se muestra en la fig.7. Como podemos ver los detectores NaI fueron posicionados alrededor de 0°, 90° y 180° para obtener información sobre distribuciones angulares. Los detectores en el hemisferio delantero y trasero se ubicaron simétricamente para compensar efectos de ángulo sólido. El detector de Ge(Li) fue tratado de la misma manera que un NaI y se utilizó como monitor de los diferentes productos de reacción.

##### B) Toma de datos

Las diferentes reacciones estudiadas en este trabajo se resumen en la Tabla I, que incluye también la energía de excitación del núcleo compuesto y el máximo momento angular esperado a partir de un cálculo basado en el modelo de la gota líquida<sup>9)</sup> tomando en cuenta la emisión de partículas alfa para los dos sistemas más livianos. El haz de <sup>40</sup>Ar fue provisto por el ciclotrón de 88" del Lawrence Berkeley Laboratory. Usamos blancos de espesor  $\approx$  0.5-1 mg/cm<sup>2</sup> sobre substrato de plomo. Los datos



XBL 848-3402

Fig. 7 Vistas del arreglo experimental que muestra la disposición geométrica de los detectores. Los ángulos sólidos del ES y NaI son indicados.

Blanco	NC	$E_{lab}$ (MeV)	$E_{cm}$ (MeV)	$E_{NC}^*$ (MeV)	$l_{max}$ ( $\hbar$ )
$^{50}_{Ti}$	$^{90}_{Zr}$	170	94.4	93.3	44
$^{68}_{Zn}$	$^{108}_{Cd}$	"	107.0	91.2	56
$^{82}_{Se}$	$^{122}_{Te}$	"	114.3	92.0	64
$^{100}_{Mo}$	$^{140}_{Nd}$	185	132.1	95.1	65
$^{118}_{Sn}$	$^{158}_{Er}$	"	138.2	76.5	65
$^{120}_{Sn}$	$^{160}_{Er}$	"	138.8	78.7	66
$^{122}_{Sn}$	$^{162}_{Er}$	"	139.3	80.6	69
$^{124}_{Sn}$	$^{164}_{Er}$	"	139.9	82.6	71
$^{126}_{Te}$	$^{166}_{Yb}$	"	140.4	76.8	65
$^{130}_{Te}$	$^{170}_{Yb}$	"	141.5	79.9	69

Tabla I. Reacciones inducidas por  $^{40}_{Ar}$  estudiadas en el presente trabajo. Se indican los núcleos compuestos formados (NC) y se dan los valores de la energía en el centro de masa ( $E_{cm}$ ), la energía de excitación del núcleo compuesto ( $E_{NC}^*$ ) y el máximo momento angular calculado a partir del modelo de la gota líquida ( $l_{max}$ ).

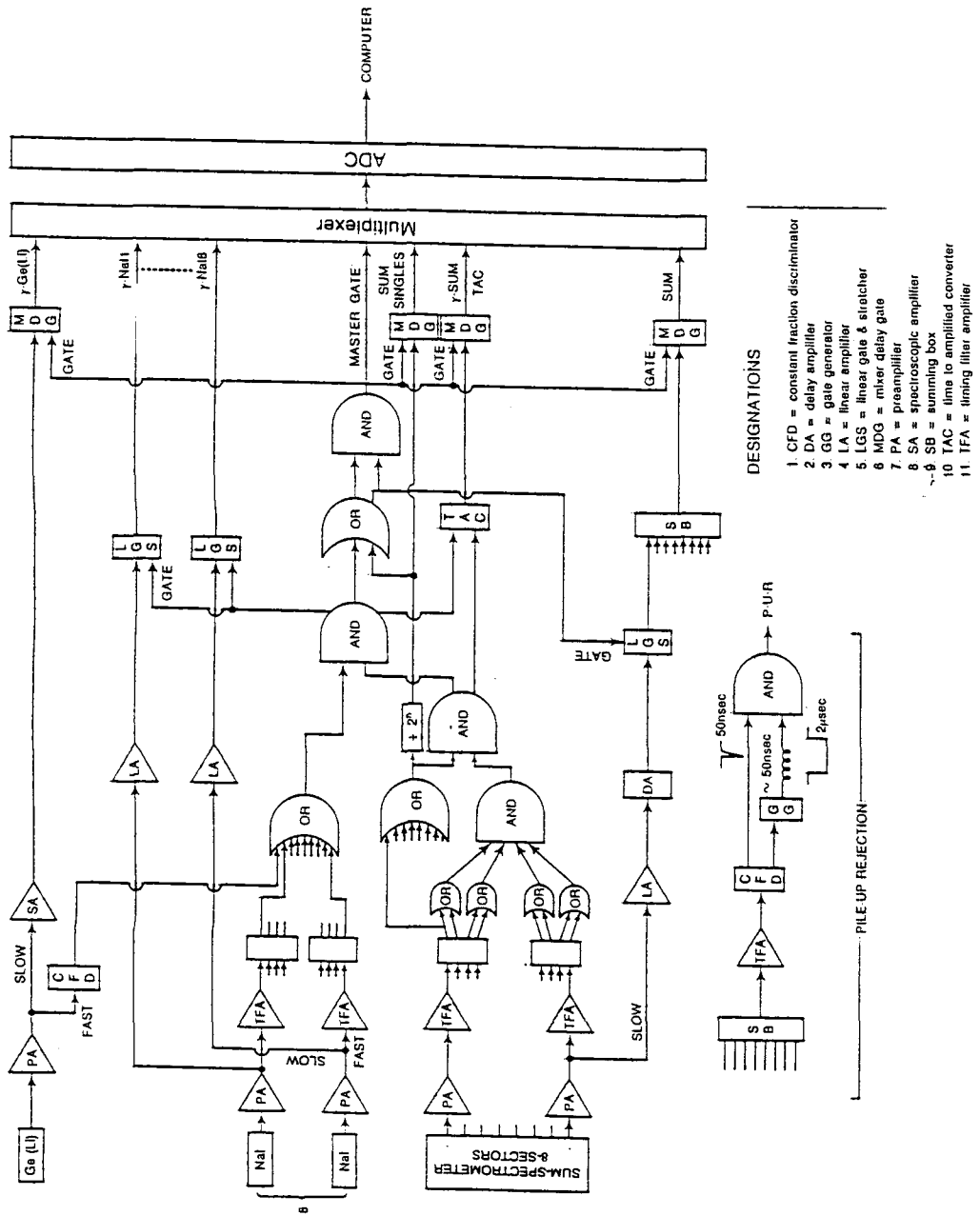
fueron grabados en cinta magnética evento por evento y analizados fuera de línea usando los mismos programas mencionados en la Parte I. Aproximadamente  $30 - 40 \times 10^6$  eventos fueron acumulados para cada blanco. La electrónica asociada a estos experimentos se muestra en la fig.8; además de las señales provenientes de los 8 NaI, el ES y el detector de Ge(Li) se acumuló información temporal (TAC) entre el disparo de uno cualquiera de los NaI y el ES. La compuerta maestra que definió los buenos eventos requirió la detección de 4 o más rayos gamma en ES (para intensificar las altas multiplicidades) en coincidencia con alguno de los NaI . Usamos una fuente de  $^{88}\text{Y}$  para ajustar las ganancias de los NaI, que fueron chequeadas periódicamente durante el transcurso de las experiencias. Fuentes de  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$  y  $^{207}\text{Bi}$  nos permitieron obtener valores de eficiencia absoluta, cocientes pico a total y parámetros de forma para ser usados por el programa de deconvolución que corrige los espectros por la función de respuesta de los detectores (Ver Apéndice II). La lógica empleada en el análisis de los datos se presenta esquemáticamente en la fig. 9.

### C) Análisis de datos

A continuación resumimos los pasos seguidos en el análisis de los datos experimentales:

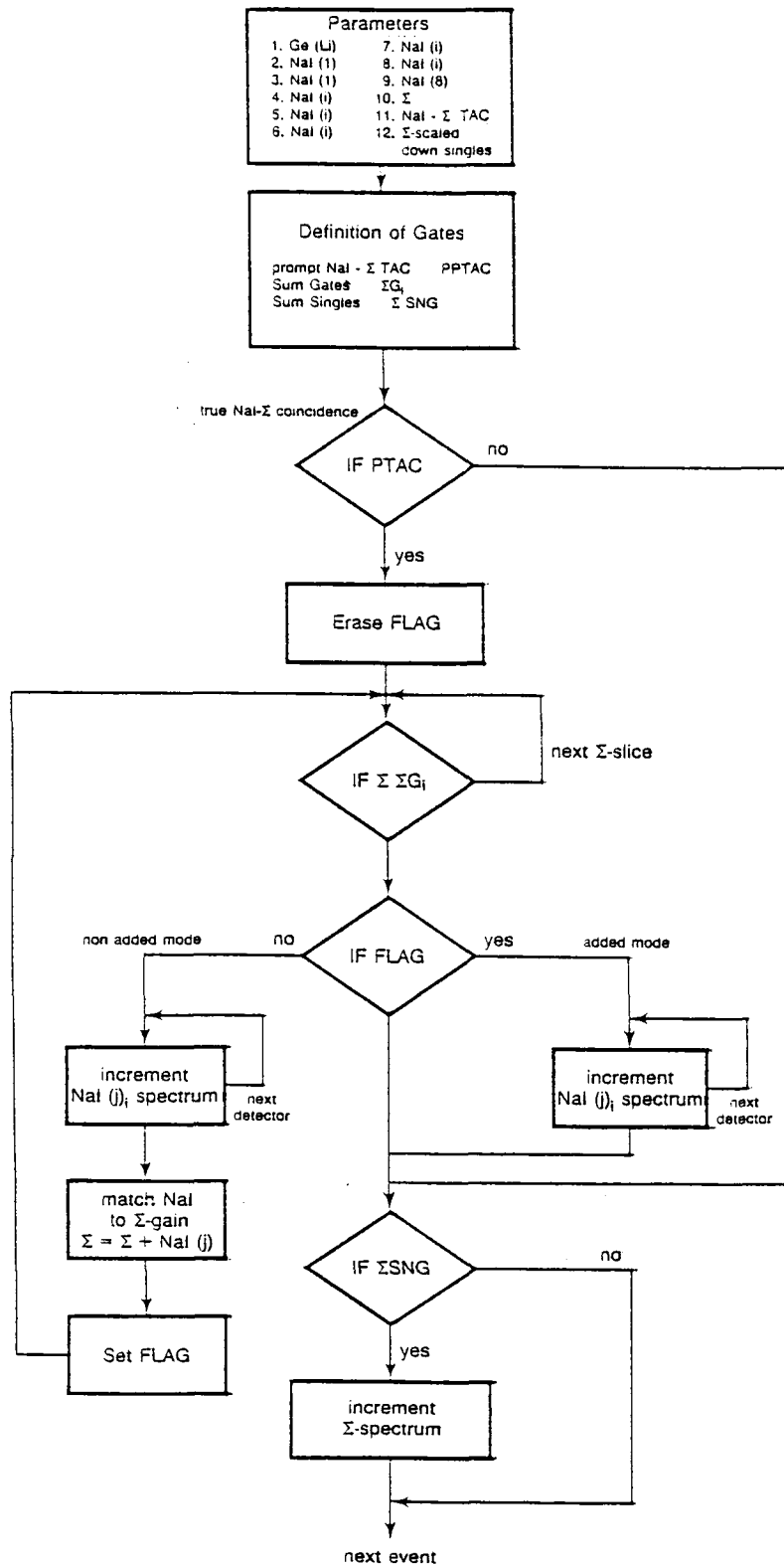
i) Los espectros continuos en coincidencia con ventanas de energía total diferente se obtuvieron por un procedimiento que consiste en corregir por efectos de ángulo sólido del ES<sup>10)</sup>

ii) Una vez deconvolucionados, los espectros son normalizados a su multiplicidad, en otras palabras de tal manera que la integral de los mismos es igual al número de rayos gamma. Asumiendo una distribución angular de la forma  $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta)$  los espectros se combinan para obtener espectros isotrópicos.



XBL 847 10720

Fig. 8 Diagrama en bloques de la electrónica asociada con estos experimentos.



XBL 847-10721

Fig. 9 Lógica empleada en el análisis de los datos

iii) Para aplicar el método de corrección necesitamos substraer la componente estadística de tal manera de quedarnos sólo con la componente casi yrast. Una expresión  $E_\gamma^3 \exp(-E_\gamma/T)$  fue ajustada a la cola exponencial de los espectros deconvolucionados. En la fig.10 mostramos un ejemplo para la reacción  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ . Temperaturas en el rango 0.5-0.65MeV fueron usadas en los casos estudiados.

iv) Los resultados de las distribuciones angulares se presentan como la fracción  $f(E_\gamma)$ , de transiciones cuadrupolares "stretched". Asumiendo que

$$W(\theta) = 1 + f(E_\gamma) \cdot A_2^{\Delta I=2} P_2(\cos\theta) + \quad (IV-1)$$

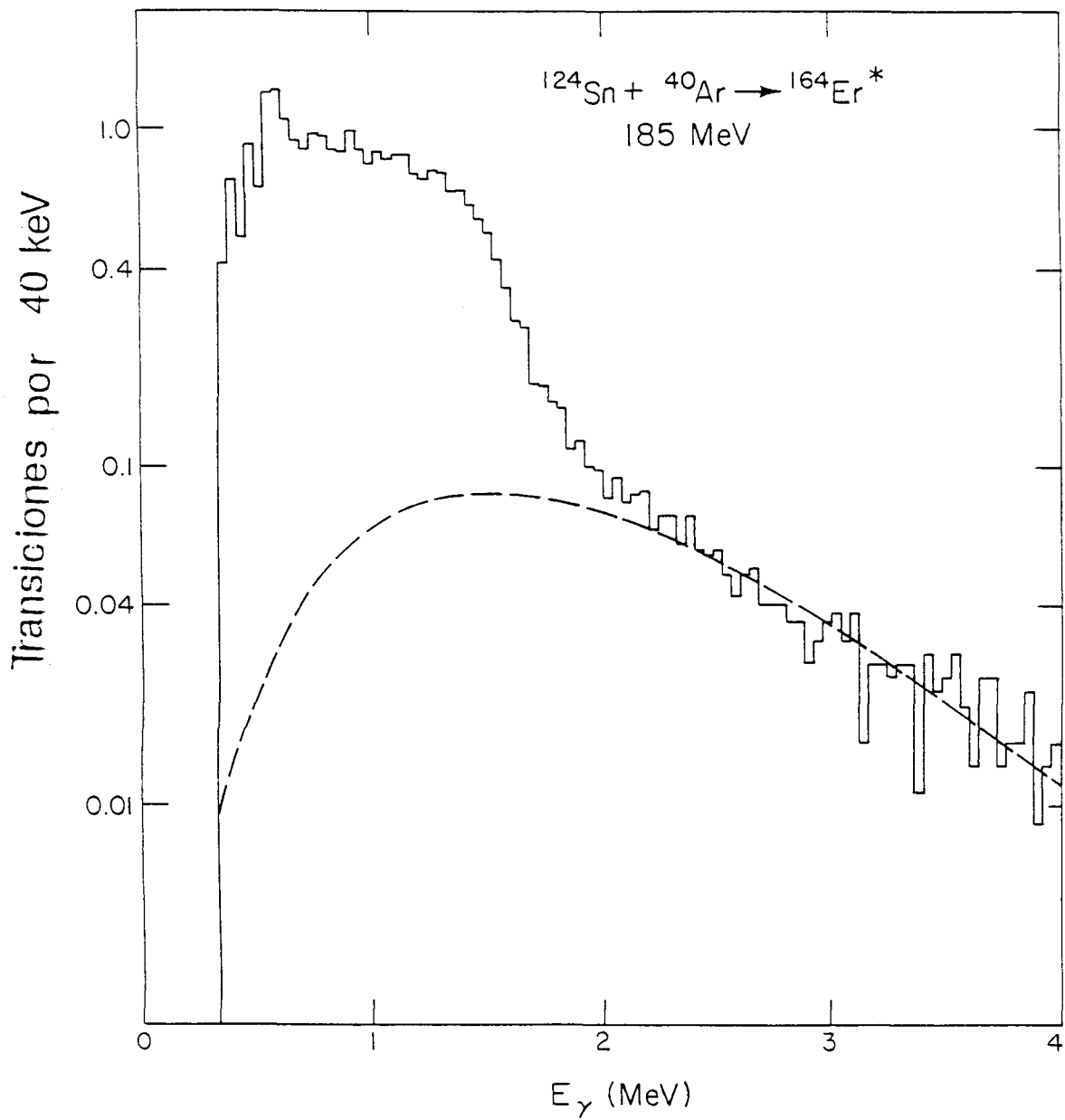
$$+ (1 - f(E_\gamma)) \cdot A_2^{\Delta I=1} \cdot P_2(\cos\theta)$$

donde  $A_2^{\Delta I=2} = 0.378$  y  $A_2^{\Delta I=1} = -0.265$  fueron extraídos de la ref. 11), podemos obtener  $f(E_\gamma)$  a partir del cociente  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ .

#### D) Resultados

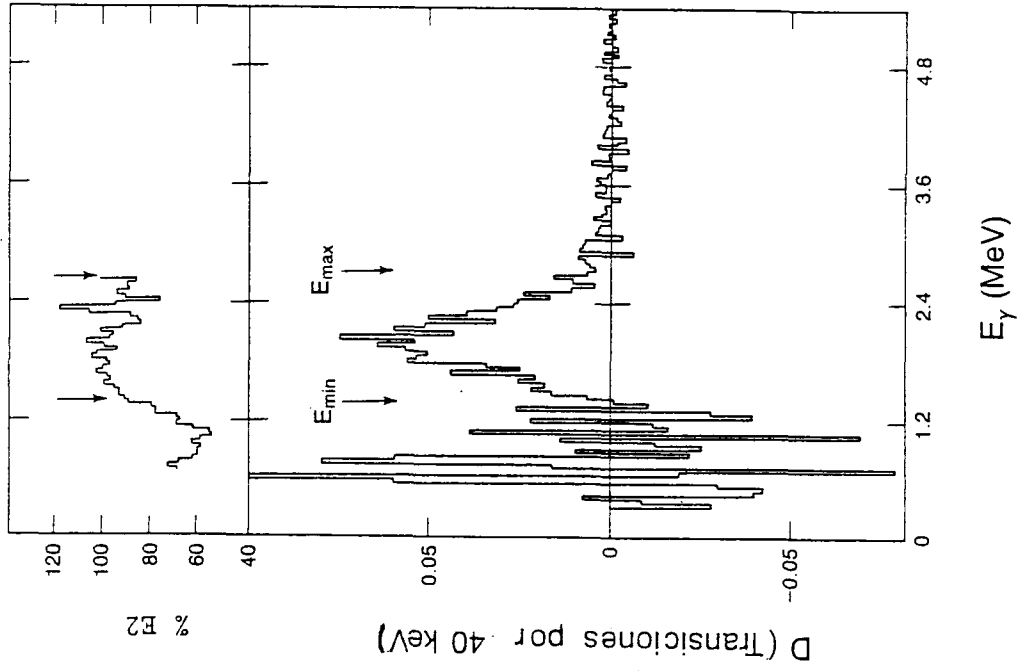
En la fig.11 presentamos espectros isotrópicos para la reacción  $^{40}\text{Ar} + ^{82}\text{Se}$  en coincidencia con diferentes ventanas de energía total. La fuerte correlación entre la energía total (espín) y la máxima energía de los rayos gamma es evidente y sugiere la presencia de movimiento de rotación a altas frecuencias.

Como paso siguiente consideramos la diferencia de dos espectros en coincidencia con ventanas consecutivas (Ver fig. 12). Los picos en la parte de baja energía pertenecen a  $^{118}\text{Te}$  que comienza a ser el producto más importante de la reacción como se observa con el Ge(Li); esto sin embargo no interfiere con la curva de alimentación de forma gaussiana y



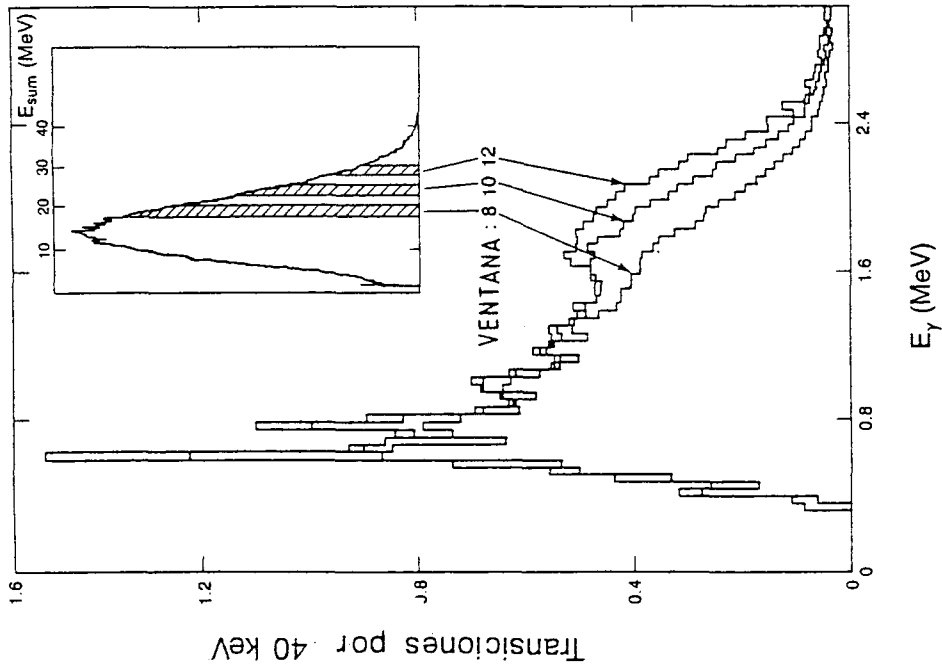
XBL 8210 - 1279

Fig. 10 Un espectro de rayos gamma continuo típico, para la reacción  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ . En línea de trazos se muestra la componente estadística.



XBL 847-10708

Fig. 12 Un espectro de diferencias para la misma reacción. La región de integración de la ec. (III-8) se indica por las flechas. Las líneas en la parte de baja energía corresponden a  $^{113}\text{Te}$  (Ver texto). En la parte superior, los resultados de las distribuciones angulares se presentan como el porcentaje de "stretched" E2.



XBL 847-10719

Fig. 11 Espectros deconvolucionados y normalizados para la reacción  $^{40}\text{Ar} + ^{82}\text{Se}$  en coincidencia con diferentes ventanas de energía total. Las ventanas tienen un ancho de 2.5 MeV y comienzan a numerarse a partir de 0 MeV.

centrada alrededor de 1.6MeV. Las energías  $E_{\min}$  y  $E_{\max}$  definen los límites de integración de la ec. (III-8). Los resultados de las distribuciones angulares que se muestran también en la fig. indican  $\approx$  100% de E2 en el intervalo  $E_{\min}$   $E_{\max}$ ; que como discutimos anteriormente es condición necesaria para la aplicación de método de corrección. Es evidente la presencia de transiciones dipolares en la región de bajas energías, afortunadamente esta componente desaparece en la diferencia de espectros y entonces la corrección por alimentación sigue siendo válida.

En la fig. 13 a) mostramos dos espectros corregidos correspondientes a energías totales diferentes. La consistencia de los resultados nos da confianza sobre la validez del método de corrección y sugiere que las diferentes ventanas de energía seleccionan vías de decaimiento y temperaturas similares. Asimismo, un buen test del método se muestra en la fig. 13 b). Un espectro corregido para la reacción  $^{40}\text{Ar} + ^{50}\text{Ti}$  se compara con el espectro original (sin corregir) en coincidencia con una ventana de energía de  $\approx$  20 MeV; y con un espectro asociado a una energía total de 30 MeV. Es aparente que el espectro de 20MeV concuerda muy bien con el de 30MeV hasta  $\approx$  2.5 MeV.

Hemos querido con estos ejemplos mostrar los procedimientos utilizados en el análisis de los datos experimentales, discutiremos en la próxima sección los resultados finales.

Antes de terminar esta sección discutamos de que manera se obtiene  $\rho_{\text{eff}}^{(1)}$  en aquellos casos que presentan transiciones dipolares. Tenemos que dividir ec. (III-7) en dos partes

$$\frac{\rho_{\text{eff}}^{(1)}}{\hbar^2} = \frac{I_0}{\hbar\omega_0} + \frac{1}{\omega} \int_{\omega_0}^{\omega} \frac{\rho_{\text{eff}}^{(2)}}{\hbar^2} d\omega' \quad (\text{IV-2})$$

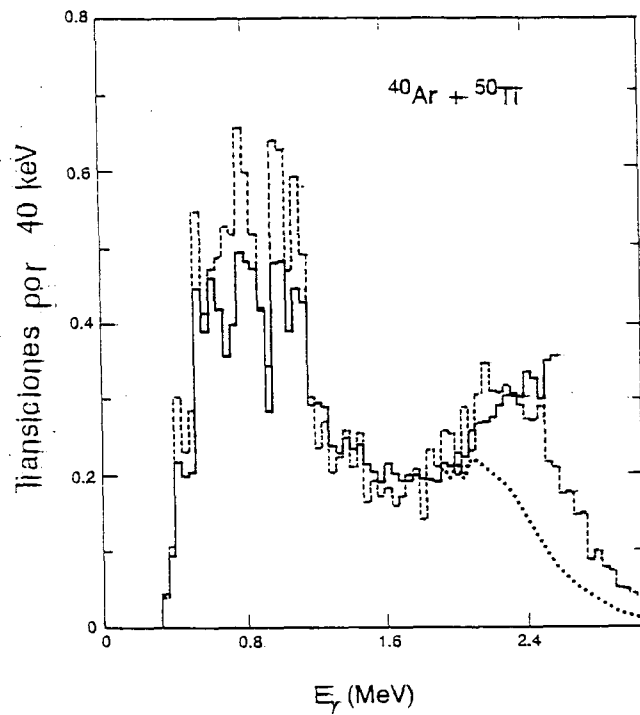
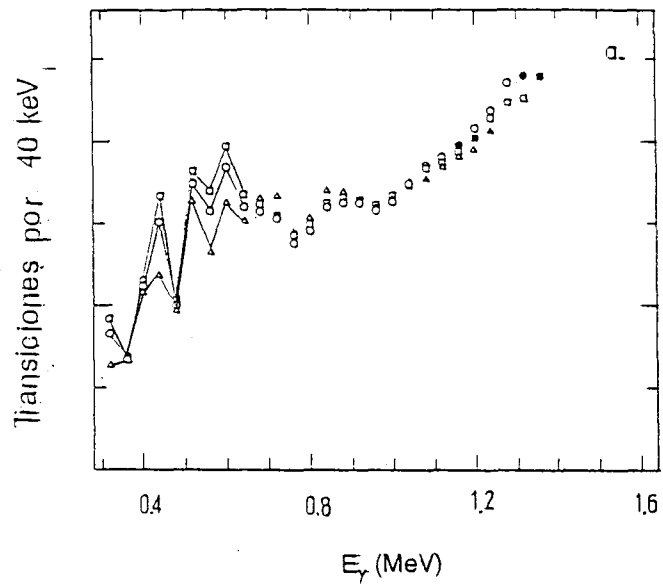


Fig. 13 a). Espectros corregidos en coincidencia con ventanas de energía total diferentes, para  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ . En cada gráfico los símbolos llenos corresponden a 50% y 25% de alimentación (factores de corrección 2 y 4 respectivamente).  
 b). Para  $^{40}\text{Ar} + ^{50}\text{Ti}$  se comparan un espectro corregido en coincidencia con una ventana de energía de 20MeV (línea llena) y uno sin corregir de 30MeV (línea a trazos). La línea punteada es el espectro de 20MeV original.

donde  $\omega_0$  se define por la condición  $f(\omega) \simeq 100\%$  para  $\omega > \omega_0$  y  $I_0$  viene dado por

$$I_0 = \underbrace{2 \cdot \tilde{f} M}_{\Delta I = 2} + \underbrace{(1 - \tilde{f}) M}_{\Delta I = 1} \quad (\text{IV-3})$$

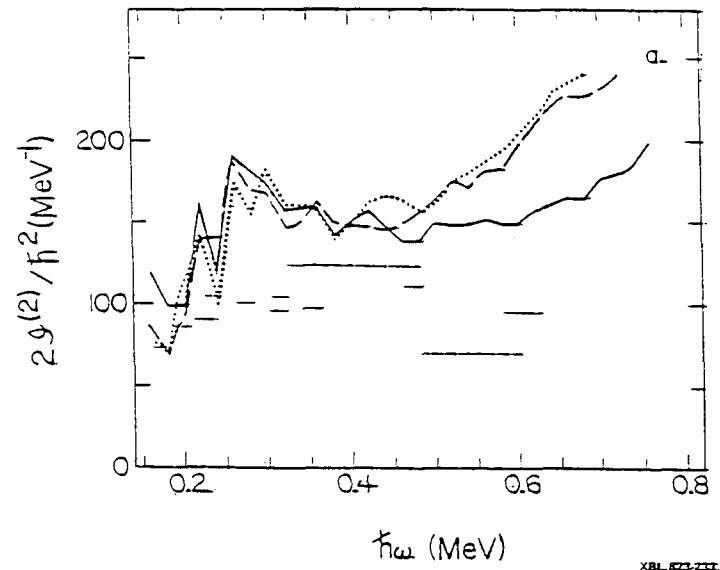
donde  $M$  es la multiplicidad de rayos gamma y  $\tilde{f}$  es la fracción de transiciones E2 promedio en el intervalo  $0 \leq E \leq 2\omega_0$ . Valores de  $\rho_{\text{eff}}^{(1)}$  se obtuvieron convirtiendo la multiplicidad en espín por medio de la ecuación (IV-3) y usando el método del centroide.

V. DISCUSION DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

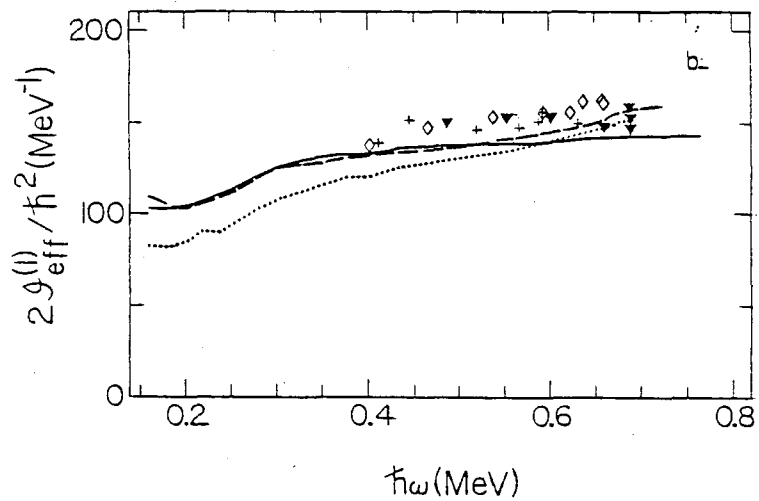
A) Momentos de inercia de  $^{160}\text{Er}$  y  $^{162,166}\text{Yb}$

En la fig. 14 se presentan los momentos de inercia obtenidos para los núcleos  $^{160}\text{Er}$  y  $^{162,166}\text{Yb}$  (que son los productos más importantes de las respectivas reacciones). El crecimiento a baja frecuencia se debe a la atenuación de la interacción de apareamiento, y las irregularidades por debajo de  $\approx 0.3$  MeV resultan de rayos gamma parcialmente resueltos y alineamientos (backbends) conocidos. Los momentos de inercia de banda obtenidos por correlaciones  $E_{\gamma} - E_{\gamma}$ , de las cuales se presenta un ejemplo típico en la fig. 15, se han graficado también en la fig. 14. El incremento en  $\rho_{\text{eff}}^{(2)}$  a partir de  $\approx 0.5$  MeV parece estar asociado a una disminución de los momentos de banda. De acuerdo a la ec. (II-3) esto sugiere que la alineación de partículas constituye una contribución importante al momento angular. Los valores más altos observados para los núcleos Yb ( $Z=70$ ) comparados con Er ( $Z=68$ ) indican que los protones juegan aquí un papel importante. Cálculos teóricos<sup>12)</sup> basados en el modelo de capas rotado ("Cranked Shell Model" CSM) predicen la alineación de protones  $h_{9/2}$  y  $i_{13/2}$  en esta zona de frecuencia como se puede ver en la fig. 16. Muy probablemente el incremento de los momentos de inercia se debe a estos niveles que se acercan al nivel de Fermi desde la siguiente capa. Estos resultados proveen la primera evidencia de estos niveles como contribuyentes al momento angular. De acuerdo a argumentos generales, ~~esperamos~~ que un incremento en alineación de partículas relativo al momento angular colectivo puede indicar un cambio de la forma del núcleo hacia deformaciones triaxiales, desgraciadamente con los datos obtenidos hasta el presente dicha conclusión es sólo especulativa.

A partir de los valores de  $\rho_{\text{eff}}^{(2)}$  podemos calcular  $\rho_{\text{eff}}^{(1)}$ . Los resultados se muestran en la fig. 14 b) para los diferentes sistemas



XBL 823-231



XBL 823-232

Fig. 14 Resultados de los momentos de inercia para los sistemas  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  (línea llena),  $^{126}\text{Te}$  (línea punteada) y  $^{130}\text{Te}$  (línea a trazos). Las flechas indican un 50% de alimentación.  
 a).  $g_{\text{eff}}^{(2)}$   
 b).  $g_{\text{eff}}^{(1)}$ , las curvas se obtienen por integración de  $g_{\text{eff}}^{(2)}$  y los puntos por el método del centroide:  $^{124}\text{Sn}$  (▼),  $^{126}\text{Te}$  (+) y  $^{130}\text{Te}$  (◇).

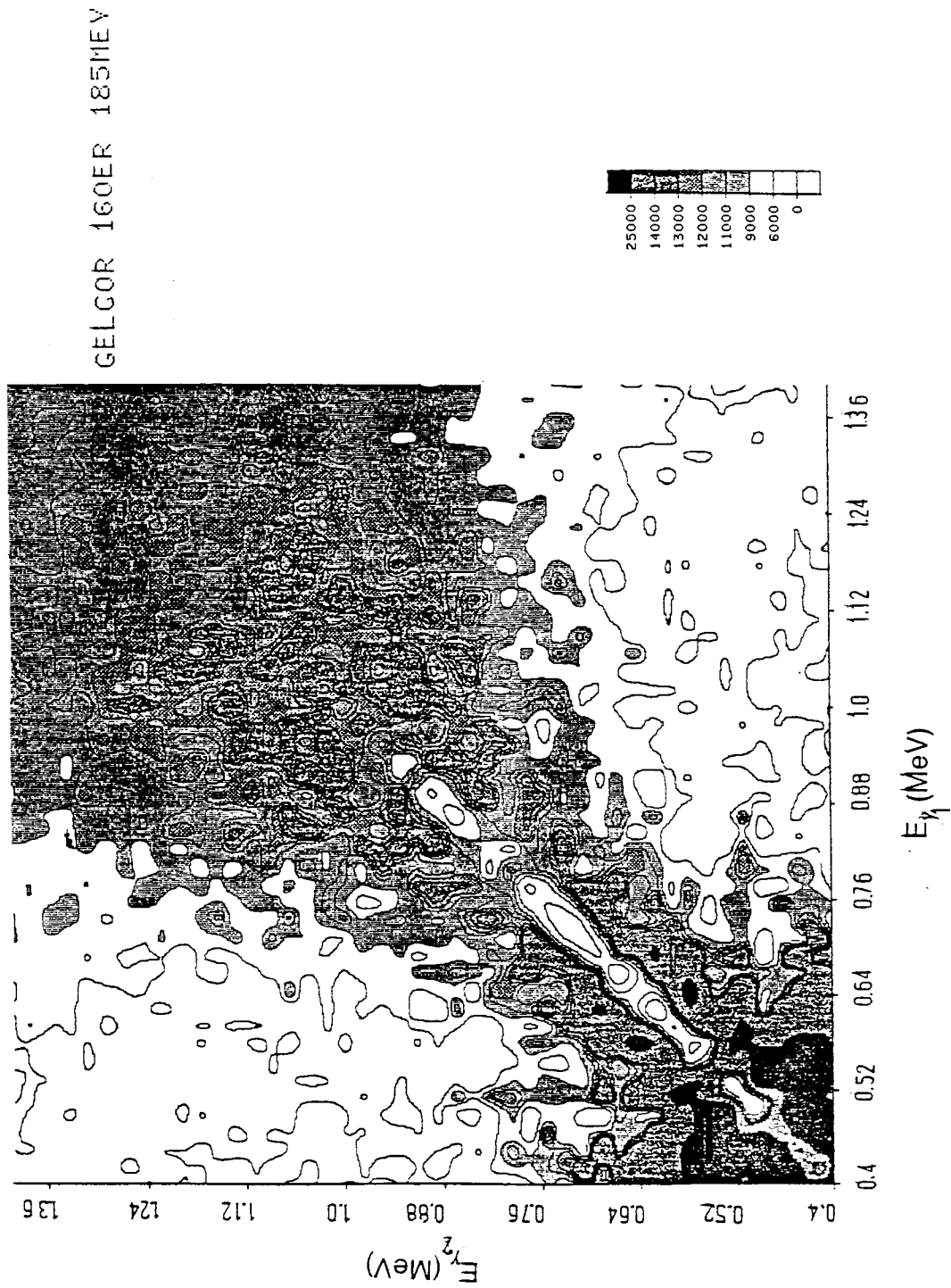


Fig. 15 Ejemplo de una correlación  $E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$  para  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ , los valores de  $W_{\text{band}}$  de la fig. 14 se obtienen del ancho del valle (W).

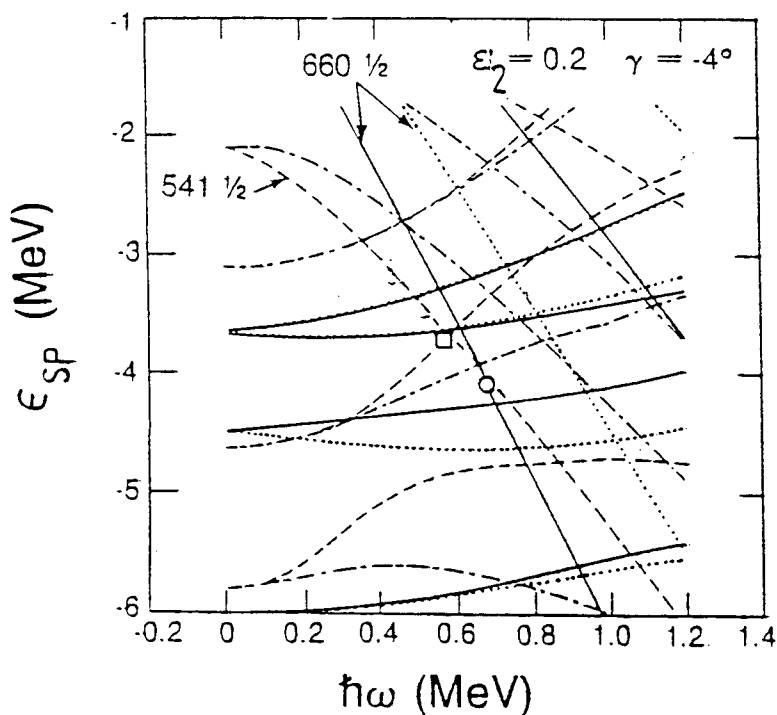


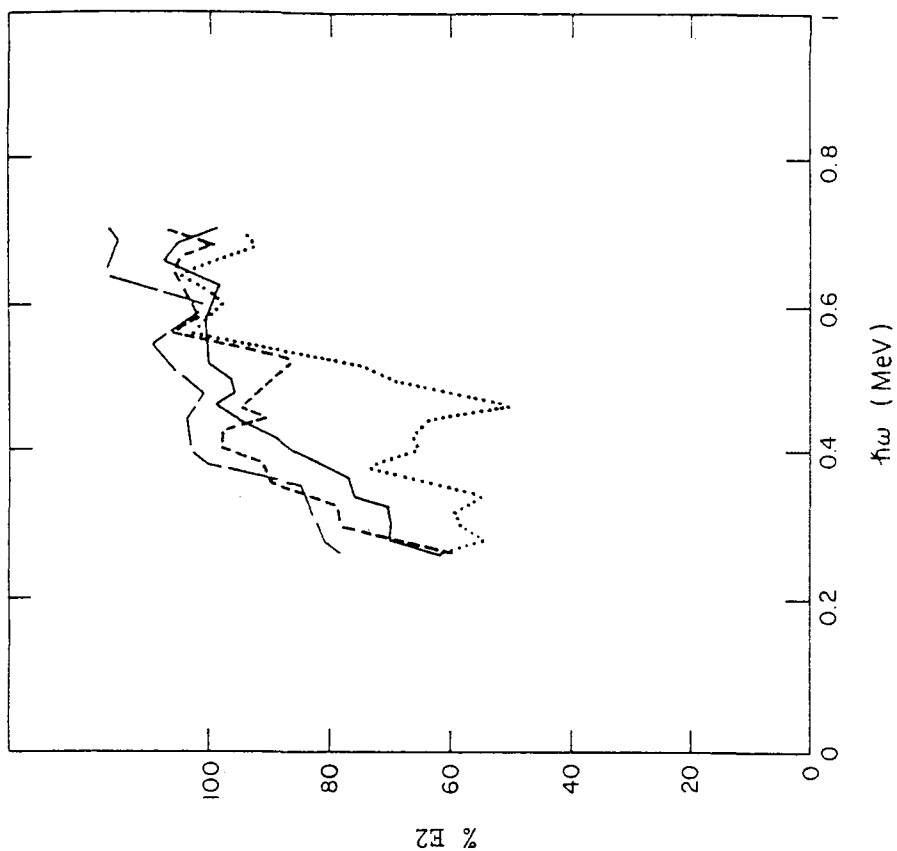
Fig. 16 Niveles de partícula independiente en el CSM. La posición de los niveles de Fermi de los núcleos en discusión se indican con los símbolos: Er ( $\circ$ ) e Yb ( $\square$ ). Los niveles corresponden a: Paridad positiva, signatura =  $+1/2$  (línea sólida) y  $-1/2$  (punteada); y paridad negativa, signatura =  $+1/2$  (a trazos-punteada) y  $-1/2$  (a trazos).

estudiados, junto a los valores que se deducen usando el método del centroide. Gran parte de la estructura de los espectros  $\rho_{\text{eff}}^{(2)}$  se pierde en el espectro  $\rho_{\text{eff}}^{(1)}$ . Sistemáticamente los valores obtenidos por el método del centroide están  $\approx 5-10\%$  por encima de los obtenidos mediante el método de corrección. Parte de esto se debe al estrechamiento de los espectros de diferencia con el espín, y también puede ser asociado con efectos de temperatura puesto que el método del centroide involucra las primeras transiciones emitidas y en consecuencia estados de más alta temperatura.

#### B) Efectos de capa en $^{154-160}\text{Er}$

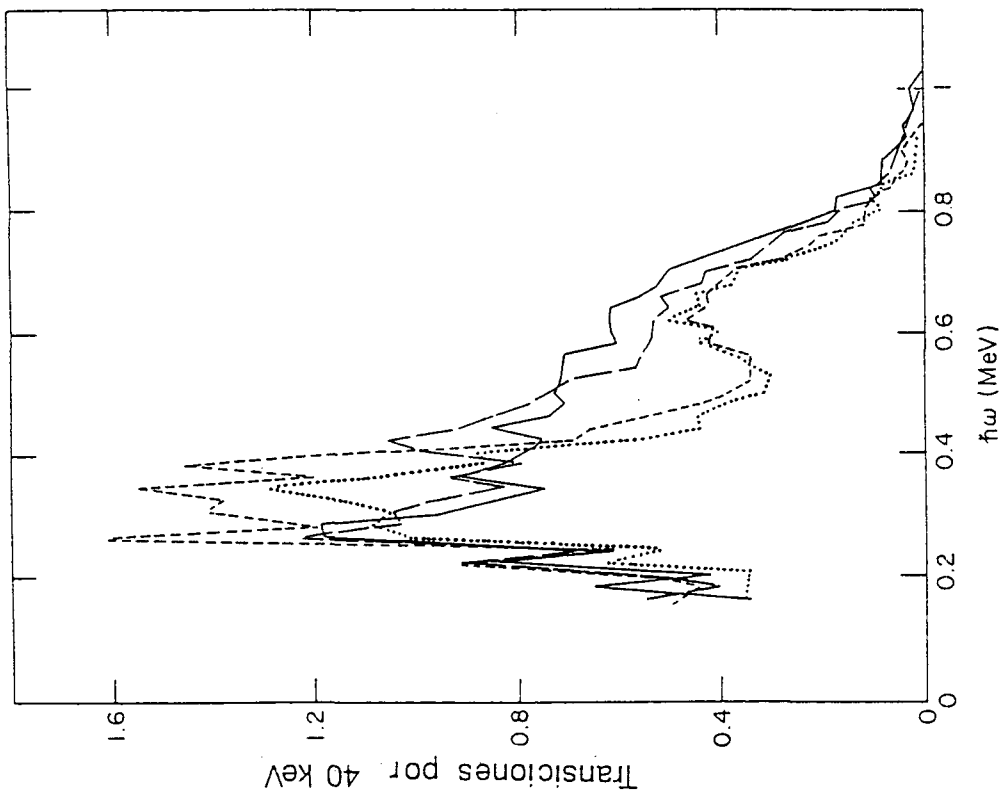
En la sección anterior hemos presentado evidencia de que niveles provenientes de la siguiente capa (protones  $h_{9/2}$  y  $i_{13/2}$ ) contribuyen en forma apreciable al momento angular a altas frecuencias ( $\approx 0.5$  MeV). Estos efectos de capa parecen jugar un papel aún más importante en núcleos de Er más livianos<sup>13)</sup>. En la fig. 17 se muestran los espectros continuos de rayos gamma para los diferentes núcleos de Er. En  $^{160}\text{Er}$  (línea llena) los dos picos a  $\approx 0.2$  MeV corresponden a líneas discretas mientras que los otros tres a 0.3, 0.4 y 0.45 MeV pueden ser asociados con el primer backbending, el backbending bloqueado y (muy probablemente) el segundo backbending respectivamente. A partir de  $\approx 0.6$  MeV la intensidad del espectro decrece debido a la alimentación incompleta.

En  $^{158}\text{Er}$  (línea a trazos largos) el espectro parece muy similar al espectro anterior aunque se ve más claramente el segundo backbending  $\approx 0.4$  MeV y aún más, es posible detectar el tercer backbending<sup>2)</sup> a  $\approx 0.5$  MeV. Cierta intensidad perdida a 0.6 MeV parece haberse distribuido a bajas frecuencias, especialmente en la zona del segundo backbending. Esto sugiere que el momento angular de la capa de valencia se genera más



XBL 8210-1278

Fig. 18 Porcentaje de transiciones cuadrupolares "stretched" para los espectros de la fig. 17. Los diferentes sistemas se representan con los mismos símbolos.



XBL 8210-1277

Fig. 17 Espectros de rayos gamma isotrópicos y con componente estadística substraída para:  $^{120}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  (línea llena),  $^{122}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$  (línea a trazos largos),  $^{120}\text{Sn}$  (línea a trazos cortos) y  $^{118}\text{Sn}$  (línea punteada).

fácilmente en  $^{158}\text{Er}$  que en  $^{160}\text{Er}$ . Esto es razonable porque el nivel de Fermi está más cerca del comienzo de los niveles de neutrones  $i_{13/2}$  y  $h_{9/2}$ , y porque la deformación decrece. Al mismo tiempo el núcleo no es tan rígido<sup>12)</sup>, pudiendo moverse más fácilmente hacia deformaciones triaxiales. Estos efectos tienden a favorecer la alineación de las partículas de valencia en los núcleos de Er más livianos.

De hecho el efecto es más claro en  $^{156}\text{Er}$  (línea a trazos cortos). Por encima de 0.6 MeV la forma del espectro no cambia mucho pero la zona de baja frecuencia aparece más alta y más fina correspondiendo a una compresión de las frecuencias de los tres backbendings de valencia ( $\nu i_{13/2}$ ,  $\nu h_{9/2}$  y  $\pi h_{11/2}$ ).

El espectro de  $^{154}\text{Er}$  (línea de puntos) es similar al de  $^{156}\text{Er}$ , aunque en este caso la zona de bajas frecuencias es de carácter no-colectivo y contiene una proporción mayor de transiciones dipolares de acuerdo a los resultados de las distribuciones angulares (fig. 18). Se sabe sin embargo que esta estructura no colectiva está también formada de los nucleones de valencia<sup>14)</sup>. Entonces alrededor de  $\hbar\omega = 0.5$  MeV hemos usado todas las alineaciones más importantes de la capa de valencia siendo difícil generar momento angular a partir de nucleones de esta capa. Es así que el espectro (proporcional a  $\rho_{\text{eff}}^{(2)}$ ) decrece a dicha frecuencia.

El segundo "pico" en todos los Er está compuesto esencialmente de transiciones cuadrupolares "stretched" (fig. 18). La similitud de los espectros gamma por encima de 0.6 MeV sugiere un comportamiento similar de estos núcleos a altas frecuencias. De acuerdo a lo discutido anteriormente la única fuente plausible, posible de generar nuevamente momento angular debe provenir de la siguiente capa, muy probablemente protones  $i_{13/2}$  y  $h_{9/2}$  como en los casos presentados en A).

C) Núcleos de la zona de masas A = 90 - 140

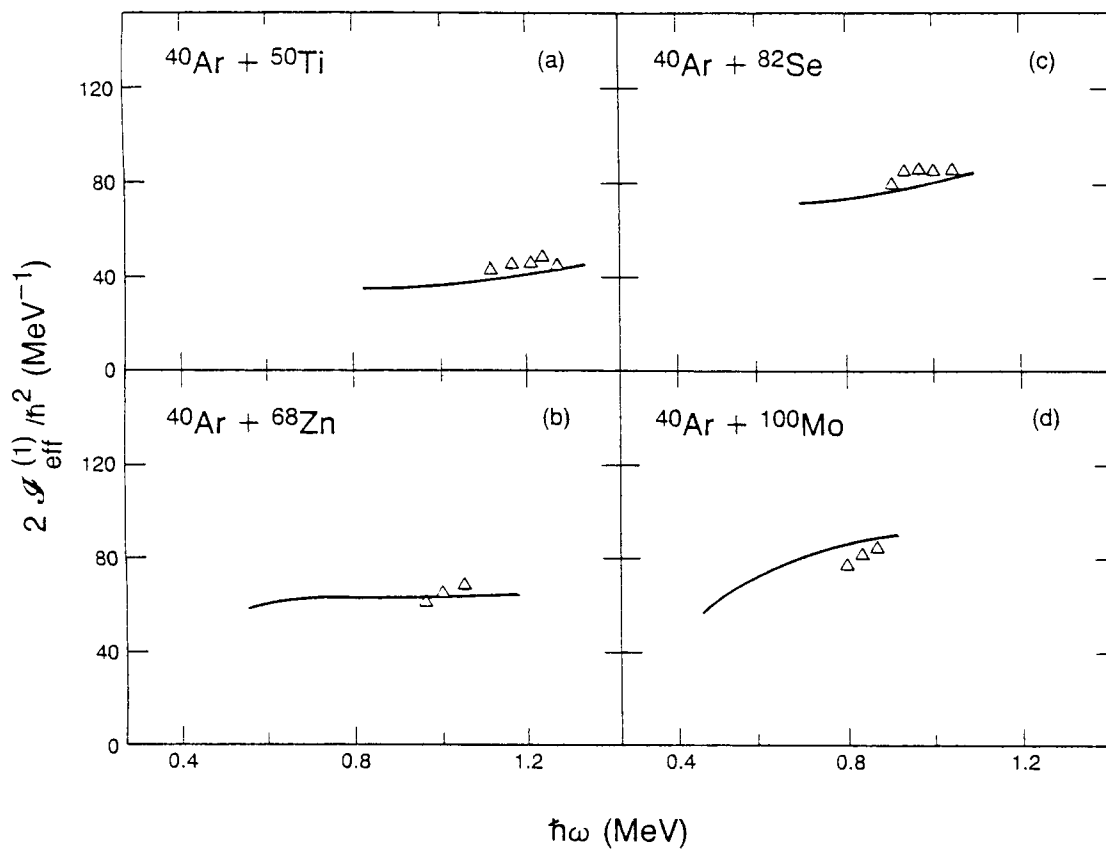
A altas frecuencias de rotación los núcleos estudiados exhiben un comportamiento rotacional. Concluimos esto basados en la fuerte correlación observada entre la energía total y la máxima energía de rayos gamma, y el hecho de que estos últimos son predominantemente de carácter cuadrupolar "stretched". Esta transición hacia una rotación colectiva fue observada previamente en los estudios de multiplicidades gamma de Newton et. al.<sup>15)</sup>, Deleplanque et. al.<sup>16)</sup> y Aleonard et. al.<sup>17)</sup>. En estos experimentos y mediante el uso del método de corrección por alimentación incompleta hemos podido extraer valores de los momentos de inercia efectivos hasta frecuencias muy altas, abriendo así la posibilidad de un análisis más detallado del movimiento nuclear.

1. Momentos cinemáticos efectivos

Los resultados para  $\mathcal{J}_{\text{eff}}^{(1)}$  se muestran en las figs. 19 a)-d). En líneas generales son relativamente constantes y no presentan ninguna estructura en particular. Es conveniente eliminar la dependencia en la masa refiriendo los resultados al valor de una esfera rígida  $\mathcal{J}_{\text{rig-sph}}/\hbar^2 = 0.139 A^{5/3} \text{ MeV}^{-1}$ , como se muestra en la fig. 20. Es interesante que los momentos de inercia siguen la dependencia  $A^{5/3}$ , puesto que es la primera evidencia de este comportamiento a alto momento angular. De acuerdo a argumentos generales esperamos que  $\mathcal{J}_{\text{eff}}^{(1)}$  se aproxime al valor  $\mathcal{J}_{\text{rig}}$  una vez que la interacción de apareamiento se ha destruido.

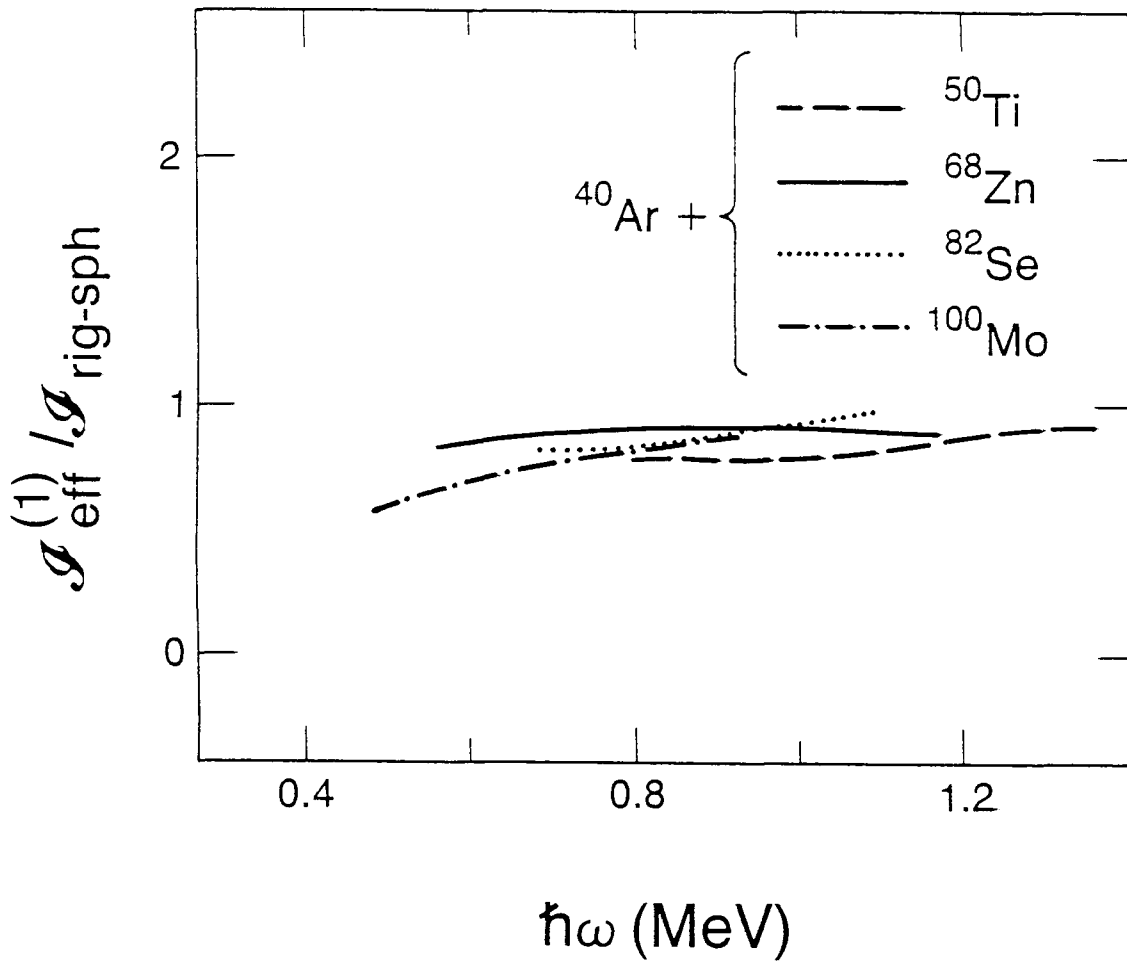
2. Momentos dinámicos efectivos

Los momentos dinámicos son más sensibles a variaciones locales y procederemos ahora a analizarlos. En los resultados finales que se presentan en las figs. 21 a)-d) podemos observar un incremento de los momentos de inercia a partir de una cierta frecuencia característica de



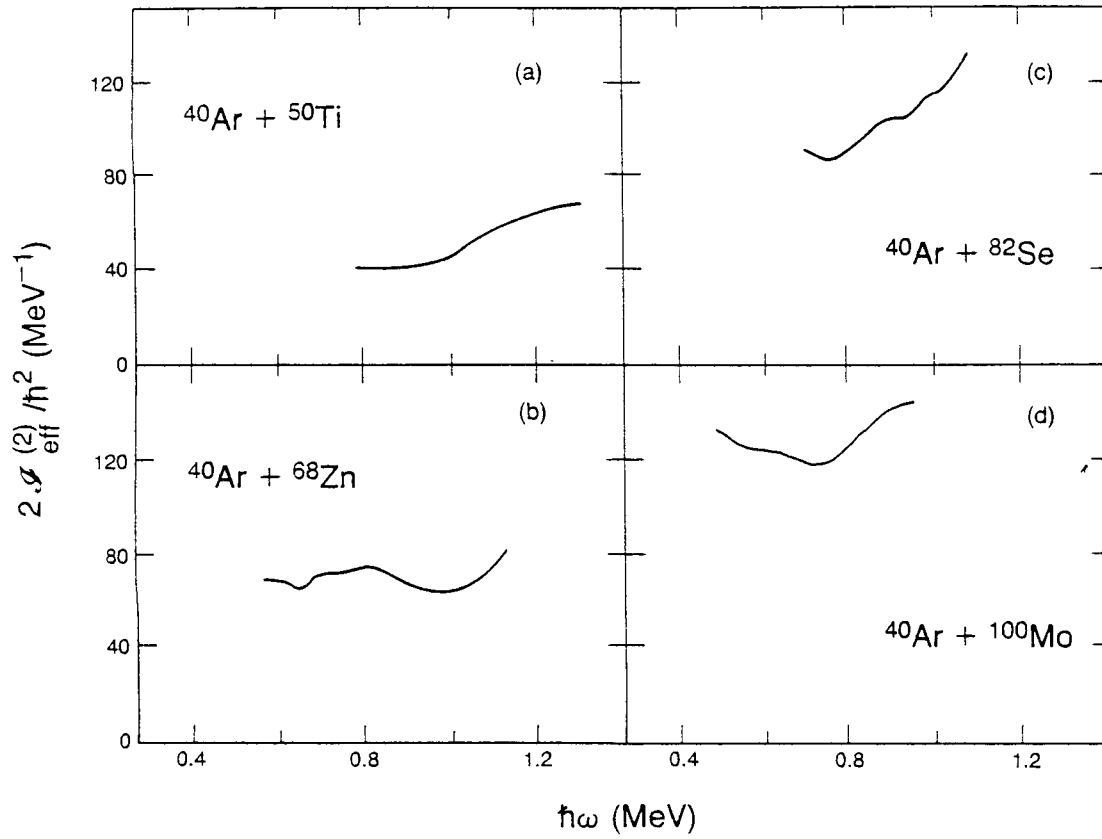
XBL 847-10712

Fig. 19 Resultados para  $g_{\text{eff}}^{(1)}$  obtenidos por integración de  $g_{\text{eff}}^{(2)}$ . Los puntos se obtuvieron con el método del centroide.



XBL 847-10716

Fig. 20 Resumen de los valores de  $g_{\text{eff}}^{(1)}$  en unidades del valor para una esfera rígida.



XBL 847-10717

Fig. 21 Resultados de  $g_{\text{eff}}^{(2)}$  para las diferentes reacciones indicadas.

cada sistema. Al compararlos con los momentos dinámicos encontramos

$g_{\text{eff}}^{(2)} = g_{\text{eff}}^{(1)}$  que, como mencionamos en la sección II, indica claramente que estos núcleos no se comportan como rotores rígidos. Podemos pensar en dos mecanismos: cambios de forma y alineamiento de partículas; mecanismos que están interrelacionados.

Teniendo en mente la interpretación dada para los núcleos en las tierras raras, vamos a basar nuestra discusión en el alineamiento de partículas de la siguiente capa como generadores de momento angular indicado por el crecimiento de  $g_{\text{eff}}^{(2)}$ . Trataremos de ver si una imagen consistente emerge de esta asunción. Debemos mencionar una vez más que con los datos presentes es imposible determinar si estos alineamientos están acompañados por cambios en las deformaciones o no; evidencia al respecto se presenta en el punto siguiente.

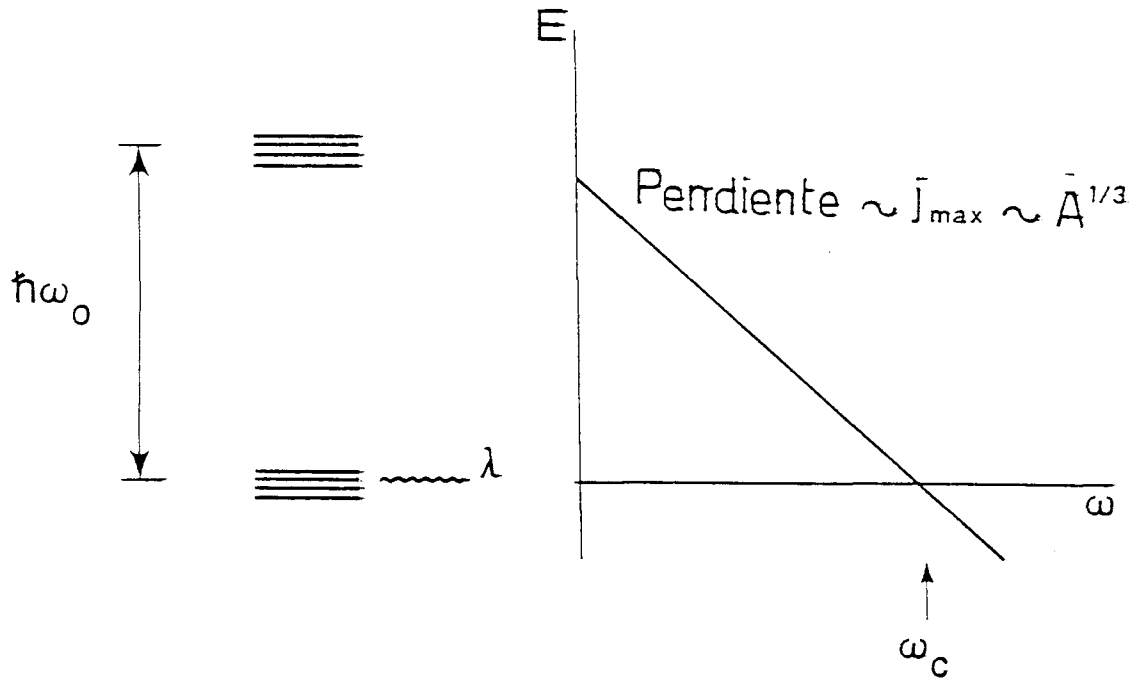
Consideremos el modelo de capas simplificado que se ilustra en la fig. 22. Influenciada por la rotación la órbita con el más alto  $j$  de la siguiente capa cae hacia el nivel de Fermi (definido por la capa de valencia) cruzándolo a la frecuencia crítica  $\omega_c$ . La pendiente nos da la alineación,

$$\frac{\Delta\epsilon}{\hbar\Delta\omega} = -j \quad (\text{V-1})$$

Siendo  $\Delta\epsilon = \hbar\omega_0 = -41 A^{-1/3}$  MeV y  $j \simeq N_{\text{max}} \simeq A^{1/3}$  encontramos la frecuencia crítica:

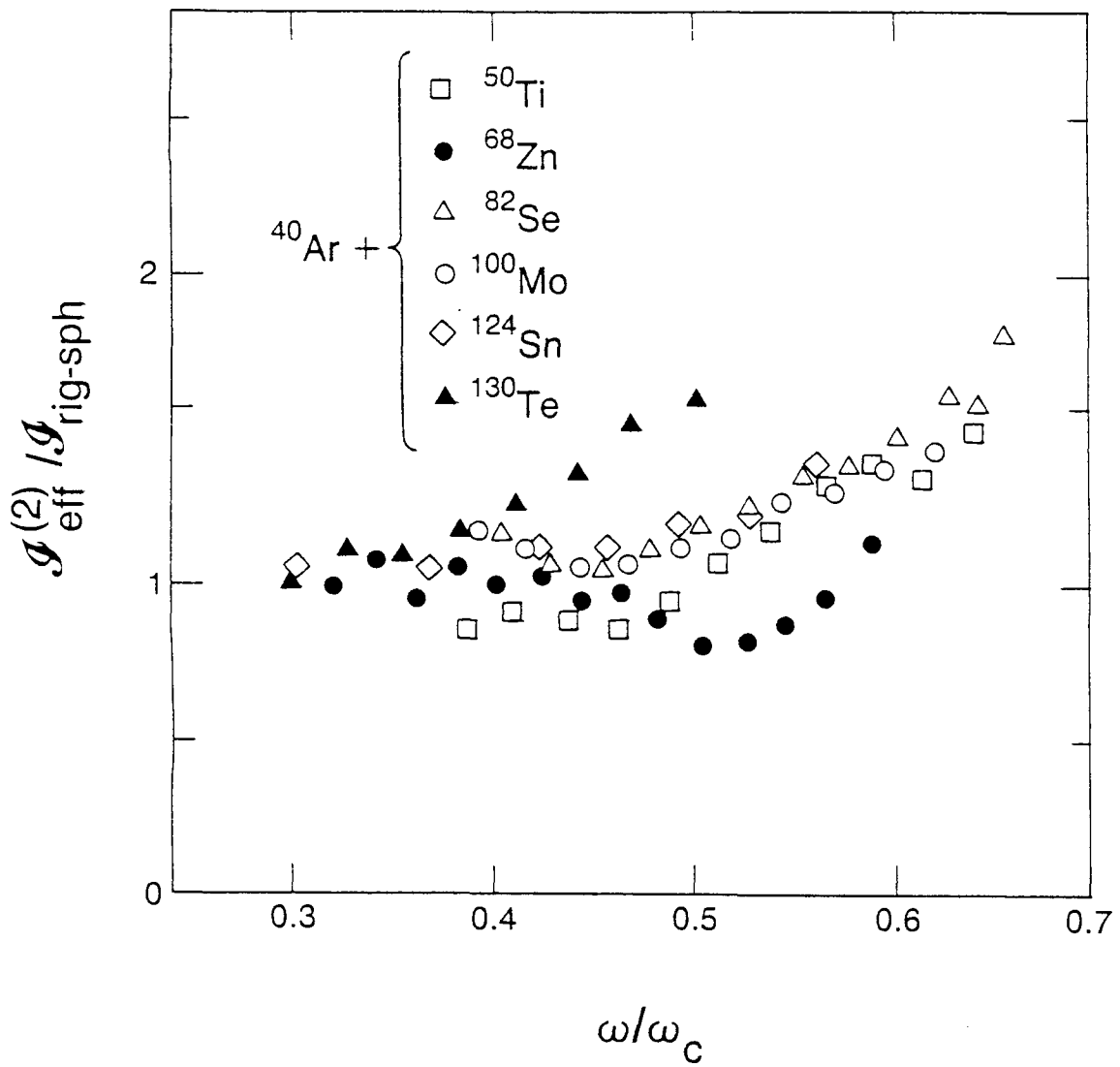
$$\hbar\omega_c = \frac{41 A^{-1/3} \text{MeV}}{A^{1/3}} = 41 A^{-2/3} \text{MeV} \quad (\text{V-2})$$

que define una unidad "natural" para medir frecuencias. Los datos



XBL 847-10709.

Fig. 22 Modelo de capas simplificado ilustrativo del efecto de la rotación en un orbital de alto  $j$  de la siguiente capa. Como se discute en el texto  $\omega_c$  sigue una dependencia  $A^{-2/3}$ .



XBL 847-10707

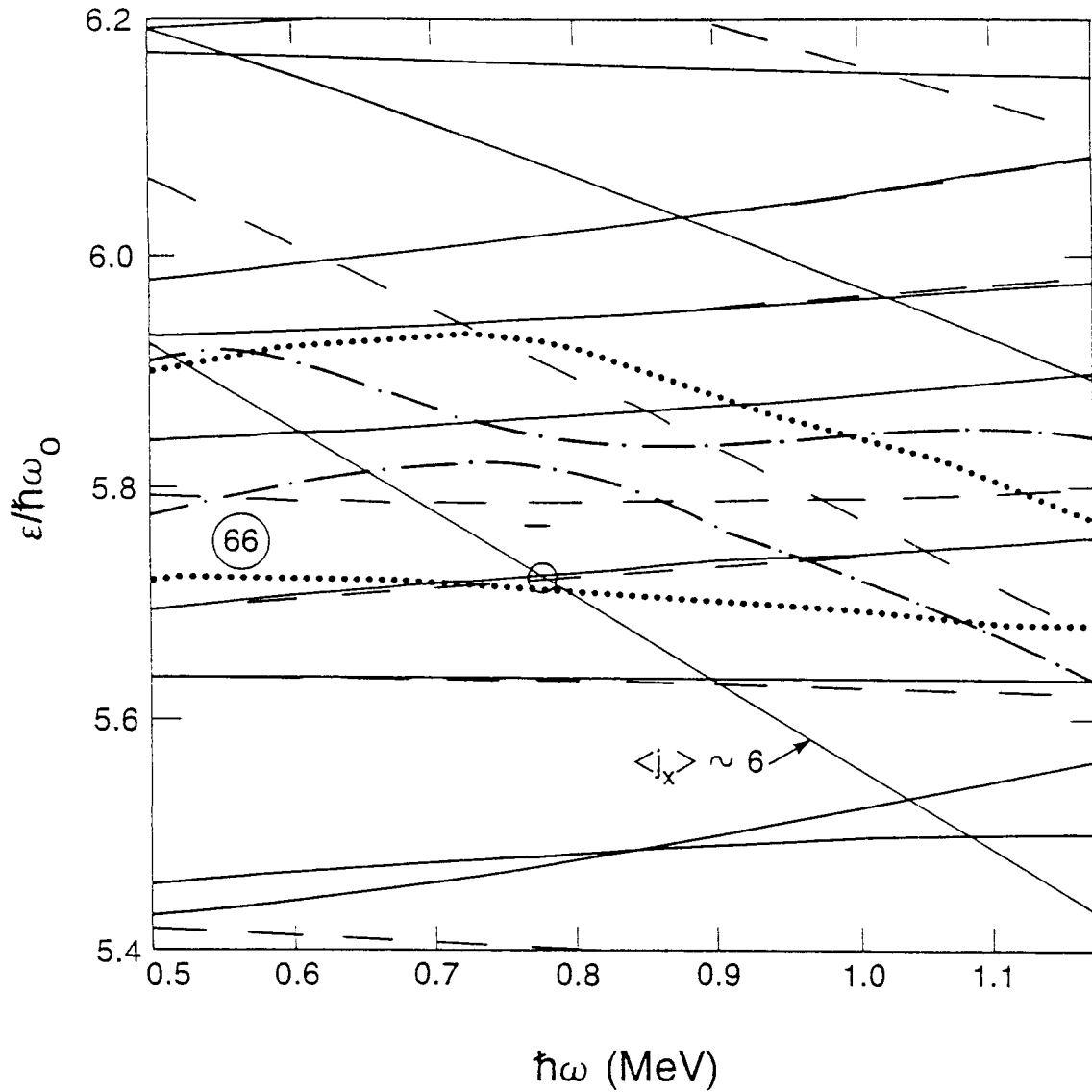
Fig. 23 Resumen de los valores de  $\mathcal{G}_{\text{eff}}^{(2)}$  en unidades de  $\mathcal{G}_{\text{rig-sph}}$  como función de la frecuencia reducida ( $\omega / \omega_c$ ).

experimentales en estas unidades se presentan en la fig. 23.

Resulta sorprendente que todos los momentos de inercia parecen crecer a la misma frecuencia reducida,  $\omega / \omega_c \approx 0.5$ . Este resultado puede ser accidental puesto que en nuestro modelo simplificado hemos dejado de lado información sobre la posición exacta del nivel de Fermi para los diferentes sistemas. Variaciones en el nivel de Fermi causarían variaciones en la frecuencia reducida a la cual el cruce del orbital de alto  $j$  toma lugar. Los resultados para Er e Yb confirman esto. el hecho de que el crecimiento de  $\mathcal{J}_{\text{eff}}^{(2)}$  parece comenzar a  $\omega / \omega_c < 1$  puede ser explicado por la separación real de los niveles en el modelo de capas y, más importante para núcleos deformados, el efecto de la deformación en bajar los orbitales de alto  $j$  de la siguiente capa más cerca del nivel de Fermi. Ambos efectos harán que el cruce aparezca a una frecuencia menor que la esperada por ec. (V-2).

Es difícil asignar exactamente los niveles de partícula independiente que están involucrados en el cruce. Sin embargo con una simple inspección de los niveles de Nilsson es posible concluir que para  $A \approx 90$  la ocupación de niveles  $h_{11/2}$  ( protones y neutrones ) constituye la nueva fuente de momento angular responsable del incremento de  $\mathcal{J}_{\text{eff}}^{(2)}$ . En la zona  $A \approx 108$  dicho efecto puede asociarse con  $\pi h_{11/2}$  dado que en estos núcleos la alineación de  $\nu h_{11/2}$  aparece a bajas frecuencias. En analogía con el alineamiento de  $\pi i_{13/2}$  en Er e Yb la alineación de  $\nu i_{13/2}$  en  $^{118}\text{Te}$  es consistente con el crecimiento de  $\mathcal{J}_{\text{eff}}^{(2)}$  observado. Por último en  $^{136}\text{Nd}$  es muy probable que ambos, protones y neutrones  $i_{13/2}$  sean los principales contribuyentes al incremento del momento de inercia.

Esta discusión cualitativa puede ser enfatizada con cálculos basados en el CSM. Por ejemplo las órbitas de partícula independiente para el caso de  $^{118}\text{Te}$  en el sistema rotante, que se muestran en la fig. 24, indican un claro cruce a  $\hbar\omega = 0.78$  MeV. Corresponde a la promoción de un



XBL 847-10711

Fig. 24 Niveles de partícula independiente en el sistema rotante para el caso  $^{118}\text{Te}$ . Los parámetros de deformación utilizados fueron:  $\epsilon_2 = 0.25$ ,  $\epsilon_4 = 0$ ,  $\gamma = 0^\circ$ . Los niveles se indican de la siguiente manera: Paridad positiva, signatura = +1/2 (línea sólida) y -1/2 (a trazos); y paridad negativa, signatura = +1/2 (punteada), y -1/2 (a trazos - punteada). Notar el cruce a  $\hbar\omega = 0.78$  MeV que corresponde a la población de un nivel de la capa  $N=6$  (neutrón  $i_{13/2}$ ).

neutrón de la capa con  $N=4$  a la capa  $N=6$  ( $i_{13/2}$ ) con un incremento en alineación de  $\Delta i \approx j_x = 6$ . Cálculos similares fueron realizados para núcleos producidos en las otras reacciones, donde hemos asumido una deformación prolada con  $\epsilon_2 \approx 0.2 - 0.3$  (quizás arbitraria pero consistente con nuestros datos experimentales). Estos cálculos predicen de hecho la ocupación de niveles de alto  $j$  de la siguiente capa en el rango de frecuencias observados en los experimentos.

### 3. Momentos de banda efectivos

Desafortunadamente no hay disponibles muchos datos de correlaciones  $E_\gamma - E_\gamma$ , pero de todos modos algunos trabajos en núcleos de esta región han sido realizados:  $^{118,122}\text{Xe}$  (18) y  $^{136}\text{Nd}$  (19). En estos casos se observa que  $\rho_{\text{band}}^{(2)} \approx 0.8 \rho_{\text{rig-sph}}$  a frecuencias de  $\approx 0.7$  MeV. Podemos estimar la contribución de la alineación de partículas al cambio total de espín  $\Delta i / \Delta I \approx 2/3$ , usando un valor de  $\rho_{\text{eff}}^{(2)} \approx 1.2 \rho_{\text{rig-sph}}$  en el mismo rango de frecuencias. El valor de  $\Delta i / \Delta I$  similar al obtenido para los sistemas Er e Yb da soporte a la imagen de partículas alineadas que hemos discutido.

## VI. CONCLUSIONES

Núcleos en la zona de masas  $A = 90 - 166$  han sido producidos por reacciones  $(HI, xn)$  y estudiados a alto momento angular. Mediante el uso de un espectrómetro de suma hemos podido seguir la evolución de los espectros de rayos gamma continuos emitidos en el decaimiento de los núcleos residuales. La fuerte correlación entre las ventanas de energía total (espín) y la energía de los rayos gamma sugiere que estos núcleos presentan un comportamiento rotacional a altas frecuencias. Los resultados de las distribuciones angulares indican que las transiciones "tipo yrast" son esencialmente de carácter cuadrupolar "stretched" y avalan la idea de un movimiento colectivo. El análisis de momentos de inercia, efectivos y de banda, permite obtener información sobre la estructura nuclear a alto espín, aún sin poder resolver los espectros de rayos gamma. Dicho análisis nos dió evidencia de la importancia de los niveles de protones  $i_{13/2}$  y  $h_{9/2}$  provenientes de la siguiente capa como generadores de momento angular en  $^{160}\text{Er}$  y  $^{162,166}\text{Yb}$ . Esto nos conduce a especular que estos efectos de capa pueden ser observados directamente en los espectros continuos en  $^{154-160}\text{Er}$ . Más aún, hemos extendido esta idea a los núcleos livianos  $A = 90-140$  donde el crecimiento de  $\rho_{\text{eff}}^{(2)}$  a altas frecuencias fue atribuido a la alineación de orbitales de alto  $j$  de la siguiente capa. Un simple análisis basado en un modelo de capas simplificado y cálculos de CSM dan soporte a esta interpretación. Asimismo los datos experimentales sugieren una dependencia  $A^{-2/3}$  de la frecuencia a la cual toma lugar la alineación de las partículas, de acuerdo con los argumentos dados en la sección V. C) .

Para concluir digamos que sin resolver los espectros es posible entender las propiedades generales del movimiento nuclear a altas frecuencias de rotación, estudiando momentos de inercia. El rápido

desarrollo de sistemas de detección de alta resolución lleva a valores cada vez más altos que se pueden observar con líneas discretas y en consecuencia no está muy lejos el día en que se pueda "resolver el continuo". Por el momento técnicas de espectroscopía de rayos gamma continuos son la única herramienta capaz de atacar el problema. El presente trabajo presenta la primera evidencia de efectos de capa mayores a altas frecuencias de rotación y creemos servirá como guía para buscar estos efectos con espectroscopía de rayos gamma discretos.

APENDICE I: El espectrómetro de suma

La energía de excitación y el espín son parámetros básicos en el estudio del decaimiento gamma. Como hemos dicho varias veces esperamos que en núcleos rotacionales a una mayor energía de excitación le corresponda un mayor espín. La selección de estados iniciales con diferentes energías de excitación hace posible el estudio del decaimiento de distintas regiones de espín, en particular aquella de espines más altos.

Ubicando el blanco entre dos NaI de gran tamaño, en una geometría cercana a  $4\pi$  nos permite obtener una señal que es proporcional a la energía total entregada por la cascada gamma. Esto se puede ilustrar con un ejemplo muy simple que consiste de una cascada de M rayos gamma, todos de energía 1 MeV. La distribución de energía en ES viene dada por

$$P(x < E_\gamma) = \Omega^x (1 - \Omega)^{M-x} \quad (\text{AI-1})$$

Si bien un caso real es mucho más complicado, el principio del funcionamiento de ES queda justificado.

La multiplicidad de la cascada gamma se puede obtener a partir del cociente entre el número de coincidencias entre uno de los NaI exteriores y el ES,  $N_c$ , y el número total de eventos detectados en el ES ("singles")  $N_s$  :

$$N_c/N_s = 1 - (1 - \omega)^M \quad (\text{A2-2})$$

Debido a que el ángulo sólido es  $< 4\pi$  existe un problema de suma incompleta y el cociente  $N_c/N_s$  depende del número de transiciones detectadas en el ES. Para resolver este problema debemos considerar al detector de NaI como formando parte del ES, incluyendo su ángulo sólido  $\omega$  en  $\Omega$ , y al mismo tiempo en su configuración normal. La multiplicidad promedio puede obtenerse a partir de las dos ecuaciones siguientes

$$\begin{aligned} \left( \frac{N_c}{N_s} \right)_{inc} &= 1 - \left( 1 - \frac{\omega}{\omega + \Omega} \right)^x \\ \left( \frac{N_c}{N_s} \right)_{exc} &= 1 - \left( 1 - \frac{\omega}{1 - \Omega} \right)^{M-x} \end{aligned} \tag{A1-3}$$

de donde

$$M \approx \Omega \left( \frac{N_c}{N_s} \right)_{inc} + (1 - \Omega) \left( \frac{N_c}{N_s} \right)_{exc} \tag{A1-4}$$

Este procedimiento se denomina "adding back". Para suprimir eventos de baja multiplicidad como excitación Coulombiana hemos requerido que al menos 4 rayos gamma sean detectados en el ES. En este caso las fórmulas anteriores deben ser modificadas, no obstante para  $M \gg 4$  el error cometido es muy pequeño.

APENDICE II: El programa de deconvolución de espectros

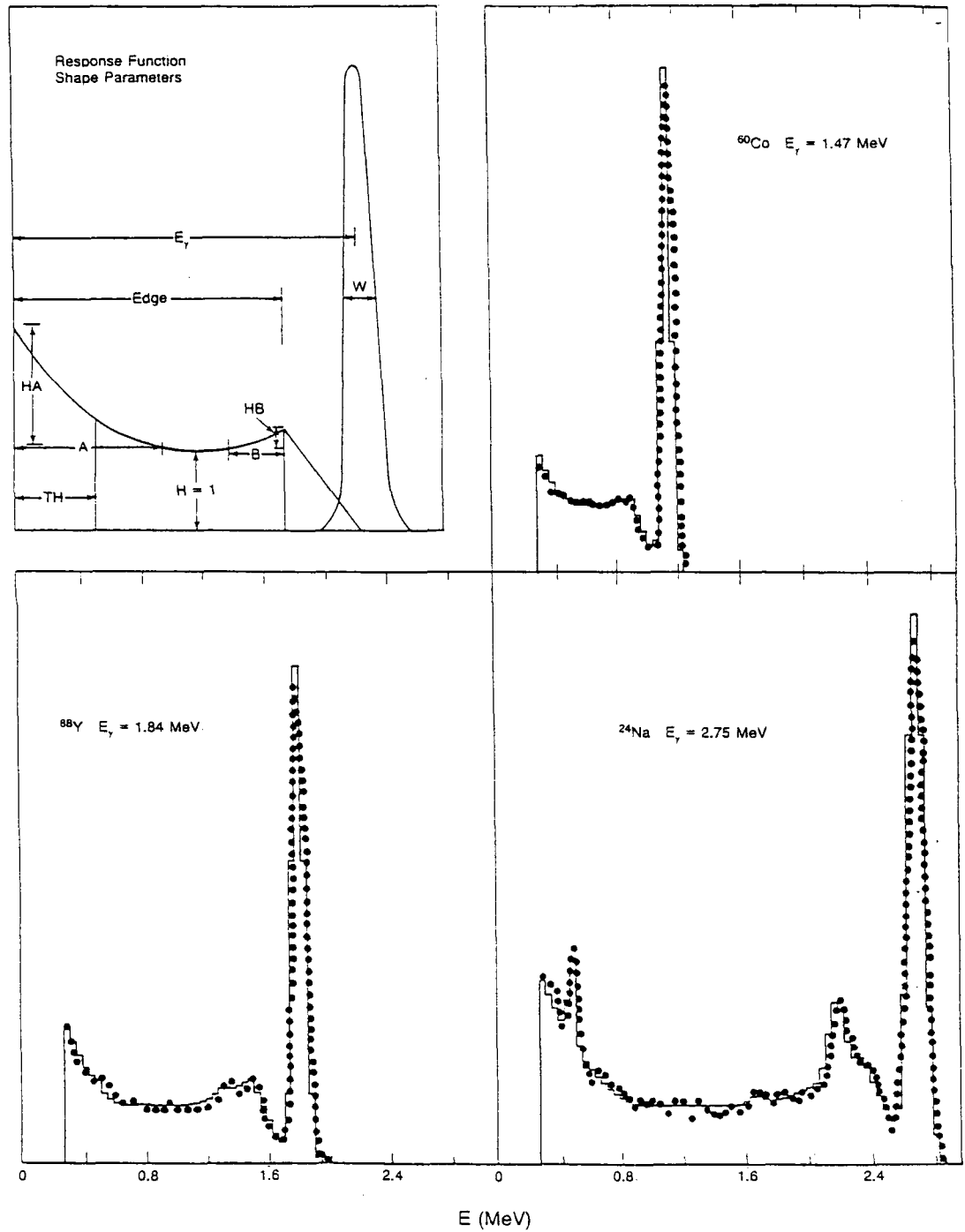
Los detectores de NaI son de uso muy conveniente debido a su gran eficiencia y simple operación; convirtiéndose en una herramienta casi indispensable en el estudio de la radiación gamma emitida por los núcleos a alto momento angular. A pesar de estas ventajas la función de respuesta de estos detectores a un rayo gamma monoenergético es complicada debido esencialmente al efecto Compton, picos de escape y otros efectos no lineares. Si con  $R(E, E')$  designamos la función de respuesta, el espectro observado  $O(E)$  es la convolución del espectro real  $T(E)$  con  $R$ , es decir

$$O(E) = \int R(E, E') T(E') dE' \quad (\text{AII-1})$$

Obviamente una manera lógica de resolver esta ecuación es por medio de la inversión de la matriz  $R$ , sin embargo las fluctuaciones estadísticas en el espectro experimental origina picos espúreos. Alternativamente se utiliza un método iterativo<sup>20)</sup> en el cual partiendo de  $O(E)$  se converge en sucesivas aplicaciones de (AII-1) al espectro  $T(E)$ . En la práctica el programa converge en menos de 15 iteraciones.

La forma de la función de respuesta se parametriza de la manera ejemplificada en la fig. AII 1. que también muestra la comparación entre la respuesta experimental ( puntos ) y la calculada por el programa. El acuerdo entre ambos es muy bueno. Una vez ajustados los parámetros de forma de tal manera de reproducir los espectros de las fuentes radioactivas, el programa interpola y extrapola para todo otro valor de energía.

Como normalmente los rayos gamma son emitidos en vuelo debemos



XBL 847-10713

Fig. AII-1. Parámetros de forma de la función respuesta utilizados por el programa de deconvolución de espectros. Comparación de las funciones de respuesta experimentales (puntos) y las calculadas por el programa (línea llena).

además corregir por efecto Doppler antes de combinar los espectros ya que la energía gamma depende del ángulo de observación  $E_{\gamma} = E_0 (1 + \beta \cos \theta)$ . Esta corrección se realiza en el mismo programa después que los espectros han sido deconvolucionados.

El programa trabaja con una matriz de respuesta de 160 x 160 y con una calibración en energía de 40 keV/canal.

REFERENCIAS

- 1) J. Burde, E. L. Dines, S. Shih, R. M. Diamond, J. E. Draper, K. H. Lindemberger, C. Schuck y F. S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 530
- 2) O. Häusser et. al. Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 132
- 3) R. M. Lieder y H. Ryde, Adv. Nucl. Phys. 10 (1978) 1  
R. M. Diamond y F. S. Stephens, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 85
- 4) A. Bohr y B. R. Mottelson, Phys. Scr. 24 (1981) 71
- 5) O. Andersen, J. D. Garret, G. Hagemann, B. Herskind, D. L. Hillis y L. Riedinger, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 687
- 6) H. J. Körner et. al. Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 490
- 7) M. A. Deleplanque, H. J. Körner, H. Kluge, A. O. Macchiavelli N. Benjaballah, R. M. Diamond y F. S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 409
- 8) M. A. Deleplanque, A. O. Macchiavelli, R. M. Diamond, F. S. Stephens, T. Døssing, E. L. Dines y J. E. Draper, a ser publicado
- 9) S. Cohen, F. Plasil y W. Swiatecki, Ann. Phys. 82 (1974) 557
- 10) P. O. Tjøm, I. Espe, G. B. Hagemann, B. Herskind y D. L. Hillis Phys. Lett. 72B (1978) 439
- 11) A. Sunyar y E. der Mateosian, Nucl. Dat. Tab. Vol 13-5 (1974)
- 12) G. Andersson et. al. Nucl. Phys. A268 (1976) 205  
R. Bengtsson y S. Frauendorf, Nucl. Phys. A327 (1979) 139  
J. Dudek, comunicación privada
- 13) M. A. Deleplanque, A. O. Macchiavelli, R. M. Diamond, F. S. Stephens, E. L. Dines y J. E. Draper, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1854
- 14) J. Vervier, Phys. Scr. 24 (1981) 294  
A. Sunyar ibid. pag. 298  
C. V. K. Baba et. al. ibid. pag 290
- 15) J. O. Newton, I. Y. Lee, R. S. Simon, M. M. Aleonard, Y. El Masri, F. S. Stephens y R. M. Diamond, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 810
- 16) M. A. Deleplanque, I. Y. Lee, F. S. Stephens, R. M. Diamond y M. M. Aleonard, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 629
- 17) M. M. Aleonard, Y. El Masri, I. Y. Lee, F. S. Stephens, M. A. Deleplanque y R. M Diamond, Nucl. Phys. A350 (1980) 190

- 18) H. El-Samman et. al. Proceedings of the International Conference on In Beam Spectroscopy, Hungary (1984) p. 30
- 19) Colaboración NBI-LBL datos no publicados
- 20) J. F. Mollenauer, University of California preprint UCRL-9748, (1961)

