

Tesis de Posgrado

Momento angular en reacciones entre iones pesados

Pacheco, Alberto Jorge

1982

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Pacheco, Alberto Jorge. (1982). Momento angular en reacciones entre iones pesados. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1786_Pacheco.pdf

Cita tipo Chicago:

Pacheco, Alberto Jorge. "Momento angular en reacciones entre iones pesados". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1982.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1786_Pacheco.pdf

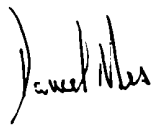
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

MOMENTO ANGULAR EN REACCIONES ENTRE IONES PESADOS



ALBERTO JORGE PACHECO

TESIS PRESENTADA PARA OPTAR AL TITULO DE DOCTOR EN FISICA



DIRECTOR DE TESIS:

DR DANIEL RAUL BES

J786
Ej. 2

1982

A mis padres, esposa e hija.

INDICE

RESUMEN	
AGRADECIMIENTOS	
INTRODUCCION	1
REACCIONES NUCLEARES.	3
II.1 CLASIFICACION DE LAS REACCIONES NUCLEARES: IONES LIVIANDS Y PESADOS.	3
MOMENTO ANGULAR Y REACCIONES ENTRE NUCLEOS PESADOS.	20
III.1 ASPECTOS TEORICOS.	20
III.2 ASPECTOS EXPERIMENTALES.	23
III.3 OBJETIVOS DEL PRESENTE TRABAJO.	33
METODOS EXPERIMENTALES.	37
IV.1 ACELERADOR.	37
IV.2 DETECCION DE PARTICULAS.	38
IV.3 DETECCION DE RAYOS GAMMA.	41
IV.4 FILTRO DE MULTIPLICIDADES.	42
IV.5 GEOMETRIA DEL SISTEMA DE DETECCION.	43
IV.6 ELECTRONICA Y ADQUISICION DE DATOS.	47
IV.7 ANALISIS DE DATOS.	49

V.	RESULTADOS EXPERIMENTALES.	50
V.1	ESPECTROS DE ENERGIAS DE LOS FRAGMENTOS PESADOS.	50
V.2	RAYOS GAMMA CONTINUOS DETECTADOS EN LOS CENTELLEADORES DE GRAN VOLUMEN.	54
V.3	RAYOS GAMMA DETECTADOS EN EL FILTRO DE MULTIPLICIDADES.	65
VI.	TRANSFERENCIA DE MOMENTO ANGULAR Y EQUILIBRIO ESTADISTICO.	68
VI.1	MODELO ESTADISTICO.	71
VI.2	DISTRIBUCION ANGULAR DE LA RADIACION GAMMA.	87
VII.	DISTRIBUCIONES DE ESPINES Y ANISOTROPIA DE LA DISTRIBUCION ANGULAR DE LOS RAYOS GAMMA: COMPARACION ENTRE LAS PREDICCIONES DEL MODELO ESTADISTICO Y LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES.	95
VII.1	OBTENCION DE LAS DISTRIBUCIONES DE ESPINES.	95
VII.2	CALCULO DE LA DISTRIBUCION ANGULAR.	100
VII.3	COMPARACION ENTRE LAS ANISOTROPIAS EXPERIMENTALES Y CALCULADAS.	108
VII.4	PARAMETROS DE LAS DISTRIBUCIONES DE ESPINES: ANALISIS DE LOS VALORES OBTENIDOS.	110
	REFERENCIAS.	124

TABLAS. 133

LEYENDA DE LAS FIGURAS. 134

RESUMEN.

El objeto de este trabajo ha sido el estudio de la conversión de momento angular orbital en espín de los productos de reacciones binarias entre iones pesados. Para ello, se han medido la multiplicidad y la distribución angular de la radiación gamma "continua", emitida secuencialmente por los fragmentos altamente excitados. Las reacciones estudiadas fueron inducidas mediante proyectiles de ^{165}Ho en blancos de ^{165}Ho , ^{176}Yb , ^{148}Sm y $^{\text{nat}}\text{Ag}$, con energías de bombardeo de 8.5 MeV/nucleón. De las cantidades físicas observadas se extrajeron los parámetros que definen las distribuciones de los espines entregados a cada uno de los dos núcleos producidos en la reacción. Los resultados obtenidos fueron comparados con las predicciones de un modelo clásico que postula la excitación térmica de los grados de libertad rotacionales del complejo dinuclear intermedio formado durante la reacción.

AGRADECIMIENTOS.

Deseo expresar mi mayor reconocimiento a todas las personas e instituciones que facilitaron la realización de esta tesis. Al mencionar a algunas de ellas cometo, sin duda, injusticias por omisión.

Desde el punto de vista científico quiero agradecer especialmente a los doctores Luciano G. Moretto y Gordon J. Wozniak por la paciente tarea de supervisión de mi trabajo, y por haberme permitido compartir sus conocimientos. Mi reconocimiento se extiende a las siguientes personas:

Dr Richard J. McDonald, por haber compartido gran parte del trabajo a lo largo de sus distintas etapas;

Dres. Lee G. Sobotka, Chin Chen Hsu, David J. Morrissey, Richard M. Diamond y Frank S. Stephens, por haber invertido largas horas de intenso trabajo en la preparación y ejecución de los experimentos, y por su contribución a través de valiosas discusiones y aporte de ideas;

Sr James B. Hunter, por la invaluable ayuda prestada para superar los problemas presentados durante mi trato con las computadoras.

Agradezco a las autoridades de la Comisión Nacional de Energía Atómica y del Lawrence Berkeley Laboratory, por haber facilitado mi traslado y mi permanencia en esta última institución.

Finalmente, deseo expresar mi mas profunda gratitud a mi esposa y a mi hija por haber compartido conmigo la experiencia de

adaptación a un nuevo medio, por su comprensión frente a los largos periodos de separación impuestos por el trabajo, y por el estímulo que me han brindado con la calidez de su amor.

I. INTRODUCCION.

La evolución en el conocimiento de las más diversas propiedades del núcleo atómico ha estado íntimamente ligada a la capacidad de inducir reacciones nucleares en forma artificial. El advenimiento de las primeras máquinas aceleradoras de partículas abrió un amplio campo de acción para los investigadores, al poner a su disposición una variedad de proyectiles livianos dotados de energías relativamente controlables. Este desarrollo proveyó, entre otras cosas, una herramienta invaluable para el estudio de diversos aspectos de la estructura nuclear y de los mecanismos de reacción. La capacidad para acelerar núcleos pesados, recientemente adquirida en varios laboratorios del mundo, dio un renovado impulso a la Física Nuclear al permitir la investigación de diversos fenómenos que ocurren cuando dos núcleos complejos entran en colisión. Las numerosas líneas de estudio originadas desde entonces suelen ser agrupadas bajo la denominación genérica de Física de Iones Pesados.

El tema de esta tesis se refiere a un aspecto particular dentro de la Física de Iones Pesados, específicamente al problema del momento angular asociado con el tipo de reacción conocido como "deep-inelastic scattering". En los capítulos II y III se da la justificación del trabajo y una descripción general de los elementos necesarios para la ubicación del tema en el contexto de la Física Nuclear. El capítulo IV detalla los procedimientos

experimentales empleados en la adquisición y procesamiento de la información experimental, y en el capítulo V se presentan los resultados obtenidos. En el capítulo VI se formula un modelo y se describen otros elementos teóricos empleados en la interpretación de los datos, la que se realiza en el capítulo VII. Finalmente, el capítulo VIII sintetiza los principales resultados y conclusiones del trabajo.

II. REACCIONES NUCLEARES.

En este capítulo presentaremos un panorama general, necesariamente superficial, del estado actual del conocimiento en el terreno de las reacciones nucleares poniendo énfasis en algunos de los nuevos fenómenos descubiertos a partir del advenimiento de máquinas aceleradoras de iones pesados.

II.1 CLASIFICACION DE LAS REACCIONES NUCLEARES: IONES LIVIANOS Y PESADOS.

En la sistematización del estudio de las reacciones nucleares, se suele emplear la masa de los núcleos reactantes como primer criterio de clasificación. Tal elección reconoce en gran medida orígenes históricos, relacionados con el tipo de proyectiles que los aceleradores eran capaces de proveer hasta hace relativamente pocos años. Desde esa perspectiva es común que se denomine "iones livianos" a aquellos núcleos cuya masa atómica es $A \leq 4$, y "iones pesados" al resto de las especies nucleares.

Antes de siquiera considerar la eventual significación física de esta clasificación "histórica", es necesario formularla con mayor rigor. En primer lugar, debe tenerse en cuenta que la descripción de los procesos físicos que ocurren en una reacción es significativa sólo cuando se la efectúa desde el sistema de referencia del centro de masa de los dos núcleos, en el cual la

distinción entre proyectil y blanco desaparece. Por ejemplo, es obvio que carecería de todo sentido ubicar en distintas categorías a las reacciones $^{40}\text{Ar} + ^1\text{H}$ y $^1\text{H} + ^{40}\text{Ar}$ por el sólo hecho de que uno u otro núcleo fuese usado como proyectil. Siempre que las energías de bombardeo correspondan a una misma cantidad de energía disponible en el sistema centro de masa, y que los efectos cinemáticos derivados de las distintas velocidades del centro de masa en el sistema de laboratorio sean convenientemente sustraídos, la información física extraída será idéntica en ambos casos.

La siguiente pregunta que cabe entonces formularse es si, efectivamente, han de esperarse nuevos fenómenos cuando ambos núcleos participantes en la reacción pertenezcan a la categoría de "pesados", en comparación con aquellas reacciones inducidas por iones livianos. La respuesta a este interrogante, hallada experimentalmente a lo largo de los últimos 20 años, es decididamente afirmativa.

II.1.A REACCIONES INDUCIDAS POR IONES LIVIANOS.

Las reacciones nucleares inducidas por proyectiles livianos se prestan en general a una clasificación en dos categorías asombrosamente bien definidas: i) reacciones directas y ii) reacciones de núcleo compuesto. Pese a las marcadas diferencias entre ellas, ambos tipos de reacción pueden ser interpretadas como dos situaciones extremas en un mismo proceso de evolución

del sistema combinado proyectil-blanco hacia un estado de equilibrio estadístico.

En el caso de las reacciones directas, ambos núcleos interactúan durante un período extremadamente breve (10^{-22} seg), del orden del tiempo de tránsito del proyectil en una distancia similar al diámetro del núcleo blanco. Durante la reacción, se pone en juego un pequeño número de grados de libertad (ya sea de partícula independiente o colectivos), a través del intercambio de unos pocos nucleones entre el proyectil y el blanco, y de la excitación del blanco hacia estados cuyas energías son normalmente pequeñas comparadas con la energía cinética disponible en el sistema del centro de masa. Las velocidades relativas en el canal de entrada y en el canal de salida son comparables y las distribuciones angulares reflejan la existencia de una dirección privilegiada en el espacio, es decir, aquella dada por la velocidad de las partículas del haz. Dadas estas características de las reacciones directas, resulta difícil siquiera hablar de la formación de un sistema combinado proyectil-blanco. Sin embargo, en el sentido más amplio podría considerarse que el sistema combinado efectivamente se forma, pero su vida es tan corta que prácticamente le resulta imposible realizar avance alguno a lo largo del camino de la equilibración que, eventualmente, lo conduciría a la formación del núcleo compuesto.

En las reacciones de núcleo compuesto o fusión, el proyectil degrada su energía en el blanco a través de numerosas

"colisiones" y la distribuye entre un gran número de grados de libertad. Desde un punto de vista estadístico el núcleo así formado alcanza un estado de "equilibrio" térmico, en el que la memoria de las condiciones iniciales (canal de entrada) desaparece por completo, excepto por las restricciones impuestas por las leyes de conservación. Estrictamente, el núcleo compuesto no representa un verdadero estado de equilibrio como lo demuestra su propio decaimiento a través de la emisión de partículas ¹⁾. Sin embargo, el tiempo de vida de este estado intermedio ($\sim 10^{-18}$ seg) es suficientemente largo como para que pueda ser considerado en la práctica como un estado de equilibrio del sistema combinado. Una consecuencia de este estado de equilibrio transitorio es que las propiedades del decaimiento ulterior son independientes de la combinación particular proyectil-blanco originalmente empleada en su formación, y la distribución angular de las partículas o rayos gamma emitidos exhibe simetría de revolución alrededor de la única dirección privilegiada, definida por el momento angular del núcleo emisor.

La idea de que las reacciones directas y de núcleo compuesto no son sino dos extremos en la escala que mide un mismo proceso de equilibración es respaldada por la existencia de fenómenos intermedios, las llamadas reacciones de preequilibrio, en los que el sistema combinado decae antes de alcanzar la relajación completa [Bl 75]. Sin embargo, los fenómenos de preequilibrio se manifiestan en toda su dimensión sólo en el dominio de las reacciones entre núcleos pesados, en el que nuevos grados de

libertad pasan a desempeñar un papel fundamental.

II.1.B REACCIONES ENTRE NUCLEOS PESADOS.

En las colisiones entre núcleos pesados, ocurren procesos notablemente más complejos. Si bien las reacciones directas y de núcleo compuesto también contribuyen (en mayor o menor medida, según el sistema de que se trate) a la sección eficaz total de reacción, se observa al mismo tiempo la aparición de nuevos fenómenos con características intermedias respecto de aquellos. Los ejemplos más notables son los mecanismos de "deep inelastic" y de "cuasifisión", que fueron reconocidos y caracterizados en numerosos trabajos experimentales (véase por ejemplo, [Ka 61, Ku 63, Gr 70, Ar 73, Le 73, Ha 74, Mo 74]). La característica principal de ambos es que se trata de reacciones binarias, es decir que se obtienen sólo dos fragmentos como productos de la reacción (aquí nos estamos refiriendo exclusivamente a los productos primarios de la reacción; éstos a su vez pueden dar origen a productos secundarios como consecuencia de su decaimiento ulterior). Gran parte de la energía cinética inicial se transforma en energía de excitación interna, y los fragmentos salientes se separan impulsados casi exclusivamente por su interacción coulombiana.

En las reacciones de deep inelastic, ambos núcleos pueden intercambiar neutrones y protones, aunque en promedio conservan su identidad a lo largo de todo el proceso. Por lo tanto, los

productos de la reacción son muy similares a los núcleos iniciales en lo que a carga y masa se refiere. Por el contrario, los productos de las reacciones de cuasifisión son núcleos cuyas masas corresponden predominantemente a la partición simétrica del sistema combinado. En ese sentido, las reacciones de cuasifisión resultan muy similares a las que conducen a la formación de un núcleo compuesto que luego decae por fisión (fusión-fisión). El nombre genérico de cuasifisión sin embargo, denomina a un proceso distinto en cuanto a que el sistema combinado no llega en ningún momento a constituirse en un núcleo compuesto. Bajo ciertas circunstancias no es posible definir claramente el límite entre las reacciones de deep inelastic y las de cuasifisión. En particular, si el sistema inicial es "simétrico" (núcleo blanco igual al núcleo proyectil), la distinción se hace prácticamente imposible.

El interés de la física de iones pesados reside en gran medida en el estudio del complejo intermedio que se forma durante la reacción, su evolución, y finalmente, su decaimiento o su transformación en un verdadero núcleo compuesto. En las reacciones de fusión, el sistema dinuclear evoluciona desde la configuración de dos núcleos "tangentes" hacia la de núcleo compuesto, pasando por un continuo de formas intermedias. En las reacciones de deep inelastic en cambio, la evolución ocurre en todo momento dentro de un régimen dinuclear en el que la identidad de los dos fragmentos se mantiene hasta el instante de su separación. Existe evidencia experimental de que, aun dentro

del régimen dinuclear, el complejo intermedio no se reduce a una configuración de dos núcleos tangentes. Por el contrario, cada uno de los fragmentos experimenta considerables deformaciones, especialmente en la región de contacto o cuello del complejo dinuclear (ver por ejemplo, [Pe 77]).

En principio, los distintos tipos de reacción que hemos discutido pueden ser explicados a través del estudio de la evolución dinámica de los grados de libertad macroscópicos que describen al sistema combinado. La definición de estos grados de libertad dista de ser unívoca, y la formulación de cualquier modelo cuya solución matemática tenga un contenido físico transparente conduce necesariamente a la realización de simplificaciones drásticas. El requerimiento mínimo que los grados de libertad deben satisfacer en cualquier modelo, es que puedan caracterizar un régimen mononuclear (que podría asociarse con la formación del núcleo compuesto), un régimen dinuclear (correspondiente por ejemplo, a las etapas finales de una reacción de deep inelastic o de fusión-fisión), y una transición continua entre ambos definida por el "grado de comunicación" entre los fragmentos a través del cuello o región de contacto.

El paso siguiente en la formulación de un modelo dinámico consiste en hallar los valores de la energía potencial en el espacio de configuración, definido por los grados de libertad. Un modelo frecuentemente empleado en problemas de física nuclear es el de la gota líquida incompresible, rotante y eléctricamente cargada, generalizado en este caso para abarcar la multiplicidad

de formas que el sistema combinado blanco proyectil puede adoptar durante la reacción [Co 74]. Según el modelo de la gota líquida, en la formación de la energía total del núcleo atómico contribuyen tres términos, a saber, energía de superficie, electrostática y rotacional:

$$E = E_S + E_C + E_R \quad \text{II-1}$$

Se excluyen de este tipo de análisis términos que, como el de volumen por ejemplo, sólo son importantes en la comparación de distintos núcleos entre sí. Para un dado núcleo con momento angular constante, E_S , E_C , y E_R sólo dependen de la forma de la gota, que a su vez queda definida por los valores que toman los grados de libertad. De tal modo, la energía total E puede ser representada por una superficie multidimensional en el espacio de las formas, mientras que el momento angular parametriza a una familia de estas superficies.

Finalmente, para poder plantear las ecuaciones de movimiento es necesario calcular los términos inerciales y disipativos asociados con los grados de libertad. Este problema puede resultar tanto o más complicado que la definición de los grados de libertad en sí.

II.1.B.a LIMITACIONES PARA LA FORMACION DEL NUCLEO COMPUESTO.

Aun sin resolver el problema dinámico completo, es posible extraer algunas conclusiones a partir del estudio de las

"superficies" de energía potencial como función de la deformación del sistema combinado. Consideremos por ejemplo el régimen mononuclear. Es obvio que dentro de los límites de este régimen debe existir algún valor de la deformación para el cual la energía potencial posea un mínimo local (deformación de equilibrio), tal como lo prueba la misma existencia de núcleos estables. Sin embargo, también se sabe que a medida que se consideran núcleos más pesados (y por lo tanto, más cargados eléctricamente) la estabilidad frente al decaimiento por fisión disminuye. Desde el punto de vista del modelo de la gota líquida, esto se explica por el aumento de la energía repulsiva electrostática respecto de la fuerza cohesiva provista por la tensión superficial. La fisión del núcleo refleja la disminución de la barrera de potencial que separa a la configuración de núcleo compuesto por un lado, del régimen dinuclear correspondiente a los dos fragmentos de fisión por el otro. Para núcleos suficientemente pesados, el mínimo y el "punto de ensilladura" en el potencial (correspondientes al equilibrio del núcleo compuesto y al tope de la barrera respectivamente) se confunden y por lo tanto la barrera de fisión desaparece por completo. En otras palabras, ya no existe ningún estado de equilibrio del sistema mononuclear. Una consecuencia inmediata, casi trivial, de este hecho es que una reacción entre dos núcleos no puede conducir a la formación del núcleo compuesto si la masa combinada es igual o superior a la masa crítica por encima de la cual la barrera de fisión desaparece. La reacción debe

desembocar necesariamente en una configuración binaria o dinuclear.

Esta limitación (de tipo energético) para la formación del núcleo compuesto es en realidad más restrictiva cuando se toman en cuenta los efectos del momento angular. En general, la colisión entre los dos núcleos ocurre con un parámetro de impacto no nulo, y el momento angular resultante debe ser transferido al núcleo compuesto (suponiendo que éste llegue a formarse). Para un dado sistema combinado, la inclusión de momento angular resulta en un incremento de la energía rotacional, las deformaciones correspondientes a los puntos de equilibrio y de ensilladura se acercan mutuamente (comparados con el caso no rotante), y la altura de la barrera de fisión disminuye. En resumen, la estabilidad de un dado núcleo frente al decaimiento por fisión disminuye a medida que aumenta su espín.

II.1.B.b DINAMICA DE LAS REACCIONES ENTRE NUCLEOS PESADOS: NUCLEO COMPUESTO Y RESEPARACION.

Es conveniente reiterar que las condiciones que acabamos de describir para la formación del núcleo compuesto son sólo condiciones necesarias, puesto que no tienen en cuenta limitaciones adicionales relacionadas ya sea con la dinámica o con la configuración inicial (canal de entrada). Sin embargo, bastan para hacer plausible la idea de que la sección eficaz total de reacción en colisiones entre núcleos pesados debe

nutrirse de otros procesos, además de los directos y de fusión.

Con el objeto de delimitar con mayor precisión los dominios de ocurrencia de distintos tipos de reacción Swiatecki ha formulado un modelo que se destaca tanto por su simplicidad conceptual como por el hecho de que los distintos procesos son explicados de manera unificada [Sw 81]. En su modelo, el sistema combinado es descrito mediante dos esferas de radio R_1 y R_2 , cuyos centros están separados por una distancia r , comunicadas entre sí por un cuello cónico definido por su ángulo de abertura (fig. 2-1). Tres grados de libertad son empleados, a saber:

$$\Delta = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}$$

$$\rho = \frac{r}{R_1 + R_2}$$

$$\alpha = \left(\frac{\text{sen } \theta}{\text{sen } \theta_{\text{Max}}} \right)^2$$

II-2

Arbitrariamente, se define que la transición entre el régimen mononuclear y el régimen dinuclear ocurre cuando el grado de apertura del cuello corresponde a $\alpha = 0.5$. Los términos inerciales en la ecuación de movimiento se reducen a la energía relacionada con el movimiento relativo de los dos fragmentos. Los términos disipativos provienen tanto del movimiento relativo como del movimiento de la superficie exterior del sistema [Ra 80].

Las conclusiones fundamentales de este modelo pueden

resumirse del siguiente modo: En el régimen dinuclear, el grado de libertad Δ que controla la asimetría del sistema, permanece prácticamente congelado en el valor correspondiente al canal de entrada. Por lo tanto, la condición para que se produzca la fusión se reduce en muchos casos a que el sistema pueda sobreponerse a la barrera de potencial a Δ constante, definida también como "punto de ensilladura condicional". Que pueda hacerlo o no, depende de varias condiciones, por ejemplo, de la asimetría inicial, de la masa total, y de la energía cinética por encima del potencial en el punto de contacto al comienzo de la reacción.

Si la trayectoria del sistema en el espacio de configuración presenta un punto de retorno situado por "afuera" del punto de ensilladura condicional, el sistema volverá a separarse en dos fragmentos. En particular, si la trayectoria no se aparta del régimen dinuclear entonces la asimetría permanece constante a lo largo de todo el proceso y los fragmentos en el canal de salida son idénticos o muy similares a los del canal de entrada. Este tipo de proceso o trayectoria en el espacio de configuración puede ser inmediatamente reconocido como una reacción de deep inelastic.

También puede suceder que durante la reacción, el sistema evolucione hacia el régimen mononuclear, donde el grado de libertad de asimetría se descongela. Aun cuando la trayectoria se sitúe por "adentro" del punto de ensilladura condicional, la evolución subsiguiente hacia la fusión no queda garantizada ya

que la disminución de la asimetría podría producir un aumento de la repulsión coulombiana y conducir al sistema hacia la reseparación. Sin embargo, los productos de la reacción serían en este caso dos núcleos prácticamente iguales entre sí. Experimentalmente, este resultado sería muy difícil de distinguir del proceso de fusión-fisión aun cuando en realidad el núcleo compuesto nunca habría llegado a formarse. Este tipo de proceso puede identificarse con las reacciones de cuasifusión.

En lo que resta de este trabajo nos ocuparemos exclusivamente de las reacciones que conducen a la reseparación del complejo intermedio, más específicamente, nos referiremos al tipo de colisiones abarcadas por la designación genérica de deep inelastic.

II.1.B.c DEEP- INELASTIC.

De acuerdo con la clasificación anterior, llamaremos reacciones de deep inelastic a todas aquellas reacciones binarias en las que el complejo dinuclear intermedio decae en dos fragmentos similares a los núcleos originales. Esta definición es un tanto imprecisa en cuanto comprende a un amplio rango de colisiones. Por ejemplo, se ha observado que la conversión de energía cinética en energía de excitación del sistema intermedio (o de los núcleos emergentes de la reacción) varía desde el extremo de las colisiones elásticas hasta el extremo en que la energía cinética final se reduce al mínimo compatible con la

condición de reacción binaria, es decir, la energía de repulsión coulombiana entre los dos fragmentos. Además, el "grado de similitud" entre el canal de entrada y el canal de salida tampoco queda perfectamente definido. Experimentalmente, sólo se observa que las distribuciones de masas o cargas de los productos de la reacción presentan máximos en las vecindades de los valores correspondientes al proyectil y al blanco. Tanto la posición exacta del máximo como el ancho de cada distribución dependen en general de varios factores, y suelen correlacionarse con otras cantidades tal como la inelasticidad de la reacción [Sc 78, Ru 79].

El amplio rango de variación de estas y otras cantidades físicas sugiere la interpretación de que distintas colisiones, con sus distintos tiempos de interacción, corresponden al decaimiento del complejo dinuclear en distintas etapas del proceso de equilibración de sus grados de libertad. En tal caso, puede concluirse que las reacciones de deep inelastic son la herramienta adecuada para estudiar diversos fenómenos de preequilibrio en la materia nuclear. Desde el punto de vista experimental, sin embargo, la situación no es tan definida. Por un lado, la manera de seleccionar a aquellas reacciones caracterizadas por un dado tiempo de interacción (o tiempo de vida del sistema intermedio) no queda absolutamente determinada. Uno de los criterios frecuentemente adoptados es el de asociar el tiempo de vida con el ángulo de deflexión de los productos de la reacción [Wi 73]. Esta idea se basa en que distintos ángulos de

emergencia deberfan corresponder a distintos parámetros de impacto, los que a su vez se traducen en distintas velocidades angulares y tiempos de contacto entre los dos fragmentos.

Otro problema fundamental con que se enfrenta el estudio de los procesos de equilibración en el sistema dinuclear intermedio, es el de la ambigüedad en la definición de los grados de libertad relevantes y de las cantidades observables a través de las cuales éstos se manifiestan. Existen algunos casos en los que dicha definición es relativamente evidente, y éstos han sido objeto de intensivos estudios experimentales y teóricos. En lo que sigue citamos algunos grados de libertad cuya decisiva incidencia en la caracterización de las reacciones de deep inelastic ha sido demostrada, junto con las correspondientes cantidades observables.

i) Posición relativa de los núcleos . La transformación de una importante fracción de la energía cinética inicial en excitación de los fragmentos es la característica distintiva que da el nombre a las reacciones de deep-inelastic. La energía cinética se relaciona íntimamente con las coordenadas radiales y angulares que definen la posición relativa de los dos fragmentos. Típicamente en las colisiones más inelásticas se disipa la totalidad de la energía cinética asociada con el movimiento radial, y parte de la energía cinética asociada con el movimiento angular. Pero según hemos mencionado, en general se observan energías de excitación en todo el rango disponible, que se extiende desde las colisiones elásticas hasta aquellas en que se

pierde toda la energía cinética por encima de la barrera coulombiana entre los fragmentos salientes. Una observación experimental notable, que surge del estudio de los espectros de energías de partículas livianas evaporadas por ambos fragmentos, es que la energía de excitación transferida al complejo dinuclear parece termalizarse en tiempos mucho más cortos que los tiempos típicos de interacción [Ey 78, Hi 79]. Estos experimentos sugieren que dicha energía de excitación se reparte entre los dos núcleos salientes en forma proporcional a sus respectivas masas, según podría predecirse a partir de la condición de que ambos núcleos tengan la misma temperatura [Bo 69].

ii) Asimetría de masa. Es el más lento de todos los grados de libertad que caracterizan a las reacciones de deep inelastic, tal como lo demuestra el hecho de que las distribuciones de masas se concentran alrededor de los valores del canal de entrada [Le 73, Mo 74, Sc 78]. Su tiempo de relajación ha sido estimado entre 10^{-21} seg y 10^{-20} seg, es decir, muy superior a la vida media del sistema dinuclear [Mo 76]. Su evolución temporal ha sido extensamente estudiada mediante el análisis de las distribuciones angulares de distintas masas (o cargas) de los productos de una misma reacción. Las distribuciones de masas han sido exitosamente reproducidas a través de cálculos basados en un mecanismo de tipo difusivo para la transferencia [No 74, Mo 75].

iii) Relación entre el número de protones y neutrones. Se ha observado que para un valor fijo de la asimetría de masa, la distribución del número de protones en uno de los fragmentos

tiene su máximo en el valor que minimiza la correspondiente energía potencial [Ga 74, Ga 75]. Este comportamiento indica que el grado de libertad asociado con el cociente neutrones/protones es mucho más rápido que el correspondiente a la asimetría de masa. Más aún, se cree que este grado de libertad es el más rápido de todos y su tiempo de relajación se estima en 10^{-22} seg. El proceso físico subyacente parece ser la excitación del modo colectivo dipolar que produce la oscilación coherente de todos los protones en oposición de fase con la de todos los neutrones en el complejo dinuclear [Mo 79].

iv) Grados de libertad rotacionales. Una característica notable de las colisiones entre núcleos pesados es que una cierta fracción del momento angular orbital en el canal de entrada es convertido en espín o momento angular intrínseco de los fragmentos salientes. Este proceso se vincula estrechamente a la evolución de los modos rotacionales (portadores de momento angular) del complejo dinuclear intermedio. Las experiencias llevadas a cabo hasta el presente sugieren que el tiempo de equilibración asociado con estos modos es del orden del tiempo de interacción, o tiempo de vida del complejo dinuclear. En el resto de este trabajo, nuestra atención se centrará en este aspecto particular de las reacciones de deep inelastic.

III. MOMENTO ANGULAR Y REACCIONES ENTRE NUCLEOS PESADOS.

En este capítulo revisaremos algunos resultados teóricos y experimentales referidos a la transferencia de momento angular en reacciones de deep inelastic, de manera de ubicar en perspectiva a los objetivos del presente trabajo.

III.1 ASPECTOS TEORICOS.

A diferencia de otras notables características de las reacciones de deep inelastic, la conversión de momento angular fue predicha teóricamente antes de ser observada por primera vez en forma experimental. Los modelos teóricos de los cuales tal proceso se deriva fueron formulados con la finalidad primaria de explicar la disipación de energía cinética. Esta, de por sí, debe incluir contribuciones relacionadas con las coordenadas angulares del movimiento relativo, las que a su vez se hallan ligadas al momento angular.

Una aproximación intuitiva al problema es la ofrecida por los modelos dinámicos clásicos que incluyen fuerzas de fricción. El sistema formado por los dos núcleos es descrito mediante unas pocas coordenadas colectivas, cuya evolución es gobernada por las leyes de la mecánica clásica incluyendo términos disipativos proporcionales a las velocidades generalizadas. El caso más simple [Gr 74] corresponde a considerar a los núcleos como dos esferas que interactúan por medio de un potencial central. En

tal caso, las ecuaciones de movimiento se reducen a

$$\begin{aligned} \mu \ddot{r} &= \mu \dot{\theta}^2 - \frac{\partial V(r)}{\partial r} - \gamma_{rr}(r) \dot{r} \\ \dot{\ell} &= -\gamma_{\theta\theta}(r) \dot{\theta} \end{aligned} \quad \text{III-1}$$

donde r y θ son las coordenadas polares del radio vector entre los dos núcleos, ℓ es el momento angular orbital, y $\gamma_{\theta\theta}$ y γ_{rr} son los coeficientes de fricción tangencial y radial respectivamente. El efecto de los términos disipativos en estas ecuaciones es que tanto la energía cinética como el momento angular orbital del sistema dejan de ser constantes del movimiento. Si bien este enfoque simplista da una primera aproximación al problema, un tratamiento más realista requiere considerar explícitamente los grados de libertad rotacionales de cada uno de los dos fragmentos (que en última instancia han de recibir el momento angular orbital perdido), así como una definición más refinada de las fuerzas de fricción [Bo 75, Ts 74, De 75]. Dentro de este esquema, los grados de libertad relevantes parecen ser aquellos capaces de generar espines paralelos al momento angular total del sistema, o sea, perpendiculares al plano de la reacción. Esta afirmación surge del hecho de que las fuerzas de fricción tangenciales deben actuar predominantemente a lo largo de direcciones contenidas en dicho plano. Sin embargo, se ha propuesto que para tratar el caso más general, todos los grados de libertad rotacionales del complejo dinuclear deben ser

incluidos en la descripción [Mo 80]. De tal forma, se podría en principio generar componentes de los espines orientadas a lo largo de cualquier dirección espacial. Si se recurre a la imagen más simple posible para describir al sistema dinuclear, o sea, la de dos esferas rígidas en contacto, entonces se tiene que la configuración más general del sistema queda definida por seis modos rotacionales (ver capítulo VI). Dos de ellos producen componentes del espín orientadas a lo largo del eje de simetría del complejo dinuclear, mientras que los cuatro restantes generan espines cuyas direcciones se confinan en un plano perpendicular a aquél.

Los modelos dinámicos que hemos mencionado son adecuados para describir la evolución de los valores medios de los grados de libertad macroscópicos. Sin embargo, la indeterminación en las condiciones iniciales de los grados de libertad microscópicos puede dar origen a importantes fluctuaciones alrededor de estos valores medios, y es sabido que estas fluctuaciones desempeñan un papel preponderante en las reacciones de deep inelastic [Mo 81]. En el caso de los grados de libertad rotacionales, este aspecto del problema es enfatizado por los modelos de transporte en los cuales la transferencia de momento angular es considerada como un proceso de tipo difusivo gobernado por la ecuación de Fokker-Planck [Ay 78, Wo 79, Ra 81]. De tal modo, el concepto determinista de que a cada configuración inicial de los grados de libertad macroscópicos le corresponde una dada trayectoria, es reemplazado por el concepto de distribución de probabilidades.

En otras palabras, en cada instante de la evolución del complejo dinuclear, existe una distribución de probabilidades que gobierna la manera en que el momento angular total debe repartirse entre grados de libertad "orbitales" y de rotación de los fragmentos. En este punto, resulta evidente la importancia de considerar explícitamente a todos los grados de libertad capaces de contener momento angular en el sistema dinuclear. La excitación estadística de todos estos modos rotacionales daría lugar a distribuciones (no sólo en magnitud sino también en dirección) de los espines entregados a los núcleos producidos en la reacción. El estudio experimental de estas distribuciones provee información tanto sobre los grados de libertad rotacionales del sistema dinuclear como sobre los mecanismos que intervienen en su excitación.

III.2 ASPECTOS EXPERIMENTALES.

La transferencia de momento angular que ocurre durante el tiempo de vida del complejo dinuclear, debe manifestarse en la partición final del momento angular total entre los grados de libertad del sistema luego de su reseparación. Para definir completamente dicha partición en una reacción binaria, es necesario medir, por ejemplo, el momento angular total en el sistema y el espín entregado a ambos fragmentos. Experimentalmente, esta tarea se enfrenta a dificultades de distinta naturaleza. En primer lugar, debe tenerse en cuenta que

no es posible observar colisiones individuales sino que a lo sumo, como resultado del experimento se obtienen momentos de distinto orden (normalmente sólo el primero) de una distribución de probabilidades $P(I, s_H, s_L)$, donde s_H e s_L son los espines de ambos núcleos e I es el momento angular total²⁾. El momento angular orbital en el canal de salida no es una variable independiente ya que debe satisfacerse la conservación del momento angular total:

$$I = s_H + s_L + \ell \quad \text{III-2}$$

Una dificultad aún más seria es que no existe ninguna técnica que permita medir el momento angular total, o lo que sería equivalente, el momento angular orbital final. Eso significa que en la práctica la información experimental es "integrada" sobre la variable I lo que da origen a una distribución del tipo $P'(s_H, s_L)$. Más aún, hasta el presente no se ha reportado en la literatura científica ningún experimento orientado a determinar correlaciones espín-espín. Nosotros tampoco nos ocuparemos de ese problema, sino que nos limitaremos a tratar con las distribuciones de espines de cada uno de los dos fragmentos por separado.

III.2.A MÉTODOS PARA LA DETERMINACION DEL ESPIN NUCLEAR.

Varias técnicas experimentales han sido aplicadas en el

estudio del espín transferido a un núcleo todas ellas basadas en la medición de los productos del decaimiento (rayos gamma, partículas alfa, fragmentos de fisión). Si bien su aplicabilidad comprende tanto a las reacciones de núcleo compuesto como a las de deep inelastic, nosotros nos limitaremos a considerar este último caso, en el que se define un plano de reacción perpendicular a la dirección del momento angular orbital de los dos núcleos emergentes.

La idea fundamental de todos estos métodos es que las distribuciones angulares de los productos del decaimiento dependen de la distribución (tridimensional en general) de los momentos angulares en los núcleos emisores. En el caso de los rayos gamma, la información es provista no sólo por la correlación angular sino también por la multiplicidad o número de rayos emitidos por reacción.

La elección entre la medición de rayos gamma, partículas cargadas o fragmentos de fisión está dictada por diversas consideraciones. Tanto la fisión como la emisión de partículas alfa o protones ocurre en general durante las primeras etapas del decaimiento, inmediatamente después de la reacción en sí. Este hecho es importante ya que permite el estudio directo de la distribución de espines "primaria", es decir, la que resulta como consecuencia directa de la interacción de los fragmentos en el sistema dinuclear.

Las distribuciones angulares de distintos tipos de fragmentos (partículas livianas o fragmentos de fisión) pueden

ser analizadas de manera unificada. Un resultado general es que la emisión ocurre en el plano perpendicular a la dirección del espín del núcleo emisor, con mayor probabilidad que a lo largo de esa misma dirección. La anisotropía de la distribución angular es una función creciente de la magnitud del espín, y del cociente entre la masa del fragmento emitido y la masa del núcleo emisor. Si los fragmentos son emitidos por un conjunto de núcleos cuyos espines están distribuidos tanto en orientación como en magnitud, esto se traduce en modificaciones de la correspondiente distribución angular [Ba 78, Br 79, Mo 81a]. La técnica de medición de fragmentos de fisión es más poderosa ya que su distribución angular es muy sensible a la distribución de orientaciones [Dy 79, Ha 79, Pu 79, Mo 82]. Su mayor limitación es que la fisión no es el modo dominante de decaimiento sino para los núcleos más pesados ($A \gtrsim 200$). A medida que la masa disminuye, la desexcitación ocurre predominantemente a través de la emisión de partículas livianas. En este caso, la distribución angular provee información sobre la magnitud del espín, pero es poco sensible a la distribución de orientaciones [Ba 80, Ku 80, So 81].

En un amplio rango de masas, la detección de rayos gamma es el único método capaz de suministrar información simultánea sobre la distribución de magnitudes y orientaciones de los espines. Además, bajo ciertas circunstancias ambos tipos de información se manifiestan de manera independiente. El mayor inconveniente asociado con la detección de rayos gamma es que éstos son

emitidos después de la evaporación de un cierto número de neutrones, los que no sólo llevan energía sino que también pueden alterar la distribución primaria de espines. Este efecto es particularmente severo para núcleos livianos, pero puede ser estimado e incluido como una corrección en el estudio de masas intermedias ($A \gtrsim 100$). En general, puede decirse que la detección de rayos gamma es particularmente valiosa en el estudio del decaimiento de núcleos con buenas propiedades rotacionales y en general para núcleos pesados en los que existe una correlación bien definida entre la multiplicidad y el espín [Na 79, St 79].

III.2.A.a RADIACION GAMMA Y MOMENTO ANGULAR.

Los núcleos rotacionales se caracterizan por el hecho de que algunos de sus estados excitados forman parte de bandas en las que la energía de excitación y el espín se relacionan a través de:

$$E^* = E_k + \frac{I(s+1)\hbar^2}{2I} \quad \text{III-3}$$

donde I es el momento de inercia de la banda rotacional, y E_k es la energía de excitación intrínseca del estado sobre el cual la banda está montada. Por ejemplo, los estados de la banda construida sobre el estado fundamental corresponden a la rotación de un núcleo "frío" desde el punto de vista de su energía

interna.

El hecho de que exista en principio una relación tan simple entre la energía de excitación y el espín s , sugiere la conveniencia de representar gráficamente a los estados de un núcleo rotacional en el plano E^*-s . Usando dicha representación, en la fig. 3-1 [Hi 79a] se ilustra el decaimiento de un núcleo compuesto. En la parte superior de la figura se muestra una distribución típica de la población inicial. Cuando se considera la población residual después de la emisión de un neutrón se ve que en promedio la energía de excitación y el espín disminuyen. Al mismo tiempo se observa un ensanchamiento de la distribución en ambas dimensiones debido a que las cantidades de energía y de momento angular llevadas por cada neutrón están sujetas a fluctuaciones estadísticas. Idéntico razonamiento se aplica a las poblaciones residuales después de la emisión de sucesivos neutrones (indicadas en la fig. 3-1 como n , $2n$, etc.) hasta que el núcleo es dejado en un estado donde la desexcitación por emisión de neutrones ya no es posible. Esta región se muestra con mayor detalle en la fig. 3-2 [Di 80]. La curva discontinua, conocida como "entry limit", indica el límite por debajo del cual la energía de excitación "intrínseca" es menor que la energía de separación de un neutrón, y por lo tanto a partir de allí el decaimiento ocurre a través de la emisión de radiación gamma. La línea llena, aproximadamente paralela al entry limit, recibe el nombre de "línea Yrast" y está formada por el conjunto de estados "fríos", es decir, aquellos estados cuya energía de excitación

total es la mínima posible para un valor fijo del espín. Según la ecuación III-3 se puede asociar un momento de inercia efectivo con la línea Yrast, aunque estrictamente ésta no coincide con la banda rotacional del estado fundamental sino que más bien representa la envolvente de una serie de bandas con distintos momentos de inercia, montadas sobre distintos estados excitados intrínsecos.

Luego de la emisión del último neutrón el núcleo queda en algún punto situado entre la línea Yrast y el entry limit. En el decaimiento subsiguiente se pueden distinguir dos tipos de transiciones. Los llamados rayos gamma estadísticos desexcitan al núcleo y llevan poco momento angular en promedio. Las transiciones que ocurren a lo largo de la línea Yrast o a lo largo de trayectorias paralelas a ésta ("Yrast-like transitions") son en su mayoría de naturaleza colectiva, de carácter eléctrico y multipolaridad 2, y cada una de ellas contribuye a disminuir en $2\hbar$ el espín del núcleo emisor ("stretched-E2 transitions"). Por brevedad nos referiremos a estos rayos gamma como E2($\Delta s=2$). El momento angular promedio al inicio de la cascada puede ser inferido a partir de la medición de la multiplicidad (M_γ) de rayos emitidos por núcleo, mediante la ecuación:

$$\langle s \rangle = 2(\langle M_\gamma \rangle - b) \quad \text{III-4}$$

donde b es la multiplicidad de los rayos gamma estadísticos. En cada punto, los rayos gamma estadísticos y los "rotacionales"

compiten entre sí, de modo que para un dado estado el decaimiento hacia el estado fundamental se reparte estadísticamente entre innumerables trayectorias. Experimentalmente, este hecho se traduce en espectros de energías de naturaleza continua [Di 80].

Si bien los resultados que hemos expuesto provienen del estudio de reacciones de núcleo compuesto, su validez se extiende inmediatamente a las de deep inelastic. En efecto, los productos de las reacciones de deep inelastic se asemejan a dos núcleos compuestos formados independientemente, al menos en lo que a su decaimiento se refiere. La técnica de medición de la multiplicidad gamma en reacciones binarias fue aplicada por primera vez por Albretch et.al. [Al 75] para extraer el espín transferido a los fragmentos de la reacción $\text{Ni} + {}^{16}\text{O}$. Entre los trabajos posteriores que repitieron este tipo de mediciones en otros sistemas, se destaca la primera observación de rotación rígida en la reacción ${}^{\text{nat}}\text{Ag} + {}^{20}\text{Ne}$ [Gl 77], así como el estudio sistemático de los tres primeros momentos de la distribución de multiplicidades en la reacción ${}^{144,154}\text{Sm} + {}^{86}\text{Kr}$, llevado a cabo como función del ángulo, número atómico y energía de excitación de los fragmentos salientes [Ch 80]. Un resultado notable de esta investigación es que el ancho relativo de la distribución $\sigma_s / \langle s \rangle$ es superior a lo que podría esperarse de una distribución triangular de ondas parciales en el canal de entrada. Observaciones similares fueron realizadas en varios otros sistemas [Ol 78, Da 79, Da 80].

La siguiente generación de experimentos se refiere a la

determinación de la distribución de orientaciones del espín transferido, y consiste en medir la correlación angular entre los rayos gamma y los fragmentos pesados que se originan en la reacción binaria. Para un sistema perfectamente alineado la distribución angular es función de la multipolaridad del rayo gamma, o más generalmente, de la mezcla de multipolaridades. Por ejemplo, la distribución angular de rayos gamma de tipo E2($\Delta s=2$) está dada por [Gr 66]:

$$W(\omega) = \frac{5}{4} (1 - \cos^4 \omega) \quad \text{III-5}$$

donde ω es el ángulo medido a partir de la dirección del momento angular. Según la ecuación III-5 la probabilidad de emisión es nula a lo largo de la dirección del espín y es máxima sobre un plano perpendicular a ella. Si la población de núcleos emisores presenta una distribución de orientaciones, la distribución angular de la radiación lo reflejará a través de la disminución de su anisotropía.

Mediciones de la correlación angular gamma-partícula efectuadas en distintas reacciones han arrojado resultados aparentemente contradictorios. En sistemas livianos los rayos gamma "discretos" exhiben distribuciones angulares sumamente anisotrópicas indicativas de un alto grado de alineamiento [Va 77, La 78, Pu 79a]. Mediciones similares realizadas en sistemas pesados no permiten sacar conclusiones definitivas debido a los errores estadísticos asociados con la baja

eficiencia para la producción de rayos individuales [Pu 80]. Por otro lado, tanto en sistemas livianos como pesados se han observado pequeñas anisotropías de la parte continua de los espectros de energías [Be 76, Bo 77, Na 78, La 78, Ag 79, Ge 79, Pu 79a, Pu 80, Da 80]. La baja anisotropía de la radiación continua puede ser atribuida a dos causas principales. Una de ellas es que la mezcla de multipolaridades produce una distribución angular intrínsecamente isotrópica, aun cuando sea emitida por núcleos perfectamente polarizados. En particular, para explicar los resultados obtenidos en la reacción $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ se ha sugerido que la proporción de transiciones de tipo $E2(\Delta s=2)$ en la radiación continua no es tan dominante como parecen indicarlo el estudio de reacciones de núcleo compuesto [Pu 80]. La otra causa que puede explicar la baja anisotropía de la radiación continua es la existencia de fluctuaciones en la orientación del momento angular intrínseco de los núcleos emisores. Esta interpretación fue aplicada en el caso de la reacción $^{136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$, donde los rayos gamma fueron detectados en coincidencia con el canal de salida simétrico ($Z = 67$) correspondiente a núcleos con buenas propiedades rotacionales [Ag 79]. La baja anisotropía observada en este caso fue atribuida a la depolarización causada por la excitación térmica de modos rotacionales en el sistema dinuclear intermedio. La idea se basa en que el requerimiento de transferencia de doce protones se asocia necesariamente con altas energías de excitación y por lo tanto, altas temperaturas en el sistema

dinuclear.

III.3 OBJETIVOS DEL PRESENTE TRABAJO.

A partir de la discusión de la sección anterior, se desprende la necesidad de contar con información experimental que permita disipar algunas de las incertezas asociadas con el proceso de transferencia de momento angular en reacciones de deep inelastic, particularmente en los sistemas más pesados. El presente trabajo apunta a satisfacer, siquiera parcialmente, esa necesidad. Nuestro objetivo primordial es el estudio de las distribuciones de espines de los dos núcleos producidos en la reacción, y su interpretación a la luz de un modelo estadístico de equilibrio (que también presentaremos aquí) mediante el cual se intenta explicar la generación de componentes de los espines orientadas al azar.

Desde el punto de vista experimental, el método elegido para llevar a cabo nuestro estudio es el de la medición de la multiplicidad y anisotropía de los rayos gamma emitidos en la reacción. En la planificación de los experimentos se ha considerado especialmente la optimización de las condiciones para generar una fuerte correlación angular entre los rayos gamma y los productos primarios de la reacción. Esas condiciones son

i) Transferencia a los fragmentos de una gran cantidad de momento angular alineado con el momento angular orbital en el canal de salida.

ii) Enriquecimiento en transiciones de tipo $E2(\Delta s=2)$ en el decaimiento de los fragmentos excitados.

La observación de grandes anisotropías, aunque más no sea en condiciones restringidas, es fundamental como referencia que permita extraer conclusiones firmes en casos más generales. Específicamente, es necesario poder estimar en forma experimental la importancia relativa de los dos efectos (mezcla de multipolaridades y fluctuaciones del espín transferido) que contribuyen a la destrucción de la anisotropía. Un procedimiento natural para desacoplar ambos efectos es el análisis de la anisotropía como función de la energía de excitación de los fragmentos y de la energía de la radiación simultáneamente.

Las reacciones estudiadas fueron las siguientes: $^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$, $^{176}\text{Yb} + ^{165}\text{Ho}$, $^{148}\text{Sm} + ^{165}\text{Ho}$, y $\text{natAg} + ^{165}\text{Ho}$. En todos los casos el proyectil empleado fue ^{165}Ho a una energía de bombardeo de 8.5 MeV/nucleón. Los blancos y el proyectil usados en estos experimentos se agrupan en dos categorías desde el punto de vista de su estructura nuclear. Los núcleos ^{165}Ho y ^{176}Yb exhiben características rotacionales definidas y sus correspondientes espectros de energías de rayos gamma están enriquecidos en transiciones de tipo $E2(\Delta s=2)$. Por su parte, ambos isótopos de la plata y el núcleo casi esférico ^{148}Sm se hallan fuera de la región de los buenos rotores, por lo que se espera que la composición multipolar de sus espectros continuos de radiación gamma sea substancialmente distinta. Según veremos, este hecho debe ser cuidadosamente tenido en cuenta en la

extracción de ciertos parámetros de la distribución de espines. Finalmente, todos los núcleos estudiados tienen una serie de características que los hace apropiados para ser estudiados por medio de la detección de rayos gamma. Entre ellas mencionaremos las siguientes:

i) La multiplicidad gamma es función del espín,

ii) se trata de núcleos suficientemente pesados de modo tal que el grado de alineamiento primario (o sea, inmediatamente después de la reacción) no es afectado sustancialmente por la emisión de neutrones o partículas cargadas,

iii) la probabilidad de fisión secuencial es muy baja, aun para el más pesado de los núcleos considerados.

El sistema $^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$, por ser simétrico presenta ventajas adicionales. En primer lugar la distribución en carga y masa de los productos salientes debe estar centrada alrededor de los valores correspondientes a los dos núcleos iniciales. Además, las características del potencial internuclear para un sistema simétrico hacen que la dispersión alrededor de estos valores medios sea mínima [Re 78]. Como consecuencia ambos productos son muy similares en promedio y por lo tanto emiten similares espectros de rayos gamma. Dicho de otro modo, la simetría del sistema reduce notablemente las incertezas asociadas con el hecho de que existan simultáneamente dos fuentes de emisión que no pueden ser distinguidas experimentalmente.

La última parte del trabajo está dedicada a la interpretación cuantitativa de los resultados experimentales. En

la comprensión del proceso de transferencia de momento angular deben distinguirse dos aspectos. El primero se refiere al mecanismo responsable de la transferencia en sí, como por ejemplo, el intercambio de partículas entre los núcleos durante la reacción. El segundo aspecto se refiere a los grados de libertad portadores del momento angular en el complejo dinuclear. Hemos visto que, desde el punto de vista estadístico las reacciones de deep inelastic exhiben dispares características en cuanto al grado de relajación de distintos grados de libertad. Los grados de libertad rotacionales alcanzan un estado de equilibrio térmico, según parece indicarlo el hecho de que el sistema dinuclear evoluciona hacia una configuración de rotación rígida [Gl 77, Na 78, Na 79, Ba 80, So 81]. En tal caso los resultados experimentales no permitirían distinguir entre distintos mecanismos de transferencia ya que cualquiera de ellos conduciría al mismo límite para tiempos de interacción suficientemente largos. En consecuencia, resulta justificable tratar el problema de la transferencia de momento angular basándose en la mecánica estadística de equilibrio. Si bien al hacerlo uno pasa por alto interesantes detalles del proceso de equilibración, también es cierto que un enfoque de este tipo representa una posición realista frente a la evidencia experimental. En cualquier caso, el límite de equilibrio térmico resulta interesante de por sí como para justificar su estudio detallado y la comparación de sus predicciones con los resultados experimentales.

IV. MÉTODOS EXPERIMENTALES.

En este capítulo nos referiremos a los equipos y métodos empleados en la realización de los experimentos. Nuestra discusión comprenderá al acelerador, los sistemas de detección y electrónica asociada y, finalmente, la adquisición y procesamiento de datos.

IV.1 ACELERADOR.

Las experiencias fueron realizadas en el Lawrence Berkeley Laboratory usando el acelerador SuperHILAC [Ma 71], con el cual pueden obtenerse desde partículas alfa hasta núcleos de uranio a energías que van de 2.5 a 8.5 MeV/nucleón.

El SuperHILAC es un acelerador del tipo Alvarez [Al 55], cuyo principio de funcionamiento se basa en el concepto de aceleración múltiple a lo largo de una trayectoria lineal. En él se distinguen tres etapas de aceleración dadas por un inyector y dos tanques que actúan como cavidades resonantes. Los proyectiles provistos por una fuente de iones son acelerados por el inyector hasta la energía requerida para ser aceptados por el primer tanque. Existen tres inyectores, cada uno de ellos optimizado para operar en distintos rangos de masas. En el primer tanque o "prestripper", los proyectiles alcanzan una energía de 1.2 MeV/nucleón. Antes de entrar al segundo tanque o "poststripper" los iones atraviesan una lámina delgada de carbono

en la que pierden un número adicional de electrones, de modo de aumentar la eficiencia de la última etapa de aceleración. El segundo tanque está dividido en seis secciones que pueden ser operadas en forma independiente, y cada una de ellas produce una ganancia de energía de algo más de 1 MeV/nucleón. La energía final de los proyectiles puede ser modificada variando el número de secciones activas.

La estructura temporal del haz está dada por pulsos de alrededor de 5 nseg de duración, producidos con una frecuencia de 36 Hz. Cada uno de éstos exhibe a su vez una microestructura consistente en pulsos espaciados cada 14 nseg cuya duración típica es de 3 nseg. Mediante el uso de cuadrupolos eléctricos e imanes, el haz es focalizado en distintos puntos de su trayectoria y finalmente es dirigido a una de las numerosas áreas experimentales.

IV.2 DETECCION DE PARTICULAS.

En la última etapa de su recorrido, los proyectiles producidos por el acelerador penetraban en una cámara de scattering en el interior de la cual se situaban los blancos y los detectores de partículas. Como blancos, se usaron láminas delgadas de ^{165}Ho ($0.870\text{mg}/\text{cm}^2$), ^{176}Yb ($0.900\text{ mg}/\text{cm}^2$), ^{148}Sm ($0.459\text{ mg}/\text{cm}^2$) y natAg ($0.969\text{ mg}/\text{cm}^2$).

Los fragmentos pesados originados en las reacciones entre las partículas del haz y los núcleos del blanco eran detectados

en tres sistemas independientes consistentes en sendos detectores de silicio de barrera de superficie de 300 μ m de espesor. En una de las experiencias ($^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$) uno de estos detectores tenía por delante otro detector delgado (ΔE) de 11 μ m de espesor. Este tipo de configuración conocida como telescopio ΔE -E, tiene por objeto identificar la carga del núcleo detectado. El método se basa en que el núcleo incidente atraviesa el detector delgado en el que sólo deposita una pequeña parte de su energía (ΔE), mientras que el resto es depositada en el detector grueso donde se detiene por completo [Go 75]. Cuando se representa el número de cuentas como función de E y ΔE , cada número atómico Z define una curva característica. En el caso de fragmentos pesados la resolución del método es pobre, por lo cual durante la experiencia este telescopio sólo fue usado para monitorear el ancho de la distribución de cargas en forma cualitativa, sin resolver valores individuales.

La cámara de scattering empleada tenía forma cilíndrica con un diámetro de 60 cm y una altura de 15 cm, cubierta en su parte superior por una tapa abovedada (fig. 4-1). Dos de los detectores (Si-1 y Si-3) estaban montados sobre brazos móviles ubicados sobre un plano horizontal, paralelo al piso de la cámara. El tercer detector estaba montado sobre un arco situado sobre el plano vertical que contiene a la dirección del haz.

En todas las experiencias, los detectores de partículas fueron colimados hasta un diámetro de 1.1 cm y situados a una distancia de 14.3 cm del blanco. Usando fuentes emisoras de

partículas alfa, se estimó que todos ellos subtendían el mismo ángulo sólido dentro de un error típico del 5%. A su vez la posición angular respecto del haz, igual para todos los detectores, fue determinada con un error de aproximadamente 0.3° . Esto fue verificado al principio de cada experimento comparando la intensidad del pico elástico en los espectros de energías registrados por cada detector. El mismo procedimiento fue utilizado durante el transcurso de la experiencia para detectar posibles corrimientos del haz respecto del blanco.

La calibración de energías fue realizada internamente, basándose en la energía del pico elástico calculada a partir de la cinemática de las distintas reacciones. Al aplicar este procedimiento es necesario corregir por el hecho de que la sección eficaz para el scattering elástico varía rápidamente como función del ángulo de modo tal que la mayoría de los eventos registrados corresponden a un ángulo efectivo ligeramente menor que el formado por la dirección del haz y el eje del detector. La energía depositada en el blanco por las partículas del haz y por los fragmentos salientes fue estimada usando datos tabulados [No 70]. Por último se efectuó una corrección para tener en cuenta la no linealidad entre la energía y la altura de los pulsos originados en la detección de iones pesados [En 72], aplicando el procedimiento descrito en la referencia [Mo 78].

IV.3 DETECCION DE RAYOS GAMMA.

Los rayos gamma en coincidencia con los fragmentos pesados eran detectados por tres centelleadores de NaI(Tl) de 12.7 cm de diámetro por 15.2 cm de profundidad. La ubicación de estos detectores dentro del dispositivo experimental se esquematiza en la fig. 4-1. Los tres detectores se situaban por afuera de la cámara de scattering a una distancia de 60 cm del blanco, al cual miraban a través de idénticas ventanas circulares de lucite de 0.6 cm de espesor. La distancia elegida respondía a un doble propósito. Por un lado se deseaba reducir a menos de 5% la probabilidad de detectar en un mismo detector dos rayos gamma provenientes de un mismo evento. Por otro lado, esa distancia resultaba adecuada para distinguir rayos gamma de neutrones mediante tiempo de vuelo. Para ejemplificar este último punto, la fig. 4-2 muestra un típico espectro de tiempos entre un fragmento pesado y un rayo gamma. Claramente puede verse que en promedio los neutrones llegan al detector alrededor de 15 nseg más tarde que los rayos gamma.

Cada detector fue colimado mediante una carcasa de plomo de 5 cm de espesor en la cual se había practicado un orificio con forma de cono truncado. Su abertura angular era tal que el vértice del cono se situaba idealmente en la posición del blanco mientras que su base (en "contacto" con la cara anterior del detector) definía un área efectiva de detección de 8 cm de

diámetro. De este modo se minimizaba la incidencia de rayos gamma en los bordes del detector, donde es alta la probabilidad de escape del rayo secundario originado en las interacciones por medio de efecto Compton.

La calibración en energía y eficiencia absoluta fue realizada usando fuentes radioactivas de ^{60}Co , ^{152}Eu , ^{88}Y , y ^{207}Bi . Para la calibración de la eficiencia se utilizó un detector adicional de germanio (Ge(LI)) en el cual se detectaba uno de los rayos en coincidencia mientras que el otro era registrado por el detector de NaI que se deseaba calibrar. La eficiencia absoluta era luego calculada como proporcional al cociente entre el número de coincidencias (N_C) y el número total de cuentas en el detector de germanio (N_T):

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{k N_C}{N_T} \quad \text{IV-1}$$

donde la constante de proporcionalidad incluye correcciones por efectos de la correlación angular, del coeficiente de conversión interna de la transición detectada en coincidencia, y del "branching ratio" del estado intermedio.

IV.4 FILTRO DE MULTIPLICIDADES.

Según hemos discutido en el capítulo anterior, la medición de la multiplicidad gamma por evento permite obtener información sobre la suma de los momentos angulares de los fragmentos. Para

medir la multiplicidad promedio basta considerar un solo detector de rayos gamma en coincidencia (por ejemplo) con un detector de iones pesados. Sin embargo, para medir momentos más altos de la distribución es necesario contar con un conjunto de N detectores y registrar el número M de detectores disparados por evento. Los primeros N momentos de la distribución de multiplicidades pueden ser deducidos a partir de la distribución de la variable M mediante el uso de algoritmos apropiados [Ha 75, Sa 76].

Con el objeto de obtener mayor información sobre la distribución de multiplicidades en las reacciones estudiadas, se incluyó un filtro consistente en ocho detectores de NaI de 7.6 cm de diámetro por 7.6 cm de profundidad, situados por afuera de la cámara de scattering. Los detectores estaban dispuestos geoméricamente en forma de halo circular, cada uno de ellos formando un ángulo de 45° con el plano de la cámara. Cada detector estaba colimado hasta un diámetro de 6.5 cm mediante carcazas de plomo que a su vez estaban unidas rígidamente a la parte plana de la tapa de la cámara de scattering.

Para la calibración de la eficiencia absoluta del filtro de multiplicidades se empleó un método totalmente análogo al aplicado para la calibración de los centelleadores de gran volumen.

IV.5 GEOMETRIA DEL SISTEMA DE DETECCION.

La disposición geométrica de la totalidad del dispositivo

experimental se esquematiza en la fig. 4-1. Cada detector de partículas juntamente con la dirección del haz definían un plano de reacción. De tal modo, se tenían dos planos de reacción perpendiculares entre sí, uno definido por Si-1 y Si-3, y el otro por Si-2. A su vez, cada detector de rayos gamma era considerado en coincidencia con los tres detectores de partículas y de esa forma podían obtenerse varias mediciones correspondientes a distintos ángulos entre el rayo gamma detectado y el plano de reacción. Por ejemplo, el eje de simetría del detector NaI-3 estaba ubicado sobre el plano de reacción definido por Si-1 o Si-3 y, por lo tanto, perpendicular al definido por Si-2. En la tabla 1 se da una lista completa de las distintas combinaciones y los correspondientes ángulos. Debe notarse que en ella hemos adoptado la convención de medir los ángulos a partir de la dirección normal al plano de reacción, o lo que es equivalente, a partir de la dirección de alineamiento del momento angular en el canal de salida. De ahora en adelante, al referirnos a la distribución angular de rayos gamma, los ángulos mencionados deberán ser interpretados de acuerdo con esa definición.

Los ángulos listados en la tabla 1 corresponden al sistema de referencia del laboratorio. Si uno se ubica en el sistema de referencia en el cual el núcleo emisor se encuentra en reposo, entonces deben tenerse en cuenta correcciones de aberración y efecto Doppler. Las fórmulas relevantes que relacionan a ambos sistemas de referencia son [A1 78]:

$$E_{\gamma}(\xi) = \frac{E_{\gamma}^{(0)}(1-\beta^2)^{1/2}}{1-\beta \cos \xi} \quad \text{IV-2}$$

$$\cos \xi = \frac{\cos \xi^{(0)} + \beta}{1 + \beta \cos \xi^{(0)}} \quad \text{IV-3}$$

$$\frac{d\Omega}{d\Omega^{(0)}} = \frac{1-\beta^2}{(1-\beta \cos \xi)^2} \quad \text{IV-4}$$

En todas estas ecuaciones, el supraíndice "o" denota a las cantidades medidas en el sistema de referencia que se mueve con la fuente emisora, y β es la velocidad de la fuente expresada en unidades de c (velocidad de la luz). La ecuación IV-2 describe el corrimiento Doppler, y afecta directamente a los espectros de energías gamma (E_{γ}). El ángulo ξ es el determinado entre el vector velocidad de la fuente y la dirección de emisión del rayo gamma. Para nuestros propósitos, la corrección a los ángulos (IV-3) es importante sólo en la medida en que afecte el ángulo (tal como lo hemos definido más arriba). Por ejemplo, si el rayo gamma es emitido a lo largo de una dirección contenida en el plano de la reacción, la corrección indicada por la ecuación IV-3 carece de importancia ya que se refiere al ángulo azimutal respecto de la normal a dicho plano (según discutiremos más adelante, el tipo de experimentos que describiremos es relativamente insensible a las variaciones en ese ángulo). Finalmente, la ecuación IV-4 relaciona a los ángulos sólidos ($d\Omega$) medidos en ambos sistemas de referencia.

Pese a la simplicidad de las fórmulas IV-2, IV-3 y IV-4 existe una dificultad fundamental que impide incorporar estas correcciones en forma exacta. En efecto, experimentalmente no es posible distinguir cual de los dos fragmentos de la reacción binaria es responsable de la emisión de un dado rayo gamma. Con el propósito de estimar la magnitud de este efecto se procedió de la siguiente manera: En primer lugar se supuso que todos los rayos gamma eran emitidos por uno de los dos fragmentos, por ejemplo, por el fragmento detectado. En consecuencia, se aplicó a los espectros la corrección por corrimiento Doppler según la ecuación IV-2, usando los correspondientes valores β_D y ξ_D (nótese que esta corrección es función del valor Q de la reacción a través de su dependencia respecto de la velocidad). Luego se hizo otro tanto, suponiendo que todos los rayos gamma eran emitidos por el fragmento de "retroceso" (no detectado). En este caso, los valores de β_R y ξ_R fueron calculados a partir de la cinemática de la reacción. Los espectros continuos así obtenidos fueron corregidos de acuerdo con el correspondiente factor de ángulo sólido (ec. IV-4), y finalmente fueron sumados canal por canal. Para casi todas las combinaciones resultantes, el espectro "corregido" resultante no difería mayormente del espectro original. Esto se entiende si se tiene en cuenta que $\cos \xi_D$ y $\cos \xi_R$ normalmente tienen signos opuestos y por lo tanto las correcciones originadas en cada núcleo, en promedio, se anulan entre sí.

IV.6 ELECTRONICA Y ADQUISICION DE DATOS.

El procesamiento de las señales originadas en los detectores fue realizado mediante el uso de módulos NIM (ver por ejemplo, [Kn 79]). En la fig. 4-3 se esquematiza la configuración empleada en una experiencia típica. Por razones de claridad sólo se considera la parte asociada con un detector de partículas un detector de rayos gamma y el filtro de multiplicidades. Cada uno de estos bloques producía tres tipos de señales, a saber, i) analógicas ii) lógicas lentas y iii) lógicas rápidas.

La altura de los pulsos analógicos era proporcional a las correspondientes energías depositadas en cada detector, o bien (en el caso del filtro de multiplicidades) al número de detectores disparados.

La información temporal sobre el disparo de los distintos detectores era dada por los pulsos rápidos provenientes de sendos "constant fraction discriminators" (CFD) asociados con cada unidad. La correlación temporal entre pulsos provenientes de distintos CFD era analizada por cuatro módulos TAC ("time-to-amplitude converter"), tres de ellos asociados con cada uno de los detectores de rayos gamma de gran volumen y el cuarto asociado con el filtro de multiplicidades. Cada TAC recibía la señal de disparo de cualquiera ("o" lógico) de los detectores de silicio, mientras que la de detención provenía del correspondiente detector de NaI o del filtro de multiplicidades.

Las coincidencias registradas por cada TAC dentro de su rango temporal de aceptación daba lugar a un pulso lógico (indicativo de la presencia de una coincidencia rápida) y a un pulso analógico de altura proporcional al tiempo transcurrido entre la señal de disparo y la de detención.

Las señales lógicas provenientes de cada unidad eran procesadas de modo de definir un pulso habilitante general ("master gate") cuya presencia indicaba que había ocurrido un evento de interés. Los eventos aceptados eran de dos tipos: i) partículas "singles" y ii) coincidencias (partícula-NaI y/o partícula-halo). Todos los eventos en que se producía algún tipo de coincidencia con una partícula eran aceptados. En cambio, sólo se aceptaba uno de cada 2^n (con n entero) de los mucho más numerosos eventos en los que se detectaba una partícula, sin ninguna otra condición ("scaled down singles"). En adelante, reservaremos la denominación de "evento" para aquellos que satisfacen las condiciones de aceptación.

Cada evento quedaba definido por los siguientes parámetros: las energías depositadas en los tres detectores de silicio y en los tres detectores de NaI, los tiempos registrados en cada TAC, y el número de detectores disparados en el filtro de multiplicidades. Los pulsos analógicos asociados con cada parámetro eran procesados en forma secuencial por un ADC ("analog-to-digital converter") y la información digital era enviada a una computadora. El programa de adquisición utilizado (CHAOS) [Ma 79] almacenaba esta información (evento por evento)

en cinta magnética, y permitía su monitoreo simultáneamente.

IV.7 ANÁLISIS DE DATOS.

El análisis por computadora de los datos experimentales era llevado a cabo de acuerdo al siguiente esquema general. Los datos contenidos en cinta magnética eran procesados con la ayuda del programa de alta velocidad EVA [Ho 79] que permitía la selección de eventos según algún criterio preestablecido. La información así clasificada era escrita en otra cinta magnética en forma de histogramas o espectros. En algunos casos, se realizaba previamente la preselección de un cierto subconjunto de eventos (por ejemplo, requiriendo algún tipo de coincidencia) y éstos eran reescritos en cinta magnética usando el formato original (evento por evento). De este modo se generaban cintas con alta densidad de eventos de interés lo que permitía reducir sustancialmente el tiempo de procesamiento posterior. Finalmente el análisis de los espectros (sumas, multiplicaciones, integrales, compresiones, etc.) era realizado con la ayuda del programa SUSIE [Ne 81].

V. RESULTADOS EXPERIMENTALES.

La información básica extraída de cada experimento comprende lo siguiente:

- i) Espectros de energías de los núcleos emergentes de la reacción primaria,
- ii) Espectros de energías de los rayos gamma emitidos en coincidencia con los iones pesados,
- iii) Espectro de valores de N, donde N es el número de detectores disparados en el filtro de multiplicidades.

V.1 ESPECTROS DE ENERGÍAS DE LOS FRAGMENTOS PESADOS.

Durante las experiencias, los tres detectores de partículas fueron ubicados respecto de la dirección del haz en el llamado ángulo de "grazing" (ϕ_g) de la reacción o sea, el ángulo de deflexión del proyectil correspondiente a una colisión rasante con el blanco. Clásicamente el ángulo de grazing (medido en el sistema de referencia del centro de masa de los dos núcleos) queda definido por la ecuación:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\phi_g}{2}\right) = \frac{1}{2} \frac{B_C}{1 - B_C/E_{cm}} \quad \text{V-1}$$

donde B_C es la barrera coulombiana entre los dos núcleos con sus superficies en contacto, y E_{cm} es la energía cinética total antes de la colisión medida en el sistema del centro de masa. En las

reacciones entre núcleos pesados como los aquí considerados, gran parte de la sección eficaz para la producción de deep-inelastic scattering se focaliza en las vecindades del ángulo de grazing [Re 76a, Wo 76].

En el caso de proyectiles de ^{165}Ho a 1400 MeV sobre blancos de ^{165}Ho , ^{176}Yb , ^{148}Sm y natAg la expresión V-1 predice ángulos de grazing de 27° , 28° , 25° , y 19° , respectivamente. En la fig. 5-1 se muestran los correspondientes espectros de energías. Una característica común a todos ellos es la presencia de dos regiones relativamente bien diferenciadas. El pico situado a altas energías corresponde a las reacciones elásticas, y su ancho en buena medida está determinado por efectos cinemáticos derivados del ángulo de aceptación de los detectores. Cálculos de la cinemática de la reacción muestran que, en el sistema de laboratorio, modificaciones de 1° en el ángulo de detección resultan en variaciones de aproximadamente 20 MeV en la energía de los fragmentos dispersados elásticamente.

A bajas energías se puede observar un ancho pico, correspondiente a las reacciones de deep inelastic. En el caso de la reacción $^{165}\text{Ho} + ^{176}\text{Yb}$, por ejemplo, las energías más bajas observadas están asociadas a un valor Q de la reacción (suponiendo que los fragmentos en el canal de salida son idénticos a los del canal de entrada) de aproximadamente -400 MeV. Un simple cálculo indica que la correspondiente energía cinética remanente en el sistema luego de la colisión es aún inferior a la que podría estimarse a partir de la repulsión

coulombiana de dos esferas en contacto. En efecto, si suponemos una colisión entre dos núcleos esféricos cuyos números de masa y atómicos son A_p , A_t , Z_p y Z_t , la disipación de la totalidad de la energía cinética en exceso de la barrera coulombiana se expresa a través de la siguiente condición:

$$Q = B_C - E_{cm} = \frac{Z_p Z_t e^2}{R_p + R_t} - \frac{E_{lab}}{1 + A_p/A_t} \quad V-2$$

donde E_{lab} es la energía del proyectil en el sistema de laboratorio. En el cálculo de la suma de los radios nucleares usamos la relación [My 67]:

$$R_p + R_t \text{ [fm]} = 1.225 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 2 \quad V-3$$

de modo que resulta $Q \approx -290$ MeV. La diferencia entre el valor Q experimental y el calculado usando un modelo de dos esferas en contacto ha sido observado en numerosas reacciones (ver por ejemplo [Re 81]). Tradicionalmente, esto ha sido interpretado como evidencia de que durante la interacción los fragmentos adquieren formas proladas causantes de una substancial disminución de la barrera coulombiana respecto del valor usado en V-4. Recientemente, al haberse medido simultáneamente el espín impartido a ambos núcleos en la reacción $^{nat}\text{Ag} + ^{86}\text{Kr}$ se obtuvo evidencia adicional sobre la existencia de grandes deformaciones de los fragmentos que forman el complejo dinuclear intermedio [So 81].

En la determinación experimental del valor Q de una dada reacción (asociado con la detección en el ángulo θ_d de una partícula con energía E_d), se supuso que sólo dos fragmentos son producidos en el canal de salida. La conservación de la energía total y del momento lineal conduce a las siguientes ecuaciones (ver fig. 5-2):

$$E_{cm} + Q = \frac{m_d v_d'^2}{2} + \frac{m_r v_r'^2}{2} \quad V-4$$

$$m v_p = m_d v_d + m_r v_r \quad V-5$$

En estas ecuaciones, los subíndices p , d y r se refieren al proyectil, al fragmento detectado, y al fragmento no detectado (o de retroceso), respectivamente. Las velocidades primadas son aquellas medidas en el sistema de referencia del centro de masa. En la realización de los cálculos numéricos se supuso que las masas de los núcleos en el canal de entrada y en el canal de salida eran iguales, o sea, $A_p = A_d$ y $A_t = A_r$. Finalmente, los valores de Q así obtenidos fueron corregidos por el hecho de que ambos fragmentos evaporan un cierto número de neutrones durante su decaimiento y por lo tanto la energía cinética del núcleo detectado es menor que la energía cinética del núcleo antes de la emisión. Para efectuar esta corrección se aplicó un procedimiento iterativo suponiendo que en promedio, ambos núcleos evaporan un neutrón por cada 12 MeV de energía de excitación.

V.2 RAYOS GAMMA CONTINUOS DETECTADOS EN LOS CENTELLEADORES DE GRAN VOLUMEN.

La información sobre la radiación gamma continua detectada por los centelleadores NaI-1, NaI-2 y Nai-3 fue analizada como función del valor Q de la reacción. En la fig. 5-1 se indican las distintas regiones en que fueron divididos los espectros de energías de los núcleos detectados. El ancho de las regiones fue elegido tratando de maximizar su número con sujeción a las limitaciones impuestas por la necesidad de obtener suficiente número de cuentas. En todos los casos se tuvieron en cuenta todas las posibles combinaciones de detectores listadas en la Tabla 1 (sec. IV.5). El número total de espectros de energías gamma considerados por reacción es por lo tanto igual al producto entre el número de regiones y el número de combinaciones. Cada uno de estos espectros daba lugar a su vez a varios valores de la multiplicidad parcial correspondientes a distintos rangos de energías gamma. Por último la anisotropía de la distribución angular era calculada como función de Q y de E_γ como el cociente entre los correspondientes valores de la multiplicidad a 90° y a 0° .

V.2.A. ESPECTROS DE ENERGÍAS DE LOS RAYOS GAMMA.

En la secciones III.1 y III.2 hemos discutido en forma

cualitativa los diversos modos de decaimiento asociados con un núcleo rotacional excitado. Algunos de los conceptos involucrados, tales como los de línea Yrast y entry limit, corresponden a propiedades nucleares independientes del mecanismo de reacción que dio origen al núcleo excitado. Es por lo tanto razonable suponer que las características del decaimiento han de ser muy similares a las exhibidas por los productos de una reacción de deep inelastic, y que las peculiaridades estarán dadas sólo por las diferentes distribuciones de la población en el plano E^*-s . En la fig. 5-3 se muestra en forma esquemática la región poblada en una reacción de deep-inelastic comparada con una reacción típica que produjera el mismo núcleo compuesto. En tal diagrama la proyección sobre el eje E^* corresponde (aproximadamente) a los espectros de energías de partículas (ver por ejemplo la fig. 5-1). La proyección equivalente sobre el eje s debería corresponder a la distribución de espines. Lamentablemente no existe ningún método experimental capaz de suministrar la distribución de espines con precisión comparable a la obtenida para los espectros de energías.

En la fig. 5-4 se muestran dos típicos espectros de energías de rayos gamma en coincidencia con fragmentos de deep inelastic registrados en el plano de la reacción ($\theta = 90^\circ$) y fuera del plano ($\theta = 0^\circ$). Ambos exhiben el mismo comportamiento. Hacia bajas energías puede observarse un intenso promontorio que se extiende hasta aproximadamente 2 MeV. A partir de allí los espectros exhiben un decaimiento de tipo exponencial hacia altas

energías. La dependencia angular puede extraerse directamente a partir de la comparación entre ambos espectros ya que éstos han sido normalizados de acuerdo a la multiplicidad (ver sec. V.2.B). La cola exponencial es aproximadamente isotrópica mientras que el promontorio observado a bajas energías es apreciablemente más intenso a 90° . Estas características (repetidas en todos los espectros analizados) son consistentes con los resultados obtenidos a través de la medición de rayos gamma continuos emitidos en el decaimiento de núcleos compuestos con características rotacionales [Di 80]. De este tipo de estudios se sabe que el promontorio a bajas energías está compuesto en su mayor parte por rayos gamma de multipolaridad $E2(\Delta s=2)$, directamente asociados con transiciones entre los sucesivos estados de una banda rotacional. Según la ecuación III-3, la máxima energía ($E_{\gamma_{\text{Max}}}$) esperable para estas transiciones (correspondiente al límite superior del promontorio) puede ser estimada mediante la fórmula:

$$E_{\gamma_{\text{Max}}} = \frac{2 s_{\text{Max}} - 1}{\downarrow} \quad \text{V-6}$$

donde s_{Max} es el momento angular del núcleo emisor al comienzo de la cascada gamma. A su vez, la diferencia en intensidad a 90° y a 0° es consistente con la multipolaridad $E2(\Delta s=2)$ de estas transiciones, suponiendo que la emisión proviene de un conjunto de núcleos cuyos espines se encuentran alineados preferencialmente en forma perpendicular al plano de la reacción.

Los rayos gamma que componen la cola exponencial del espectro corresponden a las llamadas transiciones estadísticas, cuya composición multipolar se cree que es una mezcla de $E1(\Delta s=1)$ y $E1(\Delta s=0)$, que da origen a la distribución angular isótropica observada [We 78, Fe 79]. A bajas energías el espectro de los rayos estadísticos se encuentra oculto por las mucho más numerosas transiciones de tipo colectivo. Resultados teóricos [Bl 67] y experimentales [Li 78, Si 81] indican que la forma espectral está dada por

$$f(E_\gamma) \propto E_\gamma^D \exp(-E_\gamma/T) \quad \text{V-7}$$

donde el exponente que aparece en el factor preexponencial puede variar entre 2 y 4, y T es una temperatura efectiva cuyo valor típico es de alrededor de 0.5 MeV.

Otro aspecto interesante de los espectros de energías es su dependencia respecto del valor Q de la reacción. En la fig. 5-5 se muestra el comportamiento observado en la reacción $^{165}\text{Ho} + ^{176}\text{Yb}$, similar al observado en los demás casos. Los distintos espectros han sido normalizados de modo tal que el área por debajo de cada uno de ellos sea proporcional a la correspondiente multiplicidad total. Puede verse que en el rango comprendido entre las colisiones elásticas (espectro 8) y el comienzo del pico de deep inelastic (espectro 5), el borde superior del promontorio correspondiente a las transiciones colectivas se desplaza hacia mayores energías. Por el contrario, a partir de

ese punto y a medida que se avanza hacia colisiones más inelásticas (Q más negativo) la posición del borde superior del promontorio permanece estacionaria. De acuerdo a lo discutido en relación con la ecuación V-6, este comportamiento indica que la cantidad de momento angular transferido a los núcleos aumenta junto con la inelasticidad de la colisión. Sin embargo, tal evolución satura para los valores más negativos de Q , es decir que en esa región la cantidad de espín impartida a los fragmentos es independiente de su energía de excitación. La interpretación de este resultado será discutida más ampliamente en la próxima sección y en el capítulo VII.

V.2.B MULTIPLICIDAD GAMMA.

El tema del momento angular convertido en espín hasta ahora tratado en forma cualitativa, puede ser mejor comprendido analizando los resultados sobre la multiplicidad promedio de los rayos gamma. El número medio de rayos gamma emitidos en coincidencia con los productos pesados de la reacción es proporcional al número de cuentas (N_Y) en el espectro. La constante de proporcionalidad debe incluir la eficiencia de los detectores, el número de partículas "singles" (N_p) y la distribución angular de la radiación $W(\theta)$:

$$\langle M_Y \rangle = \frac{N_Y}{\epsilon_Y N_p W(\theta)} \quad \text{V-8}$$

donde θ es el ángulo formado entre el eje del detector gamma y la normal al plano de la reacción y $W(\theta)$ está normalizada de modo tal que:

$$\int W(\theta) d\Omega = 4\pi \quad \text{V-9}$$

Para que esta expresión sea válida es necesario garantizar que la multiplicidad sea suficientemente pequeña (o, alternativamente, que el ángulo sólido de cada detector gamma sea pequeño) como para que pueda despreciarse la probabilidad de que dos rayos alcancen simultáneamente el mismo detector. A menudo, usaremos esta definición de "multiplicidades" en un sentido más amplio, abarcando con ella a las multiplicidades parciales para una región restringida de energías gamma. Para ello, el valor de N_γ a utilizar debe corresponder a dicha región del espectro. Basándose en la expresión V-8 resulta conveniente definir $M_\gamma(\theta)$ del siguiente modo:

$$M_\gamma(\theta) = \langle M_\gamma \rangle W(\theta) \quad \text{V-10}$$

El uso de $M_\gamma(\theta)$ en lugar de $\langle M_\gamma \rangle$ es particularmente útil durante las primeras etapas de la interpretación de los resultados, ya que uno no conoce a priori la forma funcional de la distribución angular $W(\theta)$. Frecuentemente nos referiremos a las cantidades $M_\gamma(90^\circ)$ y $M_\gamma(0^\circ)$ como multiplicidades "en el plano de la reacción" y "fuera del plano de la reacción" respectivamente. La

extracción de las multiplicidades en cada uno de los sistemas estudiados, consistió esencialmente en aplicar la fórmula V-10 a cada uno de los espectros gamma obtenidos en coincidencia con las regiones Q indicadas en la fig. 5-1. Cada uno de los espectros fue a su vez dividido en varias regiones de energías tal como se muestra en la fig. 5-4. Nuevamente, la elección de estas regiones estuvo dictada por consideraciones relacionadas con los errores estadísticos en el número de cuentas.

Para una dada región de energías gamma, el análisis de la multiplicidad como función de Q brinda información sobre el momento angular transferido a los fragmentos como función de su energía de excitación. La multiplicidad como función de E_γ no contiene, en principio, más información que la ya existente en los propios espectros de energías. Sin embargo, veremos su utilidad al analizarla conjuntamente con su dependencia angular.

En la fig. 5-6 se ejemplifica la importancia de contar con varias mediciones redundantes en la evaluación de incertezas de tipo sistemático. Cada conjunto de puntos representa una medición de la multiplicidad total (en el plano) obtenida como función de Q, correspondiente a una de las combinaciones NaI-Si enumeradas en la Tabla 1 (sec. IV.5). Las barras en cada punto representan el error estadístico en el contaje. Como valores finales se tomó el promedio de todas las combinaciones, y se le asignó un error correspondiente al error estadístico sumado (en cuadraturas) a la dispersión alrededor del promedio.

En la fig. 5-7 se muestra la multiplicidad total $(E_\gamma > 300$

Kev) como función de Q para las cuatro reacciones estudiadas. En todos los casos los cuadrados negros corresponden a la multiplicidad a 90° mientras que los triángulos blancos indican la multiplicidad a 0° . Es evidente que la multiplicidad en el plano es superior a la multiplicidad fuera del plano, como podría haberse anticipado a partir de la fig. 5-4. Nuevamente, este resultado es consistente con nuestra idea sobre la polarización del sistema a lo largo de la dirección normal al plano de la reacción y con la composición multipolar (predominantemente $E2(\Delta s=2)$) de la radiación.

Otra característica común a todas las reacciones es la variación de la multiplicidad con respecto a Q . En la región correspondiente a pequeñas energías de excitación ($Q \approx 0$ MeV), la baja multiplicidad indica simplemente que la energía transferida a los fragmentos (ya sea en forma de excitación interna o colectiva) no alcanza para producir un gran número de transiciones. A medida que se consideran valores más negativos de Q , la multiplicidad aumenta rápidamente hasta que alcanza su máximo antes de llegar a la región correspondiente al pico de deep inelastic (ver también fig. 5-1). A partir de ese punto, y a medida que crece la inelasticidad de las colisiones, la multiplicidad permanece constante. En realidad, en esta región se observa que las multiplicidades en el plano y fuera del plano de la reacción presentan distinto comportamiento. Mientras que la primera satura o aún decrece, la segunda continúa aumentando lentamente. El valor máximo de la multiplicidad (a 90°) es de

aproximadamente 40, 38, 37 y 34 para los blancos de ^{176}Yb , ^{165}Ho , ^{148}Sm y $^{\text{nat}}\text{Ag}$ respectivamente. En la medida en que la multiplicidad sea una función creciente del espín (o de la suma de espines), estos valores indican que el momento angular transferido a los núcleos es a su vez una función creciente del momento angular total presente en el sistema. En efecto, usando la fórmula

$$l_{\text{Max}} = (R_p + R_t)[2\mu(E_{\text{cm}} - B_C)]^{1/2} \quad \text{V-11}$$

calculamos que el momento angular máximo (asociado con una colisión rasante) es de 536ħ, 515ħ, 482ħ y 401ħ para Yb, Ho, Sm y Ag.

Diferiremos para el próximo capítulo una interpretación más cuantitativa de la relación entre la multiplicidad (o el espín de los fragmentos) y el momento angular total, en relación con distintos regímenes de rotación del complejo dinuclear intermedio.

V.2.C ANISOTROPIA DE LA DISTRIBUCION ANGULAR.

Definimos la anisotropía de la distribución angular como el cociente entre la multiplicidad en el plano y la multiplicidad fuera fuera del plano:

$$\mathcal{A} = M_Y(90^\circ)/M_Y(0^\circ) \quad \text{V-12}$$

Si la emisión de radiación proviene de un sistema perfectamente alineado entonces $\mathcal{A} = \infty$ para las transiciones cuadrupolares ($\Delta s=2$) y $\mathcal{A} = 0.5$ para las dipolares ($\Delta s=1$) [Gr 66]. Si se relaja la condición de polarización perfecta, en ambos casos la anisotropía disminuye.

En la fig. 5-8 a) se muestra la anisotropía como función de Q para energías gamma por encima de 300 keV. Puede notarse un rápido aumento a través de la región elástica y cuasielástica que alcanza su máximo antes de que se produzca la saturación de la multiplicidad (comparar con fig. 5-7 y 5-1). Sin embargo, a diferencia de lo que ocurre con la multiplicidad la anisotropía decrece nuevamente hacia 1 a medida que se consideran colisiones más inelásticas. Esta variación de la anisotropía como función de Q probablemente se debe más a cambios en el grado de alineamiento que a modificaciones en la composición multipolar de la radiación. Esta afirmación se hace plausible si se analiza la forma de los espectros de energías de los rayos gamma como función de Q (fig. 5-5); en la región de deep inelastic, la forma de los espectros se mantiene prácticamente constante. Analizando en forma simultánea el comportamiento de la multiplicidad y de la anisotropía como función de Q , es posible extraer, al menos cualitativamente, las siguientes conclusiones: Para las colisiones elásticas y cuasielásticas la distribución angular es prácticamente isotrópica ($\mathcal{A} = 1$) debido a que i) el momento angular transferido a los núcleos es pequeño y por lo tanto no existe una dirección de polarización bien definida, y

ii) el porcentaje de rayos gamma de tipo $E2(\Delta s=2)$ no es tan dominante, según se desprende de la extensión del promontorio a bajas energías gamma (fig. 5-5). A medida que la energía de excitación aumenta (Q más negativo) la cantidad de momento angular transferido aumenta (fig. 5-7) y comienza a alinearse predominantemente en forma normal al plano de la reacción por lo que la anisotropía crece. Para excitaciones aún mayores comienzan a generarse componentes del espín orientadas al azar que tienden a frenar el incremento del alineamiento y, por lo tanto, de la anisotropía. Finalmente, en la región más inelástica la caída de la anisotropía indica que el valor casi constante del espín es producido por una fracción de componentes orientadas al azar, que aumenta a expensas de la componente alineada.

En la fig. 5-8 b) nuevamente puede apreciarse la anisotropía como función de Q cuando se selecciona una región de energías gamma correspondiente a las transiciones colectivas ($0.6 \text{ MeV} < E_\gamma < 1.2 \text{ MeV}$). Como podría suponerse, la diferencia principal respecto de la fig. 5-8 a) es un considerable aumento de la anisotropía debido al enriquecimiento en transiciones $E2(\Delta s=2)$.

El efecto producido por la variación en la composición multipolar como función de E_γ puede verse en la fig. 5-9. El gráfico corresponde al valor de Q para el cual la anisotropía toma su máximo valor. El comportamiento de las curvas para $E_\gamma > 0.8 \text{ MeV}$ es fácilmente explicable en términos de dos componentes, según fue discutido en la sección III.1. Para $E_\gamma < 0.8 \text{ MeV}$ en

cambio, puede observarse que la distribución angular nuevamente tiende a la isotropía. Resultados similares obtenidos en estudios de núcleo compuesto, han sido interpretados como evidencia de la existencia de una componente dipolar "stretched" $M1(\Delta s=1)$ [De 78], cuya distribución angular presenta un máximo a lo largo de la dirección del espín del núcleo emisor [Gr 66]. Una explicación alternativa es que estos rayos gamma de baja energía podrían ser emitidos desde estados sujetos a mayor depolarización como consecuencia de la interacción hiperfina entre el espín nuclear y el espín atómico [No 70a].

V.3 RAYOS GAMMA DETECTADOS EN EL FILTRO DE MULTIPLICIDADES.

La información recolectada con el filtro de multiplicidades fue utilizada en dos sentidos. En primer lugar, a partir de la distribución del número de detectores en coincidencia fue posible obtener una medición adicional de la multiplicidad como función de Q , que puede ser directamente comparada con los resultados obtenidos en forma totalmente independiente a partir de los detectores de NaI de gran volumen (sección V.2.C). El formalismo empleado es el descrito en la referencia [Sa 76]. Dentro de los errores experimentales, ambos métodos producen el mismo resultado.

Desde un punto de vista estadístico, se espera que los eventos caracterizados por el disparo de un gran número de detectores estén asociados con un valor de la multiplicidad mayor

que el promedio. De tal modo, al seleccionarse dichos eventos el resto de los parámetros deberían reflejar el aumento de la multiplicidad (y por ende del espín). Con el objeto de investigar este efecto, hemos aplicado el siguiente procedimiento. En primer lugar, seleccionamos aquellos eventos caracterizados por la coincidencia entre un detector de partículas, un detector de NaI de gran volumen, y al menos dos detectores en el filtro de multiplicidades. Por supuesto, también se requería que la energía de los iones pesados cayera en una dada entre las regiones indicadas en la fig. 5-1. El número total de estas coincidencias "triples" (Si-NaI-filtro) es denominado N_t . A continuación eliminamos la condición de coincidencia con el detector de NaI de gran volumen, manteniendo el resto de las condiciones antes mencionadas. De ese modo obtenemos el correspondiente número de coincidencias "dobles" (Si-filtro), al que llamamos N_d . En completa analogía con las fórmulas V-8 y V-10, definimos:

$$m_{\gamma}(\theta) = \frac{N_t}{\epsilon_{\gamma} N_d} \quad \text{V-13}$$

Excepto por los dos o más rayos gamma ya detectados en el filtro de multiplicidades, $m_{\gamma}(\theta)$ puede interpretarse como aproximadamente igual al número medio de rayos gamma asociados con la población seleccionada. En la fig. 5-10 a) se comparan $m_{\gamma}(90^{\circ})$ y $M_{\gamma}(90^{\circ})$ como función de Q . Puede verse que los valores correspondientes a la población seleccionada (m_{γ}) son sistemáticamente

superiores en alrededor de tres rayos gamma, aun sin tener en cuenta a aquellos ya detectados en el filtro. La diferencia relativa entre las dos curvas parece ser mayor para los Q menos negativos. Tentativamente, podria concluirse que esto se debe a que la distorsión producida en la distribución de multiplicidades a raíz del requerimiento de que al menos dos detectores sean disparados, es mayor cuando la multiplicidad es pequeña.

En la parte b) de la fig. 5-10 se comparan las cantidades $M_{\gamma}(90^{\circ})/M_{\gamma}(0^{\circ})$ y $m_{\gamma}(90^{\circ})/m_{\gamma}(0^{\circ})$. Ambos conjuntos de puntos parecen coincidir dentro de los errores experimentales, aunque los rayos gamma emitidos por la población seleccionada exhiben una anisotropía algo mayor, especialmente para los valores de Q menos negativos. Sin embargo, la complejidad de la correlación angular múltiple asociada con la emisión de dos o más rayos gamma a 45° respecto del plano de la reacción impide realizar una interpretación más cuantitativa de este resultado.

VI. TRANSFERENCIA DE MOMENTO ANGULAR Y EQUILIBRIO ESTADISTICO.

El análisis de los numerosos fenómenos observados en el canal de salida de una reacción de deep inelastic (distribuciones de cargas y masas, espectros de energías, distribuciones angulares, etc.) permite interpretar diversos aspectos de la interacción entre los fragmentos que forman el complejo dinuclear intermedio. En particular, la parte de la interacción asociada con la transferencia de momento angular puede ser interpretada macroscópicamente como un fenómeno de tipo disipativo, caracterizado por la aparición de fuerzas tangenciales que se oponen tanto al deslizamiento relativo como a la rodadura de las superficies nucleares en contacto. Si cada una de estas fuerzas actuara en forma individual durante un período suficientemente prolongado, daría lugar a un régimen de rotación característico. En efecto, en el límite de $t \rightarrow \infty$ las fuerzas que se oponen al deslizamiento conducen a la condición de rodadura, mientras que la disipación asociada con la rodadura tiende a producir un movimiento de rotación rígida del sistema formado por los dos núcleos en contacto. Por el contrario, si ambas fuerzas actúan simultáneamente (como parece razonable suponer) entonces la condición de rodadura nunca sería plenamente alcanzada y sólo el límite de rotación rígida tendría un significado práctico. En cualquier caso, el resultado final es que una parte del momento angular total (inicialmente confinado al movimiento relativo) es transferido hacia grados de libertad de los núcleos individuales.

Varios modelos han sido formulados con el objeto de explicar la generación de fuerzas tangenciales en función de ciertos mecanismos específicos (intercambio de partículas [Ay 78, Va 79, Wo 79, Ra 81], excitación de modos vibracionales [Es 78]) Una característica común a todas estas descripciones es que predicen no un valor definido sino más bien una distribución estadística de los espines impartidos a los núcleos. Las características de la distribución resultante quedan determinadas por dos elementos, a saber i) una elección particular del conjunto de grados de libertad portadores del momento angular y ii) el tiempo de relajación (asociado con el mecanismo de transferencia) en relación con el tiempo de vida del complejo dinuclear durante el cual el mecanismo puede actuar. El cálculo de la distribución resulta finalmente del estudio de la evolución dinámica del sistema durante la colisión hasta el punto en que los fragmentos se separan a una distancia suficiente para que la interacción entre ellos sea nula. A partir de ese momento cada núcleo pasa a ser un sistema aislado y por lo tanto la partición del momento angular total entre componentes intrínsecas y orbital queda congelada.

Alternativamente, el problema de la transferencia de momento angular puede ser atacado desde el punto de vista de la configuración de equilibrio correspondiente a tiempos de interacción suficientemente largos. Si bien un enfoque de este tipo puede parecer poco atractivo ya que con él se pierde toda información relativa al proceso que conduce a la equilibración,

cabe formular las siguientes observaciones al respecto. En primer lugar, el uso del límite de equilibrio encuentra su justificación a partir de la observación experimental de que en numerosas reacciones el sistema dinuclear intermedio alcanza un estado de rotación rígida que como veremos más adelante corresponde a un mínimo de la energía rotacional. Pero además, bajo la suposición de que el camino hacia la equilibración se produce a través de un mecanismo de tipo difusivo, puede deducirse que las varianzas de las distribuciones de espines alcanzan sus valores asintóticos más rápidamente que los valores medios [Ay 78, Mo 81]. Según discutiremos más adelante, esto es todo lo que necesitamos para aplicar ciertos resultados del modelo de equilibrio estadístico a los datos experimentales. En resumen, aun cuando no sea plenamente alcanzado, el estado de equilibrio resulta interesante de por sí ya que al ser independiente del mecanismo de transferencia, para su descripción sólo se requiere la definición de un conjunto adecuado de grados de libertad portadores del momento angular. Es así que los cálculos basados en un modelo de este tipo pueden proveer un marco de referencia natural para la comparación con resultados experimentales. Describiremos a continuación el modelo estadístico utilizado en la descripción del equilibrio térmico de los grados de libertad rotacionales del complejo dinuclear intermedio.

VI.1 MODELO ESTADISTICO.

En la formulación del modelo debemos distinguir el problema mecánico de los aspectos estadísticos propiamente dichos. En lo que sigue trataremos ambos aspectos separadamente.

VI.1.A MODOS NORMALES DEL SISTEMA DINUCLEAR.

El primer paso del modelo consiste en definir los grados de libertad del sistema dinuclear e identificar sus modos normales. Para ello consideraremos el caso más simple compatible con el tipo de fenómenos que deseamos describir. Supondremos que el complejo dinuclear intermedio está formado por dos esferas rígidas en contacto (no rígidamente unidas) con todos los grados de libertad asociados (fig. 6-1). Podemos describir la configuración rotacional más general especificando el momento angular intrínseco de cada uno de los fragmentos (s_H y s_L) y el momento angular asociado con el movimiento orbital (ℓ). En realidad, no todas estas variables son independientes ya que debe satisfacerse la conservación del momento angular total I :

VI-1

Teniendo en cuenta que el momento angular orbital no es una cantidad que pueda ser directamente medida, elegimos a los

espines s_H y s_L como variables independientes. Más aún, es conveniente realizar una transformación adicional definiendo un conjunto de variables s_H y s_L , a las que denominaremos de "exceso de espín" y que definimos del siguiente modo:

$$\begin{aligned}\Delta s_H &= s_H - r_H \\ \Delta s_L &= s_L - r_L\end{aligned}\tag{VI-2}$$

En estas ecuaciones, r_H y r_L son los espines impartidos a los fragmentos cuando el sistema rota rígidamente alrededor de una dirección perpendicular al eje que une a los dos centros. La condición de rotación rígida puede ser obtenida a partir de la velocidad angular definida como

$$\omega = \frac{I}{J_H + J_L + \mu d^2}\tag{VI-3}$$

donde J_H e J_L son los momentos de inercia, μ es la masa reducida, y d es la distancia entre los centros. Como la misma velocidad angular puede asignarse también a cualquier subconjunto del sistema, entonces

$$\omega = \frac{r_H}{J_H} = \frac{r_L}{J_L} = \frac{\ell}{\mu d^2}\tag{VI-4}$$

Usando las ecuaciones VI-3 y VI-4 es posible obtener los correspondientes espines (r_H y r_L) y el momento angular orbital como función de I :

$$\begin{aligned} r_{H(L)} &= \frac{J_{H(L)}}{J_1} I \\ L_r &= \frac{u d^2}{J_1} I \end{aligned} \quad \text{VI-5}$$

En estas ecuaciones, hemos introducido la definición:

$$J_1 = J_H + J_L + u d^2 \quad \text{VI-6}$$

Con la definición de los excesos de espín (ec. VI-2) y la condición de rotación rígida se puede demostrar que $\Delta s_{H)y} = -\Delta s_{L)y}$ (definimos $\Delta s_y = \Delta s_{H)y}$), es decir que las proyecciones de los excesos de espín a lo largo del eje de simetría no son variables independientes. Por lo tanto, como sexta variable independiente elegimos la proyección del momento angular total sobre este eje, a la que denominaremos K. De este modo se cumple:

$$\begin{aligned} s_{H)y} &= r_{H)y} + \Delta s_y \\ s_{L)y} &= r_{L)y} - \Delta s_y \end{aligned} \quad \text{VI-7}$$

La energía rotacional total en el caso más general está dada por:

$$E = \frac{L^2}{2u d^2} + \frac{s_H^2}{2J_H} + \frac{s_L^2}{2J_L} \quad \text{VI-8}$$

Teniendo en cuenta las ecuaciones VI-2 y VI-7, la fórmula VI-8 puede ser escrita como función de las componentes de los excesos

de espfn y de K, usando notación matricial:

$$\begin{aligned}
 E = & \frac{I^2}{2\mathcal{J}_1} + \frac{1}{2} [\Delta\mathbf{s}_H)_x, \Delta\mathbf{s}_L)_x] \begin{bmatrix} \frac{1}{\mu d^2} + \frac{1}{\mathcal{J}_H} & \frac{1}{\mu d^2} \\ \frac{1}{\mu d^2} & \frac{1}{\mu d^2} + \frac{1}{\mathcal{J}_L} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\mathbf{s}_H)_x \\ \Delta\mathbf{s}_L)_x \end{bmatrix} \\
 & + \frac{1}{2} [K, \Delta s_y] \begin{bmatrix} \frac{1}{\mathcal{J}_{||}} - \frac{1}{\mathcal{J}_1} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\mathcal{J}_H} + \frac{1}{\mathcal{J}_L} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} K \\ \Delta s_y \end{bmatrix} \\
 & + \frac{1}{2} [\Delta\mathbf{s}_H)_z, \Delta\mathbf{s}_L)_z] \begin{bmatrix} \frac{1}{\mu d^2} + \frac{1}{\mathcal{J}_H} & \frac{1}{\mu d^2} \\ \frac{1}{\mu d^2} & \frac{1}{\mu d^2} + \frac{1}{\mathcal{J}_L} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\mathbf{s}_H)_z \\ \Delta\mathbf{s}_L)_z \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{VI-9}$$

donde

$$\mathcal{J}_{||} = \mathcal{J}_H + \mathcal{J}_L \tag{VI-10}$$

Cada una de las tres matrices involucradas corresponde a una de las direcciones cartesianas indicadas en la fig. 6-1. Debido a que la matriz asociada con la dirección "y" (eje de simetría) es diagonal, los momentos angulares K y s_y corresponden a dos de los modos normales. El modo normal que produce la proyección del momento angular total sobre el eje de simetría puede ser interpretado como una rotación del plano de la reacción y recibe el nombre de "tilting". El otro modo normal, asociado con el momento angular Δs_y corresponde a la rotación de ambos fragmentos en sentidos opuestos alrededor del eje de simetría del complejo,

y es denominado "twisting". Para hallar los cuatro modos normales restantes es necesario diagonalizar las otras dos matrices que aparecen en la ecuación VI-9, relacionadas con las direcciones "x" y "z". En realidad, tal como podría haberse anticipado a partir de la simetría axial del problema, ambas matrices son idénticas entre sí. El momento angular generado por la excitación de estos modos normales (dos por cada coordenada cartesiana) puede ser escrito como combinación lineal de los excesos de espín de cada fragmento:

$$\xi_{B_x} = B_H \Delta S_H)_x + B_L \Delta S_L)_x \quad \text{VI-11}$$

$$\xi_{W_x} = W_H \Delta S_H)_x + W_L \Delta S_L)_x$$

y ecuaciones análogas para la coordenada "z". La correspondiente ecuación secular es:

$$\left(\frac{1}{J_H} + \frac{1}{ud^2} - \lambda \right) \left(\frac{1}{J_L} + \frac{1}{ud^2} - \lambda \right) - \frac{1}{ud^2} = 0 \quad \text{VI-12}$$

de donde se derivan los autovalores

$$\lambda_{W(B)} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{J_H} + \frac{1}{J_L} + \frac{2}{ud^2} \pm \sqrt{\frac{1}{J_H} - \frac{1}{J_L} + \frac{2}{ud^2}} \right\} \quad \text{VI-13}$$

y las componentes de los autovectores satisfacen la siguiente relación :

$$\frac{B_H}{B_L} = \frac{1/ud^2}{\frac{1}{J_H} + \frac{1}{ud^2} - \lambda_B}$$

$$\frac{W_H}{W_L} = \frac{1/ud^2}{\frac{1}{J_H} + \frac{1}{ud^2} - \lambda_W} \quad \text{VI-14}$$

Los modos asociados con los signos + y - en la ecuación VI-13 reciben el nombre de "wriggling" y "bending", respectivamente. Ambos son doblemente degenerados y producen componentes del momento angular a lo largo de las direcciones "x" y "z". La energía rotacional VI-8 o VI-9 toma una forma muy simple cuando es expresada en función de estos modos:

$$E = \frac{I^2}{2\mathcal{J}_1} + \frac{1}{2} \left\{ \lambda_W (\xi_{W_x}^2 + \xi_{W_z}^2) + \lambda_B (\xi_{B_x}^2 + \xi_{B_z}^2) + \lambda_{TI} \xi_{TI}^2 + \lambda_{TW} \xi_{TW}^2 \right\} \quad \text{VI-15}$$

donde, por motivos de uniformidad en la notación, hemos definido:

$$\xi_{TI} \equiv K \quad , \quad \xi_{TW} \equiv \Delta s_y \quad \text{VI-16}$$

y

$$\lambda_{TI} = \frac{1}{\mathcal{J}_{\parallel}} - \frac{1}{\mathcal{J}_{\perp}} \quad , \quad \lambda_{TW} = \frac{1}{\mathcal{J}_H} + \frac{1}{\mathcal{J}_L} \quad \text{VI-17}$$

Para interpretar el significado de cada uno de los modos normales es útil expresar los momentos de inercia en función de las siguientes variables: i) asimetría de masa (definida como $\mathcal{S} = (A_H - A_L)/(A_H + A_L)$) y ii) el momento de inercia \mathcal{I}_0 de una esfera cuya masa es la mitad de la masa total del sistema. Recordando que el radio y la masa del núcleo se relacionan a través de la proporcionalidad $R \propto A^{1/3}$, y que el momento de inercia de una esfera respecto de uno de sus diámetros está dado por $\frac{2}{5}mR^2$, resulta:

$$A_H = A_0 (1 + \delta)^{5/3}$$

$$A_L = A_0 (1 - \delta)^{5/3}$$

VI-18

$$\nu d^2 = \frac{5}{4} (1 - \delta)^2 A_0 \left\{ (1 + \delta)^{1/3} + (1 - \delta)^{1/3} \right\}^2$$

Remplazando VI-18 en VI-14 y recordando VI-11, se obtiene la dependencia de las distintas componentes del espín generadas en cada fragmento para cada uno de los modos, como función de la asimetría de masa. Dicha dependencia se ilustra en la fig. 6-2 donde se grafican los cocientes entre distintas componentes cartesianas de Δs_H y Δs_L (o viceversa). Para sistemas simétricos ($A_H = A_L$) todas las curvas convergen hacia la unidad ya que desaparece la distinción entre fragmento pesado y liviano. El signo del cociente para un modo particular indica si los espines son paralelos (tilting, wriggling) o antiparalelos (bending, twisting). La situación correspondiente a una asimetría fija puede ser visualizada más fácilmente con la ayuda de la fig. 6-3. En ella se muestran las distintas componentes del momento angular (intrínseco y orbital) producidas cuando se excitan los distintos modos normales. Por razones de simplicidad, la situación ilustrada corresponde al caso en que el momento angular total es nulo (excepto para el modo tilting). Cuando hay degeneración (wriggling y bending) sólo uno de los dos modos es mostrado; se entiende que el otro se obtendría rotando los vectores en 90° alrededor del eje de simetría.

El modo bending se caracteriza porque el fragmento más

pesado adquiere la mayor parte del momento angular intrínseco. A medida que la asimetría de masa aumenta, la diferencia entre los espines se hace mayor y por lo tanto debe ser compensada por una cantidad creciente de momento angular orbital (que es nulo en sistemas simétricos). Para el modo wriggling, por el contrario, el fragmento liviano es obligado a contener el espín mayor. Por tener ambos espines el mismo sentido, el momento angular orbital debe compensar la suma para que se cumpla $I = 0$ (aun en el caso de sistemas simétricos). Como ya hemos visto, cuando se excita el modo twisting ambos fragmentos generan espines que apuntan en sentidos opuestos a lo largo del eje de simetría y cuyas magnitudes son iguales independientemente de la asimetría de masa. Finalmente, el modo tilting es distinto a todos los demás en cuanto a que es el único que no puede existir en un sistema con momento angular nulo. Ello se debe a que en realidad, se trata de un movimiento de rotación rígida ejecutado alrededor de un eje que no es perpendicular al eje de simetría del sistema, y en consecuencia el momento angular asociado es precisamente una proyección del momento angular total.

La energética de los modos puede ser estudiada teniendo en cuenta las ecuaciones VI-11, VI-13, VI-15, VI-16 y VI-17. Es posible sin embargo extraer algunas conclusiones cualitativas a partir de la discusión anterior referida a la interpretación de los modos como función de la asimetría de masa. En primer lugar, teniendo en cuenta que todos los autovalores λ son positivos, la ecuación VI-15 indica que para un momento angular total fijo, la

configuración de menor energía corresponde a la rotación rígida del sistema alrededor de una dirección perpendicular al eje de simetría:

$$E = \frac{I^2}{2J_1} \quad \text{VI-19}$$

La excitación de cualquiera de los modos requiere energía adicional. Consideremos por ejemplo el caso del modo bending. A medida que la asimetría aumenta (para un valor constante del momento angular ξ_B), la cantidad decreciente de espín asociada con el fragmento más liviano, hace que la energía necesaria en la excitación de ese modo disminuya al principio. Sin embargo, para las combinaciones más asimétricas, el movimiento orbital se vuelve cada vez más "costoso" desde el punto de vista energético ya que el momento de inercia asociado μd^2 tiende a 0 (ver ec. VI-18). El resultado neto es que para asimetrías extremas la energía del modo bending tiende a infinito. Un resultado similar, aunque por distinto motivo, se obtiene para el modo twisting. En este caso no se genera momento angular orbital sino que el fragmento liviano, al contener una cantidad constante de espín, incrementa su energía rotacional a medida que se consideran sistemas progresivamente más asimétricos. Por su parte, el modo wriggling es el que más rápidamente incrementa sus requerimientos de energía como función de la asimetría de masa debido a que en él se combinan los efectos discutidos en los dos casos anteriores. Por último, el modo tilting se distingue de

los demás también en el aspecto energético. Cuando este modo es excitado se produce una disminución del momento angular orbital, y por lo tanto, de la energía rotacional asociada. Sin embargo dicha disminución es compensada y superada por el aumento que resulta del incremento del espín de los fragmentos. Aplicando la condición de rotación rígida VI-5 al caso en que el eje de rotación no coincide con la dirección perpendicular al eje de simetría, se tiene:

$$E = \frac{\nu d^2}{\mathcal{J}_1} \frac{I^2 - K^2}{2\nu d^2} + \frac{\mathcal{J}_H}{\mathcal{J}_1} I^2 \frac{1}{2\mathcal{J}_H} + \left(\frac{\mathcal{J}_L}{\mathcal{J}_1} I \right)^2 \frac{1}{2\mathcal{J}_L}$$

$$= \frac{I^2}{2\mathcal{J}_1} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\mathcal{J}_H} - \frac{1}{\mathcal{J}_1} \right) K^2$$

VI-20

Por supuesto, esta última expresión podría haberse derivado directamente a partir de las ecuaciones VI-15 y VI-16.

Debe notarse que la conclusión de que la excitación de tilting requiere energía adicional respecto de la rotación rígida alrededor de una dirección perpendicular al eje de simetría depende crucialmente de la suposición de que el sistema está integrado por dos esferas. Consideremos en cambio un sistema formado por dos elipsoides de revolución en contacto, de modo que la recta que une a sus centros sea también el eje de simetría. Entonces puede calcularse una deformación oblada crítica a partir de la cual la situación de menor energía corresponde a la rotación rígida alrededor de dicho eje. Para ese valor de la deformación debe satisfacerse $\mathcal{J}_H = \mathcal{J}_1$, donde en este caso \mathcal{J}_H e \mathcal{J}_1

se calculan con las ecuaciones VI-6 y VI-10, usando los correspondientes momentos principales de inercia. Volviendo al caso de las dos esferas, y en lo que se refiere al comportamiento del modo tilting respecto de la asimetría de masa, puede verse que para asimetrías extremas se tiene $\mu d^2 \rightarrow 0$. De acuerdo con las ecuaciones VI-6 y VI-10, esto significa que $\mathcal{J}_{\parallel} \rightarrow \mathcal{J}_{\perp}$, o equivalentemente, $\lambda_{TI} \rightarrow 0$. En otras palabras, la energía rotacional relacionada con este modo decrece a medida que aumenta la asimetría.

Hasta acá hemos estudiado el aspecto mecánico del modelo. A continuación nos ocuparemos del problema estadístico.

VI.1.B EXCITACION ESTADISTICA DE LOS MODOS NORMALES.

La descripción del núcleo atómico mediante un modelo de esfera rígida es obviamente una simplificación extrema ya que, por ejemplo, es sabido que los núcleos rotacionales presentan deformaciones de notable magnitud. Sin embargo ésta no representa en sí una limitación muy seria del modelo ya que también se sabe que a energías suficientemente altas la destrucción de las correlaciones de pairing da lugar a momentos de inercia efectivos que con muy buena aproximación pueden calcularse a partir de la simple hipótesis de esfera rígida [Di 80]. Por lo tanto, a falta de mayor información sobre la deformación de los núcleos (especialmente durante la etapa en que se asocian para formar el complejo dinuclear), nuestra elección

de grados de libertad parece ser suficientemente razonable.

El paso siguiente del modelo se refiere al tratamiento de los grados de libertad intrínsecos. En el rango de energías de excitación en que estamos interesados, la elevada densidad de estados sugiere la aplicación de un tratamiento estadístico como el procedimiento más conveniente. A grandes rasgos, la situación es análoga a la de un gas confinado en un recipiente de paredes rígidas, el cual a su vez efectúa un movimiento rotatorio. La idea de considerar al núcleo como a un gas de nucleones (fermiones) es frecuentemente empleada y con ella es posible predecir muchas de sus propiedades con notable exactitud [Sh 74]. A diferencia de lo que ocurre con la simple analogía macroscópica del gas confinado en un recipiente rotante, en el caso del núcleo el acoplamiento entre los grados de libertad internos y colectivos es muy importante. En el tipo de colisiones entre iones pesados que estamos considerando sólo una pequeña fracción de la energía de excitación es entregada a los grados de libertad colectivos. Si bien el sistema tiende a ocupar en promedio estados en los que la mayor cantidad posible de energía esté contenida en los grados de libertad intrínsecos, las fluctuaciones estadísticas pueden traducirse en importantes variaciones del movimiento colectivo. Por supuesto, el conjunto de estados accesibles al sistema a través de estas fluctuaciones está sujeto a restricciones impuestas por las leyes de conservación. En particular, hemos visto que el estado en el que la energía rotacional es mínima para un valor fijo del momento

angular total corresponde a la rotación rígida alrededor de una dirección perpendicular al eje de simetría. Si es que el momento angular (espín) es generado sólo por el movimiento colectivo, se concluye que la rotación rígida debe corresponder a la situación de equilibrio del sistema. Estadísticamente, es posible que parte de la energía interna sea momentáneamente invertida en la excitación de los modos normales que hemos discutido en la sección anterior. Cuando ello ocurre, se generan las correspondientes componentes (orbital e intrínsecas) del momento angular que deben ser acopladas a las que surgen como consecuencia de la rotación rígida.

Matemáticamente el problema se formula de la siguiente manera: Sea T la temperatura asociada con los grados de libertad internos. Según hemos visto en la sección anterior, un estado colectivo del sistema queda totalmente definido cuando se dan el momento angular total I y el conjunto de momentos angulares $\{\xi_j\}$. La función de partición se expresa como

$$z = \int \exp \left[-E(\{\xi_j\})/T \right] d^6 \xi \quad \text{VI-21}$$

donde $E(\{\xi_j\})$ está dada por la ecuación VI-15. Las integrales deben ser evaluadas entre los límites $-\infty$ y ∞ , excepto para la variable ξ_{TI} que sólo puede tomar valores en el intervalo $[-I, I]$. El resultado de esta integral es:

$$z = \frac{(2\pi T)^3}{(\lambda_{TW} \lambda_{TI} \lambda_{WB})^{1/2}} \operatorname{erf} \left(I \sqrt{\frac{\lambda_{TI}}{2T}} \right) \quad \text{VI-22}$$

La probabilidad $P(\{\xi_j\})$ de que se excite un determinado estado colectivo está dada por

$$P(\{\xi_j\}) = Z^{-1} \exp [-E(\{\xi\})/T] \quad \text{VI-23}$$

En las fórmulas VI-20 o VI-21 se encuentra toda la información estadística del sistema. El resto del problema se reduce a evaluar valores medios de distintas cantidades físicas relacionadas al momento angular. Entre ellas se puede mencionar, por ejemplo, el valor absoluto del espín entregado a uno de los fragmentos. Es interesante notar que como consecuencia de las fluctuaciones, su valor medio puede ser no nulo aun en sistemas en los cuales el momento angular total si lo es. En lo que sigue, concentraremos nuestra atención en la distribución de las componentes cartesianas del espín.

Consideremos el caso del fragmento pesado (denotado con el subíndice H). Invirtiendo la ecuación VI-11 y usando VI-16 podemos poner:

$$\begin{aligned} s_H)_x &= B_L \xi_{W_x} - W_L \xi_{B_x} \\ s_H)_y &= \frac{J_H}{J_L} \xi_{T_I} + \xi_{T_W} \\ s_H)_z &= r_H)_z + B_L \xi_{W_z} - W_L \xi_{B_z} \end{aligned} \quad \text{VI-24}$$

El cálculo del valor medio de estas componentes es inmediato, y da como resultado los valores calculados a partir de la condición de rotación rígida:

$$\langle s_H \rangle = \langle r \rangle \quad \text{VI-25}$$

El cálculo de las varianzas arroja los siguientes resultados:

$$\sigma_{H_z}^2 = \sigma_{H_x}^2 = \frac{J_H(J_L + ud^2)}{J_L} T \quad \text{VI-26a}$$

$$\sigma_{H_y}^2 = \left(\frac{J_H J_L}{J_{||}} + F \frac{J_L J_H}{ud^2 J_{||}} \right) T \quad \text{VI-26b}$$

El factor F en VI-26b nuevamente tiene en cuenta que el momento angular ξ_{TI} está limitado por el momento angular total:

$$F = 1 - \frac{2f \exp(-f^2)}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(f)} \quad \text{VI-27}$$

donde

$$f = I \sqrt{\frac{\lambda_{TI}}{2T}} \quad \text{VI-28}$$

Para altos momentos angulares ($f \ll 1$) se tiene que $F \rightarrow 1$, de modo que:

$$\sigma_{H_y}^2 \xrightarrow{I \rightarrow \infty} \frac{J_H(J_H + ud^2)}{ud^2} \quad \text{VI-29}$$

Las ecuaciones análogas a las VI-24, VI-25, VI-26 y VI-29 para el fragmento liviano se obtienen intercambiando los subíndices H y

L, y reemplazando el signo + por - en la expresión de $s_H)_y$ (ec. VI-24).

En las fig. 6-4 y 6-5 puede verse la evolución de las varianzas de las componentes del espín generadas en el fragmento pesado, como función de la asimetría de masa. Las curvas en la fig. 6-4 corresponden a la contribución individual de cada modo normal, mientras que la fig. 6-5 muestra la varianza total asociada con cada eje coordenado. La primera conclusión que puede extraerse es que en un amplio rango de asimetrías, para el sistema pesado, las varianzas a lo largo de los tres ejes son similares entre sí, mientras que para asimetrías extremas se ven favorecidas las fluctuaciones que ocurren a lo largo del eje de simetría. Este comportamiento de los sistemas más asimétricos es una consecuencia directa del efecto ya discutido referente a la disminución de la energía necesaria para excitar al modo tilting. La fig. 6-6 (análoga a la 6-5) muestra las varianzas asociadas con el fragmento liviano. Puede verse que en este caso, las fluctuaciones son siempre menores que para el fragmento pesado, y todas ellas disminuyen indefinidamente a medida que la asimetría de masa aumenta.

La verificación experimental de estas predicciones requiere el empleo de distintas técnicas dependiendo del rango de asimetrías de interés y de la masa de los núcleos involucrados. La región de asimetrías extremas, por ejemplo, ha sido estudiada midiendo la distribución angular de los fragmentos originados en la fisión secuencial del núcleo más pesado [Mo 82]. La medición

de rayos gamma, en cambio, resulta más apropiada para el estudio de sistemas de núcleos más livianos, simétricos o con asimetrías relativamente pequeñas. En la siguiente sección analizaremos en detalle las condiciones bajo las cuales la radiación gamma suministra información sobre la distribución de espines.

VI.2 DISTRIBUCION ANGULAR DE LA RADIACION GAMMA.

En esta sección analizaremos la manera en que la distribución de espines afecta la correlación angular entre los rayos gamma y los productos pesados de la reacción. El problema de la distribución angular de la radiación como función de su multipolaridad y de la orientación de los espines de los núcleos emisores ha sido extensamente tratado en la literatura científica (ver por ejemplo [Gr 66] y las referencias allí contenidas). Aquí utilizaremos algunos de esos resultados para derivar expresiones de aplicación más directa a nuestras necesidades particulares.

Comencemos por considerar el caso de un sistema de núcleos cuyos espines se encuentren perfectamente alineados. Supongamos además que todos los núcleos decaen mediante la emisión de radiación de multipolaridad $E2(\Delta s=2)$. Llamando ω al ángulo entre la dirección de observación y la dirección del espín, la correspondiente distribución angular viene dada por:

$$W_2(\omega) = \frac{5}{4} (1 - \cos^4 \omega)$$

Análogamente si el decaimiento se produce a través de la emisión de rayos gamma de tipo $E1(\Delta s=1)$ se tiene:

$$\mathcal{W}_1(\omega) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \omega) \quad \text{VI-31}$$

Ambas expresiones están normalizadas de modo que

$$\int \mathcal{W}(\omega) d\Omega = 4\pi \quad \text{VI-32}$$

A diferencia de lo que ocurre con partículas alfa o con fragmentos de fisión, la distribución angular no depende del espín del estado desde el cual el rayo gamma es emitido. Otros tipos de rayos gamma, por ejemplo $E1(\Delta s=0)$, presentan una distribución angular que no es estrictamente independiente del espín pero que puede ser aproximada como tal para espines suficientemente altos.

Si consideramos a continuación el caso más general en que la población de núcleos emisores exhibe una distribución en magnitud y orientación de los espines, ésta se reflejará en la distribución angular resultante. En particular, para transiciones de tipo $E1(\Delta s=1)$ y $E2(\Delta s=2)$, se verifica que dicha distribución angular depende sólo de la distribución de orientaciones. Para calcularla, supongamos en primer lugar que el espín es una variable que puede tomar valores continuos tanto en su magnitud como en las coordenadas angulares que definen su orientación. Por supuesto, esta aproximación no es válida para

pequeños espines ya que sus módulos y sus proyecciones sobre un eje arbitrario sólo pueden tomar unos pocos valores discretos. En cambio, puede ser razonablemente aplicada en el dominio de las reacciones entre iones pesados en las que los productos de la reacción emergen típicamente en estados excitados con espín superior a 25h.

El caso más general puede ser descrito mediante una distribución de probabilidades dada por $P(s, \theta, \phi)$, donde s , θ y ϕ dan la magnitud y la orientación del espín en coordenadas esféricas. La correspondiente distribución angular se obtiene evaluando la siguiente integral:

$$W(\theta, \phi) = \int P(s', \theta', \phi') \mathcal{W}(\omega) s'^2 ds' \sin \theta' d\theta' d\phi' \quad \text{VI-33}$$

En esta expresión las variables θ y ϕ se refieren a la dirección de observación y ω es el ángulo formado entre ésta y la dirección de un dado vector espín, definida por las coordenadas θ' y ϕ' . De tal modo:

$$\begin{aligned} \cos \omega &= \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \sin \phi \sin \phi' \\ &+ \sin \theta \sin \theta' \cos \phi \cos \phi' \end{aligned} \quad \text{VI-34}$$

La distribución angular $W(\theta, \phi)$ debe reflejar las simetrías de la función $P(s, \theta', \phi')$. Si ésta es axialmente simétrica (independiente de ϕ') aquella también lo es. Consideremos por ejemplo una distribución de espines del tipo de la derivada en la sección anterior:

$$P(s_x, s_y, s_z) \propto \exp \left[-\frac{s_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{s_y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(s_z - \langle s_z \rangle)^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad \text{VI-35}$$

donde en esta ocasión hemos utilizado coordenadas cartesianas. Esta expresión puede ser ahora reemplazada en la integral VI-33 suponiendo que la distribución angular básica \mathcal{W} está dada, por ejemplo, por VI-30 o VI-31. En el caso más general ($\sigma_x \neq \sigma_y \neq \sigma_z$) la integral puede ser calculada aproximadamente efectuando un desarrollo en serie del integrando respecto de las variables $\sigma_j / \langle s_z \rangle$, $j = x, y, z$. En el caso particular de la distribución predicha por el modelo estadístico debe recordarse que como consecuencia de la simetría del complejo dinuclear se tiene $\sigma_x = \sigma_z$. Más aún, el modelo también predice que para sistemas no muy asimétricos (tal como los estudiados en este trabajo) se verifica $\sigma_x \approx \sigma_y$. En tal caso, llamando σ al valor común, es posible hallar una expresión analítica para las distribuciones angulares [Mo 81a]:

$$W_1(\theta) = \frac{3}{4} \left\{ 1 + \cos^2 \theta + n^2 [1 - D(n)] (1 + 3 \cos^2 \theta) \right\} \quad \text{VI-36}$$

$$\begin{aligned} W_2(\theta) = \frac{5}{4} \left\{ 1 - \cos^4 \theta - 2n^2 [3 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - 2 \cos^4 \theta \right. \\ \left. - \frac{3}{4} D(n) (\sin^2 \theta - 4 \cos^2 \theta) \sin^2 \theta] \right. \\ \left. - 3n^2 (4 \cos^4 \theta + \frac{3}{2} \sin^4 \theta - 12 \sin^2 \theta \cos^2 \theta) [1 - D(n)] \right\} \end{aligned} \quad \text{VI-37}$$

En estas ecuaciones,

$$n = \sigma / \langle s_z \rangle, \quad D(n) = \sqrt{2} n \mathcal{F}(1/\sqrt{2}n) \quad \text{VI-38}$$

y \mathcal{F} es la integral de Dawson definida como:

$$\mathcal{F}(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt \quad \text{VI-39}$$

Así expresadas, las distribuciones angulares están normalizadas de acuerdo con VI-32. También puede comprobarse que tienden a los límites correctos cuando η tiende a 0 o a ∞ , es decir:

$$W(\theta) \xrightarrow[n \rightarrow 0]{} \mathcal{W}(\theta), \quad \text{VI-40}$$

$$W(\theta) \xrightarrow[n \rightarrow \infty]{} 1 \quad \text{VI-41}$$

La distribución angular final no sólo es afectada por el grado de polarización del sistema sino también por la mezcla de distintas multipolaridades. Si llamamos n_0 , n_1 y n_2 al número de rayos gamma de tipo isotrópico, $\Delta s=1$, y $\Delta s=2$ respectivamente, emitidos dentro de un dado intervalo de energías, la distribución angular viene dada por la siguiente expresión³⁾:

$$W(\theta) \propto n_0 + n_1 W_1(\theta) + n_2 W_2(\theta) \quad \text{VI-42}$$

En la fig. 6-7 se ilustra la forma de la distribución angular

considerando mezclas de rayos gamma de tipo $\Delta s=2$ e isotrópicos solamente. Cada una de las formas representadas corresponde a i) un dado valor de la mezcla (expresado como porcentaje de transiciones isotrópicas) y ii) un dado grado de polarización (expresado mediante el cociente $\sigma/\langle s_z \rangle$). En el ángulo inferior izquierdo de la figura se tiene la distribución angular básica (dada por la fórmula VI-30) que corresponde a rayos gamma de tipo $E2(\Delta s=2)$ emitidos por un conjunto de núcleos perfectamente alineados. Moviéndose hacia la derecha, se aprecia el efecto que tiene la inclusión de una proporción creciente de transiciones isotrópicas (representadas como referencia mediante circunferencias punteadas). Por su parte, las variaciones que ocurren a lo largo de la otra coordenada reflejan cambios en la polarización.

Es interesante notar que la forma de la distribución básica (ángulo inferior izquierdo) sugiere de por sí algunos puntos que fueron tenidos en cuenta en el diseño de los experimentos. Específicamente, es obvio que existe una marcada diferencia entre las probabilidades de emisión a lo largo de la dirección del espín (0°) y a lo largo de cualquier dirección contenida en un plano perpendicular a él (90°). Este hecho es, precisamente, el que hace que la distribución angular de la radiación $E2(\Delta s=2)$ sea sumamente sensible respecto de la polarización. En efecto, aun una pequeña depolarización contribuye a "rellenar" el profundo valle situado a 0° y por lo tanto a modificar la anisotropía en forma substancial. Por el contrario, existe un amplio rango

angular (aproximadamente entre 30° y 90°) en el que la función presenta una variación sumamente lenta. Experimentalmente este hecho se traduce en que la medición de una distribución angular completa no brinda mucha más información de la que puede obtenerse midiendo sólo a 0° y 90° , aun en el hipotético caso en el que sólo se emita radiación de multipolaridad $E2(\Delta s=2)$. Una observación similar puede efectuarse en lo que se refiere a la ruptura de la simetría axial de la distribución de espines, que debería producirse como resultado de que σ_x y σ_y no son exactamente iguales. Nuevamente, a partir de la forma de la distribución angular básica se desprende que la detección de dicha asimetría (por ejemplo, midiendo la distribución angular respecto de ϕ a $\theta = \text{constante}$) es en la práctica muy difícil. El hecho de que la distribución angular de los fragmentos de fisión sea útil en la determinación de diferencias entre las varianzas σ_x y σ_y se debe exclusivamente a su intensa focalización sobre el plano de la reacción. Resumiendo, hemos calculado la distribución angular de rayos gamma del tipo $\Delta s=2$ y $\Delta s=1$ como función del grado de polarización del conjunto de núcleos emisores. Para ello hemos supuesto que la distribución de espines está dada por el producto de tres gaussianas (una para cada componente cartesiana) según resulta de las predicciones del modelo estadístico. El cálculo efectuado es sin embargo más general en la medida en que no se especificuen los parámetros de la distribución de espines. En lo que resta de este trabajo, al aplicar los elementos teóricos aquí expuestos a la interpretación

de los resultados experimentales, analizaremos con detenimiento los elementos que contribuyen a la determinación de dichos parámetros.

VII. DISTRIBUCIONES DE ESPINES Y ANISOTROPIA DE LA DISTRIBUCION ANGULAR DE LOS RAYOS GAMMA: COMPARACION ENTRE LAS PREDICCIONES DEL MODELO ESTADISTICO Y LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES.

En este capítulo discutiremos las predicciones del modelo estadístico referidas a los resultados experimentales descritos en el capítulo V. Nuestro objetivo es la obtención de los parámetros que definen las distribuciones de espines de los dos fragmentos producidos en la reacción. Es necesario reiterar que dichos parámetros no resultan directamente de las mediciones experimentales, sino que éstas sólo proveen información indirecta, tal como la multiplicidad y la distribución angular de la radiación. La relación entre estas cantidades medidas y las distribuciones de espines debe hacerse necesariamente a través de algún modelo teórico. En lo que sigue, intentaremos describir el procedimiento seguido para efectuar dicha relación, basándonos tanto en los resultados experimentales como en las predicciones del modelo estadístico. Discutiremos en particular, el grado de sensibilidad de los resultados finales respecto de distintas suposiciones del modelo.

VII.1 OBTENCION DE LAS DISTRIBUCIONES DE ESPINES.

El primer parámetro del cual nos ocuparemos, y que es extraído casi exclusivamente de la información experimental, es el promedio de la suma de las magnitudes de los espines de los

dos fragmentos, $\langle s_H + s_L \rangle$. Basados en el conocimiento previo de reacciones de núcleo compuesto [Di 80], supondremos que en el caso más general la cascada de radiación gamma incluye transiciones dipolares y cuadripolares "stretched" (o sea, aquellas que disminuyen el espín del núcleo emisor en $1\hbar$ y $2\hbar$ respectivamente), y rayos estadísticos (hemos de suponer que en promedio no llevan momento angular). Teniendo esto en cuenta, el espín al comienzo de la cascada puede ser obtenido del siguiente modo:

$$\langle s \rangle = (2N_2 + N_1)\hbar + \Delta \quad \text{VII-1}$$

donde

N_2 (N_1) = número medio de rayos gamma cuadripolares (dipolares) emitidos por núcleo,

Δ = momento angular retirado por rayos gamma con energía inferior al umbral de detección experimental.

Las multiplicidades de cada tipo de transición se relacionan trivialmente con la multiplicidad total:

$$\langle M_\gamma \rangle = N_2 + N_1 + N_0 \quad \text{VII-2}$$

donde N_0 es el número medio de transiciones estadísticas. Si bien la multiplicidad $\langle M_\gamma \rangle$ se obtiene integrando los espectros de energías gamma (ver sección V.2.B.), las multiplicidades parciales N_2 , N_1 y N_0 requieren un análisis más detallado de las

formas espectrales, tarea esta que postergaremos por el momento.

Debe recordarse que la ecuación VII-1 se aplica cuando la emisión ocurre desde un solo núcleo, tal como es el caso para las reacciones de núcleo compuesto. Si se deseara utilizar la misma ecuación para obtener el espín de cada uno de los fragmentos en una reacción binaria, todas las cantidades involucradas deberían corresponder a ese fragmento particular. Debido a que en los espectros de radiación continua no se distingue entre fuentes de emisión, sólo es posible medir la multiplicidad de la radiación emitida por ambos fragmentos. Por lo tanto, en el caso de reacciones binarias, la aplicación directa de la ecuación VII-1 permite extraer el promedio de la suma de las magnitudes de ambos espines (por brevedad, en adelante nos referiremos a esa cantidad como a la "suma de espines"). Para obtener los valores medios de los espines de cada uno de los fragmentos, hemos supuesto que los rayos gamma de tipo $E2(\Delta s=2)$ se reparten entre ambos fragmentos en forma proporcional a los respectivos momentos de inercia, o sea:

$$N_2^{(j)} = \frac{I_j}{I_{\parallel}} N_2 \quad , \quad j = L, H \quad \text{VII-3}$$

Según hemos discutido en relación con la ecuación VI-5, esta partición presupone un estado de rotación rígida consistente con la hipótesis de equilibrio estadístico. Por su parte, hemos supuesto arbitrariamente que el resto de los rayos gamma provienen en partes iguales de ambos fragmentos.

Los espines obtenidos en la forma descripta corresponden al inicio de la cascada de radiación electromagnética. Según hemos ilustrado en la fig. 5-3 dicho espín difiere algo del espín inmediatamente después de la reacción en sí, debido a que los neutrones emitidos durante las primeras etapas de la desexcitación pueden llevar consigo una pequeña cantidad de momento angular. Para estimar este efecto, hemos recurrido a un modelo clásico descrito en la referencia [Bl 81]. En este modelo, la probabilidad de que un neutrón retire una cierta cantidad de momento angular cuando es emitido desde un núcleo con espín s , es calculada a partir de la energía de la configuración particular formada por el núcleo emisor con un neutrón situado en un punto apropiado de su superficie. El modelo predice que la magnitud del espín s' del núcleo residual está dada por:

$$\langle s' \rangle = F s \quad \text{VII-4}$$

donde el coeficiente F sólo depende de la masa del sistema compuesto (y de la masa de la partícula emitida, si se desea generalizar el problema). En nuestro cálculo hemos supuesto que en promedio ambos fragmentos emiten un neutrón por cada 12 MeV de energía de excitación intrínseca (o sea, la energía de excitación medida a partir de la correspondiente línea Yrast). La energía de excitación intrínseca total está dada por

$$E^* = -Q - E_{\text{Rot H}} - E_{\text{Rot L}} \quad \text{VII-5}$$

Las energías individuales pueden ser calculadas con la ecuación adicional:

$$\frac{E_H^*}{A_H} = \frac{E_L^*}{A_L}$$

VII-6

que surge de la condición de que la temperatura sea idéntica en ambos fragmentos ($T_H = T_L$). Las energías rotacionales ($E_{rot H}$ y $E_{rot L}$) son calculadas usando la ecuación III-3. Todas las cantidades físicas involucradas en este conjunto de ecuaciones deben ser evaluadas tantas veces como neutrones sean emitidos. En este cálculo no hemos incluido el momento angular llevado por partículas más pesadas, especialmente ^4He . Si bien cada una de éstas lleva aproximadamente cuatro veces más momento angular que un neutrón, la emisión de neutrones es mucho más probable. Típicamente cada fragmento puede emitir más de quince neutrones, mientras que la multiplicidad de partículas alfa por núcleo emisor es de alrededor de 0.5.

El paso siguiente en nuestro cálculo, fue la obtención de las varianzas de las distribuciones de espines. A diferencia de los valores medios, las varianzas no fueron extraídas directamente de los resultados experimentales sino que fueron calculadas mediante las fórmulas VI-26 (y las fórmula análogas para el caso del fragmento liviano). El ingrediente experimental en estas ecuaciones está dado por la temperatura T que se relaciona con los valores Q medidos a través de la ecuación

$$T[\text{MeV}] = \left(\frac{8 E_j [\text{MeV}]}{A_j} \right)^{1/2}, \quad j = H, L \quad \text{VII-7}$$

Según el modelo estadístico las ecuaciones VI-26 sólo describen las fluctuaciones generadas durante la reacción en sí. La evaporación de partículas no sólo disminuye algo el espín del núcleo emisor (como hemos discutido más arriba), sino que también contribuye a la generación de fluctuaciones adicionales. Estas fueron también estimadas usando el modelo de la referencia [BI 81]. Las fluctuaciones generadas por la emisión de neutrones se expresan a través de las varianzas $\sigma_{n(i)}^2$, que pueden ser sumadas en cuadraturas a las obtenidas de las ecuaciones VI-26, para dar las varianzas de la distribución resultante:

$$\sigma^2(i) = \sigma_{th(i)}^2 + \sigma_{n(i)}^2, \quad i = x, y, z \quad \text{VII-8}$$

Nuevamente, debe recordarse que se debe considerar un conjunto de ecuaciones como el dado por VII-8 para cada uno de los dos fragmentos resultantes en la reacción. El procedimiento empleado para efectuar estas correcciones es algo más complicado que lo sugerido por estas ecuaciones, ya que la contribución de cada neutrón en la cascada debe ser computada por separado.

VII.2 CALCULO DE LA DISTRIBUCION ANGULAR.

A esta altura, ya hemos extraído todos los parámetros

necesarios para definir la distribución de espines, tanto la primaria como la que resulta inmediatamente después de la emisión del último neutrón. En ambos casos, cualquier otro parámetro de las distribuciones puede ser obtenido como función de ellos. Por ejemplo, es interesante obtener el valor medio de la componente alineada, $\langle s_z \rangle$. Esto puede hacerse a través de la definición del valor medio del espín $\langle s \rangle$:

$$\langle s \rangle = \int s P(s_x, s_y, s_z) ds_x ds_y ds_z \quad \text{VII-9}$$

El miembro izquierdo de esta ecuación es el espín extraído experimentalmente. La única incógnita es precisamente la variable $\langle s_z \rangle$, que entra en la ecuación a través de la función de distribución de espines $P(s_x, s_y, s_z)$ que a su vez puede ser obtenida de la ecuación VI-23:

$$P(s_x, s_y, s_z) \propto \exp \left[-\frac{s_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{s_y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(s_z - \langle s_z \rangle)^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad \text{VII-10}$$

Los distintos parámetros que intervienen en la ecuación VII-10 deben corresponder consistentemente, ya sea a la distribución primaria o a la secundaria.

Las distribuciones secundarias pueden ser usadas para calcular distribuciones angulares y anisotropías de la radiación gamma (ver ec. VI-36, VI-37 y VI-42), y a su vez, éstas pueden ser comparadas con aquellas medidas experimentalmente. El grado de acuerdo (o de desacuerdo) entre las anisotropías

experimentales y las "teóricas" pueden ser tomadas como una medida de la confianza que podemos depositar en las distribuciones de espines obtenidas, tanto las primarias como las secundarias. Ciertamente, esta es sólo una de las maneras posibles de encarar la comparación entre las observaciones experimentales y el modelo estadístico. Por ejemplo, podríamos habernos basado en las anisotropías medidas para extraer de ellas las varianzas σ_x , σ_y , y σ_z de ambos fragmentos, y luego compararlas con las predicciones teóricas. Cualquiera sea el procedimiento empleado, sin embargo, las conclusiones finales estarían siempre sujetas al mismo tipo de incertezas, entre las cuales la más notoria es la que surge de no poder distinguir nítidamente entre ciertos resultados teóricos y experimentales, ya que ambos se relacionan estrechamente.

VII.2.A COMPOSICION DE LOS ESPECTROS CONTINUOS DE RAYOS GAMMA.

Uno de los aspectos más delicados en lo que a la correcta interpretación de los datos se refiere, es el de la determinación de la mezcla de multipolaridades de los rayos gamma emitidos como función de su energía. Tal como lo indican las ecuaciones VII-1 y VI-42, dicha información es esencial para la obtención de los espines promedios y para el cálculo de las distribuciones angulares que han de ser comparadas con los correspondientes valores experimentales. Por tal motivo, estimamos conveniente detenernos en la descripción del tratamiento dado a dicho

problema.

Según hemos discutido en la sección VI.2, en la determinación de la anisotropía de la distribución angular intervienen básicamente dos elementos, a saber i) el grado de alineamiento de los espines de los núcleos emisores, y ii) el tipo de radiación emitida. Para conocer la composición de multipolaridades de la radiación continua, idealmente sería deseable estudiar su distribución angular en un caso en el que los espines estuvieran perfectamente alineados, y de ese modo eliminar por completo a una de las dos variables. Lamentablemente, nuestro control sobre las condiciones experimentales referidas al grado de alineamiento, no es suficiente para cumplir dicho propósito. En cambio, sí es posible seleccionar condiciones particulares bajo las cuales el grado de alineamiento del sistema sea, por lo menos, constante. En primera aproximación esto se logra analizando aquellos eventos caracterizados por un dado valor Q , o lo que es equivalente, por una dada temperatura. En efecto, según las ecuaciones VI-26, el modelo estadístico predice que los parámetros de la distribución de espines sólo dependen de T . En realidad, la afirmación es mucho más general, y no depende de un modelo particular. En otras palabras, cada valor Q debe estar asociado necesariamente con una y sólo una distribución de espines, cualquiera que ella sea. Por lo tanto, las variaciones de la anisotropía como función de E_γ a Q (o T) constante, deben reflejar básicamente variaciones en la composición multipolar.

En la sección V.2.C, con referencia a la fig. 5-9 hemos interpretado cualitativamente la anisotropía como función de E haciendo uso de resultados previos de reacciones de núcleo compuesto. Para altas energías, correspondientes a la cola estadística de los espectros continuos, la distribución angular es prácticamente isotrópica. A medida que se consideran energías decrecientes en la región $0.8 \text{ MeV} < E_\gamma < 2.0 \text{ MeV}$, la anisotropía aumenta como consecuencia del aumento en el número de transiciones del tipo $E2(\Delta s=2)$ y del decremento en el número de transiciones estadísticas isotrópicas cuya forma espectral está dada por la ecuación VI-8. A medida que se consideran menores energías a partir de $E_\gamma \approx 0.8 \text{ MeV}$, la anisotropía vuelve a disminuir. Este comportamiento, también observado en reacciones de núcleo compuesto, ha sido interpretado como evidencia de la existencia de una tercera componente que se cree es del tipo $M1(\Delta s=1)$. Poco se conoce respecto de la distribución en energías de estas transiciones, excepto que se agrupan mayoritariamente por debajo de $E_\gamma \approx 0.5 \text{ MeV}$. Su contribución relativa a la multiplicidad total es pequeña para núcleos con buenas propiedades rotacionales ($A \approx 160$) pero aumenta considerablemente para aquellos núcleos cuyo número de neutrones o protones es próximo a alguno de los números mágicos del modelo de capas.

En la comparación entre los resultados experimentales y las predicciones del modelo estadístico hemos optado por excluir a las transiciones con energías inferiores a 0.8 MeV , con el objeto de minimizar las incertezas asociadas con la componente observada

a bajas energías. Al hacer eso, nos limitamos a la región donde, en principio, la contribución de dicha componente es menos importante. Sin embargo, debe notarse que todos los rayos gamma, aun aquellos con energías inferiores a 0.8 MeV, deben ser considerados para la obtención de la suma de los espines, y por lo tanto, las incertezas en la composición multipolar podrían en principio afectar la determinación de importantes parámetros de las distribuciones de espines. A fin de estimar la magnitud de este efecto, hemos recurrido a dos suposiciones extremas en cuanto a la extracción de la suma de espines. En primer lugar, hemos supuesto que en la formación del espectro continuo intervienen sólo dos componentes: i) transiciones estadísticas cuya distribución en energías viene dada por V-7, y ii) transiciones de tipo $E2(\Delta s=2)$. Esta descomposición de los espectros de energías se ilustra en la fig. 7-1. La línea llena representa la función V-7, normalizada de modo tal que su integral por encima de $E_{\gamma}=2.25$ MeV sea igual a la correspondiente multiplicidad de los rayos gamma con energías por encima de ese mismo valor. De acuerdo a la forma espectral de la cola estadística se puede lograr un buen ajuste usando los valores $T = 0.6$ MeV, $p = 2$ ó $T = 0.4$ MeV, $p = 3$. Según nuestra suposición, la multiplicidad de los rayos de tipo $E2(\Delta s=2)$ se obtiene a partir de la fig. 7-1 como la diferencia entre el área por debajo del histograma experimental, y el área por debajo de la curva llena. De este modo, se sobreestima el número de transiciones cuadrupolares, particularmente a bajas energías. Teniendo en

cuenta que cada una de estas transiciones representa una disminución del espín en dos unidades, la descomposición que hemos realizado necesariamente provee un límite superior para $\langle s_H + s_L \rangle$. El límite inferior fue estimado del siguiente modo. Arbitrariamente, hemos supuesto que la distribución en energías de todos los rayos gamma que no sean $E2(\Delta s=2)$ está dada por la extrapolación hacia bajas energías de la cola estadística de los espectros, tal como indica la línea discontinua en la fig. 7-1. Esta aproximación tiene en cuenta, al menos en forma cualitativa, el hecho de que existe una cierta acumulación de transiciones no cuadrupolares (y para ser más precisos, dipolares) a bajas energías. Con el objeto de considerar un caso más extremo en cuanto a la determinación del espín se refiere, hemos supuesto que ninguna de las transiciones no cuadrupolares (incluso las adicionales cuya multiplicidad está dada por el área sombreada en la fig. 7-1) contribuye a disminuir el espín en el sistema. En principio, podría objetarse que la suposición que hemos descrito no necesariamente ha de proveer un límite inferior para la suma de los espines. En efecto, la forma espectral que hemos usado es bastante arbitraria, y la información experimental disponible sugiere que en el caso de núcleos no rotacionales, la contribución de las transiciones dipolares en la región de bajas energías podría ser aún más importante que la que surge de esta suposición. Como atenuante de este argumento, sin embargo, debe recordarse que en todas las reacciones estudiadas en el presente trabajo al menos uno de los

dos núcleos producidos en la reacción posee buenas propiedades rotacionales, y por lo tanto la contribución de las transiciones de tipo $E2(\Delta s=2)$ es siempre apreciable. Esta última afirmación se confirma experimentalmente a través de la observación de anisotropías de alrededor de 1.7 para los sistemas $^{165}\text{Ho} + \text{natAg}$ y $^{165}\text{Ho} + ^{148}\text{Sm}$ (ver figuras 5-8 y 5-9), valor este que según las ecuaciones VI-36 y VI-37 no puede ser logrado con menos de 60% de transiciones cuadrupolares.

En la fig. 7-2 se comparan las sumas de espines obtenidas de acuerdo con las dos suposiciones extremas descritas más arriba. Puede verse que la diferencia entre las dos curvas es inferior al 15% en todo el rango de valores de Q . Este resultado provee una justificación al procedimiento de considerar sólo a las transiciones con energías por encima de 0.8 MeV (donde el porcentaje de las transiciones dipolares "stretched" es de por sí pequeño) para la comparación entre los resultados experimentales y la teoría. Con el objeto de considerar una situación intermedia respecto de la suma de los espines, hemos supuesto que el número de rayos gamma dipolares de tipo $\Delta s=1$ está dado por el área sombreada delimitada por las curvas llena y de trazos de la fig. 7-1. Todos los cálculos presentados de ahora en más están basados en dicha suposición.

VII.3 COMPARACION ENTRE LAS ANISOTROPIAS EXPERIMENTALES Y CALCULADAS.

Siguiendo las prescripciones dadas en la sección VI.2, hemos realizado diversos cálculos de la anisotropía como función de Q y de la energía de la radiación. Es necesario recordar que como resultado de estos cálculos no se obtienen curvas continuas, sino puntos que deben corresponder a los mismos valores de Q y de E_γ medidos experimentalmente. Esto es una consecuencia del hecho de que no se trata de un cálculo puramente teórico, sino que en él se incorporan ciertos ingredientes experimentales. En lo que sigue, mostraremos algunos de los resultados obtenidos.

En la fig. 7-3 se comparan las anisotropías experimentales y calculadas para los cuatro sistemas estudiados. La región seleccionada de energías gamma corresponde a $0.8 \text{ MeV} < E_\gamma < 0.95 \text{ MeV}$. Los puntos calculados reproducen correctamente la dependencia respecto de Q , y el acuerdo en valor absoluto es también aceptable. Sistemáticamente se observa que la posición del máximo de cada curva calculada se halla un tanto desplazada hacia valores de Q más negativos respecto del máximo de la correspondiente curva experimental. Según el modelo estadístico la polarización de los espines (y por lo tanto, también la anisotropía) debería alcanzar su máximo para el valor de Q en el que la magnitud de los espines alcanza su valor de saturación. Esta discrepancia parece indicar que para los valores menos

negativos de Q , el efecto depolarizador debido a las fluctuaciones en el espín es sobreestimado al suponer que el sistema dinuclear alcanza el equilibrio térmico.

Para apreciar la significación de las comparaciones realizadas, es útil analizar la importancia de la contribución de cada uno los efectos incluidos en los cálculos. Debe recordarse que todos los efectos que puedan incluirse contribuyen a disminuir la anisotropía, la que en el caso de radiación $E2(\Delta s=2)$ proveniente de un sistema totalmente polarizado, es infinita. En la fig. 7-4 se muestran las anisotropías experimentales como función de Q , comparadas con distintos cálculos parciales. La curva de puntos corresponde a un cálculo para el cual se supuso que la alineación del sistema es perfecta, es decir que no se considera la depolarización primaria (excitación de los modos normales del complejo dinuclear) ni la secundaria (evaporación de neutrones). Los valores obtenidos reflejan exclusivamente las variaciones de la mezcla de multipolaridades como función de Q (el procedimiento para obtener dicha mezcla es idéntico al empleado en el cálculo "completo"). En la curva de trazos de la misma figura se incluye no sólo el efecto debido a la composición multipolar sino también el debido a la depolarización secundaria. Tal como podría esperarse, la contribución de la evaporación de neutrones a la disminución de la anisotropía aumenta como función de la inelasticidad. Sin embargo, excepto para los valores de Q más negativos, la curva calculada se sitúa muy por encima de los valores experimentales. Esta comparación muestra que entre las

diversas causas que contribuyen a la destrucción de la anisotropía de la distribución angular, la excitación estadística de los modos normales del complejo dinuclear parece desempeñar un papel preponderante. Sin ese elemento, los resultados experimentales no pueden ser correctamente explicados.

VII.4 PARAMETROS DE LAS DISTRIBUCIONES DE ESPINES: ANALISIS DE LOS VALORES OBTENIDOS.

Hemos mostrado que el modelo estadístico reproduce en forma aceptable los resultados experimentales referidos a la anisotropía de la distribución angular de los rayos gamma. Basados en el acuerdo observado entre la teoría y los experimentos, analizaremos a continuación el comportamiento de diversos parámetros de las distribuciones de espines empleados en dicho cálculo, obtenidos según el procedimiento detallado en la sección VII.1.

VII.4.A SUMA DE ESPINES Y LA SUPOSICION DE ROTACION RIGIDA.

De todas las cantidades estudiadas, el valor medio de la magnitud del espín es la que menos depende de las suposiciones basadas en un modelo particular, ya que se halla directamente ligada a la multiplicidad gamma experimental. Sin embargo, al definir la partición del momento angular intrínseco total entre los dos fragmentos, hemos supuesto implícitamente que el complejo

dinuclear intermedio alcanza un estado de rotación rígida. A continuación, nos detendremos a considerar la validez de dicha suposición. En la fig. 7-5 se muestra la suma de espines $\langle s_H + s_L \rangle$ graficada como función de Q para los sistemas asimétricos estudiados. Puede verse que las curvas experimentales se diferencian especialmente en el máximo valor que alcanzan, y en menor medida, en su dependencia general respecto de Q . Todas estas diferencias no son sorprendentes, ya que reflejan diferencias en unos cuantos parámetros básicos que caracterizan a las distintas reacciones (energía cinética inicial, asimetría de masas, máximo momento angular, barrera coulombiana entre los fragmentos, etc.). A fin de realizar una comparación más significativa entre los diversos sistemas, sería deseable transformar apropiadamente ambos ejes de la fig. 7-5 de modo de aislar a aquellas propiedades que sólo estén conectadas con el proceso de transferencia de momento angular. Ciertamente, la elección de dicha transformación está sujeta a numerosas ambigüedades. Nosotros hemos elegido la siguiente transformación particular: Para el eje horizontal, relacionado con la energía de excitación, hemos convertido los valores Q en temperaturas de acuerdo con la relación VII-7. En cuanto al eje de momentos angulares, hemos considerado dos transformaciones diferentes basadas en las siguientes ecuaciones:

$$i_{RR} = \left(\frac{A_H}{A_L} \ell_{Max} \right)^{-1} \langle s_H + s_L \rangle \quad \text{VII-11}$$

$$i_{\text{Rod}} = \left(\frac{2}{7} l_{\text{Max}} \right)^{-1} \langle s_{\text{H}} + s_{\text{L}} \rangle \quad \text{VII-12}$$

donde los momentos de inercia \mathcal{I}_{\perp} y \mathcal{I}_{\parallel} , y el momento angular máximo l_{Max} han sido definidos mediante las ecuaciones VI-6, VI-10 y VI-11, respectivamente. Así definidas, las variables i_{RR} e i_{Rod} miden la suma de los espines en unidades del correspondiente valor máximo predicho bajo las condiciones de rotación rígida y de rodadura, respectivamente. Recordando el significado de las variables \mathcal{I}_{\perp} , \mathcal{I}_{\parallel} y l_{Max} , es claro que la transformación realizada depende del sistema que se considere. En la fig. 7-6 se muestran los valores experimentales de i_{RR} y de i_{Rod} como función de T . Si se compara 7-5 con 7-6b, puede verse que la conversión de $\langle s_{\text{H}} + s_{\text{L}} \rangle$ y Q a i_{RR} y T , esencialmente logra situar a todos los puntos experimentales en una curva única. La transformación realizada de acuerdo con el límite de rodadura (fig. 7-6a) muestra una desviación significativa para el caso más asimétrico $^{165}\text{Ho} + \text{natAg}$. Si bien no puede decirse que estos resultados sean concluyentes, al menos hacen plausible la suposición de que la partición del espín total entre los dos fragmentos que forman el complejo dinuclear se realiza de acuerdo con el régimen de rotación rígida. Esto no significa necesariamente que el sistema rote rígidamente, ya que para poder afirmar que ello ocurre se requiere información adicional sobre el momento angular orbital como función de Q o de T . Sin embargo, el resultado obtenido basta para justificar el

procedimiento empleado en la asignación de espines para cada fragmento.

VII.4.B VALORES MEDIOS Y POLARIZACION DE LOS FRAGMENTOS INDIVIDUALES.

Examinaremos en esta sección algunos resultados referidos a la distribución de espines en los dos fragmentos producidos en cada una de las reacciones estudiadas. Según hemos descrito en la sección VII.1, $\langle s_H \rangle$ y $\langle s_L \rangle$ fueron obtenidos a partir de la suma de espines aplicando la condición de rotación rígida del complejo dinuclear intermedio. Las varianzas correspondientes a las distribuciones de cada uno de los dos fragmentos fueron evaluadas aplicando el modelo estadístico (ec. VI-26), incluyendo las temperaturas obtenidas a partir de las energías de excitación experimentales. Estos resultados fueron finalmente combinados para extraer el grado de polarización de ambos fragmentos, expresado como función del valor medio de las correspondientes componentes alineadas $\langle s_{z(H)} \rangle$ y $\langle s_{z(L)} \rangle$.

En la fig. 7-7 se muestra la evolución de $\langle s \rangle$ e $\langle s_z \rangle$ como función de Q , correspondientes a cada uno de los dos fragmentos asociados con las distintas reacciones. Por consideraciones de simetría, la distinción entre los dos fragmentos desaparece en el caso de la reacción $^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$. En todos los demás casos, el espín promedio es mayor para el fragmento más pesado de acuerdo con la partición indicada por la rotación rígida. En cuanto a la

dependencia respecto de Q , resulta similar a la observada para la multiplicidad de los rayos gamma; luego de aumentar a lo largo de la región elástica y cuasielástica, permanece constante en todo el rango de las reacciones de deep-inelastic. Indirectamente, este comportamiento refleja dos hechos: i) la relación que existe entre Q y el momento angular total de la reacción y ii) la aparición de las fluctuaciones a energías de excitación suficientemente elevadas. En efecto, las reacciones elásticas y cuasielásticas se hallan asociadas con colisiones periféricas caracterizados por altos valores del momento angular incidente. Por la misma causa, el tiempo de interacción es relativamente corto, de modo que una fracción muy pequeña de este momento angular se convierte en espín de los fragmentos. Las reacciones en las que la energía de excitación aumenta, corresponden a menores momentos angulares incidentes. Sin embargo, el correspondiente aumento del tiempo de interacción favorece la transferencia de una fracción mayor de momento angular, que se traduce en un aumento neto del espín impartido a los núcleos. Siguiendo con este razonamiento, podría esperarse que para energías de excitación aún mayores, la suma de espines vuelva a disminuir, ya que a medida que se consideran reacciones progresivamente más "centrales", el momento angular involucrado disminuye indefinidamente. Si la imagen presentada es correcta, entonces la única explicación para el alto espín observado a altas energías de excitación es que éste se origina en las componentes generadas al azar, las que en principio, poca

relación tienen con la componente alineada generada como consecuencia de la rotación rígida del complejo dinuclear.

Las conclusiones de la discusión anterior se hallan subyacentes también en los valores obtenidos para $\langle s_z \rangle$ (fig. 7-7 curva de trazos). Su dependencia respecto de la masa del fragmento es similar a la de $\langle s \rangle$. En cambio, su dependencia respecto de Q es algo diferente, ya que en lugar de un valor constante para valores muy negativos de Q , se observa una caída más o menos pronunciada según sea la masa del núcleo. La divergencia entre $\langle s \rangle$ e $\langle s_z \rangle$ nuevamente refleja la contribución creciente de las fluctuaciones para las energías de excitación mayores.

El grado de polarización de las distribuciones de espines puede ser expresado como función de las varianzas y de $\langle s_z \rangle$. Para ello suele definirse la cantidad P_{ZZ} del siguiente modo:

$$P_{ZZ} = \frac{3}{2} \frac{\langle s_z^2 \rangle}{\langle s^2 \rangle} - \frac{1}{2} \quad \text{VII-13}$$

Si nos restringimos al caso particular que hemos estado tratando hasta ahora, o sea $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z \equiv \sigma$, entonces la ecuación VII-13 puede ser reescrita como:

$$P_{ZZ} = \frac{3}{2} \frac{\langle s_z \rangle^2 + \sigma^2}{\langle s_z \rangle^2 + 3\sigma^2} - \frac{1}{2} = \frac{1}{1 + 3\sigma^2 / \langle s_z \rangle^2} \quad \text{VII-14}$$

Con esta definición P_{ZZ} tiende a 1 para un sistema perfectamente alineado ($\sigma^2 / \langle s_z \rangle^2 = 0$), y tiende a 0 cuando la distribución de

espines es isotrópica ($\sigma^2 / \langle s_z \rangle^2 \rightarrow \infty$). En la fig. 7-8 se muestran los valores de P_{ZZ} como función de Q para cada uno de los dos productos originados en las distintas reacciones. En todos los casos se observa un comportamiento similar; en la región elástica y cuasielástica, la polarización aumenta rápidamente a medida que se avanza hacia valores más negativos de Q . Este aumento inicial es seguido por una disminución (más o menos pronunciada, según sea la masa del núcleo en cuestión), que se extiende hacia las regiones más inelásticas. Las diferencias en el grado de polarización de cada uno de los dos productos de la reacción puede ser mejor comprendido en función de la dependencia de los espines promedio y de las fluctuaciones respecto de distintos parámetros. Según vimos en la sección VI.1.B, las varianzas de las distribuciones de espines son directamente proporcionales a la temperatura del sistema. Su dependencia respecto de la asimetría de masa ha sido ilustrada en las figuras 6-5 y 6-6, de donde puede concluirse que dicha dependencia es más bien débil en la región que estamos tratando. En cuanto a la dependencia respecto de la masa total del sistema (para un valor fijo de la asimetría), debe notarse que según las ecuaciones VI-18 y VI-26, las varianzas son proporcionales a $\sqrt{Q_0}$, de modo que resulta:

$$\sigma_{th}^2 \propto (A_H + A_L)^{5/3} \quad \text{VII-15}$$

En la tabla 2 se resumen los valores calculados de las varianzas

divididas por la temperatura. Debido a los efectos opuestos derivados de la variación simultánea de la asimetría de masa y de la masa total, las fluctuaciones inducidas en los núcleos de Ho permanecen prácticamente constantes. A su vez, el espín promedio impartido a este núcleo aumenta junto con la asimetría de masa, de modo tal que el resultado neto es que el correspondiente valor máximo de P_{ZZ} crece a medida que la masa del núcleo blanco disminuye (0.70, 0.70, 0.75 y 0.80 para ^{176}Yb , ^{165}Ho , ^{148}Sm y $^{\text{nat}}\text{Ag}$, respectivamente). Un comportamiento distinto se observa para el núcleo blanco. A pesar de que la magnitud de las varianzas decrece con la masa (tabla 2), el efecto no es suficientemente intenso como para compensar la correspondiente disminución de los espines transferidos. En efecto, para el núcleo más liviano considerado (Ag) a las mayores energías de excitación el espín transferido se compone casi exclusivamente de componentes fluctuantes (fig. 7-7) lo que da lugar a una distribución de espines que tiende hacia la isotropía (fig. 7-8).

Por último, analizaremos el papel desempeñado por la emisión de neutrones en el proceso de depolarización. La fig. 7-8 sólo se refiere al estado de depolarización primaria en el que el sistema es dejado luego de la reacción propiamente dicha. Esta depolarización fue deducida a partir de la anisotropía de la distribución angular de la radiación gamma, pero debe recordarse que ésta es emitida después de la evaporación de partículas. La fig. 7-9 ilustra la importancia de las distintas contribuciones a la depolarización final del fragmento liviano, para el caso de la

reacción $^{176}\text{Yb} + ^{165}\text{Ho}$. La curva llena muestra la depolarización primaria, y por lo tanto, es idéntica a la curva mostrada en la fig. 7-8. La curva de puntos muestra el efecto producido bajo la suposición de que la depolarización primaria es nula, y que sólo opera la emisión de neutrones. En este cálculo se tuvo en cuenta no sólo el efecto de las fluctuaciones inducidas, sino también el de la disminución del espín promedio (y por lo tanto, el de su componente alineada). La comparación entre ambas curvas muestra que la depolarización primaria es mucho mayor que la secundaria. Finalmente, la curva de trazos muestra la depolarización producida como consecuencia de ambos procesos, y corresponde por lo tanto al estado inmediatamente anterior a la emisión de rayos gamma. Debido a que la distribución angular de los rayos gamma queda determinada por el grado de polarización en esta etapa, puede decirse que aun cuando la depolarización primaria determina en forma decisiva el valor de las anisotropías observadas, la dependencia de las anisotropías respecto de Q (y especialmente su caída para Q muy negativos) está controlada en gran medida por la emisión de neutrones, cuyo número aumenta progresivamente con la temperatura del sistema.

VIII. CONCLUSIONES.

En las reacciones de deep-inelastic, una cierta fracción del momento angular orbital es convertido en espín de cada uno de los dos fragmentos producidos. El estudio de este proceso de transferencia de momento angular provee información sobre ciertos aspectos del mecanismo de reacción subyacente y sobre los grados de libertad rotacionales, portadores del momento angular durante el tiempo de vida del complejo dinuclear intermedio. La finalidad del presente trabajo ha sido el estudio del proceso de conversión de momento angular en sistemas pesados, simétricos o con pequeñas asimetrías de masa. La técnica experimental empleada ha sido la de medición de la multiplicidad y de la anisotropía de la radiación gamma emitida por los fragmentos excitados producidos en la reacción. Mientras que la multiplicidad se relaciona con los valores medios de las distribuciones de espines, la anisotropía de la distribución angular refleja su grado de polarización u orientación promedio en el espacio.

En todas las reacciones estudiadas, la multiplicidad gamma aumenta con la energía de excitación a medida que se avanza desde las colisiones elásticas hacia las de deep inelastic, y luego permanece constante a lo ancho de esta última región. Este comportamiento de la multiplicidad como función de Q refleja directamente la evolución de la suma de los espines de los dos fragmentos. El análisis de la suma de espines (teniendo en

cuenta las variaciones del momento angular total máximo y de la asimetría de masa entre los distintos sistemas) indica que la cantidad de espín que cada uno de los dos fragmentos recibe como consecuencia de la colisión corresponde a la partición dada por la rotación rígida del complejo dinuclear. Esto, por sí solo, no demuestra que dicha rotación rígida se produzca, ya que no se dispone de una medición directa del momento angular total en el sistema. Sin embargo, teniendo en cuenta resultados previos [Gl 77, Na 78, Na 79, Ba 80, So 81], nuestras observaciones dan una fuerte indicación en ese sentido.

La anisotropía de la distribución angular de los rayos gamma como función de la energía del valor Q presenta un máximo para aquellas reacciones cuya energía de excitación es algo menor que la correspondiente al pico de deep inelastic. Para excitaciones mayores o menores, la distribución angular tiende a la isotropía completa. Este comportamiento ha sido interpretado del siguiente modo: La pequeña anisotropía para bajas energías de excitación responde simplemente a que en esa región el espín transferido a los fragmentos es pequeño, y por lo tanto no llega a definirse una verdadera dirección de alineamiento. A medida que se consideran valores de Q más negativos, la mayor cantidad de espín entregado a los núcleos se alinea predominantemente en forma perpendicular al plano de la reacción, tal como lo indican simples consideraciones basadas en mecanismos de fricción. Sin embargo, a medida que la energía de excitación continúa aumentando, comienzan a producirse componentes de los espines

generadas al azar, originadas en la excitación estadística de los modos rotacionales del complejo dinuclear. La variación en los valores máximos de la anisotropía observados para los distintos sistemas es atribuida a dos causas principales: i) la variación del grado de polarización de ambos productos de la reacción como función de la asimetría de masa, y ii) las variaciones de la composición multipolar de la radiación gamma emitida por fragmentos con distintas propiedades desde el punto de vista de su estructura nuclear.

La investigación experimental de los distintos mecanismos postulados teóricamente para explicar la transferencia de momento angular [Es 78, Va 79, Wo 79], presenta considerables dificultades. Ello se debe a la ambigüedad existente en la selección de mediciones específicas que logren poner de manifiesto (o en su defecto, descartar) la ocurrencia de dichos mecanismos. En la interpretación de los resultados experimentales de este trabajo, hemos considerado conveniente no realizar una comparación con las predicciones de modelos particulares, sino más bien recurrir al comportamiento límite de cualquiera de ellos para tiempos de interacción suficientemente largos, es decir, el equilibrio termodinámico. Para ello hemos considerado un modelo que tiene en cuenta la totalidad de los modos rotacionales del sistema dinuclear intermedio, representado por dos esferas rígidas en contacto. La excitación térmica de esos modos genera componentes de los espines orientadas al azar, las que deben ser acopladas a las componentes alineadas

provenientes de la rotación rígida del sistema. A partir de la comparación entre la teoría y los resultados experimentales, se concluye (dentro de las limitaciones de los experimentos realizados) que éstos son compatibles con la configuración de equilibrio estadístico de los grados de libertad rotacionales del sistema dinuclear intermedio. Un acuerdo similar resulta de la comparación entre las predicciones de este mismo modelo y los resultados obtenidos mediante el empleo de otras técnicas experimentales aplicadas al estudio de sistemas muy asimétricos [Mo 82].

Cualquier indicación de que el sistema dinuclear alcance el equilibrio estadístico (aun en el sentido más amplio del término tal como hemos venido utilizándolo, referido más a las varianzas que a los valores medios de las distribuciones) representa de por sí un inconveniente en la investigación detallada del mecanismo responsable de la conversión de momento angular. Las líneas de investigación parecen ahora dirigirse hacia la realización de experimentos que permitan obtener información directa sobre los espines entregados a cada uno de los dos productos de la reacción y sus correlaciones. Entre tales experimentos, podríamos mencionar la medición de rayos gamma discretos, lo que permitiría identificar a los núcleos emisores. De ese modo, podrían ponerse a prueba distintas predicciones referidas a la magnitud y a la alineación de los espines entregados a cada fragmento como función de la asimetría de masa, de la masa total, o de la energía de excitación del sistema. También se ha sugerido

[Ra 82] la posibilidad de estudiar la correlación espín-espín mediante la medición de la correlación angular de los fragmentos producidos en la fisión secuencial de ambos productos de la reacción. Se espera que una medición de este tipo sea más selectiva en la diferenciación entre los efectos producidos por mecanismos de reacción tal como el de transferencia de partículas [Ra 81] y los resultados puramente estadísticos.

Sin duda, cualquier progreso que se realice en el tema de la transferencia de momento angular será logrado a través de una nueva generación de experimentos, progresivamente más refinados desde el punto de vista conceptual, y más exigentes desde el punto de vista técnico. Confiamos en que los resultados de estos trabajos futuros, junto a los de tantos otros ya completados, continuarán ampliando nuestro conocimiento sobre las colisiones entre núcleos complejos. En tal sentido, esperamos que el trabajo que hemos expuesto aporte una pequeña contribución.

Pavel Mies

Rubén T. Auer

REFERENCIAS

- 1) Denominaremos "sistema combinado" a la suma del proyectil y del blanco, cuando éstos se encuentren a una distancia suficientemente pequeña como para que exista entre ellos una interacción nuclear apreciable. Reservaremos el nombre de "núcleo compuesto" para designar al estado de equilibrio de dicho sistema combinado.
- 2) Usaremos la notación I , s y l para referirnos a los módulos de los vectores I , s y l . Ocasionalmente usaremos la misma notación para indicar a los correspondientes números cuánticos adimensionales. La interpretación en uno u otro sentido debería ser evidente en el contexto en que se utiliza.
- 3) En esta expresión, hemos supuesto implícitamente que el número de rayos gamma de un dado tipo es independiente del espín del núcleo emisor. Un tratamiento más riguroso requeriría considerar en la integral VI-33, la distribución angular pesada por el número de rayos gamma dentro de cada intervalo de espines.

Ag 79 P. Aguer, R. P. Schmitt, G. J. Wozniak, D. Habs, R. M. Diamond, C. Ellegaard, D. L. Hillis, C. C. Hsu, G. J. Mathews, L. G. Moretto, G. U. Rattazzi, C. P. Roulet y F. S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 43(1979)1778.

Al 55 L. W. Alvarez, Rev. Sci. Instr. 26(1955)111.

- Al 75 W. Albrecht, W. Dünneweber, G. Graw, H. Ho, S. G. Steadman, y J. P. Wurm, Phys. Rev. Lett. 34(1975)1400.
- Al 78 T. K. Alexander y J. S. Foster, Adv. in Nucl. Phys. V10, cap. 3, Plenum Press, New York (1978).
- Ar 73 A. G. Artukh, G. F. Gridnev, V. L. Mikheev, V. V. Volkov y J. Wilczynski, Nucl. Phys. A215(1973)91.
- Ay 78 S. Ayik, G. Wolschin y W. Noremberg, Z. Phys. A286(1978)271.
- Ba 78 B. B. Back y S. Bjørnholm, Nucl. Phys. A302(1978)343.
- Ba 80 R. Babinet, B. Cauvin, J. Girard, J. M. Alexander, T. H. Chiang, J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau y X. Tarrago, Z. Phys. A295(1980)153.
- Be 76 M. Berlinger, M. A. Deleplanque, C. Gerschel, F. Hanappe, M. LeBlanc, J. F. Mayault, C. Ngo, D. Paya, N. Perrin, J. Péter B. Tamain y L. Valentin, J. de Phys. Lett. 37(1976)L323.
- Be 76a F. Beck, Phys. Lett. B62(1976)385.
- Bl 67 J. M. Blatt y V. F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics", ed. John Wiley & Sons, New York (1967).
- Bl 75 M. Blann, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25(1975)123.
- Bl 81 S. K. Blau y L. G. Moretto, Nucl. Phys. A359(1981)477.
- Bo 69 A. Bohr y B. R. Mottelson, "Nuclear Structure", Ed. W. A. Benjamin, New York (1969).
- Bo 75 J. P. Bondorf, M. I. Sobel y D. Sperber, Phys. Rep. 15C(1975)83.
- Bo 77 R. Bock, B. Fischer, A. Gobbi, K. Hildebrand, W. Kohl, U.

- Lynen, I. Rode, H. Stelzer, G. Auger, J. Galin, J. M. Lagrange, B. B. Back y R. Albrecht, *Nucleonika* 22(1977)529.
- Br 79 R. A. Broglia, G. Pollarolo, C. H. Dasso y T. Dössing, *Phys. Rev. Lett.* 43(1979)1649.
- Co 74 S. Cohen, F. Plasil y W. J. Swiatecki, *Ann. of Phys.* 82(1974)557.
- Ch 80 P. R. Christensen, F. Folkmann, O. Hansen, O. Nathan, N. Trautner, F. Videbaek, S. Y. van der Werf, H. C. Britt, R. P. Chestnut, H. Freiesleben y F. Puhlhofer, *Nucl. Phys.* A349(1980)217.
- Da 79 R. A. Dayras, R. G. Stockstad, C. B. Fulmer, D. C. Hensley, M. L. Halbert, R. L. Robinson, A. H. Snell, D. G. Sarantites, L. Westerberg y J. H. Barker, *Phys. Rev. Lett.* 42(1979)697.
- Da 80 R. A. Dayras, R. G. Stockstad, D. C. Hensley, M. L. Halbert, D. G. Sarantites, L. Westerberg, J. H. Barker, *Phys. Rev.* C22(1980)1485.
- De 75 H. H. Deubler y K. Dietrich, *Phys. Lett.* 56B(1975)83.
- De 78 M. A. Deleplanque, Th Byrski, R. M. Diamond, H. Hubel, F. S. Stephens, B. Herskind y R. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* 41(1978)1105.
- Di 80 R. M. Diamond y F. S. Stephens, Preprint No. LBL-10325 (1980), Lawrence Berkeley Laboratory.
- Dy 79 P. Dyer, R. J. Puigh, R. Vandenbosch, T. D. Thomas, M. S. Zisman y L. Nunnelley, *Nucl. Phys.* A322(1979)205.

- En 72 J. B. A. England, Nucl. Instr. 102(1972)365.
- Es 78 H. Esbensen, A. Winther, R. A. Broglia y C. H. Dasso, Phys. Rev. Lett. 41(1978)296.
- Ey 78 Y. Eyal, A. Gavron, I. Tserruya, Z. Fraenkel, Y. Eisen, S. Wald, R. Bass, G. R. Gould, G. Kreyling, R. Renfordt, K. Stelzer, R. Zitzmann, A. Gobbi, U. Lynen, H. Stelzer, I. Rode y R. Bock, Phys. Rev. Lett. 41(1978)625.
- Fe 79 S. J. Feenstra, J. Van Klinken, J. P. Pijn, R. Janssens, C. Michel, J. Steyaert, J. Vervier, K. Cornelis, M. Huyse y G. Lhersonneau, Phys. Lett. B80(1979)183.
- Ga 74 B. Gatty, D. Guerreau, M. Lefort, J. Pouthas, X. Tarrago J. Galin, B. Cauvin, J. Girard y H. Nifenecker, J. Phys 35(1974)L117.
- Ga 75 J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, M. Lefort, X. Tarrago, R. Babinet, B. Cauvin, J. Girard y H. Nifenecker, Z. Phys. A278(1976)347.
- Ge 79 C. Gerschel, M. A. Deleplanque, M. Ishihara, C. Ngo, N. Perrin, J. Péter B. Tamain, L. Valentin, D. Paya, Y. Sugiyama, M. Berlinger y F. Hanappe, Nucl. Phys. A317(1979)473.
- Gl 77 P. Glässel, R. S. Simon, R. M. Diamond, R. C. Jared, I. Y. Lee, L. G. Moretto, J. O. Newton, R. P. Schmitt y F. S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 38(1977)331.
- Go 75 F. S. Goulding y B. G. Harvey, Ann. Rev. of Nucl. Sci. 25(1975)167.
- Gr 66 S. R. de Groot, H. A. Tolhoek y W. J. Huiskamp, "Alpha-

Beta- and Gamma-ray Spectroscopy", Vol. 2, ed. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam (1966).

- Gr 70 G. F. Gridnev, V. V. Volkov y J. Wilczynski, Nucl. Phys. A159(1970)461.
- Gr 74 D. H. Gross y H. Kalinowski, Phys. Lett. 48B(1974)302.
- Ha 74 F. Hanappe, M. Lefort, C. Ngo, J. Péter y B. Tamain, Phys. Rev. Lett. 32(1974)738.
- Ha 75 G. B. Hagemann, R. Broda, B. Herskind, M. Ishihara, S. Ogaza y H. Ryde, Nucl. Phys. A245(1975)166.
- Ha 79 D. v. Harrach, P. Glassel, Y. Civelekoglu, R. Manner y H. J. Specht, Phys. Rev. Lett. 42(1979)1728.
- Hi 79 D. Hilscher, J. R. Birkelund, A. D. Hoover, W. U. Schroder, W. W. Wilcke, J. R. Huizenga, A. C. Mignerey, K. L. Wolf, H. F. Breuer y V. E. Viola, Phys. Rev. C20(1979)576.
- Hi 79a D. L. Hillis, J. D. Garrett, O. Christensen, B. Fernández G. B. Hagemann, B. Herskind, B. B. Back y F. Folkman, Nucl. Phys. A325(1979)216.
- Ho 79 A. Holm, IEEE Transactions on Nuclear Science NS26(1979)4569.
- Ka 61 R. Kaufmann y R. Wolfgang, Phys. Rev 121(1961)192.
- Kn 79 G. F. Knoll "Radiation detection and measurement", ed. John Wiley & Sons, New York (1979).
- Ku 63 H. Kumpf y E. D. Donetz, JETP 44(1963)798.
- Ku 80 W. Kuhn, R. Albrecht, H. Damjantschitsch, H. Ho, R. M. Ronningen, J. Slermer, J. P. Wurm, I. Rode y F.

- Scheibling, Z. Phys. A298(1980)153.
- La 78 C. Lauterbach, W. Dunnweber, G. Graw, W. Hering, H. Puchta y W. Trautman, Phys. Rev. Lett. 41(1978)1774.
- Le 73 M. Lefort, C. Ngo, J. Péter y B. Tamain, Nucl. Phys. A261(1973)166.
- Le 79 M. Lefort y C. Ngo, Riv. Nuov. Cim. 2(1979)1.
- Li 78 R. J. Liotta y R. A. Sorensen, Nucl. Phys. A297(1978)136.
- Ma 71 R. M. Main, Nucl. Instr. 97(1971)51
- Ma 79 C. Maples y J. Sivak, Preprint No. LBL-9182(1979), Lawrence Berkeley Laboratory.
- Mo 74 L. G. Moretto, D. Heunemann, R. C. Jared, R. C. Gatti y S. G. Thompson, Physics and Chemistry of Fission vol. II (IAEA, Vienna, 1974).
- Mo 75 L. G. Moretto y J. S. Sventek, Phys. Lett. 58B(1975)26.
- Mo 76 L. G. Moretto, B. Cauvin, P. Glassel, R. Jared, P. Russo, J. Sventek y G. J. Wozniak, Phys. Rev. Lett. 36(1976)1069.
- Mo 78 J. B. Moulton, J. E. Stephenson, R. P. Schmitt y G. J. Wozniak, Nucl Instr. 157(1978)325.
- Mo 79 L. G. Moretto, Proceedings of the Varenna Conference, Varenna, Italia, Julio 1979., y Preprint No LBL-9130 (1979), Lawrence Berkeley Laboratory.
- Mo 80 L. G. Moretto y R. P. Schmitt, Phys. Rev. C21(1980)204.
- Mo 81 L. G. Moretto, Preprint No LBL-12596 (1981), Lawrence Berkeley Laboratory.
- Mo 81a L. G. Moretto, S. K. Blau y A. J. Pacheco, Nucl. Phys A364(1981)484.

- Mo 82 D. J. Morrissey, G. J. Wozniak, L. G. Sobotka, A. J. Pacheco, C. C. Hsu, R. J. McDonald y L. G. Moretto, Z. Phys. A305(1982)131.
- My 67 W. D. Myers y W. J. Swiatecki, Ark. Fys. 36(1967)343.
- Na 78 J. B. Natowitz, M. N. Namboodiri,, P. Kasiraj, R. Eggers, L. Adler, P. Gonthier, C. Cerrutti y T. Alleman, Phys. Rev. Lett. 40(1978)75.
- Na 79 M. N. Namboodiri, J. B. Natowitz, P Kasiraj, R. Eggers, L. Adler, P. Gonthier, C. Cerrutti y S. Simon, Phys. Rev. C20(1979)982.
- Ne 81 M. Neiman, Preprint N LBL-3014 (1981), Lawrence Berkeley Laboratory.
- No 70 L. C. Northcliffe y R. F. Schilling, Nucl. Data. Tables A7(1970)233.
- No 70a R. Nordhagen, G. Goldring, R. M. Diamond, K. Nakai y F. S. Stephens, Nucl. Phys. A142(1970)577.
- No 74 W. Noremborg, Phys. Lett. 53B(1974)289.
- OI 78 A. Olmi, H. Sann, D. Pelte, Y. Eyal, A. Gobbi, W. Kohl, U. Lynen, G. Rudolf, H. Stelzer y R. Bock, Phys. Rev. Lett. 41(1978)688.
- Pe 77 J. Péter Nucl Instr. 146(1977)225.
- Pu 79 R. J. Puigh, P. Dyer, R. Vandenbosch, T. D. Thomas y M. S. Zisman, Phys. Lett. 86B(1979)24.
- Pu 79a H. Puchta, W. Dunnweber, W. Hering, C. Lauterbach y W. Trautmann, Phys. Rev. Lett. 43(1979)623.
- Pu 80 R. J. Puigh, H. Doubre, A. Lazzarini, A. Seamster, R.

- Vandenbosch, M. S. Zisman y T. D. Thomas, Nucl. Phys. A336(1980)279.
- Ra 80 J. Randrup y W. J. Swiatecki, Ann. Phys. 124(1980)193.
- Ra 81 J. Randrup, Preprint No LBL-12676 (1981), Lawrence Berkeley Laboratory.
- Ra 82 J. Randrup, Phys. Lett. B110(1982)25.
- Re 78 R. Regimbart, A. N. Behkami, G. J. Wozniak, R. P. Schmitt, J. S. Sventek y L. G. Moretto, Phys. Rev. Lett. 41(1978)1355.
- Re 81 K. E. Rehm, H. Essel, P. Sperr, K. Hartel, P. Kienle, H. J. Korner, R. E. Segel y W. Wagner, Nucl. Phys. A366(1981)477.
- Ru 79 G. Rudolf, A. Gobbi, H. Stelzer, U. Lynen, A. Olmi, H. Sann, R. G. Stokstad y D. Pelte, Nucl. Phys. A330(1979)243.
- Sa 76 D. G. Sarantites, J. H. Barker, M. L. Halbert, D. C. Hensley, R. A. Dayras, E. Eichler, N. R. Johnson y S. A. Gronemeyer, Phys. Rev. C14(1976)2138.
- Sc 78 W. U. Schroder, J. R. Birkelund, J. R. Huizenga, K. L. Wolf y V. E. Viola, Phys. Rep. 45(1978)301.
- Sh 74 A. de Shalit y H. Feshbach, "Theoretical Nuclear Physics", ed. John Wiley & Sons, New York (1974).
- Si 81 S. H. Sie, J. O. Newton y R. M. Diamond, Nucl. Phys. A367(1981)176.
- So 81 L. G. Sobotka, C. C. Hsu, G. J. Wozniak, D. J. Morrissey y L. G. Moretto, Nucl. Phys. A371(1981)510.

- St 79 F. S. Stephens, Proceedings of the Varenna Conference, Varenna, Italia Julio 1979, y Preprint No LBL-10356 (1979), Lawrence Berkeley Laboratory.
- Sw 81 W. J. Swiatecki, Phys. Scrip. 24(1981)113.
- Ts 74 C. F. Tsang, Phys. Scripta 24(1974)90.
- Va 77 K. Van Bibber, R. Ledoux, S. G. Steadman, F. Videbaek, G. Young y C. Flaum, Phys. Rev. Lett. 38(1977)334.
- Va 79 R. Vandenbosch, Phys. Rev. C20(1979)171.
- We 78 L. Westerberg, D. G. Sarantites, K. Geoffrey, R. A. Dayras, J. R. Beene, M. L. Halbert, D. C. Hensley y J. H. Barker, Phys. Rev. Lett. 41(1978)96.
- Wi 73 J. Wilczynski, Phys. Lett. B47(1973)484.
- Wo 76 K. L. Wolf, J. P. Unik, J. R. Huizenga, J. R. Birkelund, H. Freiesleben y V. E. Viola, Phys. Rev. Lett. 33(1974)1105.
- Wo 79 G. Wolschin, Nucl. Phys. A316(1979)146.

TABLA 1

Angulos formados entre los distintos detectores de rayos gamma y de partfculas .

	Si-1	Si-2	Si-3
NaI-1	90°	0°	90°
NaI-2	0°	90°	0°
NaI-3	90°	30°	90°

TABLA 2

Varianzas de las distribuciones de espines generadas en cada uno de los dos fragmentos de deep inelastic, según el modelo estadfstico .

Reacción	σ^2/T (\hbar^2/MeV)	
	Proyectil (Ho)	Blanco
$^{165}\text{Ho} + ^{165}\text{Ho}$	69.3	76.9
$^{165}\text{Ho} + ^{176}\text{Yb}$	69.3	76.9
$^{165}\text{Ho} + ^{148}\text{Sm}$	69.0	57.9
$^{165}\text{Ho} + \text{natAg}$	68.5	34.5

LEYENDA DE LAS FIGURAS

- 2-1 Parametrización del complejo dinuclear intermedio en el modelo de Swiatecki [Sw 81].
- 3-1 Representación de la formación y decaimiento de un núcleo compuesto en el plano energía de excitación-espín. En la parte superior de la figura se muestra la distribución de la población inicial respecto del momento angular. Las áreas denominadas n , $2n$, $3n$, etc. representan las poblaciones residuales luego de la emisión de uno, dos, tres, etc. neutrones. A la izquierda, y en la parte inferior de la figura se muestra la proyección sobre ambos ejes de cada una de estas poblaciones (figura tomada de la referencia [Hi 79a]).
- 3-2 Detalle del decaimiento por radiación gamma en la región comprendida entre la línea Yrast y el "entry limit" (figura tomada de la referencia [Di 80]).
- 4-1 Esquema de la cámara de scattering y sistema de detección. Dos de los detectores de partículas (Si-1 y Si-3) se sitúan en un plano paralelo al piso de la cámara. El tercer detector de partículas (Si-2) está situado en el plano vertical que contiene a la dirección del haz. Los tres detectores de rayos gamma están situados por afuera

de la cámara, dos de ellos (NaI-1 y NaI-3) en el mismo plano que Si-1 y Si-3, mientras que el tercero (NaI-2) se ubica a lo largo de un eje perpendicular a dicho plano. Los detectores del filtro de multiplicidades (no mostrados en esta figura) se disponen en forma de halo alrededor del eje normal a la cámara formando un ángulo de 45° con él.

4-2 Espectro típico de tiempos entre un detector de partículas y un detector de rayos gamma, obtenido con una de las unidades TAC (ver sección IV-6 para más detalles). El pico más prominente corresponde a las coincidencias entre iones pesados y rayos gamma. Las coincidencias entre iones pesados y neutrones aparecen desplazadas hacia tiempos mayores como consecuencia de la menor velocidad de los neutrones respecto de los rayos gamma.

4-3 Diagrama de la electrónica empleada en la adquisición de datos. Por razones de claridad, se muestra sólo uno de los tres detectores de partículas (Si), uno de los tres detectores de NaI de gran volumen, y uno de los ocho detectores de NaI asociados con el filtro de multiplicidades. Las abreviaturas usadas corresponden a lo siguiente:

A = Amplificador,

CFD = "Constant fraction discriminator",

D = Retardo,

DGG = "Delay & gate generator",

LG = "Linear gate",

MB = "Multiplicity box",

Mx = "Mixer",

OG = "Octal gate",

PA = Preamplificador,

SCA = "Single-channel analyzer",

SD = "Scale down" (2^N),

TAC = "Time-to-amplitude converter",

Los hexágonos representan a los parámetros registrados en cinta magnética:

E_Z = Energía de los iones pesados,

Z_{SD} = Indicador de scale down,

$Z-\gamma$ TAC = correlación temporal entre iones pesados y rayos gamma detectados en los NaI de gran volumen,

M_γ = Número de detectores disparados en el filtro de multiplicidades,

M_γ -TAC = Correlación temporal entre iones pesados y rayos gamma detectados en el filtro de multiplicidades.

El círculo indicado como MG representa al "master gate", o pulso habilitante general que define a un evento y permite que éste sea enviado a la computadora.

- 5-1 Espectros de energías de iones pesados, registrados en las proximidades del ángulo de "grazing" de cada reacción. Las flechas delimitan las regiones seleccionadas para el

análisis subsiguiente de la información sobre rayos gamma.

- 5-2 Cinemática de la reacción $^{165}\text{Ho} + ^{148}\text{Sm}$, correspondiente a la detección de un núcleo ^{165}Ho en un ángulo de laboratorio (θ_d) fijo. En este diagrama, V es la velocidad del centro de masa, v_d es la velocidad del fragmento detectado, y v_r es la velocidad del fragmento de retroceso. Las cantidades primadas se refieren al sistema de coordenadas que se mueve con el centro de masa. Las líneas llenas corresponden a una colisión elástica ($Q = 0$ MeV), mientras que las líneas de trazos corresponden a las colisiones más inelásticas observadas ($Q = -350$ MeV).
- 5-3 Población y desexcitación de estados representados en el plano $s-E^*$ para uno de los dos fragmentos producidos en una reacción de deep inelastic. El diagrama es análogo al mostrado en la fig. 3-1 para un núcleo compuesto. Nótese que, a diferencia de lo que ocurre con el núcleo compuesto, en este caso la población inicial presenta una considerable extensión a lo largo del eje de energías de excitación.
- 5-4 Espectros continuos de energías de rayos gamma, medidos en el plano (90°) y fuera del plano (0°) de la reacción. Para bajas energías, la diferencia entre ambos espectros es consistente con la distribución angular de rayos gamma

de tipo $E2(\Delta s=2)$, emitidos por un sistema con polarización relativamente alta. En el recuadro se esquematiza una de dichas distribuciones angulares típicas, y se indica el significado del ángulo θ medido a partir de la dirección perpendicular al plano de la reacción.

- 5-5 Espectros continuos de energías de rayos gamma, obtenidos en coincidencia con distintas regiones de los espectros de energías de los iones pesados. La numeración 1-8 corresponde a las regiones indicadas en la fig. 5-1 (región 1 = colisiones más inelásticas).
- 5-6 Valores experimentales de $M_\gamma(90^\circ)$ como función de Q , obtenidos mediante las distintas combinaciones entre detectores de rayos gamma (NaI) y de partículas (Si).
- 5-7 $M_\gamma(90^\circ)$ (cuadrados negros) y $M_\gamma(0^\circ)$ (triángulos blancos) como función de Q , obtenidos para las cuatro reacciones estudiadas. En este gráfico, se han considerado todos los rayos gamma con energías superiores a 0.3 MeV. La diferencia entre ambas curvas refleja la anisotropía de la distribución angular.
- 5-8 Anisotropía $M_\gamma(90^\circ)/M_\gamma(0^\circ)$ de la radiación gamma como función de Q para las distintas reacciones. En la parte a) se han considerado todos los rayos con energías por

encima de 0.3 MeV. En la parte b) se ha seleccionado una región del espectro (0.6-1.2 MeV) correspondiente al promontorio de las transiciones cuadrupolares (ver fig. 5-4).

- 5-9 Anisotropía de la radiación gamma como función de E_γ , a Q constante. El valor de Q seleccionado es aquel para el cual se observan las anisotropías mayores.
- 5-10 a) $M(90^\circ)$ (cuadrados blancos) y $m(90^\circ)$ (cuadrados negros) como función de Q. La cantidad $m_\gamma(\theta)$ es definida en forma similar a $M_\gamma(\theta)$, excepto por la condición adicional de que dos o más rayos gamma hayan alcanzado al filtro de multiplicidades (ver discusión referida a la ecuación V-13).
- 6-1 Representación del sistema dinuclear como dos esferas rígidas en contacto. Para una dada colisión los espines (s_H y s_L) y el momento angular orbital (l) pueden adoptar cualquier valor que satisfaga la conservación del momento angular total I.
- 6-2 Cociente entre los espines generados en ambos fragmentos del complejo dinuclear (H = pesado, L = liviano) como función de la asimetría de masa. Las distintas curvas corresponden a la excitación de uno de los modos normales

de rotación (wriggling, bending, twisting y tilting). Las coordenadas (x,y,z) corresponden a las de la fig. 6-1 e indican la dirección del espín generado por cada modo.

- 6-3 Representación de los modos normales de rotación en un sistema asimétrico, como función de las distintas componentes del momento angular (orbital y de espín). Los modos bending y wriggling son doblemente degenerados, tal como surge de la simetría axial del sistema dinuclear. Con la excepción del modo tilting, todos los demás gráficos corresponden al caso en que el momento angular total es nulo.
- 6-4 Contribución de cada uno de los modos normales a las varianzas de la distribución de espines generada en el fragmento pesado, como función de la asimetría de masa. Para asimetrías próximas a 1, sólo el modo tilting contribuye significativamente.
- 6-5 Varianzas de la distribución de espines correspondiente al fragmento pesado. Nótese el aumento de las fluctuaciones a lo largo del eje de simetría (y) a medida que se consideran sistemas más asimétricos.

- 6-6 Varianzas de la distribución de espines correspondiente al fragmento liviano.
- 6-7 Distribución angular de la radiación gamma como función del grado de polarización del sistema de núcleos emisores y de la mezcla de multipolaridades. En este cálculo se supuso que sólo contribuyen rayos gamma de tipo $E2(\Delta s=2)$ y rayos gamma isotrópicos. Debido a la aproximación de que $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z$, estas distribuciones angulares poseen simetría de revolución alrededor del eje de polarización.
- 7-1 Descomposición de un típico espectro de rayos gamma. La línea llena corresponde a la función de distribución de los rayos estadísticos, dada por la fórmula V-7 normalizada de acuerdo con la integral del espectro experimental por encima de 2.25 MeV. La línea de trazos es una extrapolación exponencial hacia bajas energías de la cola estadística del espectro (ver discusión en la sección VII.2.A).
- 7-2 Sensibilidad de los valores extraídos de la suma de espines respecto de dos suposiciones extremas acerca de la composición multipolar de la radiación gamma. Los círculos negros corresponden a suponer que sólo se emiten rayos de tipo $E2(\Delta s=2)$ y rayos estadísticos (isotrópicos)

estos últimos distribuidos en energías según la función V-7. Para los círculos blancos se supuso que el número de transiciones que no contribuyen a la disminución del espín está dado por el área sombreada del espectro en la fig. 7-1 (ver discusión en la sección VII.2.A).

7-3 Anisotropías experimentales de los rayos gamma con energías entre 0.80 MeV y 0.95 MeV como función de Q (círculos negros) comparadas con un cálculo basado en el modelo de equilibrio estadístico (cuadrados blancos y línea llena).

7-4 Comparación entre las anisotropías experimentales y diversos cálculos "parciales". La curva de puntos corresponde a la suposición de que el sistema se encuentra perfectamente polarizado. Por lo tanto, las variaciones de la anisotropía como función de Q reflejan las correspondientes variaciones de la composición multipolar de los espectros de rayos gamma. En el caso de la curva de trazos, además de la mezcla de multipolaridades se ha incluido la depolarización secundaria causada por la emisión de neutrones. De esta comparación puede concluirse que estos efectos, por sí solos, no bastan para explicar las anisotropías observadas.

- 7-5 Promedio de la suma de espines como función de Q , para los sistemas asimétricos estudiados (ver discusión en la sección VII.4.A).
- 7-6 Suma de espines reducida de acuerdo con la condición de a) rodadura y b) rotación rígida en ambos casos como función de la temperatura (ver discusión en la sección VII.4.A).
- 7-7 Espín promedio $\langle s \rangle$ (línea llena) y promedio de la componente alineada $\langle s_z \rangle$ (línea de trazos) como función de Q . Los distintos símbolos identifican a cada uno de los dos productos de cada reacción.
- 7-8 Parámetro de alineamiento P_{ZZ} como función de Q . El cálculo sólo incluye a la depolarización primaria. Los distintos símbolos identifican a cada uno de los dos productos de cada reacción.
- 7-9 Distintas contribuciones a la depolarización para el caso del fragmento más pesado en la reacción $^{165}\text{Ho} + ^{176}\text{Yb}$. La línea de puntos indica el grado de polarización que podría esperarse si sólo actuara la emisión de neutrones. La curva llena corresponde a la depolarización primaria y por lo tanto es idéntica a una de las curvas de la fig. 7-8. La curva de trazos incluye el efecto combinado de la

depolarización primaria y secundaria.

$$\Delta = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}$$

$$\rho = \frac{r}{R_1 + R_2}$$

$$\alpha = \left(\frac{\sin \theta}{\sin \theta_{\max}} \right)^2$$

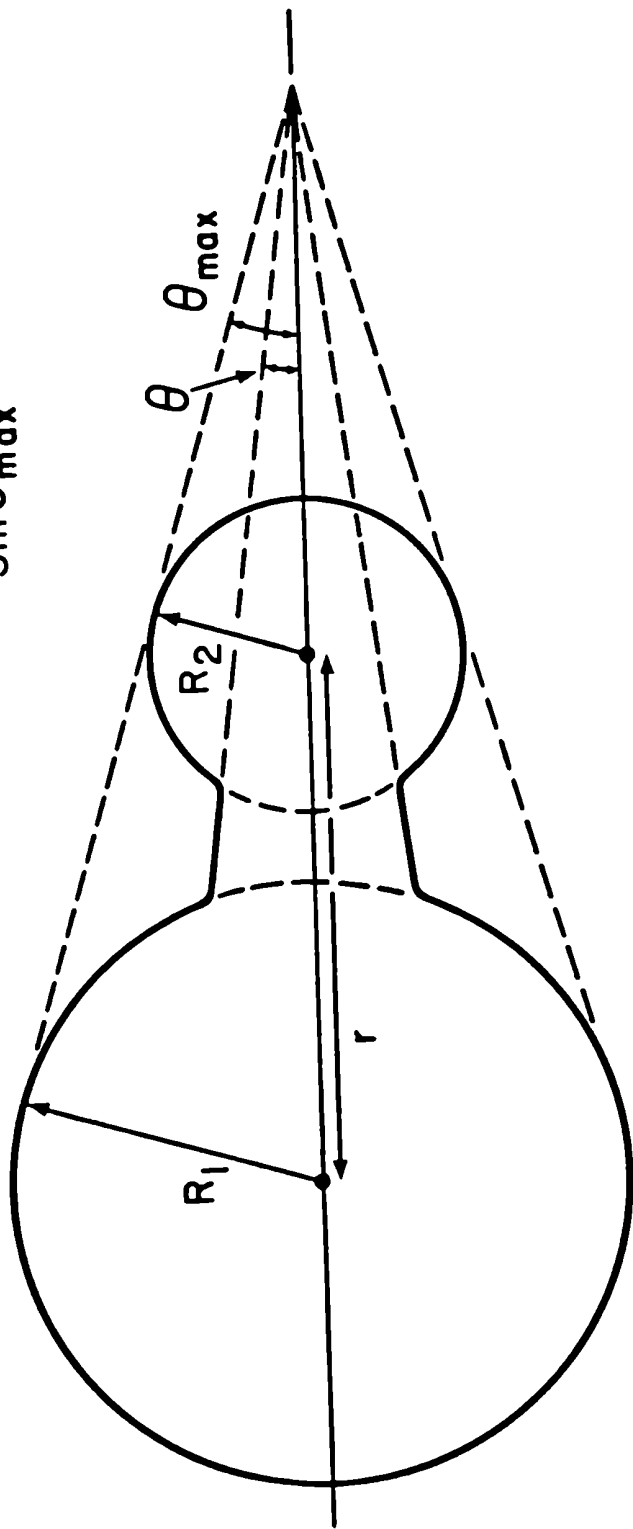


Fig. 2-1

$^{124}\text{Sn}(^{40}\text{Ar}, xn)^{164-x}\text{Er}$
 $E(\text{Ar}) = 147 \text{ MeV}$
 $E^* = 53.8 \text{ MeV}$

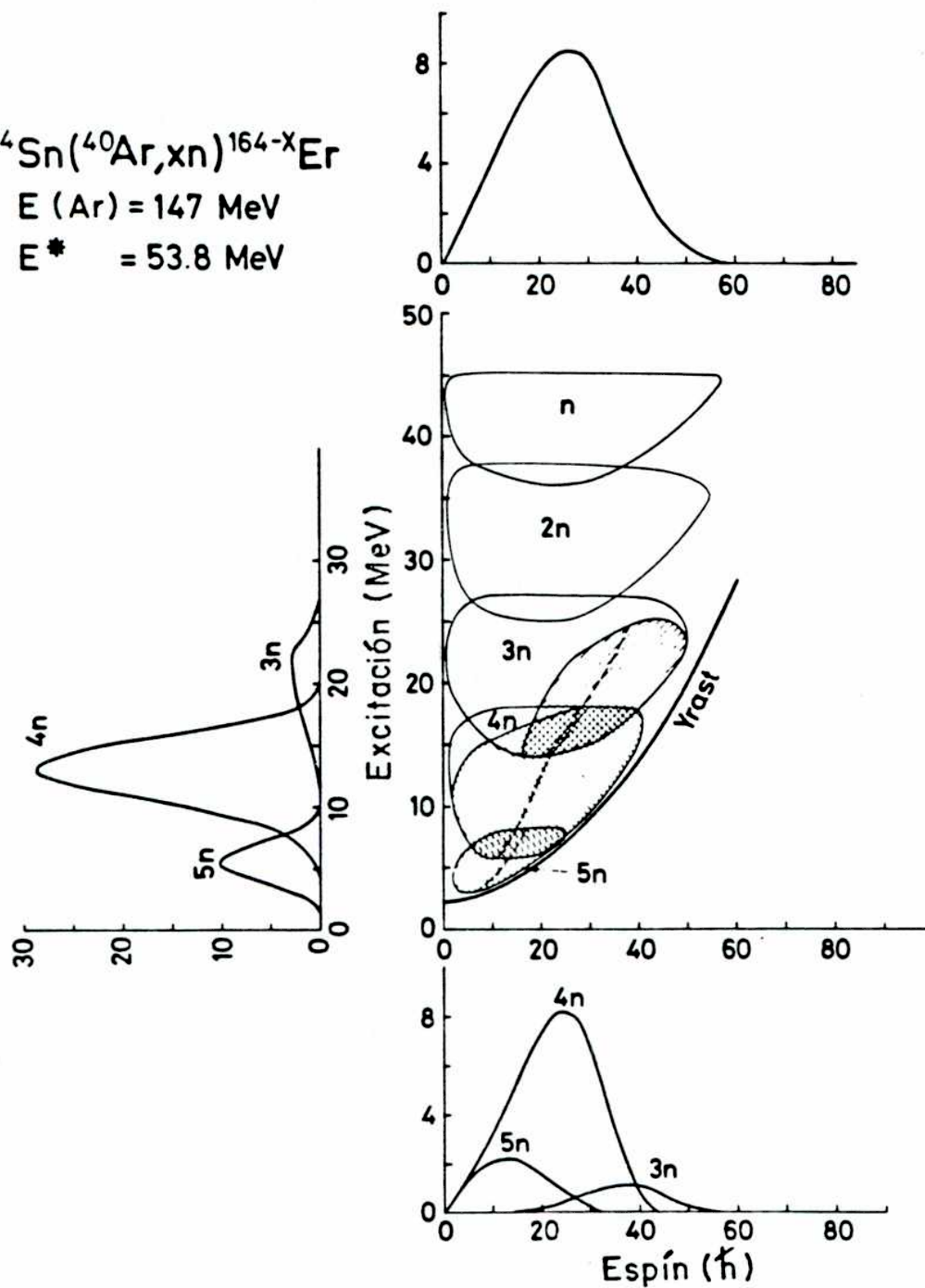


Fig. 3-1

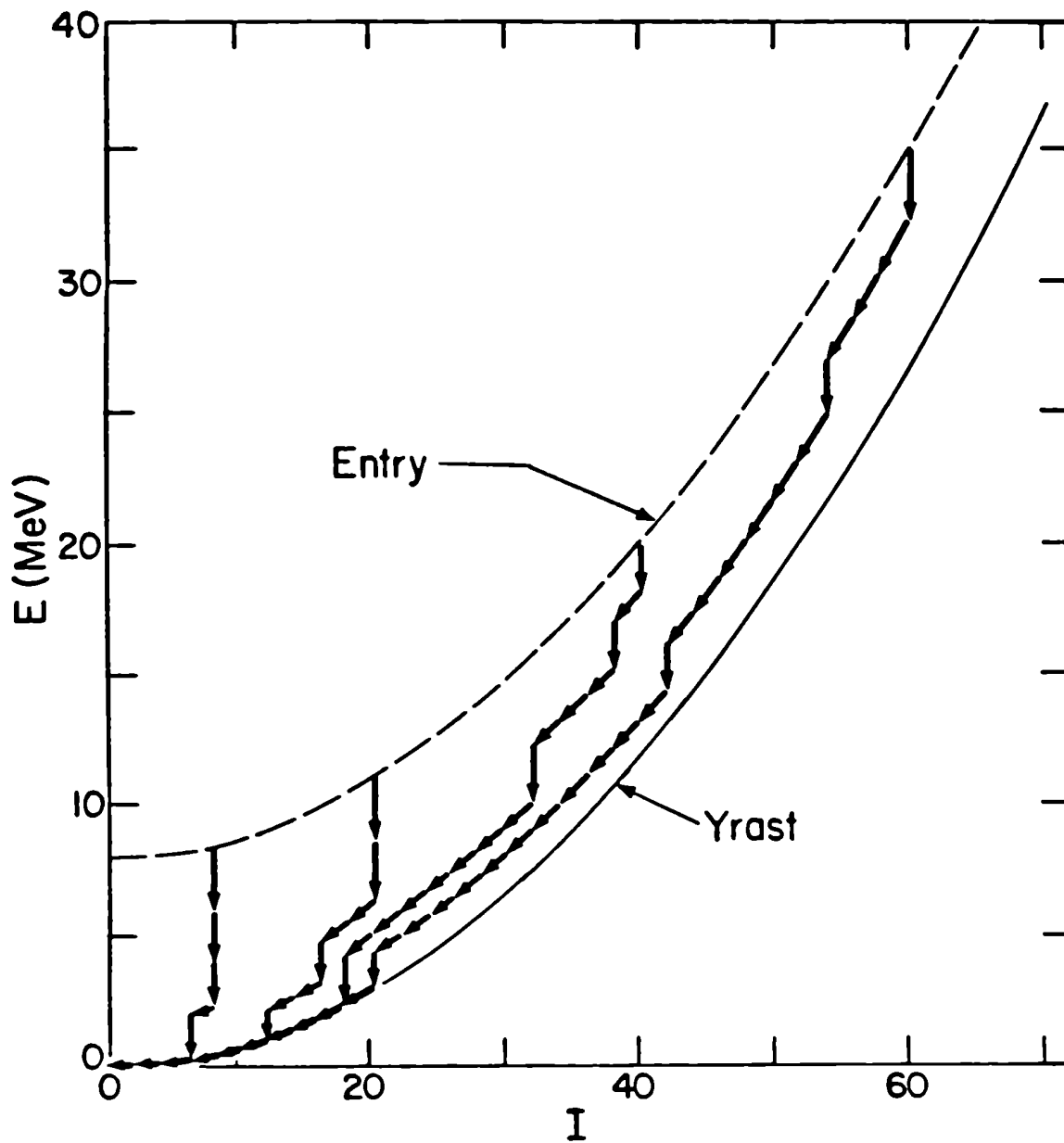
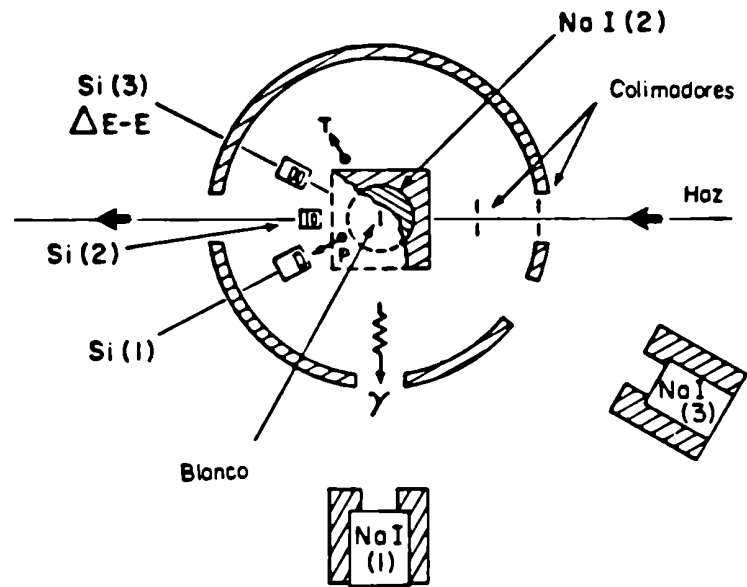
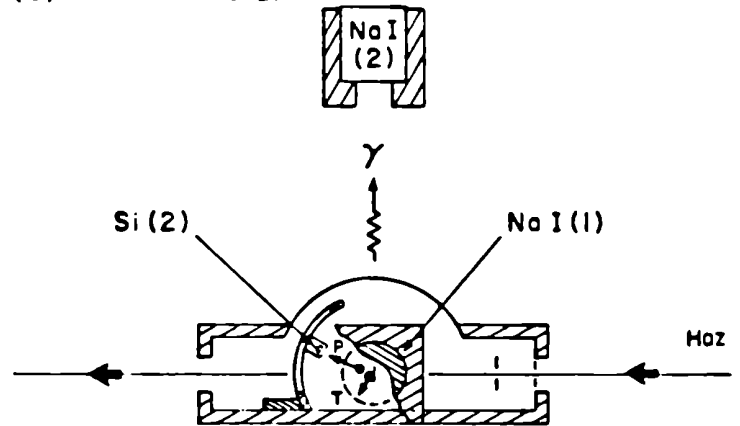


Fig. 3-2

(a) Vista superior



(b) Vista lateral



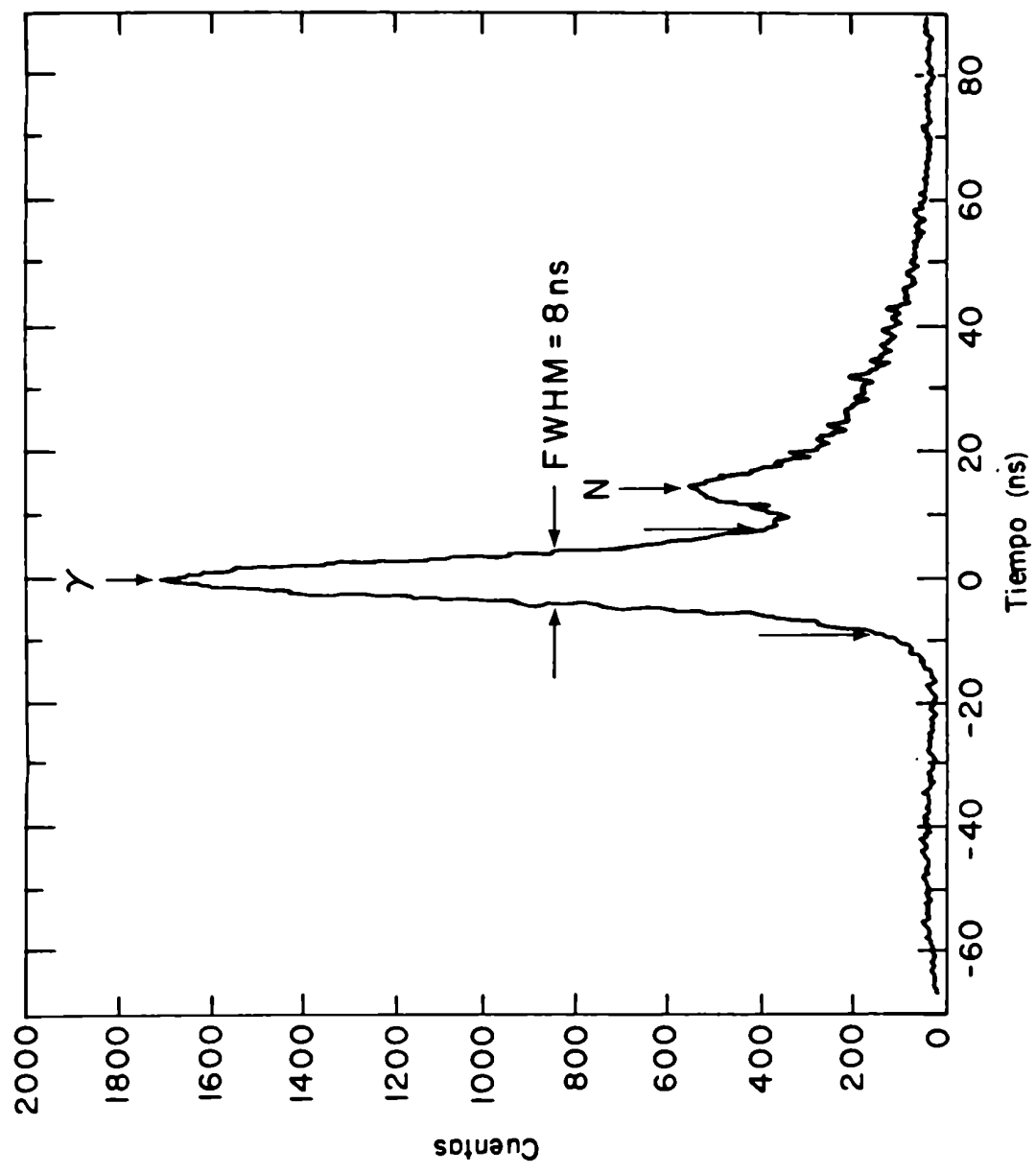


Fig. 4-2

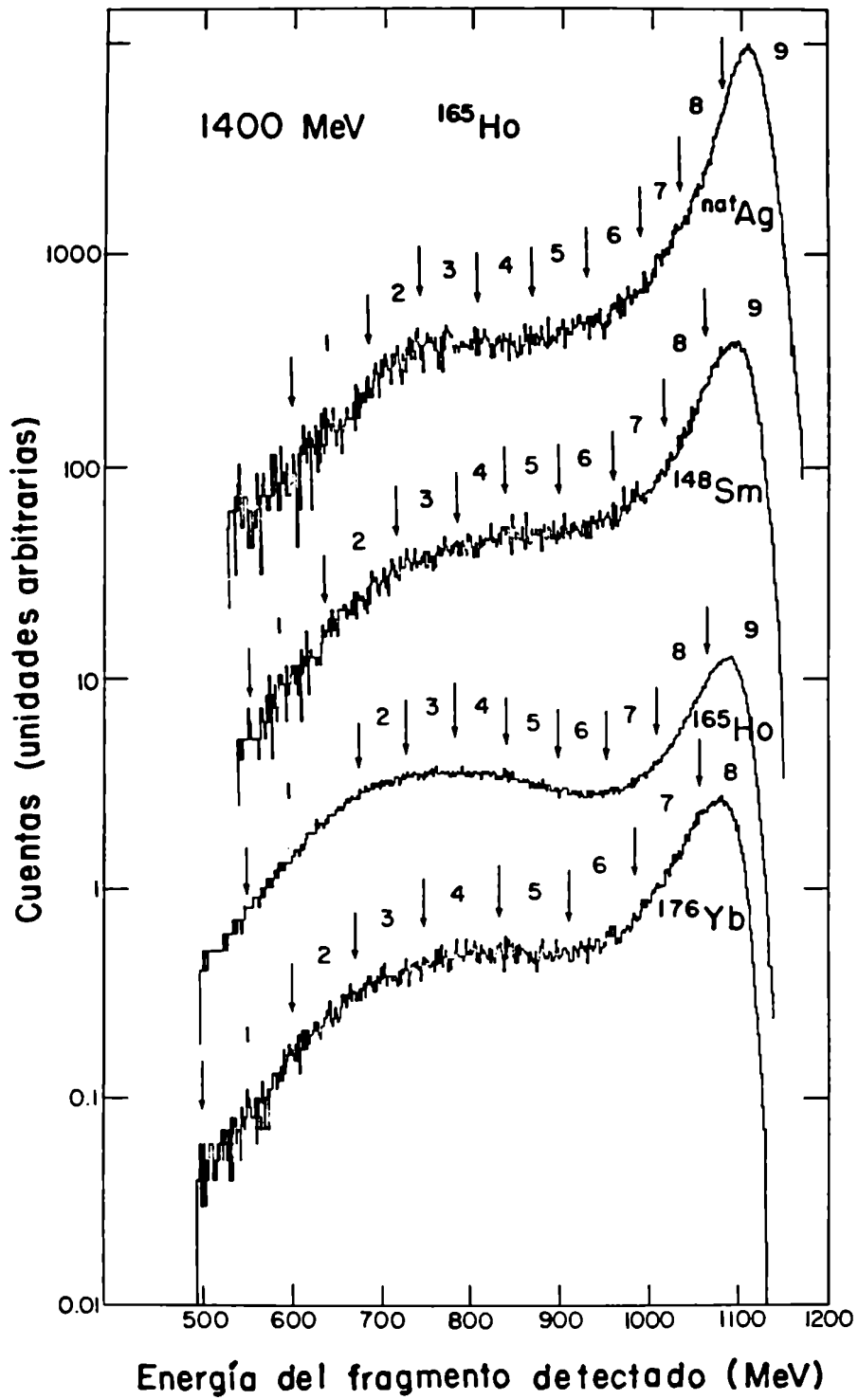
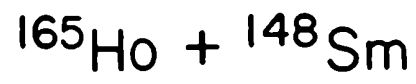
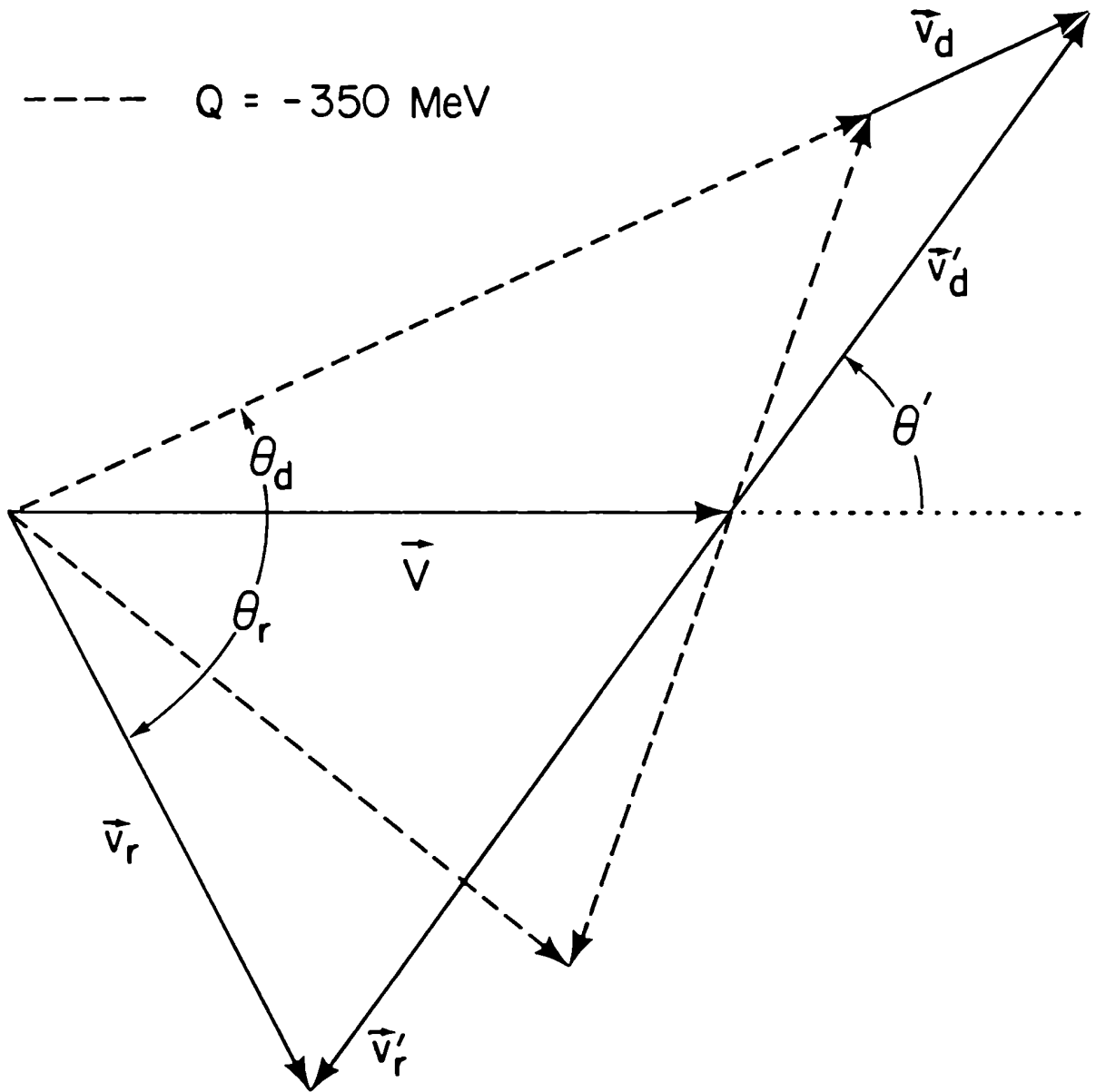


Fig. 5-1



— $Q = 0 \text{ MeV}$

- - - $Q = -350 \text{ MeV}$



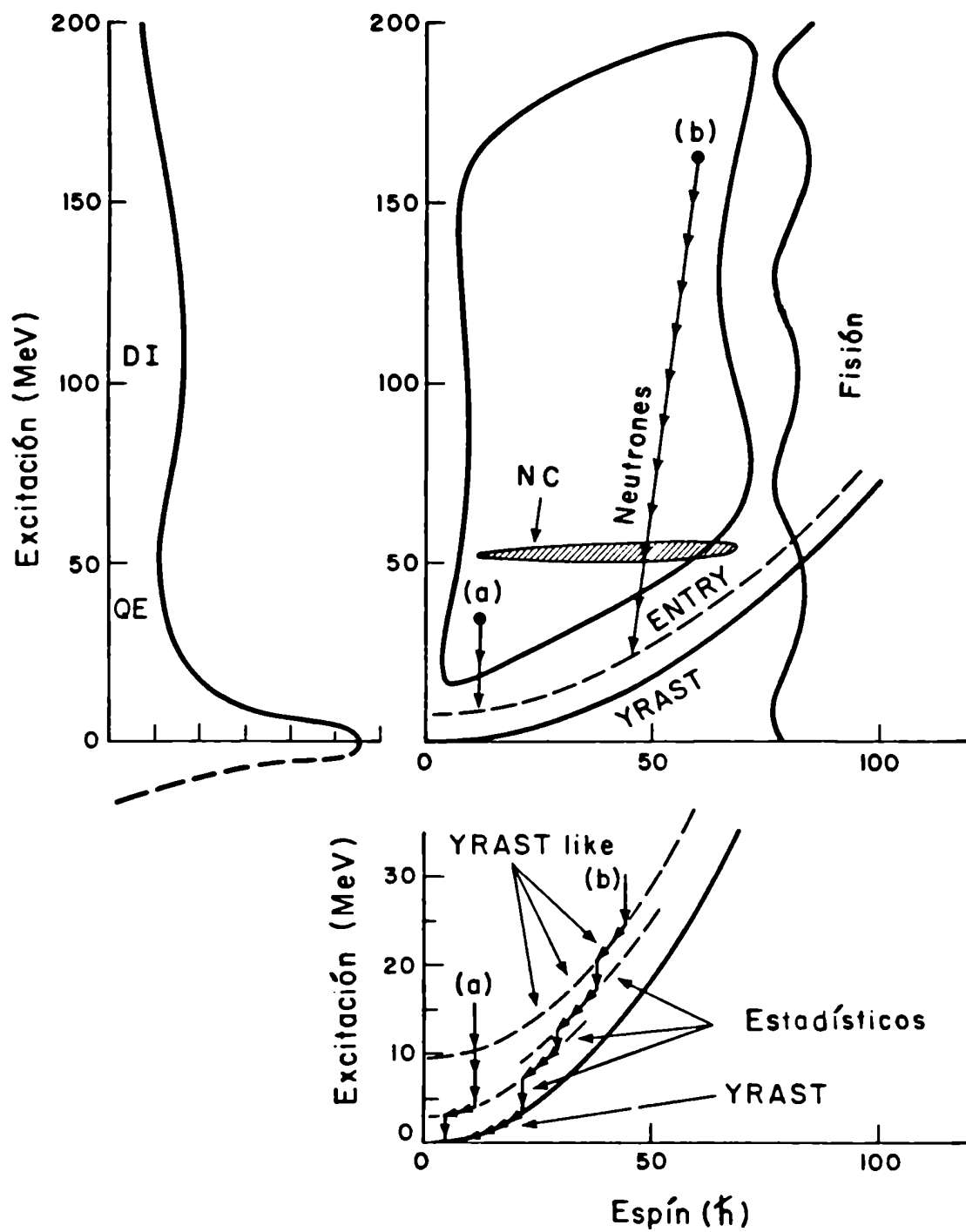
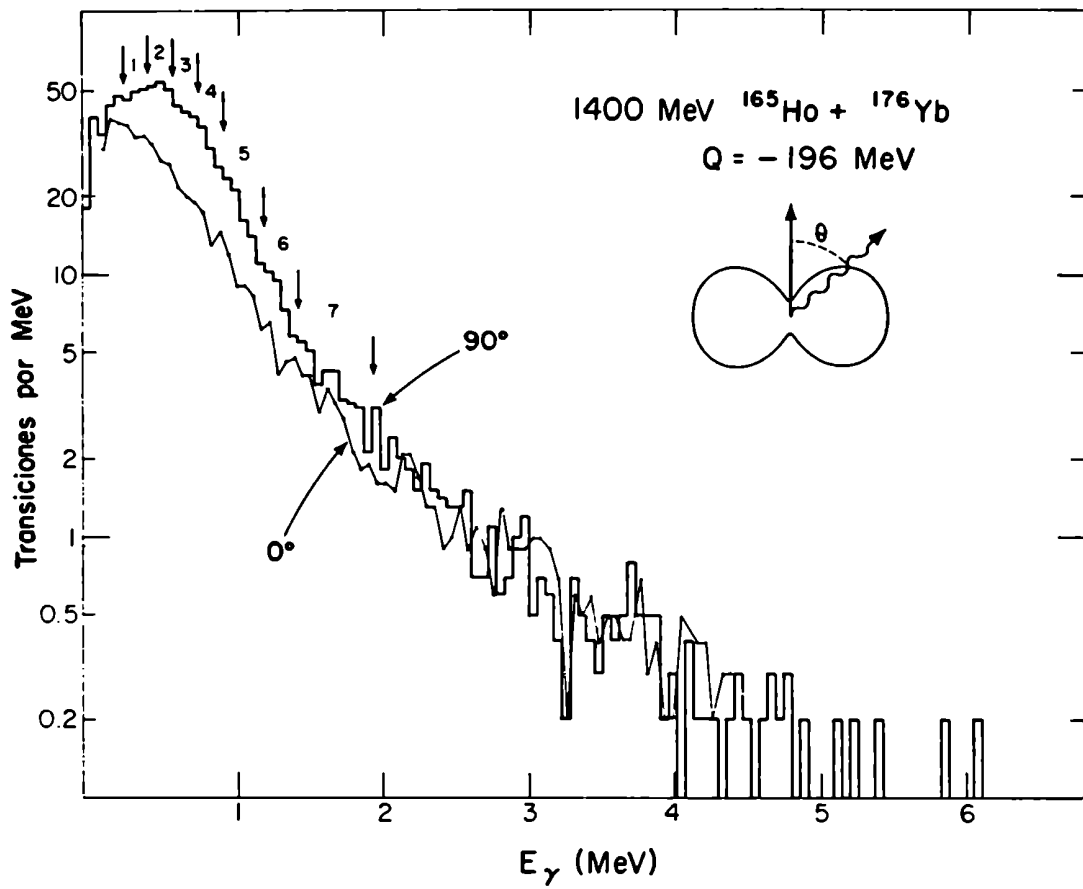


Fig. 5-3



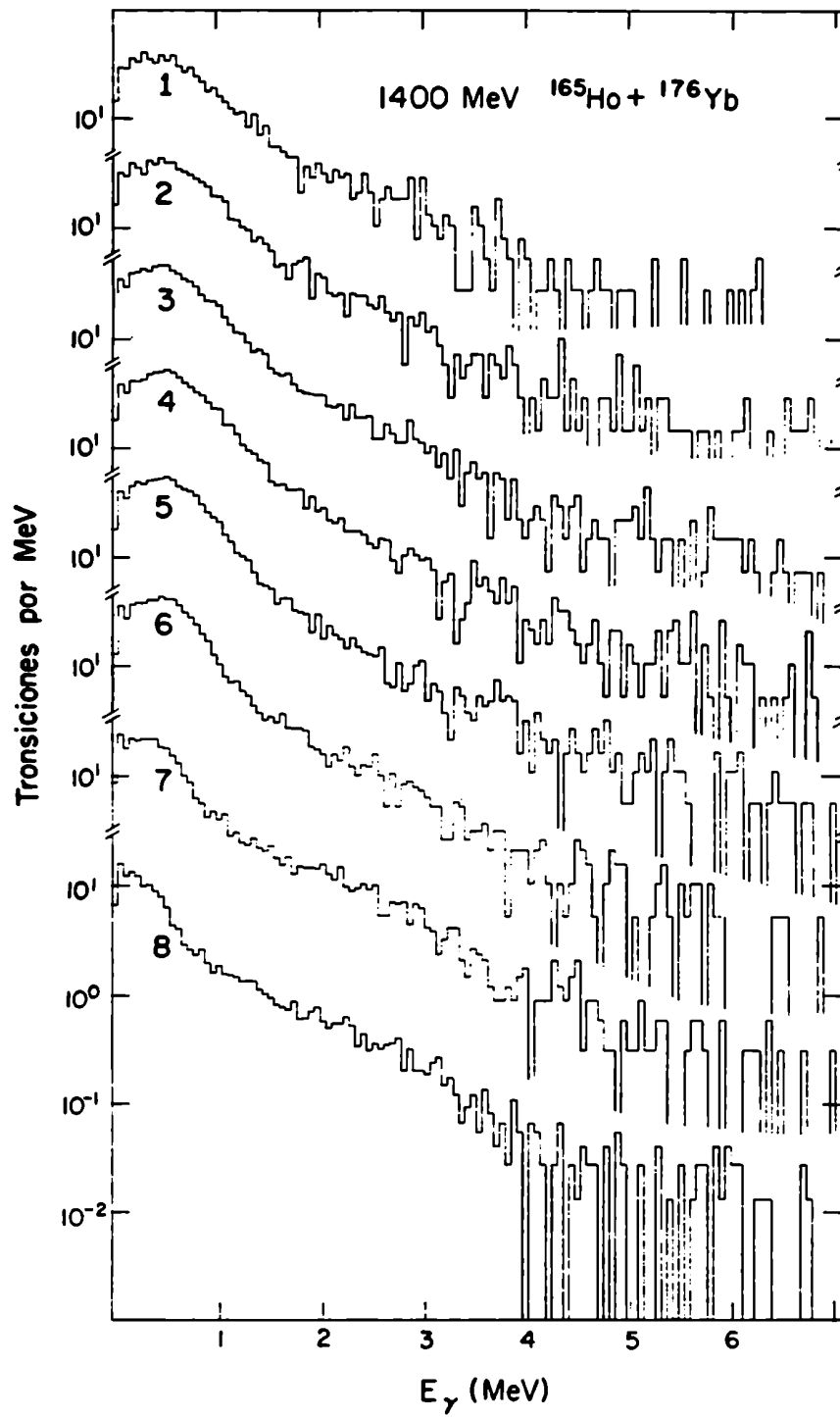


Fig. 5-5

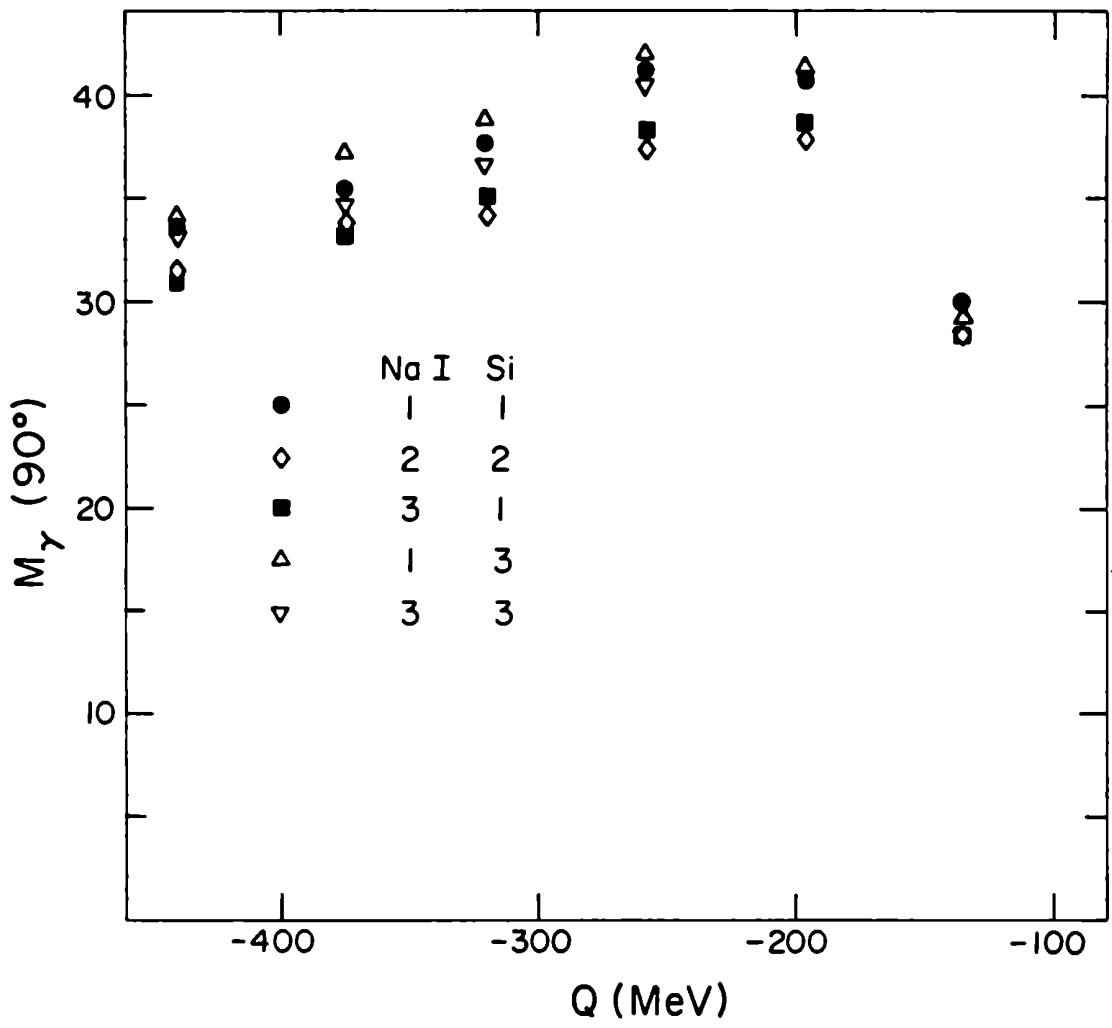
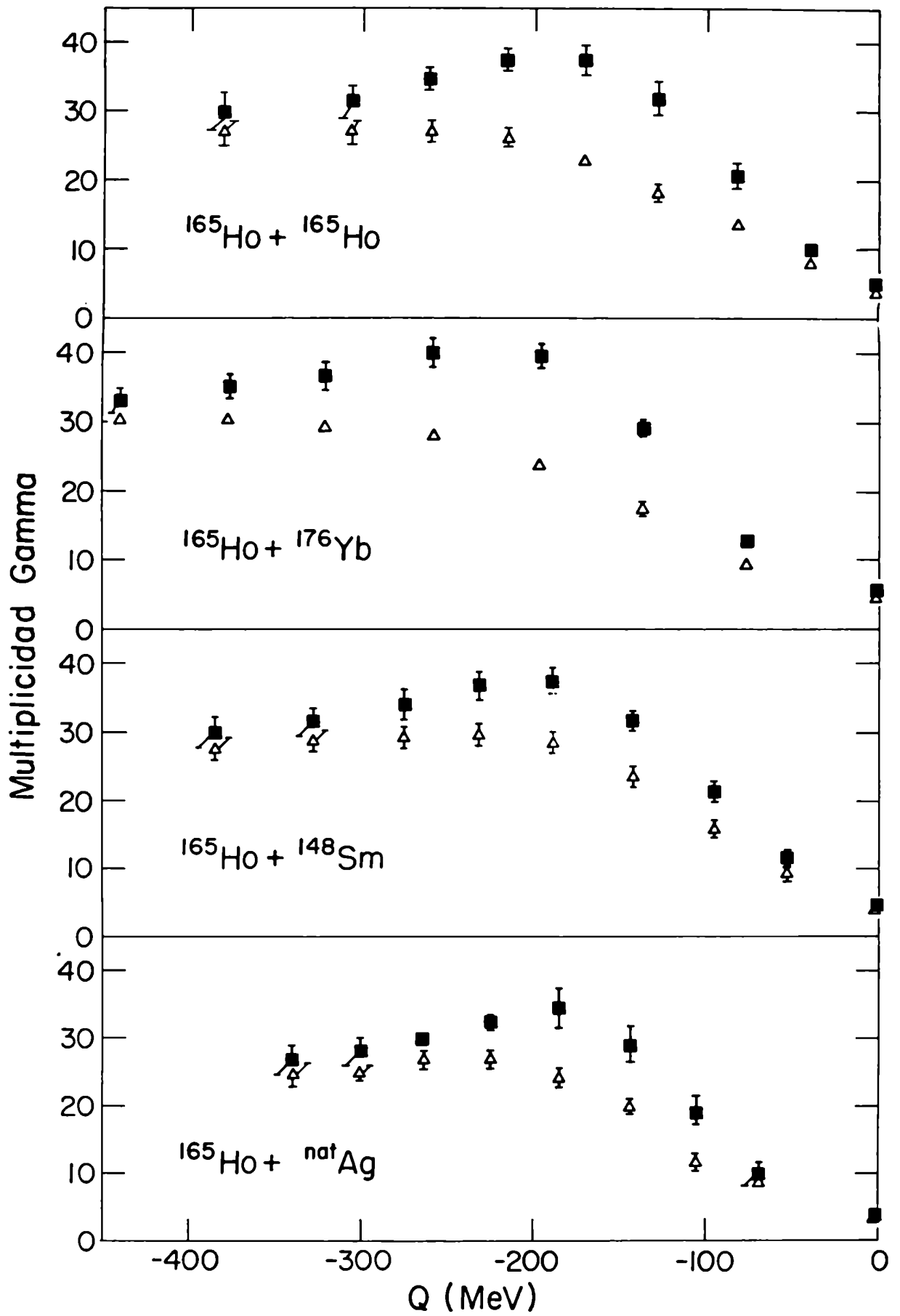


Fig. 5-6



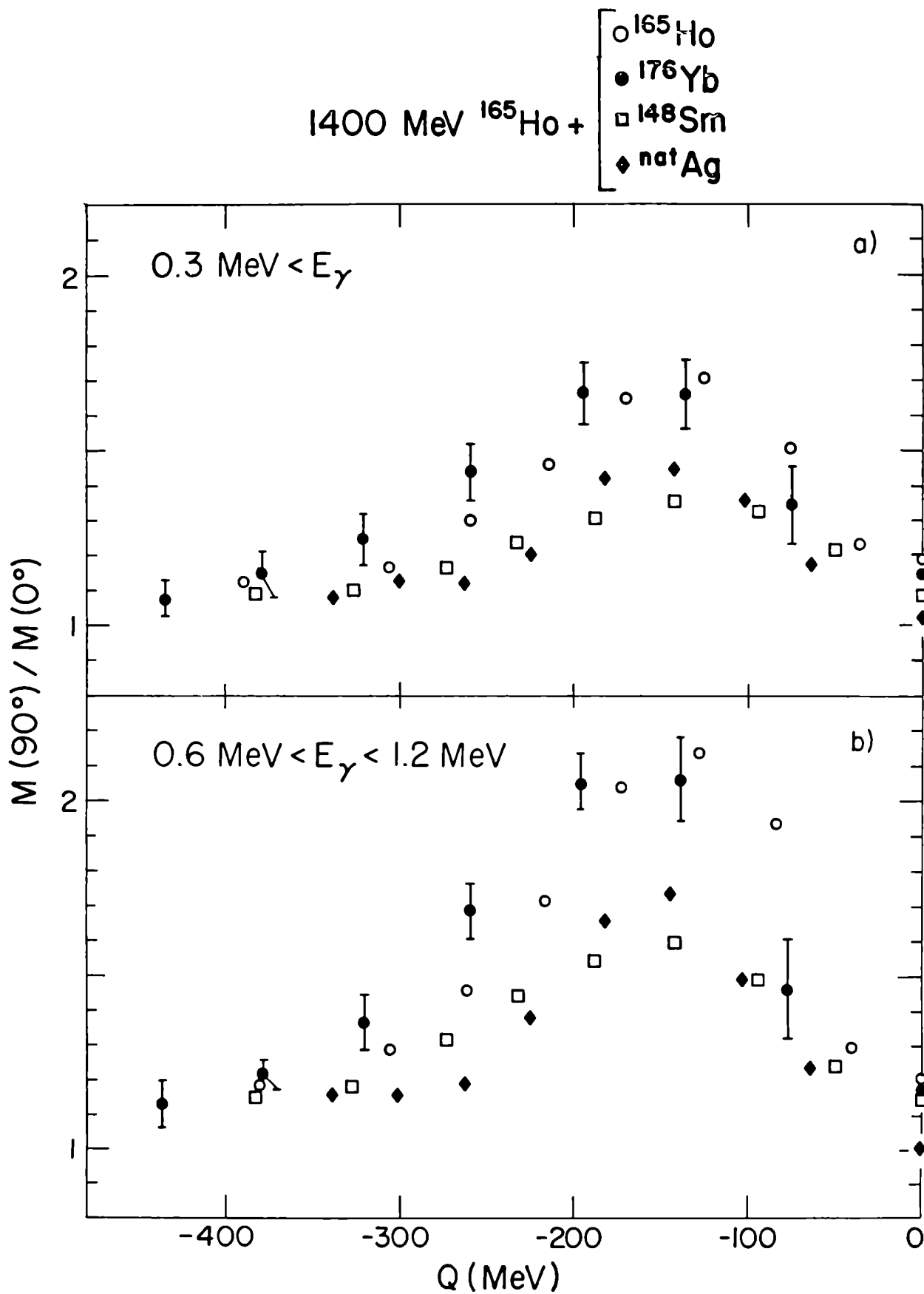


Fig. 5-8

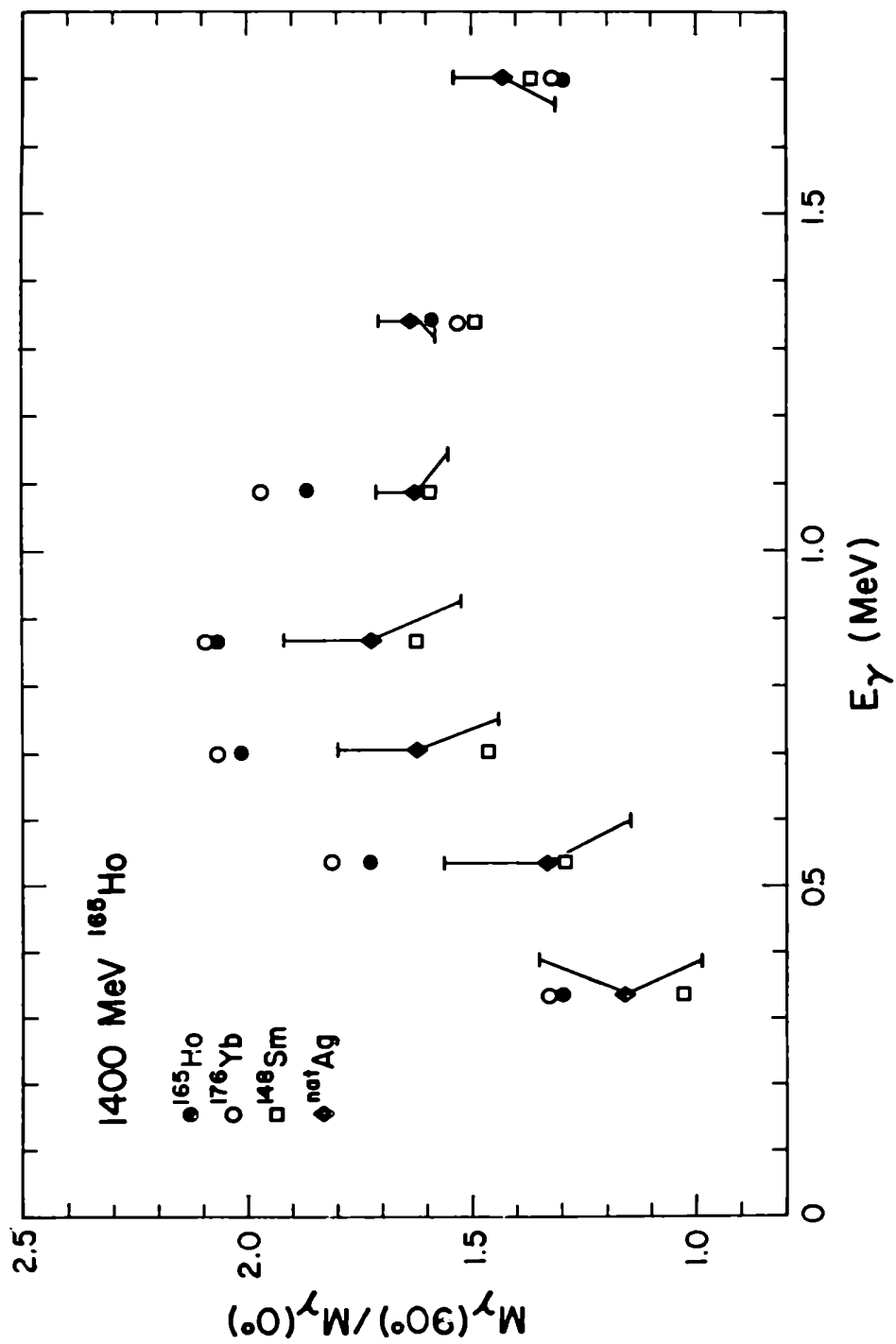


Fig. 5-9

1400 MeV $^{165}\text{Ho} + ^{176}\text{Yb}$

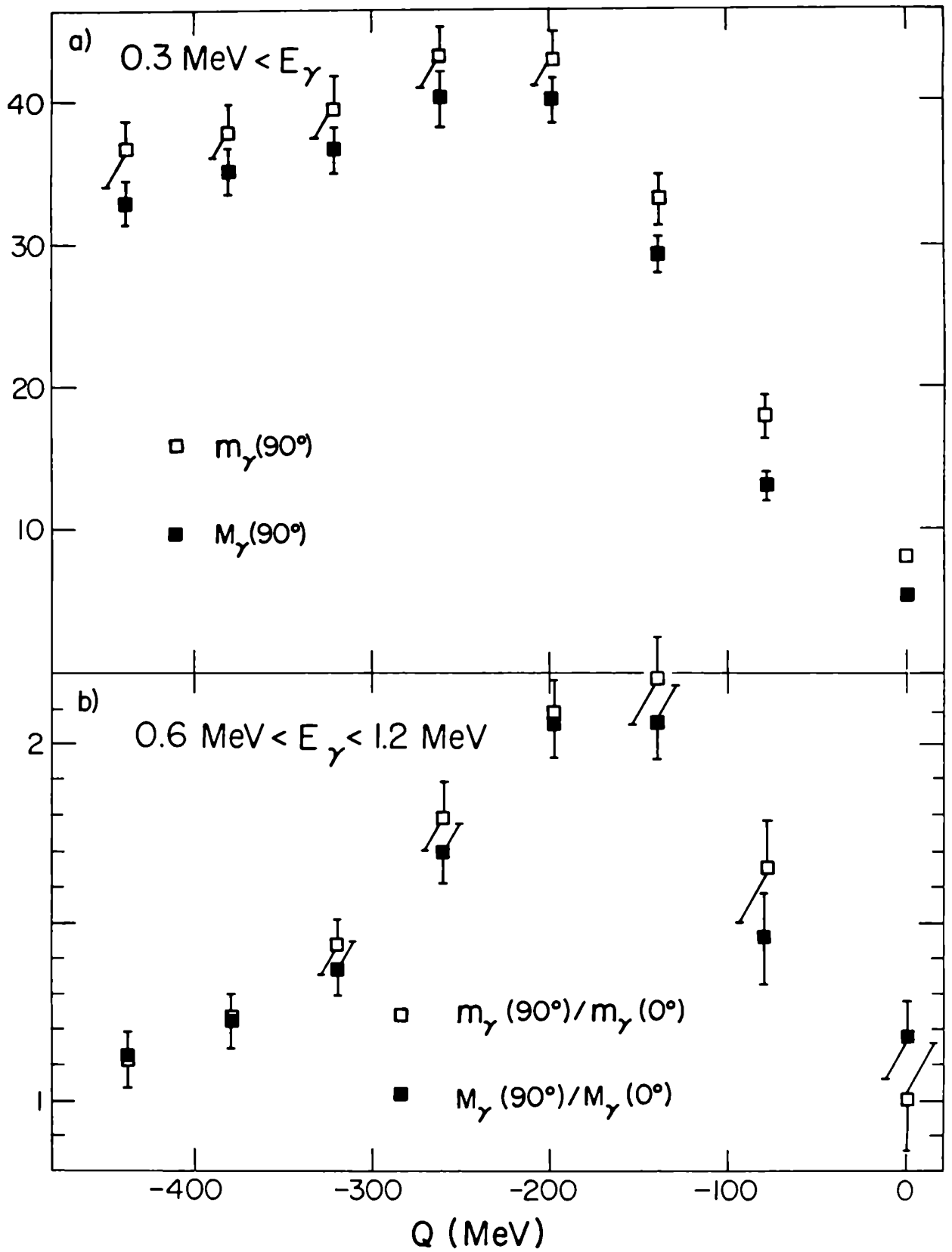


Fig. 5-10

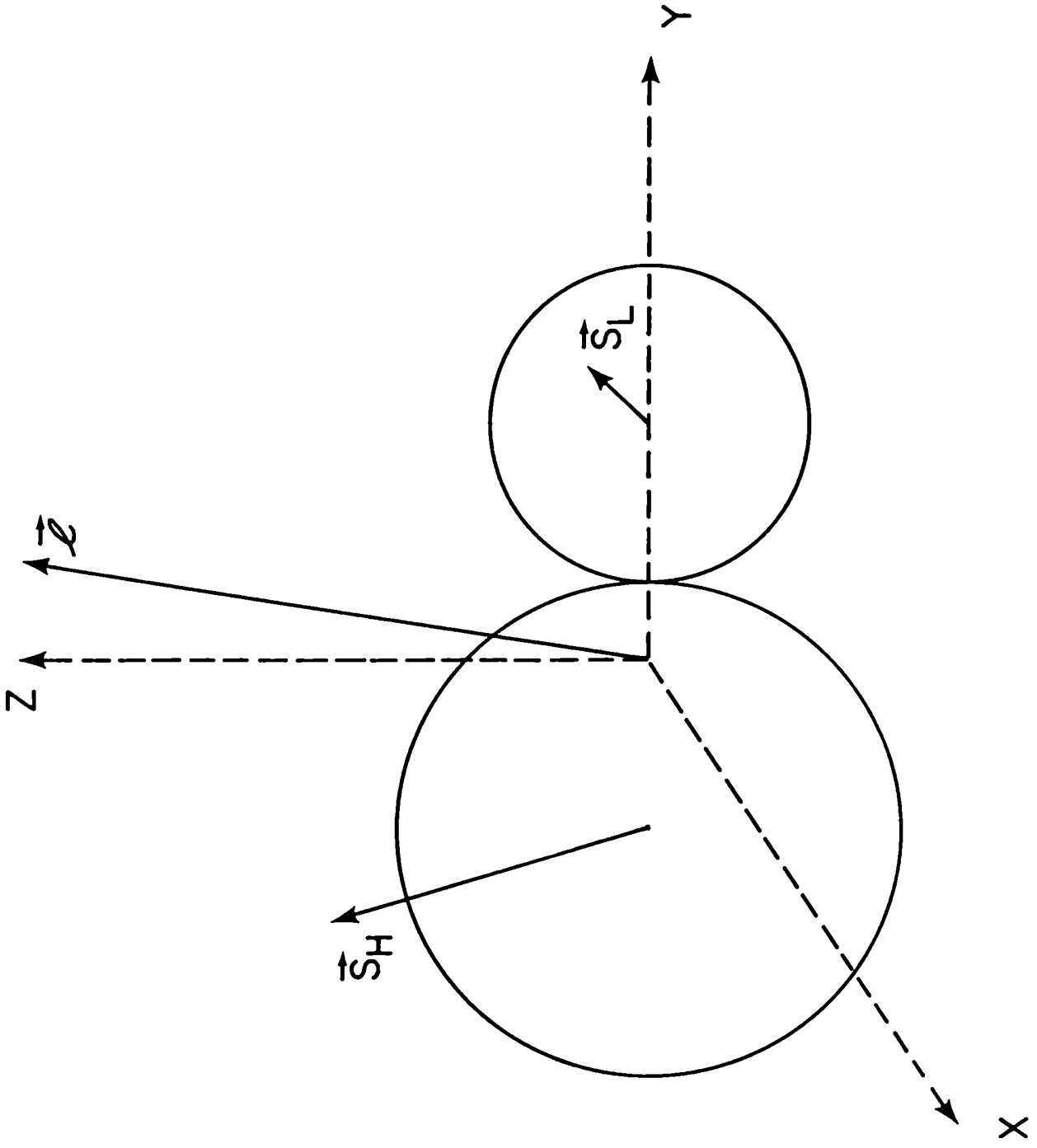


Fig. 6-1

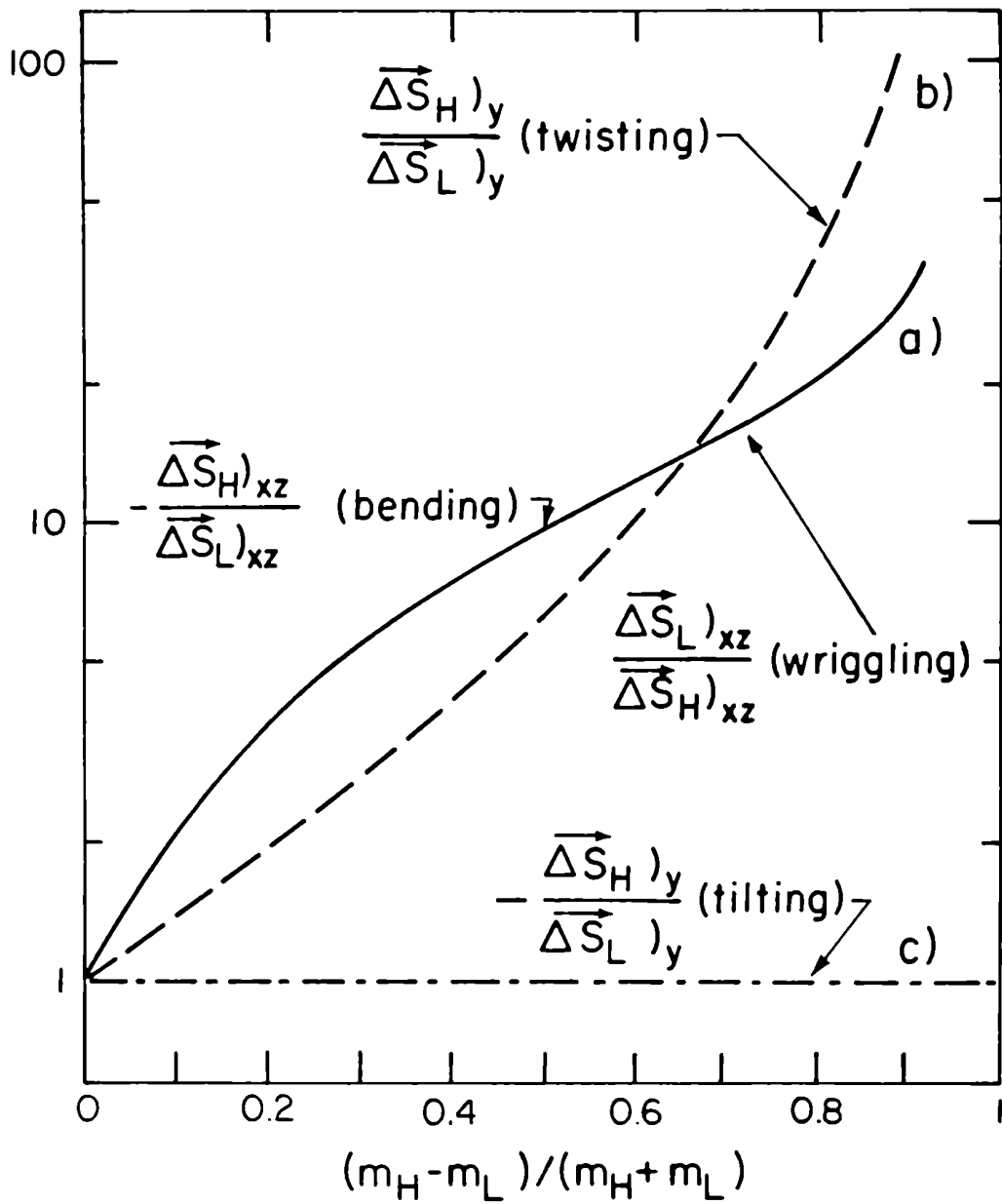


Fig. 6-2

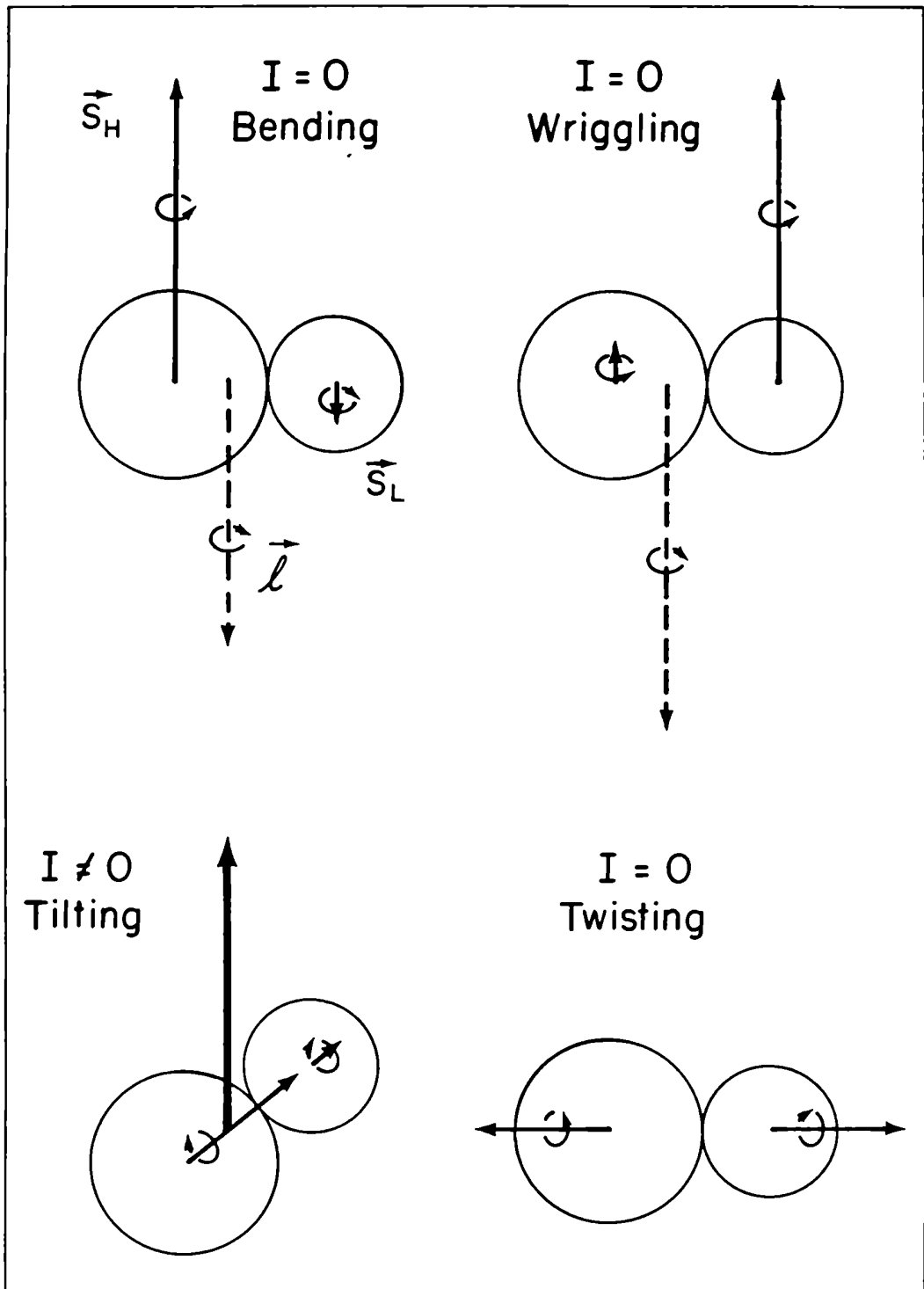


Fig. 6-3

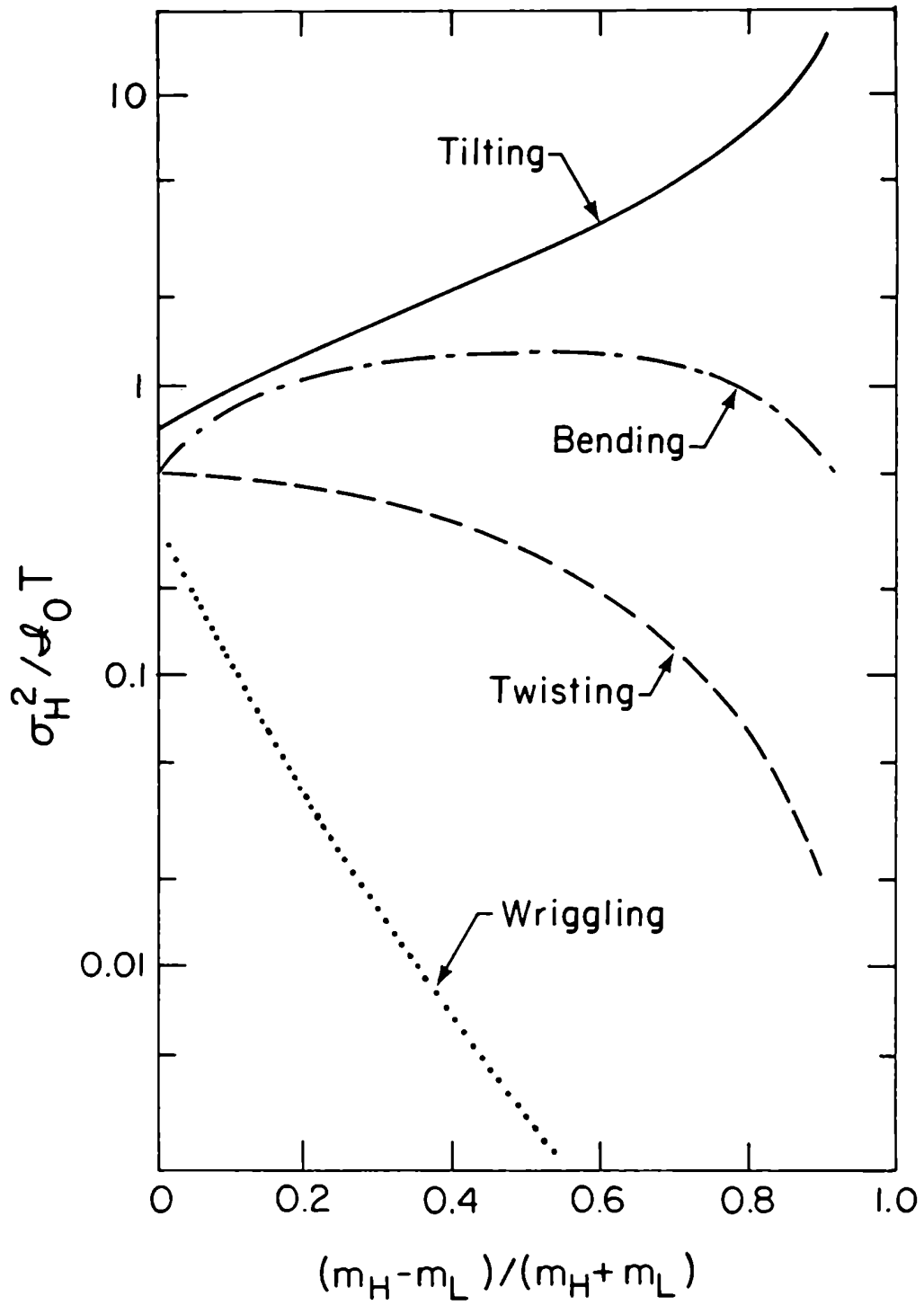


Fig. 6-4

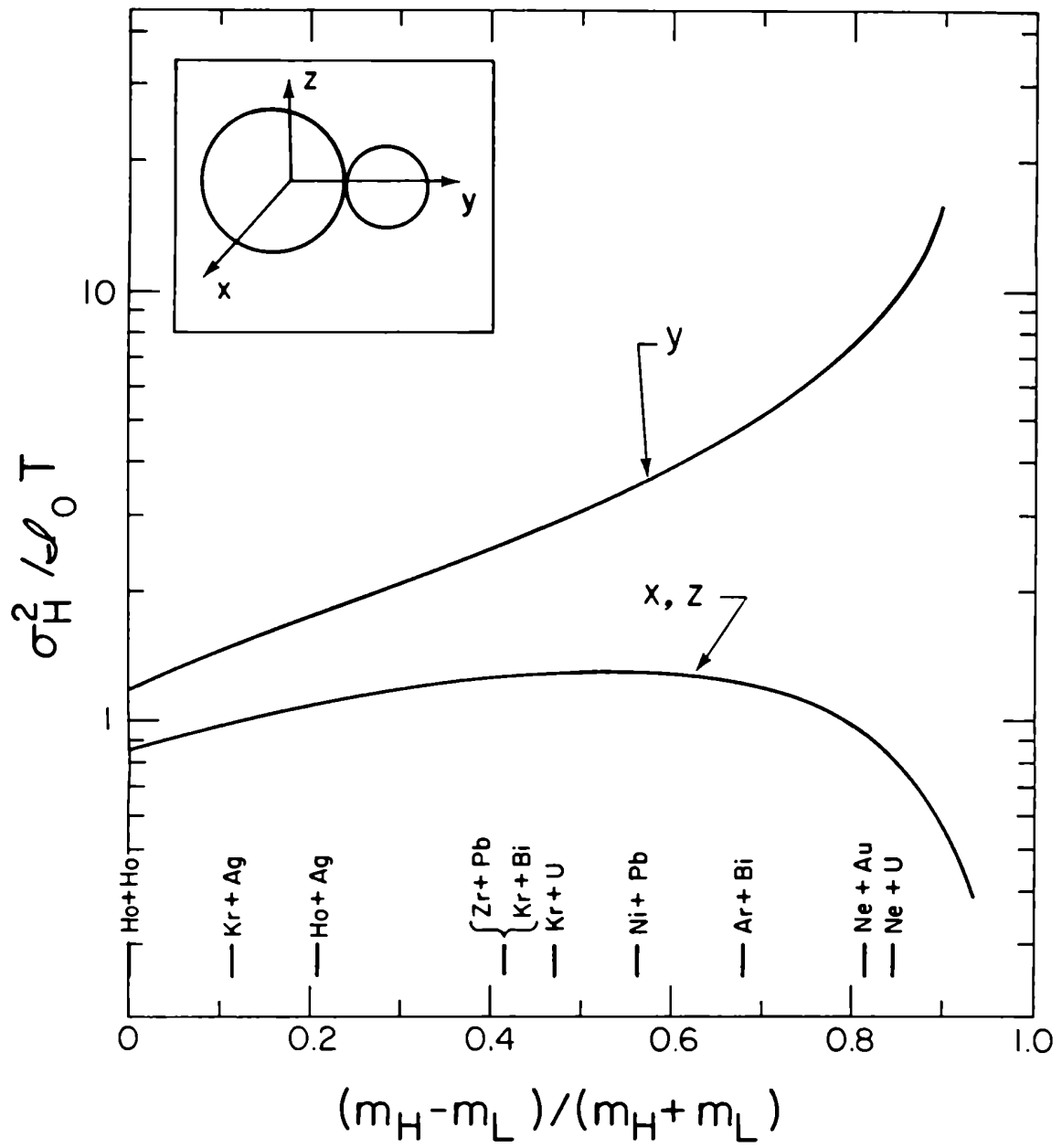


Fig. 6-5

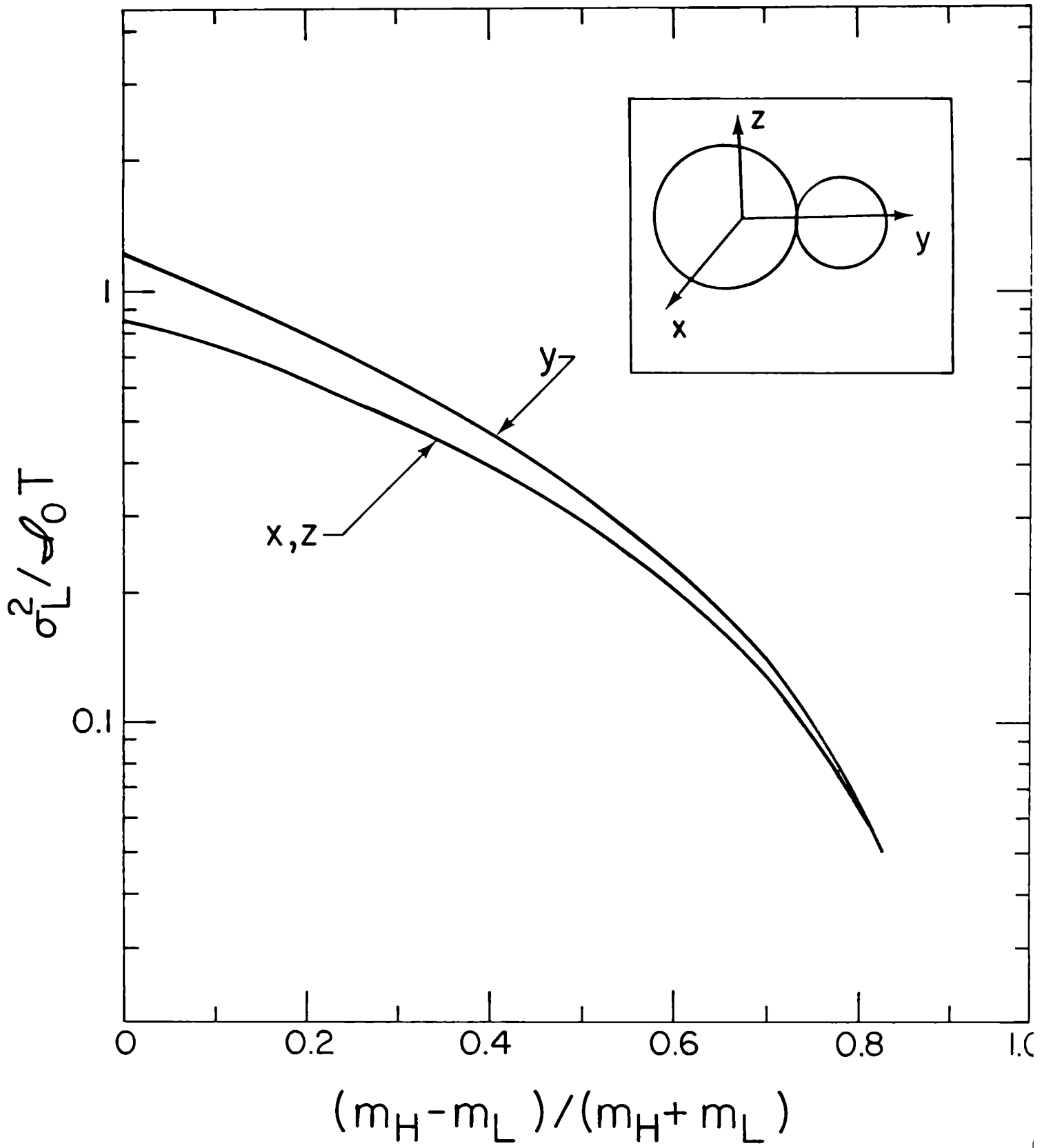


Fig. 6-6

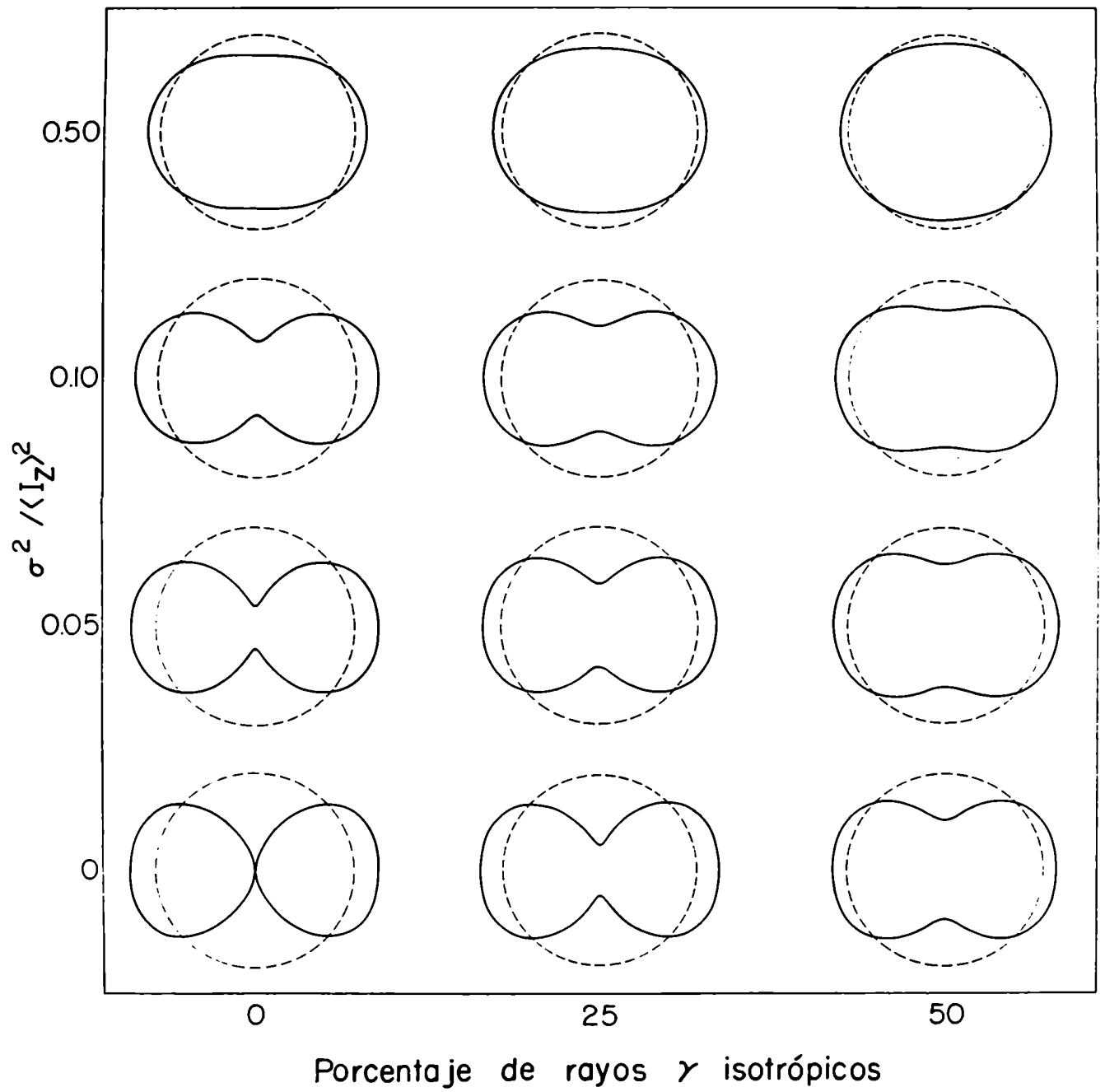


Fig. 6-7

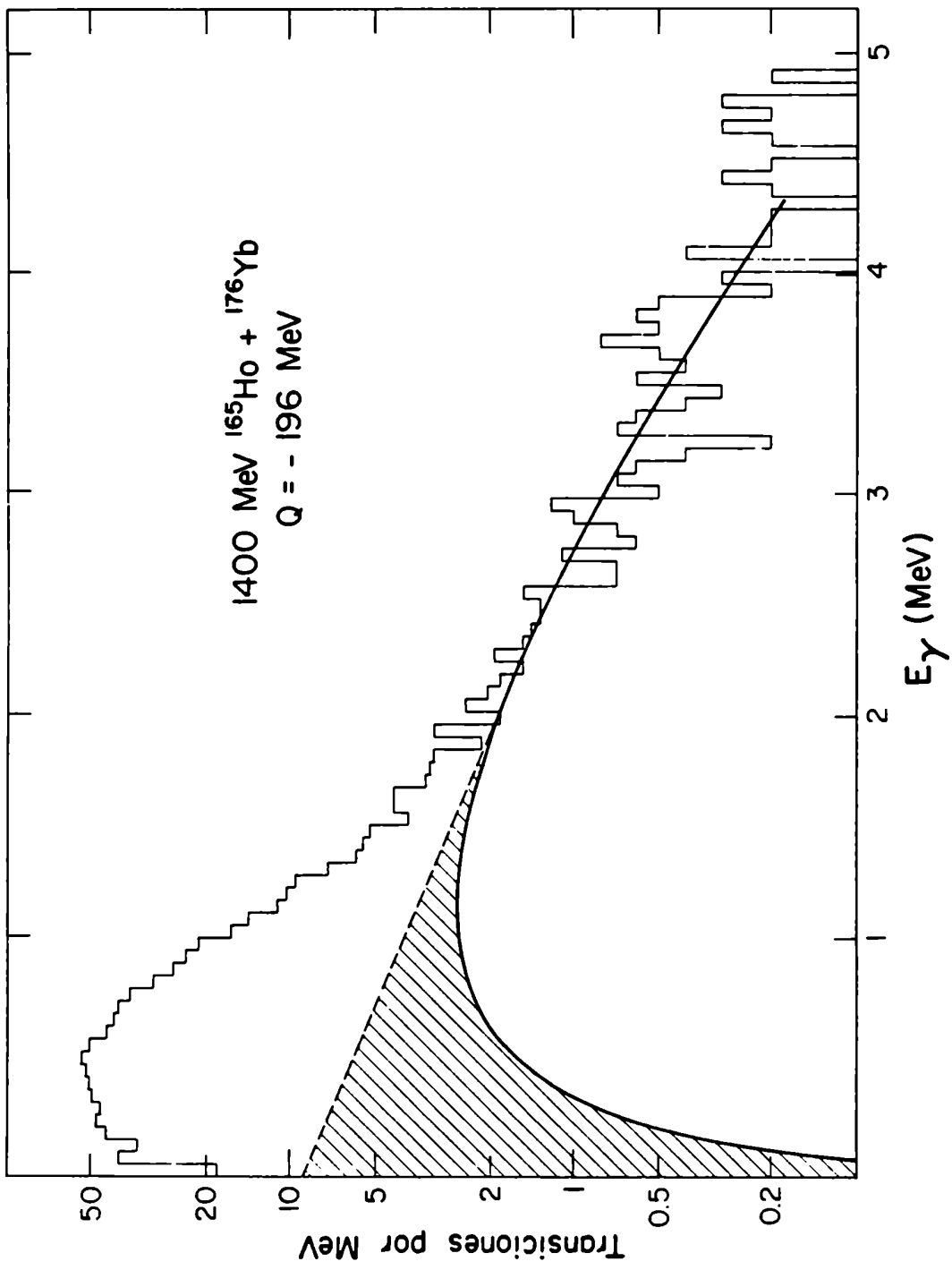


Fig. 7-1

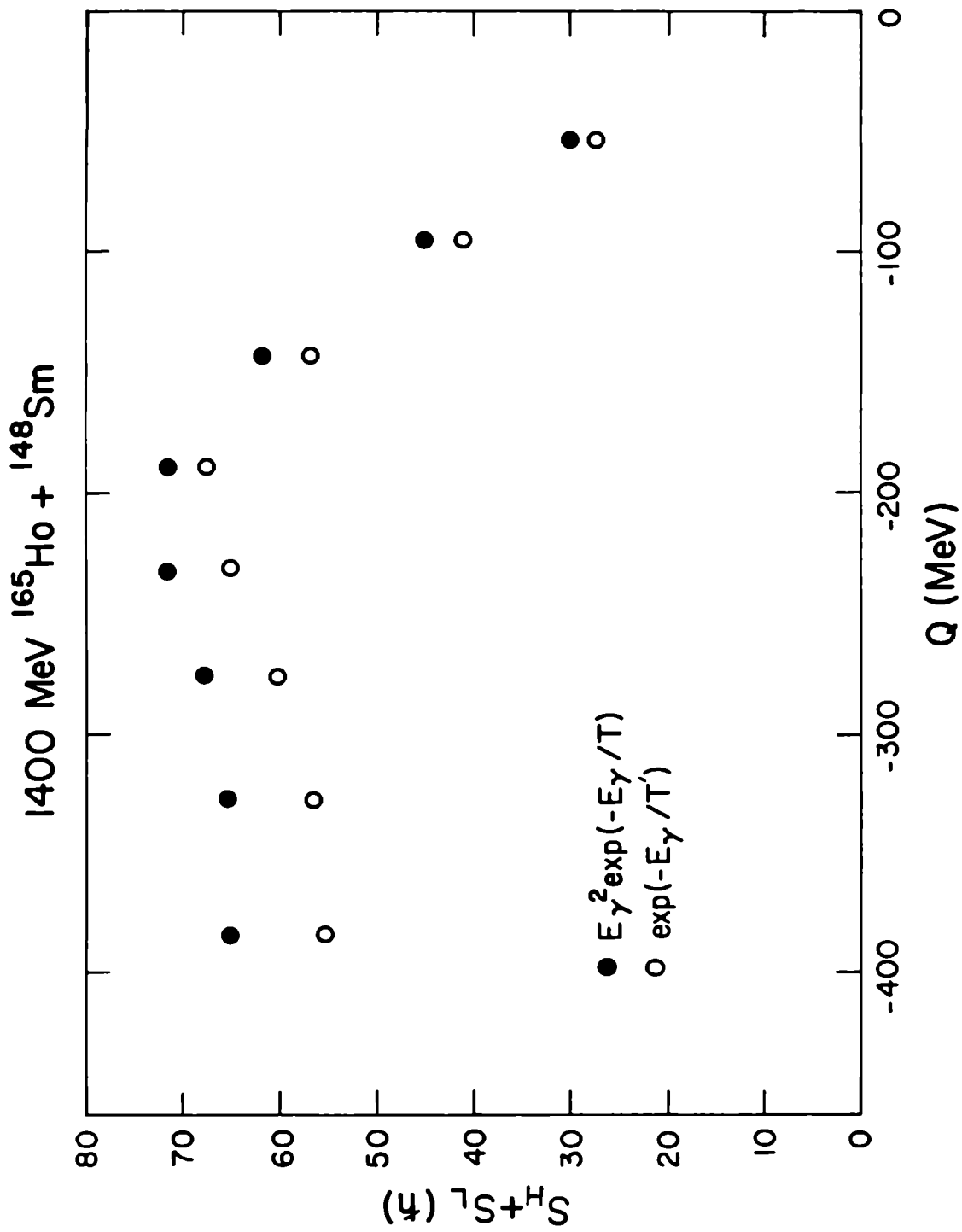


Fig. 7-2

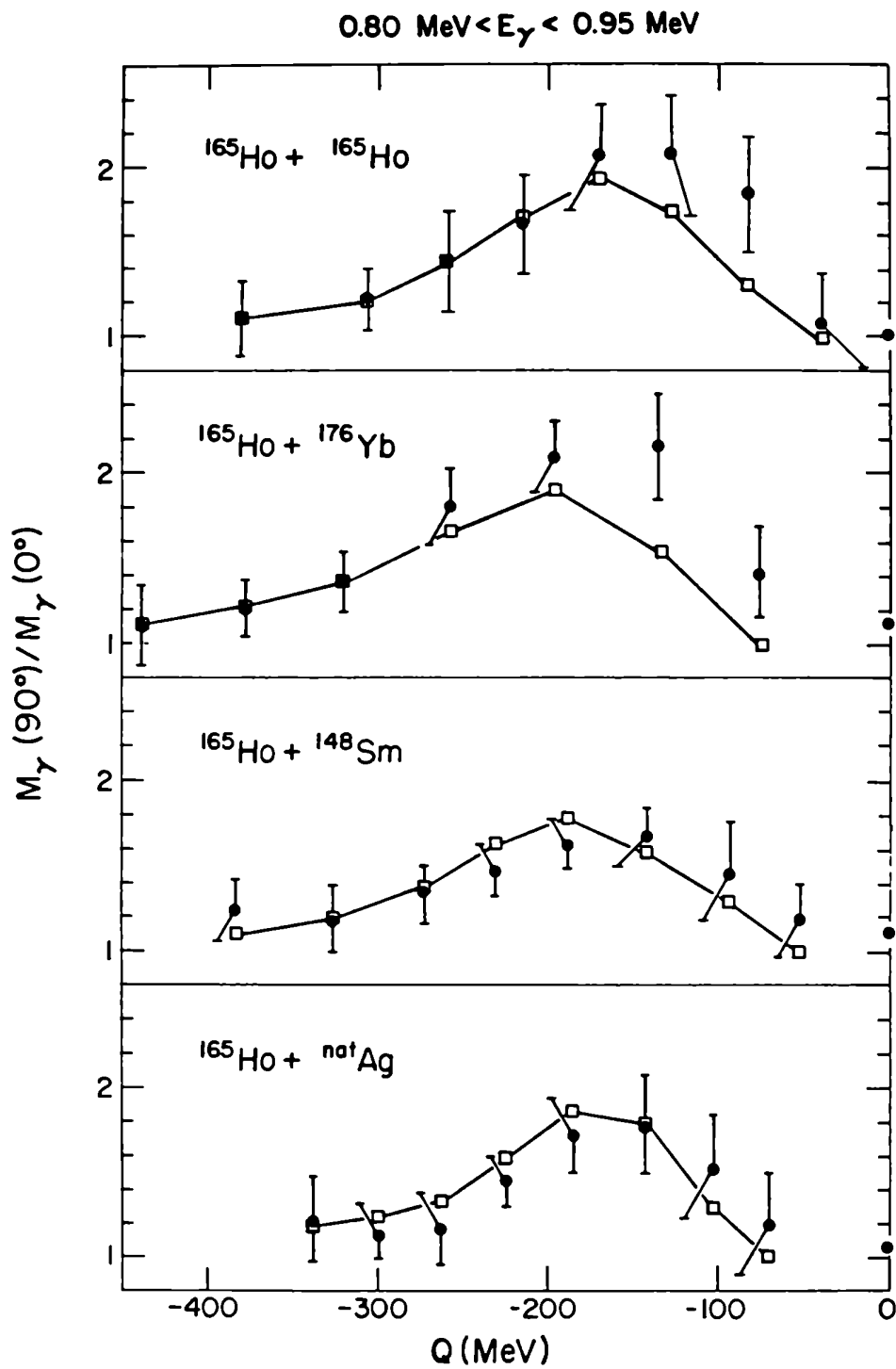


Fig. 7-3

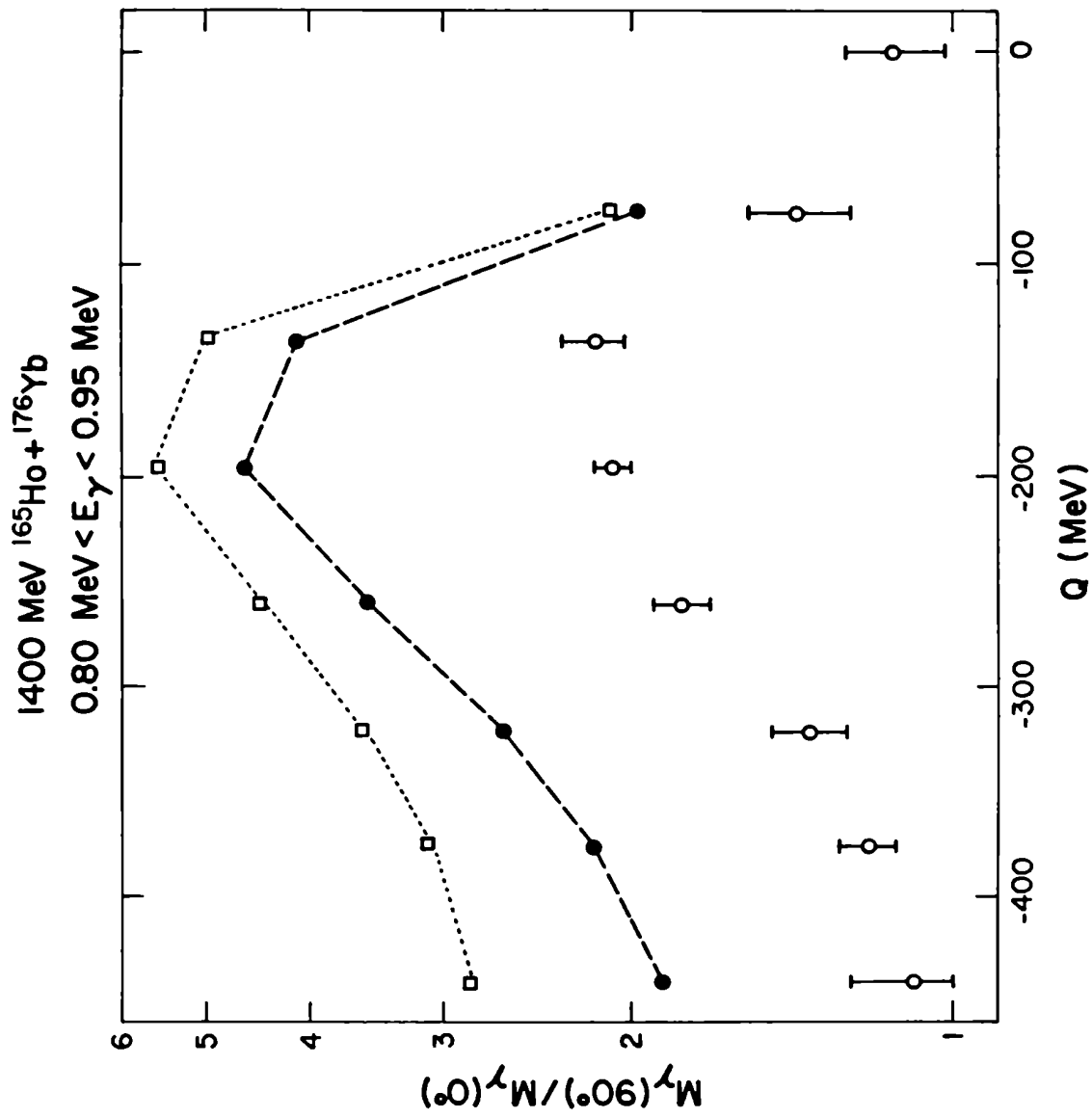


Fig. 7-4

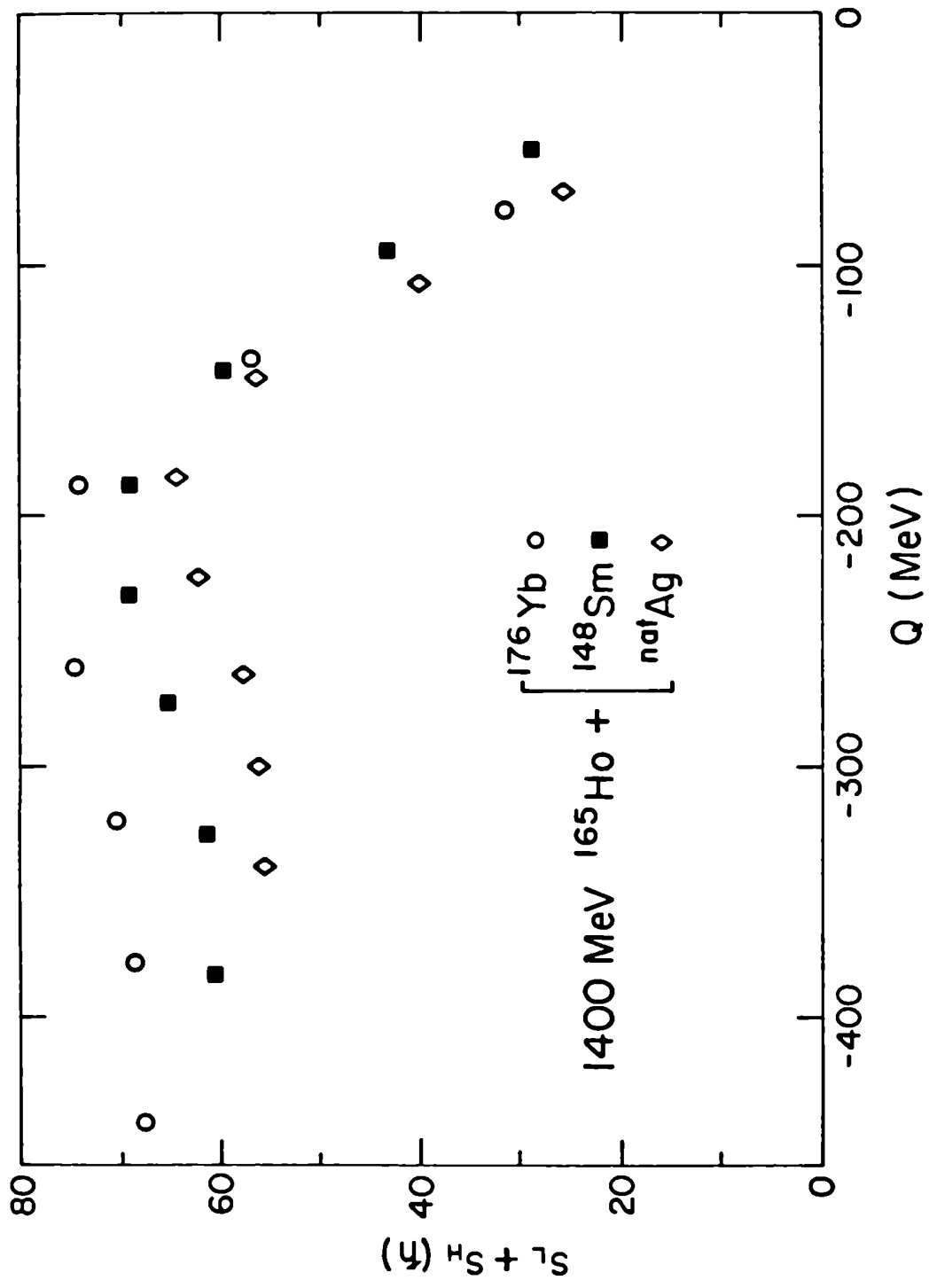


Fig. 7-5

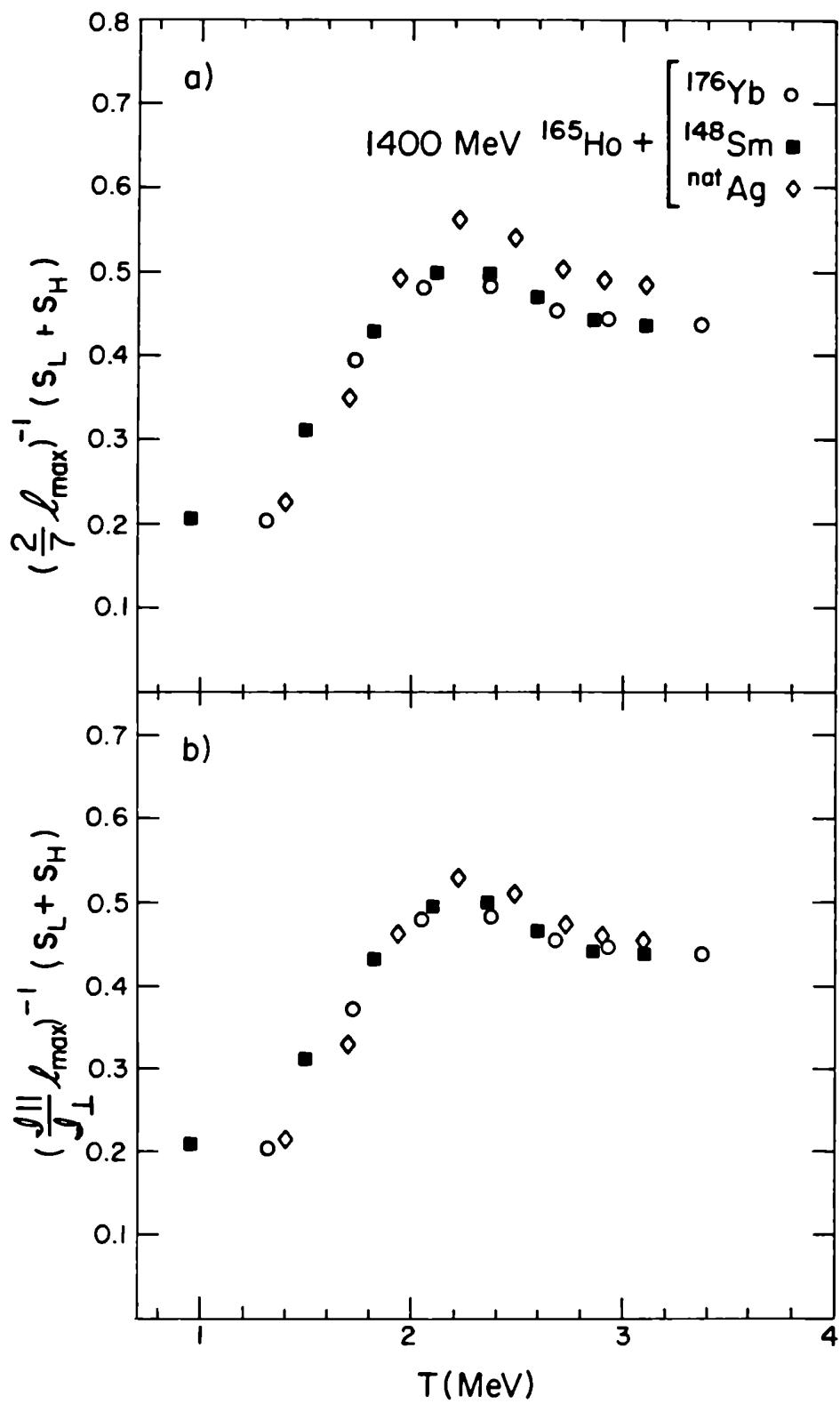


Fig. 7-6

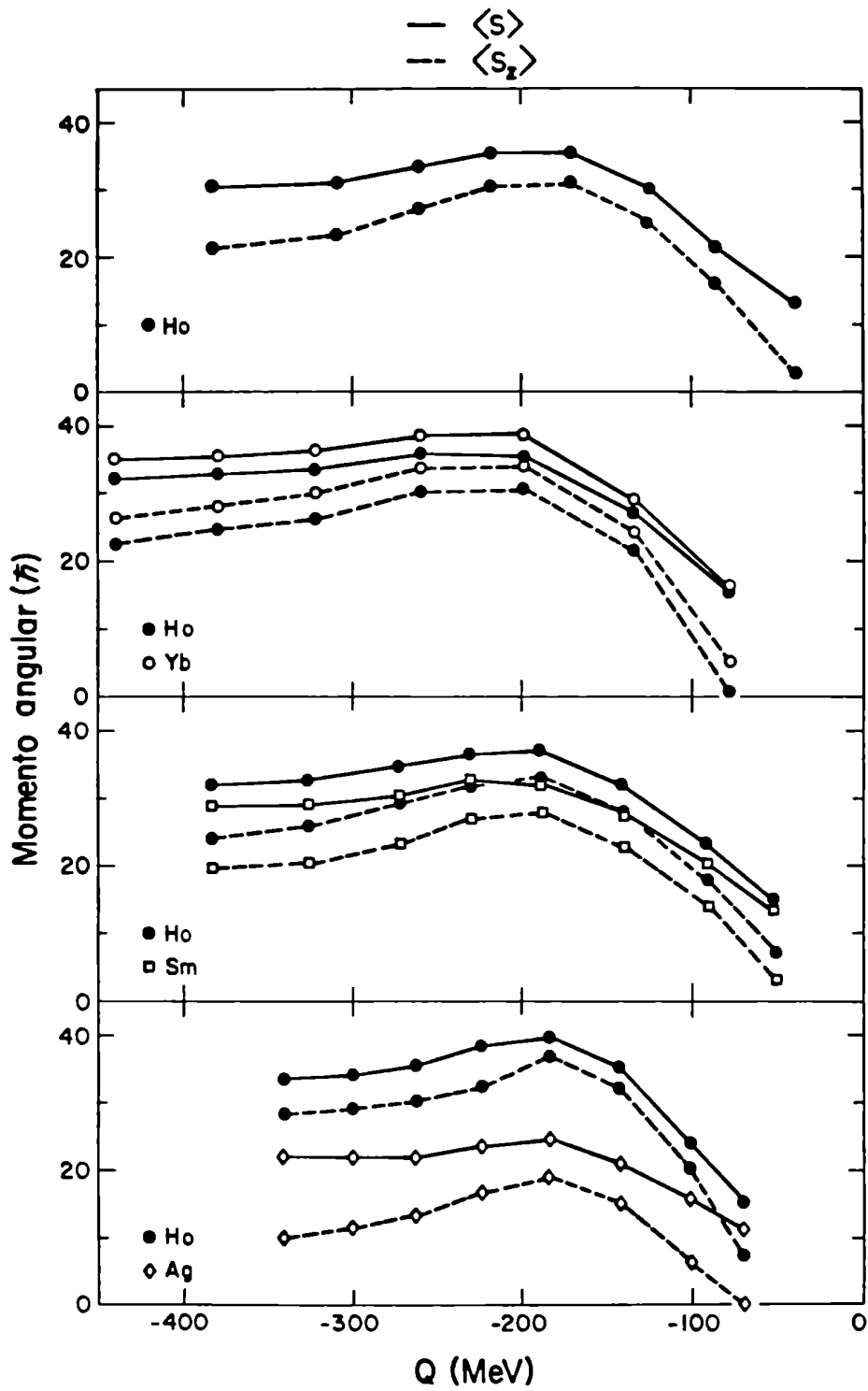


Fig. 7-7

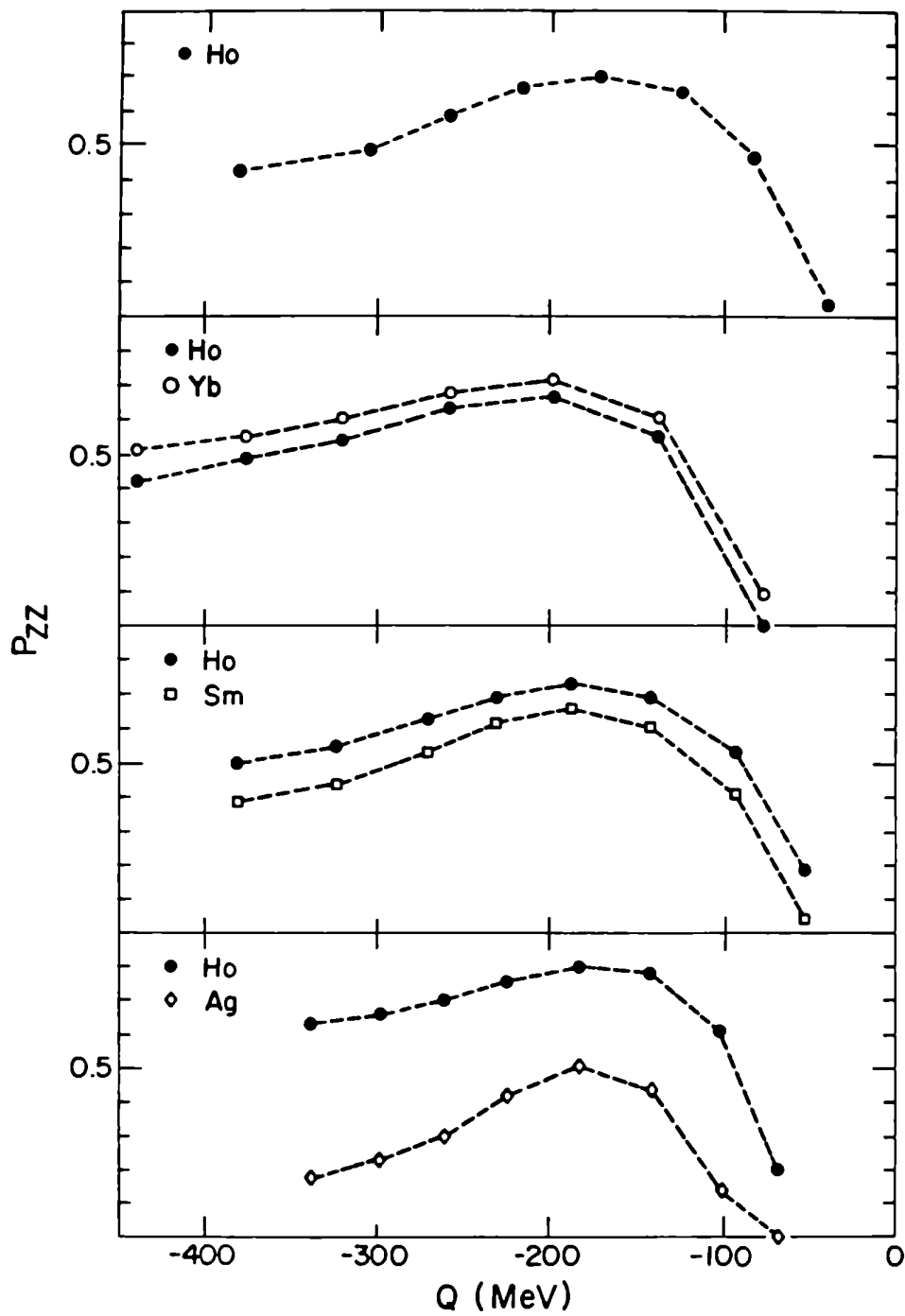


Fig. 7-8

