

MECANISMOS DE REACCIÓN NOVEDOSOS EN COLISIONES ENTRE IONES PESADOS A ENERGÍAS DEL ORDEN DE 10 MEV/N

E. Chávez Lomelí¹, M. E. Ortíz y A. Dacal.

Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México,
A. P. 20-364, De. A. Obregón. México D. F., México.

RESUMEN

La determinación de los mecanismos de reacción dominantes en reacciones inducidas por iones pesados a energías intermedias (entre 10 y 100 MeV por nucleón) ha despertado el interés de grupos de investigación por todo el mundo en los últimos 20 años. En este trabajo, se presentan algunos de los últimos resultados obtenidos por nuestro grupo en el estudio de colisiones centrales y rompimiento del proyectil en este intervalo de energía.

ABSTRACT

The determination of the principal reaction mechanisms in heavy ions induced reactions at intermediate energies (between 10 and 100 MeV per nucleon) has excited the interest of the world wide research groups during the last 20 years. In this work, the latest results obtained by our group in central collisions and break of the projectile studies in this energy interval are presented.

I.- INTRODUCCION.

El uso de sondas elementales (nucleones, electrones, fotones) para el estudio de los núcleos, ha sido de gran utilidad para el establecimiento tanto de las propiedades generales de los mismos (tamaño, carga, masa) como para la determinación de muchas de sus propiedades estructurales (estados excitados, deformación, etc).

Sin embargo, existe un límite en cuanto al momento angular y energía de excitación que puede comunicarse a un núcleo utilizando únicamente este tipo de sondas. Es necesario recurrir a proyectiles más masivos para aportar estas cantidades en mayor cuantía al momento de la interacción proyectil - blanco.

Los haces de iones pesados responden a esta necesidad. Gracias a su uso, por ejemplo, se han podido encontrar nuevos estados excitados en los núcleos [1] y configuraciones estructurales inobservadas en experimentos con proyectiles ligeros (por ejemplo superdeformaciones, estructuras de cúmulos y moleculares).

En el caso de colisiones entre núcleos complejos, resulta indispensable diferenciar las contribuciones a los resultados experimentales que son consecuencia de las propiedades estructurales de cada uno de los participantes en la colisión, de los efectos dinámicos de la misma.

¹Trabajo presentado en el VI Simposio de la Sociedad Cubana de Física. La Habana, enero de 1994.

Esta diferenciación no es necesariamente sencilla y ha dado lugar a un gran número de trabajos. Mientras mayor es la energía (dentro del intervalo de interés) y más complejos los participantes, resulta más difícil.

A energías relativas de colisión del orden de la barrera Coulombiana o inferiores y para sistemas poco masivos ($A_1 + A_2 < 50$), solamente tenemos unos pocos canales abiertos, típicamente: fusión, difusión elástica e inelástica. En estos casos la dinámica es sencilla y las consecuencias estructurales de los núcleos en colisión en los datos experimentales resultan fácilmente identificables.

Al aumentar la energía relativa entre los núcleos que chocan se abren otros muchos canales y se presenta la posibilidad de producir una misma distribución final de productos de la reacción mediante distintos mecanismos.

Un ejemplo típico es el rompimiento de un núcleo en fragmentos. Este puede ocurrir como consecuencia directa de la perturbación producida por la sonda, mediante una transición directa del estado fundamental del núcleo a otro en el que los fragmentos se encuentran ya formados moviéndose cada uno de ellos en el campo formado por los demás. La alternativa, es que para fragmentarse, el núcleo proceda en varias etapas mediante transiciones a estados excitados de un cierto núcleo primario, seguido de desintegraciones sucesivas hasta agotar el exceso de energía.

La simple determinación del carácter dominante del mecanismo de reacción, involucrado en el rompimiento de un cierto núcleo bajo ciertas condiciones, resulta muchas veces objeto de estudios completos. Para dar una idea de lo complejo que esto puede resultar, mencionaremos aquí el caso del rompimiento del ${}^7\text{Li}$ [2]. En este caso, se ha demostrado que el mismo núcleo, bajo las mismas condiciones puede romperse en una partícula alfa y un tritón (${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$), por medio de ambos mecanismos de reacción. El mecanismo secuencial dominando para grandes energías relativas del sistema $\alpha - t$, mientras que el directo domina para las pequeñas.

Este, así como muchos otros ejemplos similares, han provocado que el estudio de los mecanismos de reacción inducidos por iones pesados, se convierta en una rama en sí de la física nuclear moderna.

En la sección II del presente trabajo, presentaremos una selección de resultados experimentales recientes discutiendo en cada caso, los tipos de mecanismos de reacción a dilucidar así como la interpretación encontrada. En la sección III, presentaremos nuestras conclusiones.

II.- EVIDENCIAS EXPERIMENTALES.

En esta sección presentaremos resultados experimentales que nos han permitido llegar a determinar el tipo de mecanismo de reacción dominante en el caso del estudio de dos problemas: 1.- El estudio del rompimiento del ${}^{16}\text{O}$ y 2.- El estudio de la fusión del sistema ${}^{79}\text{Br} + {}^{27}\text{Al}$ a 12 MeV/nucleón.

II.A.- Rompimiento del oxígeno.

La finalidad de este estudio es la de determinar el mecanismo dominante en el rompimiento del ${}^{16}\text{O}$ en un ${}^{12}\text{C}$ y una α . La disyuntiva es: Directo vs Secuencial.

Para llevar a efecto este estudio, se utilizó un haz de ${}^{16}\text{O}$ de 520 MeV del laboratorio Lawrence, en Berkeley California, E. U. Dicho haz se hizo incidir sobre blancos de Oro, Torio y Plomo [3].

Para identificar el canal de interés experimentalmente, se requiere de la detección simultánea de ambos fragmentos, su identificación y la medición de su energía. En el caso en que la suma de las energías de estos fragmentos agota la disponible en el sistema, sabemos que no existen productos adicionales de la reacción que hayan escapado a la detección; tenemos un rompimiento en dos cuerpos

puro. Analizando exclusivamente estos eventos, aislamos aquellos en los que con certeza, ambos fragmentos proceden del proyectil original (^{16}O).

La Figura 1 muestra un diagrama de la situación experimental con la que se adquirieron los datos que aquí discutiremos. En una cámara de reacción tenemos dos detectores colocados muy cerca uno del otro, a aproximadamente seis grados de la dirección del haz de lados opuestos al mismo. Uno de ellos especializado en la detección del fragmento pesado (carbón) y el otro del ligero (α).

La Figura 2 (panel inferior) muestra el espectro crítico obtenido: la energía de las partículas α cuando éstas se encuentran en coincidencia con un núcleo de ^{12}C (una vez seleccionados los eventos de interés, ver más arriba). Notamos la existencia de dos picos entre los cuales no hay ninguna otra contribución apreciable. En la parte alta de la misma Figura, se muestra el resultado obtenido con una simulación de Monte Carlo del caso del rompimiento secuencial. Con lo que queda demostrado en este caso, que el rompimiento del oxígeno ocurre preferencialmente en forma secuencial. Contribuciones de un mecanismo de rompimiento directo hubieran aparecido en el espacio entre los picos del espectro experimental, en donde como ya vimos, el número de eventos es despreciable (ver referencias 3 y 4 para mayor información respecto a este estudio).

II.B.- Fusión de Bromo y Aluminio.

El sistema es: ^{79}Br (930 MeV) + ^{27}Al . Nos encontramos en una región de energía incidente en la que se ha encontrado sistemáticamente [5-7] que la transferencia completa de momento o fusión completa ya no ocurre todo el tiempo. La emisión (o producción) de partículas de reequilibrio (nucleones principalmente), que es un proceso rápido, comienza a dominar. Estas partículas de preequilibrio escapan al resto del sistema que puede entonces producir un núcleo compuesto, pero incompleto. También se conoce a este proceso como fusión incompleta. Otros procesos resultan de gran interés para estudiar este sistema, como puede ser la determinación de las distribuciones y características de los fragmentos de masa intermedia producidos en estas colisiones. Pero en este momento nos concentraremos en el primer problema.

El experimento se llevó a cabo en el "Holifield Heavy Ion Research Facility", del laboratorio nacional de Oak Ridge, en Oak Ridge Tennessee, E. U. Utilizando al HILI [8] como sistema de detección.

El HILI, es un sistema de detección complejo, pero que permite la detección simultánea de un gran número de fragmentos producidos en la reacción. En particular nos ofrece la posibilidad de detectar en coincidencia a los residuos de evaporación del núcleo compuesto, con una gran parte de las partículas ligeras emitidas.

La Figura 3 muestra el espectro de energía de algunos de los residuos de evaporación detectados e identificados por su carga. Habiendo impuesto adicionalmente, una condición de "alta multiplicidad" de partículas ligeras para seleccionar a las colisiones más centrales. En la misma figura se muestra el resultado de una simulación de Monte Carlo, basada en el programa LILITA [9], que realiza cálculos de decaimiento de núcleos excitados según el formalismo de Hauser - Feshbach, donde se ha supuesto que ocurre una fusión completa.

Puede apreciarse el corrimiento de los centroides de los espectros experimentales hacia energías menores a los cálculos. Estos corrimientos son característicos de la existencia de fusión incompleta, sólo que las sistemáticas [5-7] predicen que en nuestro caso el corrimiento debería ocurrir hacia las energías mayores que las esperadas para fusión completa.

Al estudiar los espectros en energía de las partículas ligeras en coincidencia con nuestros residuos de evaporación, encontramos que protones, deuterios y tritios, se ajustan razonablemente bien a las

predicciones del modelo estadístico de fusión completa, salvo en la parte de más baja energía, probable evidencia de que son emitidos por un núcleo con carga ligeramente menor en promedio que la que resulta de fusión completa o bien emitidos por un sistema deformado.

La Figura 4, muestra espectros en energía de las partículas α en coincidencia con los residuos de evaporación de la Figura 3. Igualmente en la Figura se muestra el resultado de los cálculos de modelo estadístico de fusión completa. Resulta evidente que hay una gran diferencia en este caso. Esta no puede explicarse simplemente apelando a fenómenos de deformación del núcleo emisor, no tomadas en cuenta en los cálculos y que producirían menores barreras coulombianas, ya que implicarían valores poco realistas de la deformación para ajustar los centroides de estos espectros.

La evidencia de los espectros de las Figuras 3 y 4 nos condujo a investigar seriamente la posibilidad de estar realmente frente al caso de emisión de preequilibrio de partículas que se moverían hacia adelante en el sistema de laboratorio, provenientes probablemente del proyectil (Bromo), a pesar de tratarse de un fenómeno contrario a lo observado sistemáticamente en otros sistemas en los que el núcleo ligero es quien emite preferencialmente las partículas de preequilibrio. En nuestro caso éste sería el Aluminio que se encuentra en reposo en el sistema de laboratorio.

Al examinar los espectros de la Figura 3, concluimos que bastaría con que una partícula α fuese emitida hacia adelante previa a la fusión para producir los corrimientos observados. Sin embargo, en la dirección hacia adelante es justamente donde nuestro sistema es altamente eficiente para la detección de partículas cargadas. De modo que si éstas existen, más allá de un artificio de cálculo, deberíamos detectar una fracción apreciable de ellas.

Las Figuras 5 y 6 muestran ahora el resultado de la simulación donde se incluye la emisión de preequilibrio de una partícula α hacia adelante con aproximadamente la velocidad del proyectil y con una distribución angular exponencial centrada en cero grados. La Figura 5 muestra que efectivamente el nuevo cálculo de la energía de los residuos de evaporación produce espectros que se ajustan muy bien a los datos experimentales, tal como se esperaba. Sin embargo, lo que resulta notable, es que al incluir estas partículas α de preequilibrio, la simulación genera ahora espectros de energía igualmente concordantes con los obtenidos experimentalmente, tal como se muestra en la Figura 6.

De esta manera se obtiene una visión coherente del mecanismo dominante en la producción de nuestros residuos de evaporación: El proyectil (^{79}Br) al entrar en colisión con el blanco (^{27}Al) emite, previamente a la consumación de la fusión, una partícula α hacia adelante, misma que es registrada por nuestros detectores.

III- CONCLUSIONES.

Hemos visto como en los dos casos mencionados, se ha determinado el mecanismo de reacción dominante para las reacciones estudiadas.

En el caso del rompimiento del oxígeno, al determinarse que el mecanismo secuencial es el dominante, se puede proceder a analizar los espectros de energía relativa del sistema $^{12}\text{C} + \alpha$ en términos de estados excitados de ^{16}O , y determinar cuáles de ellos son los que se comportan como "compuertas" (doorway states) para dicho rompimiento. Se trata de estados cuya estructura interna puede interpretarse como constituida de cúmulos preformados (un ^{12}C y una α) en interacción. Conclusión que se verifica al estudiar las funciones de excitación de la difusión inelástica del sistema $^{12}\text{C} + \alpha$.

El segundo caso, resulta mucho más novedoso e intrigante. La emisión de preequilibrio de nucleones está bien entendida, sin embargo la de partículas α no lo es tanto. Primeramente para emitir rápidamente una α de manera tan consistente, es una indicación de la preexistencia de la misma en el núcleo emisor, o bien de algún proceso rápido para formarla en los primeros instantes posteriores a la

colisión. Podemos estar nuevamente frente a evidencia de que en el ^{79}Br ocurren con gran probabilidad estados con estructura de cúmulos, tal como ocurre en núcleos ligeros como los $n-\alpha$. Por otro lado, la emisión de preequilibrio de nucleones se ha entendido como un proceso en el que se compone la velocidad del núcleo emisor en el centro de masa con la de los nucleones individuales en su movimiento interno. Esta velocidad interna se conoce relativamente bien. Sin embargo si el núcleo emisor está compuesto de cúmulos, la velocidad relativa de dichos cúmulos debe modelarse en cada caso.

Probablemente es una coincidencia el hecho de que en los dos casos presentados aquí de estudios de mecanismos de reacción, acabamos subrayando la posibilidad de la presencia de estados nucleares con estructura en cúmulos (clusters). Es sin embargo un camino que habrá que explorar con detalle examinando otros canales de salida en estas y otras reacciones.

Agradecimientos

Uno de los autores (EC) agradece la amable invitación por parte del Dr. Edwin Pedrero, rector del Instituto Superior de Ciencia y Tecnología Nuclear de la Habana, Cuba, a presentar este trabajo en el VI Simposio de la Sociedad Cubana de Física, que se verificó en enero de 1994 en ese instituto, así como al comité organizador del evento, en particular a la Dra María Elena Montero, por la hospitalidad brindada.

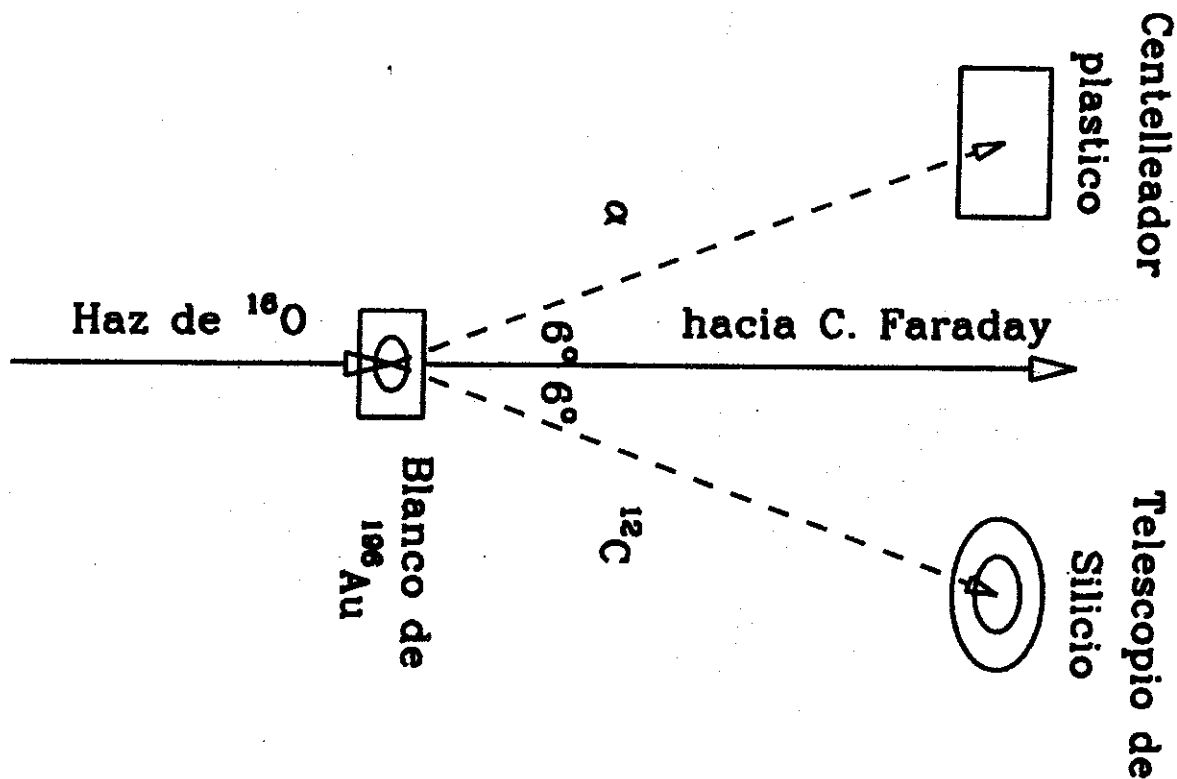


Figura 1. Representación esquemática del dispositivo experimental con el que se adquirieron los datos del rompimiento del ^{16}O . Para los fragmentos pesados (^{12}C) se usó un telescopio formado por dos detectores de silicio con un colimador que definía el ángulo a $6^\circ \pm 0.8^\circ$. La detección de un fragmento pesado disparaba la electrónica y definía el tiempo para las coincidencias. Para las partículas ligeras (α), se dispuso un detector centelleador plástico de tipo "phoswich" [10,11] que permite la identificación de la partícula detectada y proporciona su energía. Este detector se colocó a 6° del haz al lado contrario del telescopio, sobre el mismo plano y cubría aproximadamente 4° en el plano y en la dirección perpendicular a él.

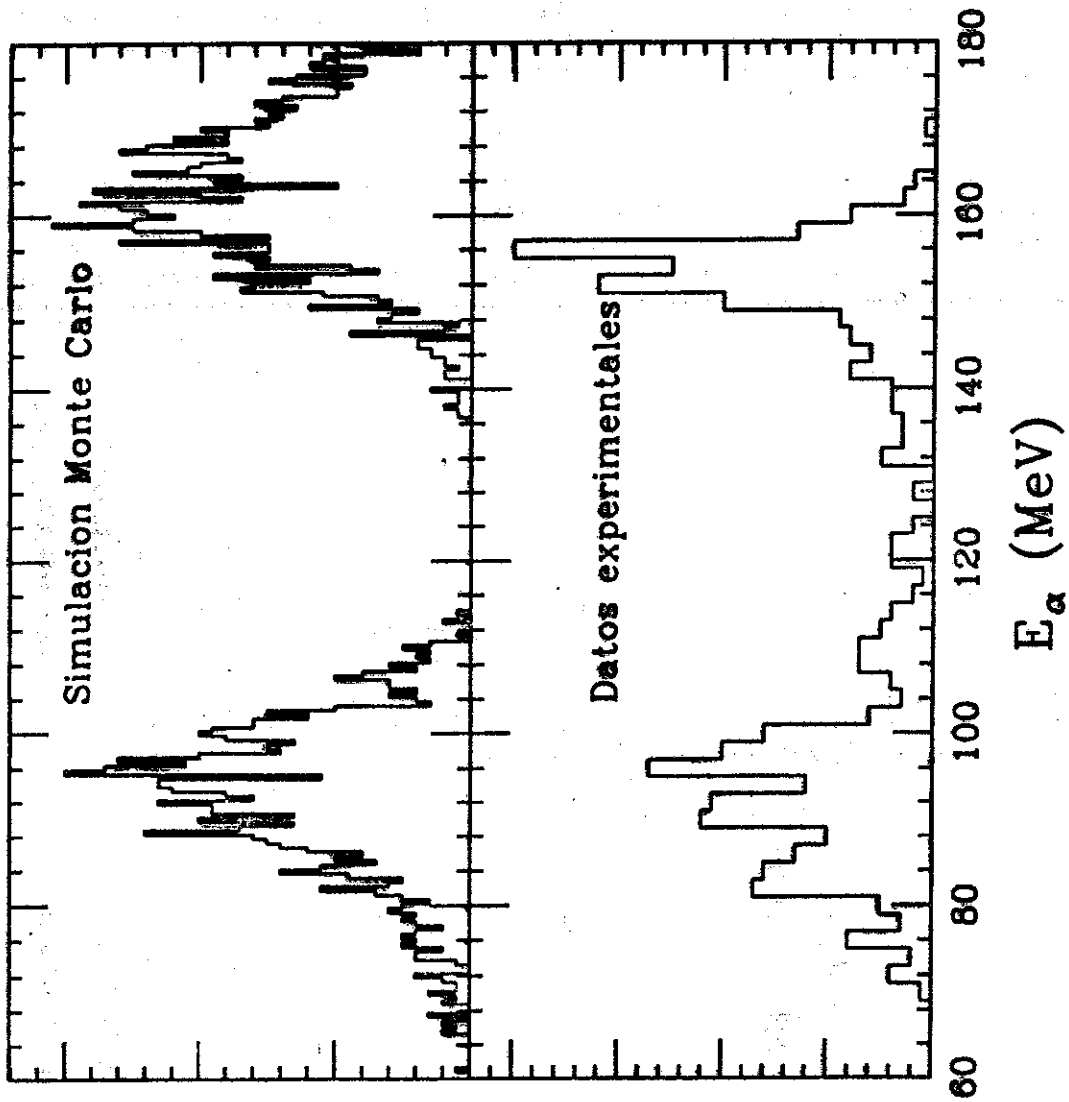


Figura 2 : (Abajo) espectro de energía de las partículas α en (coincidencia con ^{12}C) detectados en el telescopio.
 (Arriba) espectro equivalente obtenido con una simulación de Monte Carlo basada en la suposición de que el mecanismo de reacción es puramente secuencial.

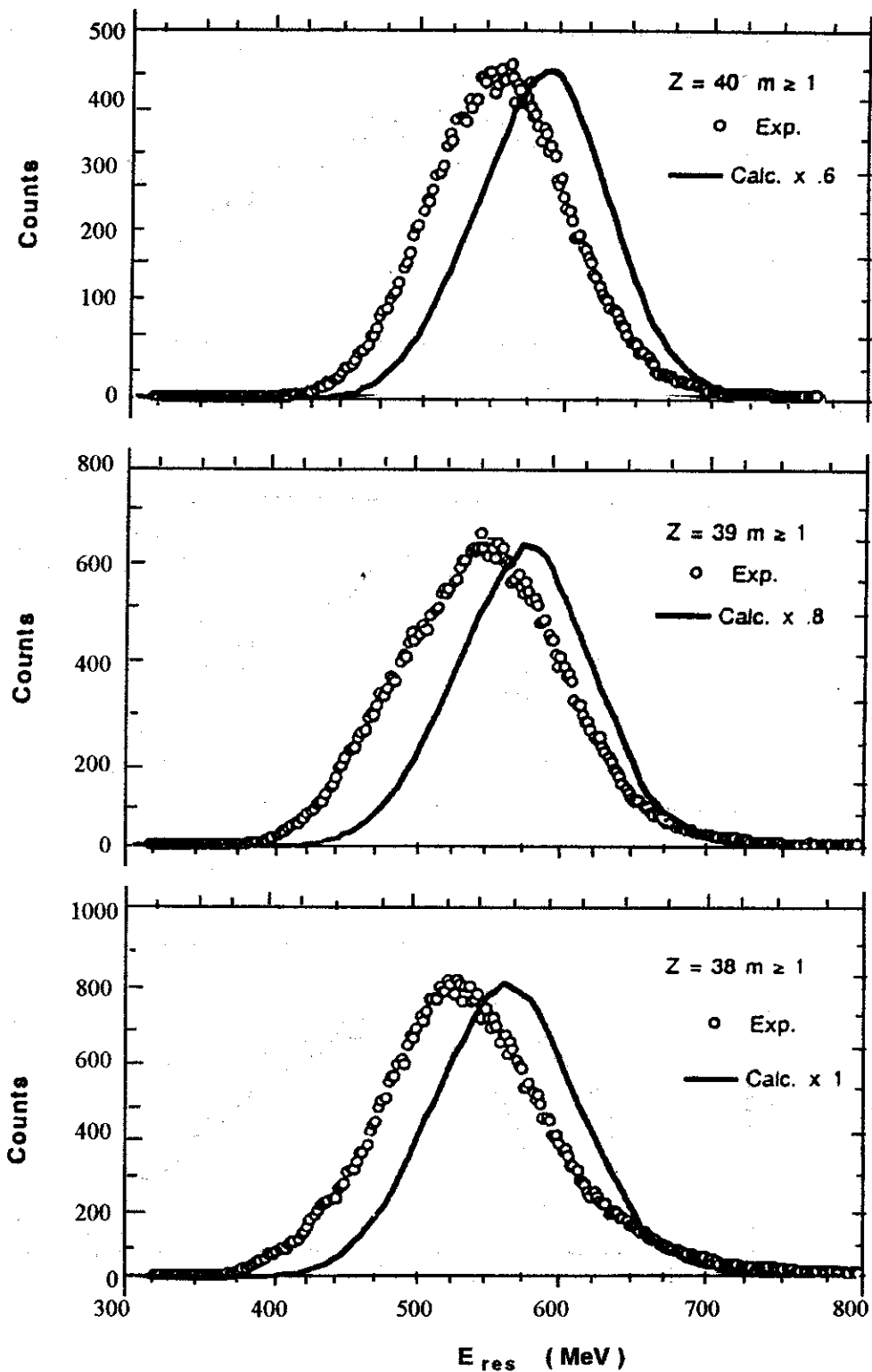


Figura 3: Espectros en energía para residuos de evaporación con $Z = 38, 39$ Y 40 , que tienen asociado al menos una partícula ligera en coincidencia detectada en el hodoscopio del HILI. Los puntos representan los datos experimentales, la línea continua el resultado de la simulación Monte Carlo de fusión completa con el programa LILITA

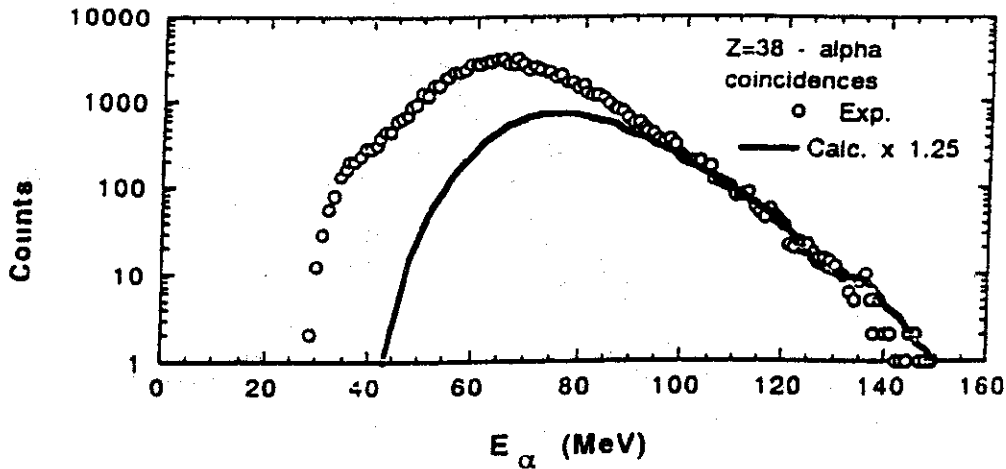
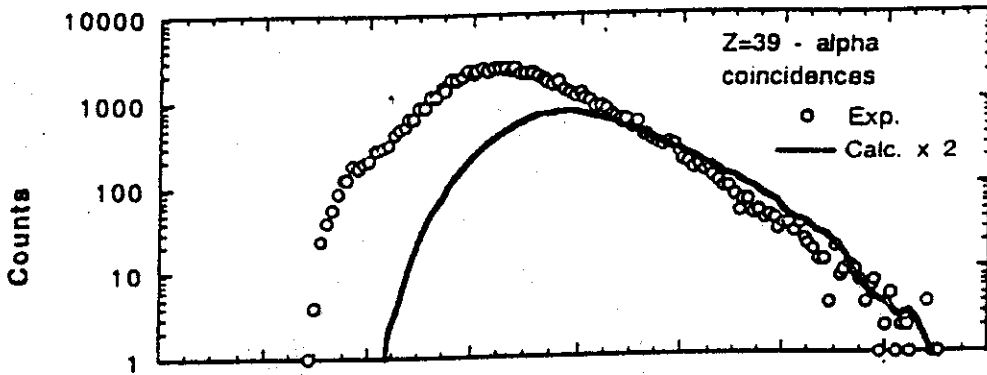
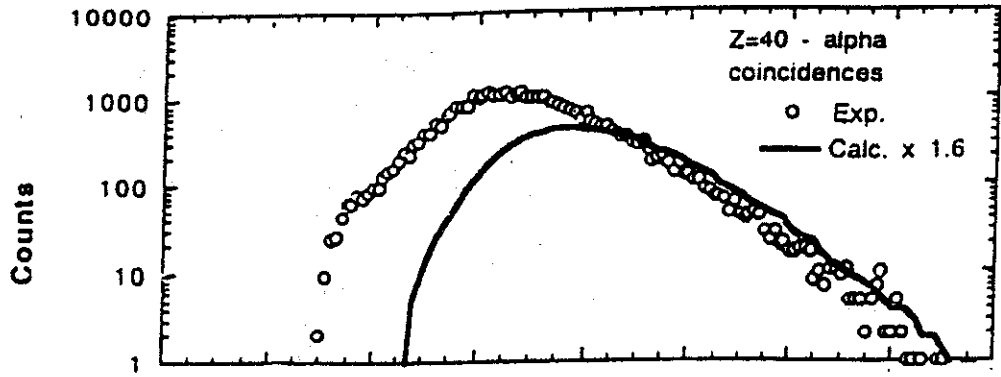


Figura 4: En escala logarítmica, espectros de energía de las partículas α en coincidencia con residuos de evaporación de $Z = 38, 39$ y 40 . Los puntos representan los datos, la línea el resultado de la simulación de Monte Carlo de fusión completa con el programa LILITA.

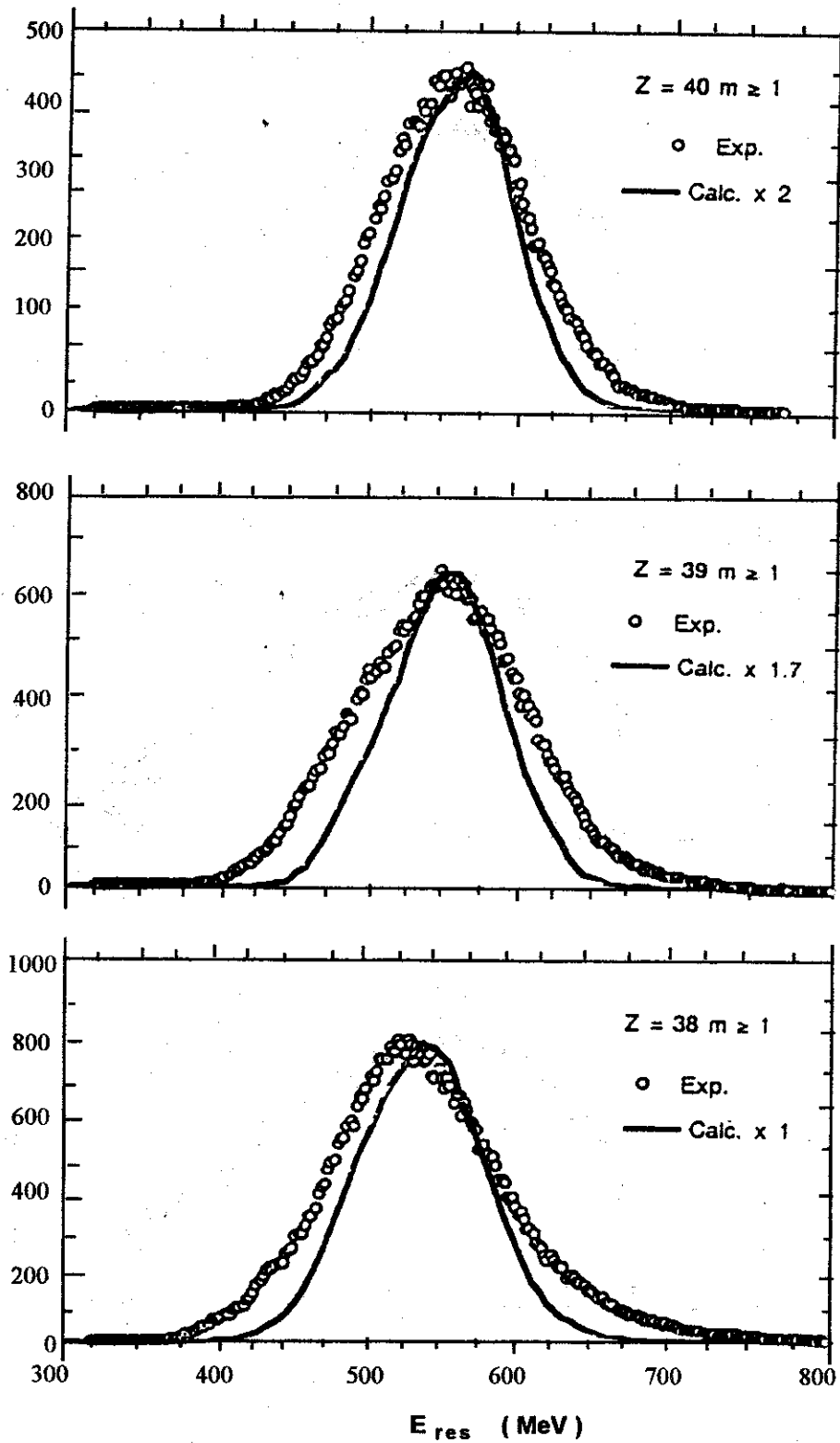


Figura 5: Espectros de energía de residuos de evaporación (puntos) en comparación con cálculos de modelo estadístico (LILITA) suponiendo la emisión de preequilibrio de una partícula α (línea continúa).

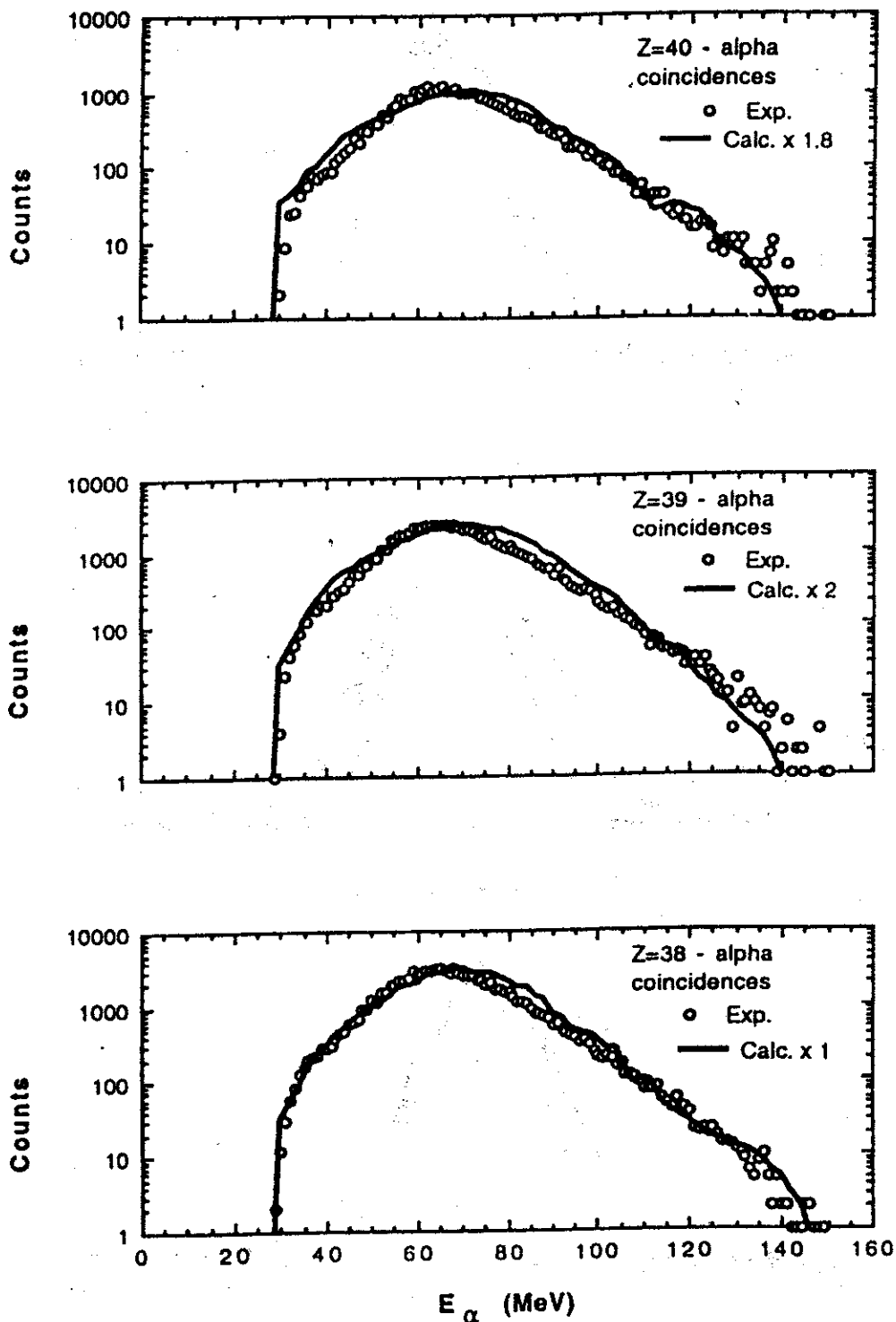


Figura 6: Espectros de energía, en escala logarítmica, de partículas α en coincidencia con residuos de evaporación (puntos) en comparación con cálculos de modelo estadístico (LILITA) suponiendo la emisión de preequilibrio de una partícula α . (línea continua).

REFERENCIAS

Ver por ejemplo Ajzenberg Selove F. , Nucl Phys A460 (1986) 1.

A. C. Shotter, A. N. Bice, J. M. Wouters, W. D. N. Rae and J. Cerny, Phys Rev Lett 46 (1981) 12.

E. Chávez Lomelí, Tesis doctoral presentada en la "Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay" con título: "Cassure sequentielle du projectile O à 520 MeV d'énergie incidente sur des cibles lourdes", en junio de 1988.

E. Chávez-Lomelí, A. Dacal, M. E. Ortiz, S. B. Gazes, Y. Chan, R. G. Stokstad, E. Plagnol, KSiwek-Wilczynska, J. Wilczynsky, Phys Rev C 48 (1993) 699.

H. Morgenstern, W. Bohne, W. Galster, K. Grabisch and A. Kyanowski. Phys Rev Lett 52 (1984) 1104.

Y. Chan, M. Murphy, R. G. Stokstad, I. Tserruya and S. Wald. Phys Rev C 27 (1983) 447.

V. E. Viola Jr, B. B. Back, K. L. Wolf, T. C. Awes, C. K. Gelbke and H. Breuer. Phys Rev C 26 (1982)178.

D. Shapira, K. Teh, J. Blankenship, B. Burks, L. Foutch, H. J. Kim, M. Korolija, J. W. McConnell, M. Messick, R. Novotny, D. Rentsch, J. Shea and J. P. Wieleczko. Nucl Inst Meth A301 (1991) 76.

J. Gómez del Campo and R. G. Stokstad, Reporte interno Oak Ridge National Laboratory ORNL/TM-7295 (1981).

M. Bantel, R. G. Stokstad, Y. D. Chan, S. Wald and P. J. Countryman, Nucl Instrum Methods A226 (1984) 394.

H. R. Schmidt, M. Bantel, Y. Chan, S. B. Gazes, S. Wald and R. G. Stokstad, Nucl Instrum. Methods A242 (1985) 111.