

003822⁵



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

Ruptura de ^{16}O y ^{20}Ne en Núcleos de He a Través de
Reacciones Periféricas a 520 MeV.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADEMICO DE

DOCTOR EN CIENCIAS (FISICA)

P R E S E N T A

JUAN SURO PEREZ

DIRECTOR DE TESIS: DR. ANGEL DACAL ALONSO

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

1993



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Ruptura de ^{16}O y ^{20}Ne en Núcleos de He a Través de Reacciones Periféricas a 520 MeV.

Resumen.

Se ha estudiado el problema del mecanismo de reacción responsable en el rompimiento de núcleos de ^{16}O y ^{20}Ne altamente excitados en núcleos de He. La técnica empleada consistió en excitar proyectiles de ^{16}O y ^{20}Ne mediante colisiones periféricas a 520 MeV con diversos blancos y seleccionar los núcleos de He resultantes del decaimiento de esos sistemas con un arreglo multidetector de alta granularidad permitiendo la reconstrucción cinemática de los fragmentos emitidos.

Se estudió la naturaleza del mecanismo del rompimiento con el examen de dos correlaciones cinemáticas principalmente y las predicciones correspondientes de dos modelos teóricos, uno puramente cinemático y otro dinámico clásico. Las comparaciones en el intervalo angular y de energías del sistema detector mostraron en general una buena concordancia para las distribuciones de ángulos relativos y de esfericidad coplanaridad entre las predicciones del modelo de rompimiento secuencial, el modelo dinámico clásico y los datos experimentales.

Basados en los análisis presentados en el trabajo, se concluye que las distribuciones experimentales examinadas no requieren necesariamente de una interpretación en términos de decaimiento secuencial; aunque al mismo tiempo se tiene que las distribuciones son consistentes con ese tipo de proceso fragmentario. El análisis con los datos experimentales pareciese deshecha correlaciones partícula-partícula correspondientes a repulsión coulombiana mútua de la multifragmentación de núcleos aislados de los sistemas examinados.

^{16}O and ^{20}Ne Breakup into He Nuclei Through Peripheral Reactions at 520 MeV

Abstract

We have studied the breakup mechanism responsible of the disassemble of ^{16}O and ^{20}Ne nuclei highly excited. The method consisted in to excite ^{16}O and ^{20}Ne projectiles through peripheral collisions with several targets detecting He fragments resulting from the breakup of those projectile-like nuclei on a multiple detector array whose granularity allowed a full kinematical reconstruction of the ejected fragments.

The breakup mechanism was studied through two kinematical correlations and the signature predictions of two theoretical models, one a pure kinematical and a classical dynamical one. In the range of energies and angles covered by the detector array, the folding angle and sphericity-coplanarity distributions of sequential decay and the classical dynamical models showed good agreement with data.

Based on the sole analysis presented in this work, we conclude that the experimental distributions do not require of a sequential interpretation; but also those distributions are consistent with that process. The analysis performed on the data, seems rule out particle-particle correlations induced by mutual coulomb repulsion of multifragmentation of isolated nucleus of those systems investigated.

**Ruptura de ^{16}O y ^{20}Ne
en Núcleos de He a
Través de Reacciones
Periféricas a 520 MeV.**

Contenido

I. Introducción.	1
II. Experimento.	11
II.1 Introducción.	12
II.2 Experimento.	13
II.3 Acelerador, Area Experimental y Cámara de Dispersión.	15
II.4 Sistema Detector.	19
II.4.1 Arreglo Detector.	19
II.4.2 Respuesta y Calibración de los Detectores.	22
II.4.3 Electrónica de Disparo.	29
II.5 Selección de Eventos	32
III. Simulaciones Teóricas.	35
III.1 Introducción.	36
III.2 Modos de rompimiento y observables.	38
III.3 Modelos	41
III.3.1 Modelo de López y Randrup.	43
III.3.2 Modelo dinámico clásico de K. Möhring.	47
III.4 Cálculo de eventos.	50
III.5 Filtraje	52
III.5.1 En el modelo de López y Randrup.	52
III.5.2 En el modelo de K. Möhring.	53

IV. Resultados.	55
IV.1 Distribución de ángulos relativos	56
IV.1.1 Rompimiento $^{16}\text{O} \rightarrow \text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}$	56
IV.1.2 Rompimiento $^{20}\text{Ne} \rightarrow \text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}$	58
IV.2 Esfericidad y Coplanaridad	60
IV.2.1 Rompimiento $^{16}\text{O} \rightarrow \text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}$	60
IV.2.2 Rompimiento $^{20}\text{Ne} \rightarrow \text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}$	64
V. Análisis y Discusión.	67
V.1 Angulos relativos.	68
V.2 Esfericidad Coplanaridad.	71
V.3 Los modelos.	73
V.3.1 Modelo de López y Randrup.	73
V.3.2 Modelo de K. Möhring.	74
V.4 Filtrado.	81
V.5 Correlación de fragmentos	84
V.6 Sobre los sistemas analizados	88
VI. Resumen y Conclusiones.	91
Referencias	95

I. Introducción

Puede decirse que la ciencia nuclear empezó a principios de este siglo; en ese sentido, estamos hablando de una disciplina relativamente reciente, pero a la vez de una ciencia que está lejos de ser considerada como joven si se le enmarca dentro de las disciplinas nacidas en este siglo. Aún así, en el estudio del núcleo se siguen haciendo esfuerzos vigorosos tanto en el ámbito teórico como experimental. La "habilidad" del núcleo para mostrarse con tantos y variados comportamientos, ha provocado que aún tengamos entre nuestras metas el lograr un entendimiento completo de los sistemas nucleares, no obstante los avances muy significativos que se han conseguido en esta área.

El estudio del núcleo se ha realizado principalmente por medio de reacciones nucleares entre proyectiles lanzados a diferentes energías contra blancos específicos. Los sistemas estudiados así como la energía de los proyectiles siempre han estado limitadas de alguna u otra manera; la posibilidad de acelerar diferentes proyectiles y las energías disponibles para los mismos han variado grandemente con el tiempo. Se puede decir que en las primeras cuatro décadas de experimentación con aceleradores, el esfuerzo principal en la investigación se enfocó en el estudio de los núcleos por medio de "sondeos" que excitan a los núcleos de una manera moderada, principalmente el bombardeo con iones ligeros tales como protones, deuterones y partículas alfa. Esas investigaciones han llevado a tener una idea más o menos detallada de los núcleos cuando éstos se encuentran cerca de su estado base, así como mostrar la gran variedad de

fenómenos posibles que aparecen en sistemas de muchos cuerpos.

El estudio de reacciones con *iones pesados* fue posible sólo hasta la aparición relativamente reciente de máquinas aceleradoras capaces de proveer iones pesados a energías suficientemente grandes para vencer la repulsión coulombiana, que en el caso de núcleos pesados pueden llegar a ser extremadamente grandes. Por ejemplo, la energía necesaria para que dos núcleos de uranio entren en contacto es de 6.3 MeV/nucleón.

Las reacciones con iones pesados exhiben una variedad aún más rica de fenómenos que aquellas entre proyectiles ligeros y núcleos pesados como blancos. Dada la mayor masa involucrada en estas reacciones a una energía por nucleón dada, se tienen mayores momentos lineales y angulares que los que se podrían obtener con proyectiles ligeros de la misma energía por nucleón. Haciendo chocar dos núcleos pesados a suficiente energía es posible obtener sistemas con momento angular extremadamente alto. Es posible lograr momentos angulares con valores de varias decenas de h .

Las reacciones entre iones pesados están caracterizadas siempre por una fuerte absorción; es decir, una vez que los núcleos se aproximan a distancias comprendidas dentro del alcance de su interacción fuerte, entonces ocurrirá algún tipo de evento inelástico. Además, las reacciones entre iones pesados muestran una riqueza en la variedad de fenómenos entre el extremo de reacciones *periféricas* (también llamadas *directas*), que ocurren a impactos "rasantes" y las reacciones de *fusión completa* (o de *núcleo compuesto*), que resultan en colisiones frontales. Uno puede ver fenómenos en los que los dos núcleos aparecen pegados sin perder identidad por un tiempo relativamente corto, mucho más largo que en una reacción directa pero no suficientemente largo para que los dos sistemas aparezcan fusionados en un núcleo compuesto. En estas reacciones hay la tendencia a una pérdida muy grande de energía cinética, que aparece como energía interna de los núcleos. De aquí, que a este tipo de reacciones se les llame *inelásticas profundas*. En las reacciones con iones pesados en que se forma núcleo compuesto, éste no siempre es seguido por evaporación, como es característico de reacciones con iones ligeros; frecuentemente hay una fuerte probabilidad de que el núcleo compuesto se fisione en fragmentos grandes. Las colisiones con

4 Capítulo I

iones pesados involucran interacciones entre un número relativamente grande de "piezas" de material nuclear en las cuales la energía cinética es compartida entre esos nucleones, por lo que en estas reacciones el comportamiento colectivo de los nucleones que forman los núcleos en colisión se da de manera muy fuerte: el comportamiento nuclear de tales sistemas se describe más fácilmente en términos de "gotas de líquido cuántico" más que en base al movimiento de nucleones individuales en un campo medio.

Es en la segunda mitad de la década de los años 70 cuando se inicia de lleno la investigación de reacciones con *iones pesados* ($Z > 2$). Desde entonces, han surgido diversas instalaciones experimentales en esta área; la energía y clase de proyectiles que los diversos aceleradores son capaces de manejar son tan variadas como los aceleradores mismos. En el terreno de los proyectiles, se va desde iones ligeros hasta uranio, mientras que del lado de la energía se habla actualmente desde unos pocos MeV por nucleón hasta algunas centenas de GeV por nucleón. En estos intervalos tan amplios, se distinguen claramente varias clases de "física" que es posible estudiar: el umbral de producción de piones (que es de 140 MeV en el centro de masa), define dos áreas, pues debajo de este umbral, solo se tiene que considerar nucleones como constituyentes de los núcleos, por arriba de ese umbral no se puede ignorar la subestructura de los nucleones¹.

Tanto a energías por arriba como por debajo de ese umbral, la investigación nuclear ha continuado con esfuerzos significativos en el área experimental, así como en el área teórica. Las colisiones de iones pesados ofrecen posibilidades que son únicas, pues es la herramienta que permite tener materia nuclear comprimida con valores de densidad varias veces superior al de la densidad normal y conseguir condiciones extremas de temperatura y presión en la materia nuclear.

Dentro de los fenómenos que se observan en colisiones entre *iones pesados* a energías por debajo del umbral de producción de piones, la fragmentación de núcleos excitados ha recibido mucha atención. Los núcleos pesados son sistemas de muchos cuerpos que son suficientemente grandes, para que sea posible una descripción desde el punto de

vista de la termodinámica estadística, al mismo tiempo son sistemas suficientemente pequeños para que sea posible encontrar la suma de la partición estadística y de ahí todas las magnitudes termodinámicas; aunque esto esté lejos de ser trivial². Al ser los nucleones fermiones, se puede considerar a los núcleos atómicos como gases de Fermi con una densidad igual a la de la materia nuclear. Para este tipo de sistema, la energía de los nucleones es de algunas decenas de MeV (el límite máximo es la Energía de Fermi, que es de alrededor de 40 MeV). De aquí, que la velocidad del sonido en la materia nuclear se estima como la que corresponde a un nucleón, con una energía cinética de alrededor de 20 MeV ($\approx 0.2 c$). Esto lleva a dividir a la región de energía "subpiónica", en la región subsónica y la región supersónica. En la primera, se espera que los núcleos se comporten como si fueran incompresibles, mientras que cuando tenemos reacciones que ocurren a energías supersónicas, uno puede esperar que la compresibilidad juegue un papel relevante, por ejemplo uno podría generar ondas de choque en núcleos. A energías de bombardeo comparables a la energía nucleica de Fermi, los tiempos de colisión se acercan a la escala de tiempo en la cual la información puede ser transportada a través del núcleo. La región de energías de bombardeo alrededor de la energía nucleica de Fermi, que va de 10 MeV/A (o aproximadamente la mitad de la velocidad nucleica de Fermi), y alrededor de los 200 MeV/A (arriba del doble de la velocidad nucleica de Fermi), es conocida como *energías intermedias*. Algunas veces, suele definirse el intervalo de las energías intermedias, entre 20 y 100 MeV/A. En esta región de energías, en que se tiene una transición física conceptualmente, se observan experimentalmente diferencias marcadas.

En general se tiene, en reacciones a energías por debajo de 10 MeV/A, que a primera aproximación, el proyectil y el blanco no pierden identidad, es decir, ya sea se fusionan o se separen después de una colisión inelástica (más o menos) profunda. Con energías mayores, uno observa fusión incompleta y fragmentos que emergen con un espectro que crece gradualmente en masa y velocidad, conforme crece la velocidad del proyectil; a energías alrededor de los 200 MeV/A, se tiene fragmentación directamente.

Por varios años se ha sabido que el *mecanismo de rompimiento*

6 Capítulo I

predominante para proyectiles de iones pesados excitados a energías altas es la *multifragmentación*, es decir, la desintegración simultánea en tres o más fragmentos. En el otro extremo, se cree que el mecanismo de rompimiento a bajas energías de núcleos excitados es por *decaimiento o rompimiento en secuencia*, es decir, mediante la emisión de fragmentos en una serie de decaimientos (como en una fisión), binarios. El tiempo entre las emisiones es suficientemente largo como para que los fragmentos puedan considerarse independientes unos de otros, exceptuando las constricciones impuestas por las leyes de conservación.

En años recientes, ha habido mucha atención en el fenómeno de disociación de núcleos a energías intermedias. En esta región de energía, las colisiones entre iones pesados pueden producir materia nuclear altamente excitada que puede decaer. Los procesos exhiben características que caen en el dominio de las bajas energías así como en el de las altas³ energías. Estas particularidades notables de la región de energías intermedias, han definido esta región como una zona de transición que puede aclarar mecanismos clave de la dinámica del núcleo.

Se acepta generalmente que la transición entre los mecanismos de reacción inducidos por iones pesados a baja energía y aquellos observados a energía alta, no es repentina a una cierta energía sino que es continua conforme se incrementa la energía y que depende del sistema considerado⁴. Esto ha motivado el estudio de las reacciones con iones pesados en toda la región de energías intermedias y con gran variedad de sistemas proyectil-blanco. Se ha propuesto teóricamente que el mecanismo de multifragmentación debe ser dominante a energías por nucleón arriba de la energía de Fermi^{5,6,7,8}.

Los primeros intentos para identificar este mecanismo estaban basados en distribuciones de multiplicidades^{9,10,11}. Sin embargo se ha demostrado que la observación de tales distribuciones o de otras observables inclusivas, por si solas, no son suficientes para identificar la multifragmentación de manera concluyente.

Por otra parte, se ha afirmado que en la mayor parte de los experimentos realizados en el intervalo de 5-20 MeV/A, el rompimiento de los proyectiles sucede mediante dos mecanismos principalmente; siendo el rompimiento en secuencia por mucho el más importante^{12,13,14}. Sin

embargo, en esos primeros trabajos, el estudio del rompimiento del proyectil en sus fragmentos constituyentes, estaba basado ya sea en la detección de un solo fragmento o de un par de partículas medidas en coincidencia. Esos experimentos pueden revelar mucho acerca del proceso de rompimiento, cuando se involucran, canales de salida de sólo dos cuerpos de manera dominante. Sin embargo, es bien conocido que el número medio de partículas que son producidas en una colisión de iones pesados en la región de energía intermedia se incrementa muy rápidamente al aumentar la energía de bombardeo. Cuando el resultado de la interacción es una multiplicidad grande y muchos canales diferentes de salida, es muy difícil o imposible obtener una comprensión detallada del proceso de la reacción a través de mediciones de dos partículas en coincidencia.

A la fecha, no se tiene una explicación teórica completa^{2,15} que de cuenta de la producción de fragmentos y los mecanismos de reacción involucrados en el rompimiento de núcleos pesados con energías de excitación altas. Esto ha sido, en parte, provocado por la complejidad de los decaimientos de sistemas nucleares con energía de excitación muy alta, ya que los dispositivos experimentales necesarios para detectar los procesos sólo han empezado a surgir hasta hace relativamente poco tiempo^{16,17,18,19}.

Es en este contexto que la investigación de los mecanismos de reacción responsables del decaimiento en colisiones a energías intermedias, continúa vigorosamente con el uso de sistemas de detección más complejos y versátiles que permiten detectar varios fragmentos en coincidencia.

Una comparación significativa entre el experimento y la teoría, requiere que todos los parámetros característicos del sistema sean conocidos: su carga y masa, su energía de excitación y su momento angular. Este problema de caracterización, desde el punto de vista experimental, es realmente severo. El presente trabajo presenta un estudio experimental del rompimiento de núcleos de ^{16}O y ^{20}Ne altamente excitados. El problema de la caracterización de estos sistemas excitados se ha tratado de resolver mediante la selección experimental de

8 Capítulo I

un mecanismo de reacción que excita al *proyectil* sin modificarlo, usando un sistema de detección con granularidad y cobertura suficiente para detectar los fragmentos rápidos que se mueven predominantemente hacia adelante. Así, mediante el estudio de *reacciones periféricas* con estos dos proyectiles (^{16}O y ^{20}Ne), somos capaces de detectar los fragmentos y por lo tanto caracterizar los sistemas excitados por su carga y energía de excitación. Aquí, se exponen los resultados obtenidos con proyectiles de ^{16}O cuando estos son dirigidos a un blanco de ^{197}Au a 32.5 MeV/A^{20} y proyectiles de ^{20}Ne sobre ^{197}Au a una energía de 26.3 MeV/A . En este estudio se investiga el mecanismo de rompimiento de esos núcleos cuando decaen en núcleos de He. Este estudio incluye simulaciones con dos modelos teóricos, uno puramente cinemático²¹ y otro dinámico clásico^{22,23}, así como las comparaciones de los resultados experimentales con los resultados que predicen los modelos.

La investigación de los mecanismos de reacción responsables del decaimiento de materia nuclear excitada, en interacciones a energías intermedias está lejos de poder darse por terminada. Los resultados obtenidos con análisis como el mencionado pueden dar signos que lleven a comprender a los sistemas nucleares a la luz de modelos unificados, que ayuden a una mejor comprensión de los mismos; dejando a un lado la proposición de modelos *ad hoc* para explicar cada experimento.

El deseo de entender el núcleo y sus complejidades aparentes con un modelo unificado, es la principal motivación intelectual que nos conduce a investigar en ciencia nuclear. La investigación de los mecanismos de reacción es sólo una contribución para lograr ese entendimiento.

Este trabajo está dividido en cinco partes, en el capítulo II se describe el experimento. Ahí se dan los detalles sobre el dispositivo experimental empleado. En el capítulo III se revisan las bases físicas de los modelos empleados para simular eventos cuyas predicciones físicas habrán de compararse en el capítulo IV; asimismo se revisan algunos detalles tomados en cuenta para poder hacer las comparaciones y se sugieren las variables a observar en el experimento. En el capítulo IV, se presentan los resultados experimentales y se les compara con las predicciones de los

modelos teóricos. El capítulo V está dedicado por entero a un análisis de los resultados encontrados en el capítulo IV, se utiliza en esos análisis comparaciones múltiples entre los resultados experimentales y las simulaciones teóricas. Finalmente, en VI se da un resumen así como las conclusiones del análisis.

II. Experimento

II.1 Introducción.

Este capítulo está dedicado a la descripción de los diferentes aspectos de los experimentos realizados y que son la base de este trabajo. El capítulo comienza estableciendo cuales fueron las reacciones investigadas y un analisis breve de las razones para la elección de las mismas. Enseguida se da una visión de las instalaciones y equipo de experimentación en donde fué realizado el experimento para poder dar así una ídea global de esta mitad de la realización de un experimento de este tipo.

La investigación de las reacciones con iones pesados se ha llevado y sigue llevándose a cabo con una multitud de dispositivos experimentales. En general en las reacciones nucleares de iones pesados se produce una alta multiplicidad de partículas tal que en los experimentos se requiere utilizar sistemas de detección cada vez más extensos y versátiles que permitan medir la totalidad de las partículas emitidas, además de identificar los fragmentos con buena resolución de energía y posición espacial. Los datos experimentales en este trabajo fueron obtenidos con arreglos de muchos detectores que cubrieron la mayor parte del área hacia la cual emergen los productos de las reacciones investigadas. El arreglo detector y el aparato electrónico para registrar los eventos experimentales son una parte muy importante del experimento; los detalles

del arreglo experimental así como la descripción global del manejo de la información experimental recopilada ocupan la mayor parte de este capítulo.

II.2 Experimento

Los datos fueron colectados en dos experimentos realizados independientemente uno de otro. En el primer experimento, se tuvo un haz de ^{16}O completamente ionizado a 32.5 MeV/A de energía sobre un blanco de ^{197}Au , cuyo grueso era 2 mg/cm^2 . En el segundo experimento, el haz fué ^{20}Ne , a una energía 26.5 MeV/A, sobre el mismo blanco. Tanto en uno como en el otro experimento se hicieron medidas adicionales con otros blancos; esto se detalla en la sección II.5. En estos experimentos, todos los eventos con tres ó más fragmentos en coincidencia fueron registrados, mientras que aquellos con sólo uno ó dos fragmentos en coincidencia, fueron rechazados en una proporción de 128 por uno admitido (ver subsección II.4.3).

El presente trabajo experimental, se centra en el estudio del mecanismo de rompimiento de los sistemas ^{16}O y de ^{20}Ne excitados cuando estos decaen en núcleos de He; ésto se realizó seleccionando para este estudio reacciones periféricas entre esos proyectiles y blancos de oro. Las razones para seleccionar ese tipo de eventos y utilizar el dispositivo experimental descrito en las secciones siguientes, son esencialmente:

- i un mecanismo de reacción que excite al sistema, en este caso los núcleos proyectiles, sin destruir su identidad.
- ii un arreglo detector, con granularidad y cobertura suficientes para observar la totalidad de los fragmentos provenientes de la ruptura del proyectil excitado.

En cuanto a los canales de ruptura de los sistemas investigados (4He y 5He para ^{16}O y ^{20}Ne respectivamente), se tomaron las siguientes consideraciones:

-Experimentalmente, la identificación de núcleos de He con el dispositivo experimental utilizado resulta particularmente limpia; si bien la resolución en masa es muy pobre y la separación entre partículas α y

14 Capítulo II

otros isótopos de He no se puede hacer, se presume que la abundancia de ^4He en los eventos seleccionados es aplastantemente superior a la de otros isótopos de He. Esto es una limitación del dispositivo experimental que resulta en cierta incertidumbre que se creó no influye en las conclusiones finales.

- La intención de hacer un análisis usando tanto un modelo estadístico como un modelo dinámico manejable, exigía de una selección de sistemas que pudieran ser manejados especialmente por este último. El modelo dinámico clásico usado aquí (ver capítulo III), reúne esas condiciones pero limitando los sistemas a aquellos que decaen en cúmulos de partículas α .
- Eventos con alta multiplicidad que ofrecen la mejor oportunidad para buscar correlaciones entre múltiples partículas.
- Se escogieron sistemas en que los modelos y los análisis a realizar fueran los más confiables.

El último punto define a los sistemas que decaen en núcleos de He como muy promisorios. La abundancia relativa de partículas α en los espectros de He para experimentos exclusivos es muy alta, hecho que se debe a la muy particular estabilidad de estas partículas. El valor Q para canales de rompimiento tanto de ^{16}O como de ^{20}Ne conteniendo múltiples enteros de núcleos de He son algunos de los más pequeños y de ahí la alta probabilidad de decaimiento en esos canales. Lo anterior puede verse en la Tabla II.2.1 en que se listan algunos de esos canales y su valor Q ; el valor listado corresponde al menos negativo de los valores Q para las diferentes combinaciones isotópicas del canal.

Dado que no es posible la identificación de los diferentes isótopos del He; en lo que sigue, no se hace referencia explícita a los diferentes posibilidades de núcleos de He. Por otro lado, por razones energéticas, así como otros experimentos²⁴, se sabe que la abundancia de núcleos de ^4He en el rompimiento de los sistemas investigados aquí es mayoritaria. Con esto en mente, en éste y los capítulos subsiguientes, la referencia a núcleos de He y partículas alfa (α), se intercambia indistintamente sin que se trate de especificar núcleos de ^4He , excepto donde se afirme explícitamente.

Tabla II.2.1

Algunos de los valores Q en el rompimiento de ^{16}O

Núcleos resultantes	Valor Q* (MeV)
C He	-07.16
N H	-12.13
He He He He	-14.44
C H H	-22.34
B He H	-23.12
B Li	-30.88

Algunos de los valores Q en el rompimiento de ^{20}Ne

Núcleos resultantes	Valor Q* (MeV)
O He	-04.73
C He He	-11.89
F H	-12.85
N He H	-16.86
He He He He He	-19.17
O H H	-20.84

* El valor dado para Q corresponde al valor menos negativo de las diferentes combinaciones isotópicas para el canal.

II.3 Acelerador, area experimental y cámara de dispersión.

Los experimentos se realizaron utilizando las facilidades técnicas del laboratorio que alberga el ciclotrón de 88 pulgadas del Lawrence Berkeley Laboratory, en Berkeley California, E.U.A.; una vista global de la disposición del ciclotrón y las áreas experimentales aparece en la figura II.3.1. Este laboratorio cuenta con 9 áreas experimentales todas ellas blindadas con gruesas paredes y puertas corredizas de concreto. Cuenta con dos áreas de adquisición de datos en donde se monitorea el experimento y se tiene físicamente a los sistemas de adquisición de datos; el manejo del acelerador y sintonización del haz se controla

desde el cuarto de control.

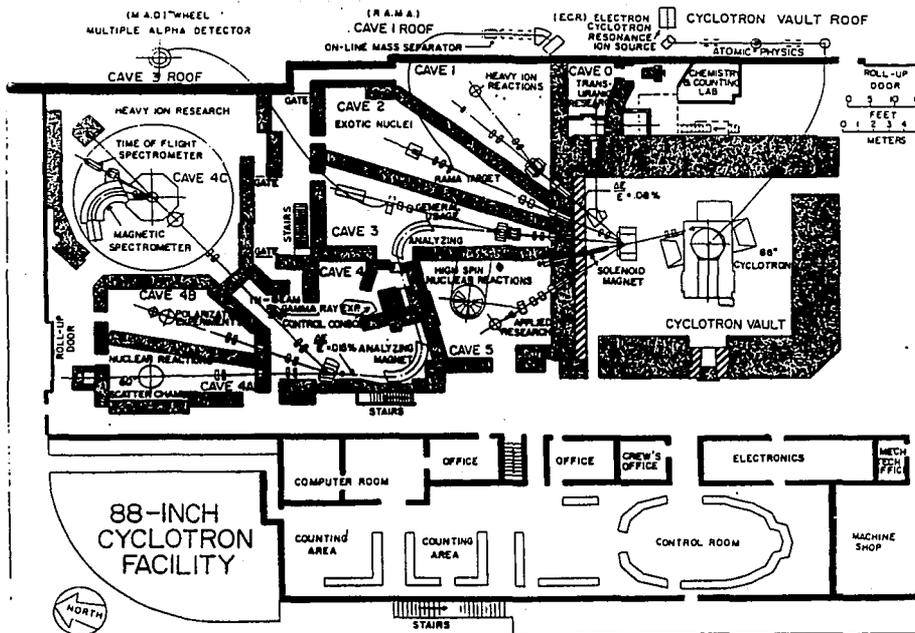


Figura II.3.1

El corazón del laboratorio es un ciclotrón de 88 pulgadas de diámetro capaz de producir una muy alta variedad de haces que van desde protones hasta uranio y una energía máxima de 35 MeV/A para haces totalmente ionizados (el estado de ionización en muchos haces es menor a 100%). El factor (k) del ciclotrón y que está relacionado directamente con la energía del haz producido, puede tener un valor máximo igual a 150. La energía máxima de un haz de iones está dada por la relación:

$$E_{\max} = k (q/A)^2 \text{ MeV}$$

II.3.1

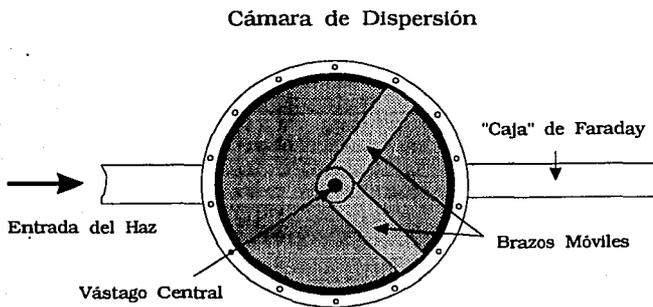
en donde q/A es la razón carga-masa del ion que se trata de acelerar. Así para ^{16}O totalmente ionizado se tendría en principio una energía máxima de alrededor de los 35 MeV/A. La fuente de iones del acelerador está constituida por una cámara de resonancia electrónica de ciclotrón, o ECR (Electron cyclotron resonance). En esta cámara se mantiene un plasma en equilibrio termodinámico y en donde los iones se encuentran en varios estados de carga, dependiendo de la temperatura. Para diferentes elementos e isótopos, se tiene diferentes abundancias para los diferentes estados de carga. En el caso del ^{16}O , la abundancia del estado de carga + 8 es suficientemente grande para que se pueda llegar a extraer una corriente de un micro ampere eléctrico. Esta fuente de iones se localiza físicamente en el techo de la sala que alberga el ciclotrón, de donde el haz de iones es inyectado al centro del ciclotrón.

El área experimental en donde se llevaron a cabo los experimentos es la 4A, localizada en el extremo inferior izquierdo de la figura II.3.1. Esta área experimental recibe un haz doblemente desviado por imanes analizadores; lo que permite una selección de la relación carga/masa muy precisa.

La cámara experimental que se usó, es una sección cilíndrica de 1.5 m de diámetro que cuenta con múltiples ventanas tanto en la pared de la cámara como por la base y la tapa de la misma; estas ventanas permiten por medio de conectores especiales, introducir al interior de la cámara todos los cables necesarios para controlar los dispositivos colocados en su interior.

La cámara cuenta con varios mecanismos accionados por medio de motores eléctricos. El control de la posición de esas partes móviles puede hacerse tanto en el área experimental así como a control remoto desde la sala de adquisición de datos. Como se observa en la figura II.3.2, la cámara vista desde arriba cuenta con dos brazos que permiten el montaje de dispositivos en ellos. Estos brazos son móviles alrededor del centro de la cámara, estando la cámara ya sea al aire o en vacío; la operación es mediante el mecanismo eléctrico ya comentado, la posición se puede variar continuamente en toda la circunferencia con la única limitación de que no puede cruzarse un brazo con el otro. En el centro de la cámara se tiene un vástago cuya altura se puede ajustar remotamente. En este vástago se montan el ó los blancos en un portablancos múltiple

(target ladder). Por medio de este dispositivo se puede cambiar el blanco que mira al haz simplemente variando la altura de dicho vástago sin necesidad de abrir la cámara. En la parte posterior de la cámara se monta la caja de Faraday consistente de un largo tubo que permite la integración de la corriente del haz.



El vacío de la cámara se hace por medio de un triple sistema de bombas conectadas a la cámara, el primero consiste de dos bombas mecánicas que evacúan rápidamente la cámara hasta niveles de unidades de Torr. Al llegar a esos niveles en el vacío de la cámara, se cierra la válvula que conecta ésta con las bombas mecánicas y entonces se abre otra válvula que conecta una bomba turbomolecular a la cámara. Esta bomba trabaja permanentemente durante todo el experimento y en condiciones normales la presión en la cámara se sostendrá en niveles de 10^{-5} - 10^{-6} Torr. El tiempo necesario para alcanzar ese vacío varía ligeramente según el equipo montado en el interior de la cámara, con todo el aparato detector usado en los experimentos reportados en este trabajo, el tiempo fué típicamente de 40 minutos.

II.4 Sistema Detector.

El trabajo que se reporta aquí está basado en dos experimentos^{25,26}. Básicamente ambos son idénticos salvo el tipo de haz usado en ellos así como la extensión o mejora en la cobertura angular lograda en el segundo experimento. En esta sección se describen los arreglos de detectores así como los dos tipos de detectores usados en el arreglo, funcionamiento y respuesta. Se explica el procedimiento de calibración y se finaliza con el diagrama de bloques de la electrónica asociada en la adquisición de datos.

II.4.1 Arreglo Detector.

Los dispositivos de detección fueron arreglos formados por 34 y 48 detectores centelladores en forma de pirámide truncada²⁷ (véase la figura II.4.1). Cada elemento está formado por dos tipos de plástico. La parte frontal que mira al blanco consiste en un elemento cuadrado de 16.8 mm de lado y 1 mm de espesor de plástico centellador rápido tipo NE-102, con un tiempo de decaimiento del pulso de 2 ns. Este elemento es seguido por 102 mm de centellador plástico lento, NE-115 de 225 ns de tiempo de decaimiento (véase la figura II.4.2). Esta combinación de plásticos funciona como un telescopio (phoswich), en el que el plástico rápido al frente, forma la parte ΔE del detector y el plástico lento recibe el resto

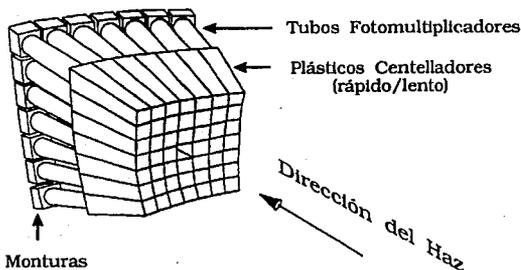


Figura II.4.1

de la energía, lo que permite la identificación del fragmento. La profundidad del detector permite frenar y parar protones de una energía de hasta 100 MeV. Un tubo fotomultiplicador (figura II.4.2), está

pegado directamente a la parte posterior del telescopio. El tubo empleado es el Hamamatsu R1450 cuyo diámetro es 19 mm. Para evitar pérdidas de luz así como señales parásitas debidas a luz ambiental, los componentes

plásticos se forraron con una película de mylar aluminizado²⁸. El fotomultiplicador tiene un blindaje magnético. La forma geométrica de cada elemento

fué concebida para permitir un empaquetamiento cerrado sin rendijas como puede observarse en la figura II.4.1. La geometría del arreglo permite que, situado a una distancia de 19.8 cm del blanco,

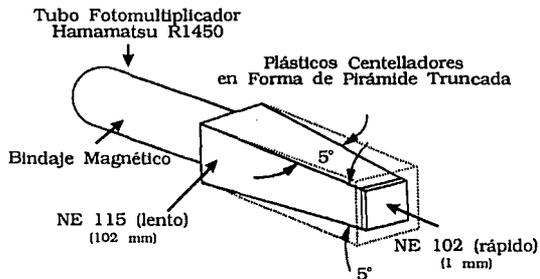


Figura II.4.2

cada elemento mire directamente al blanco y dada su forma piramidal, el ángulo sólido cubierto por cada elemento es independiente del alcance de una partícula en el detector. Al centro del arreglo, se deja un hueco para permitir el paso del haz. La sección cuadrada cubierta por cada detector es de aproximadamente de 5° X 5°.

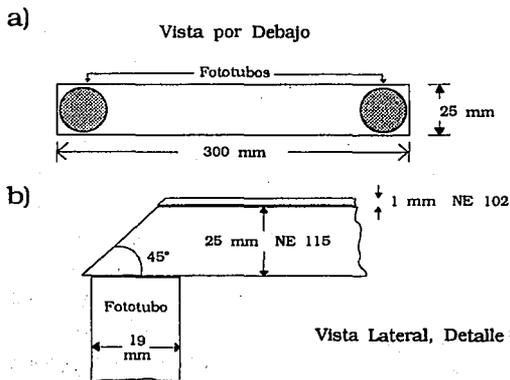


Figura II.4.3

Complementando la parte central del arreglo formada por las pirámides truncadas, se usaron barras centelladoras²⁹ también plásticas. La figura II.4.3 muestra el esquema de una de estas barras. La composición es la misma que la de las pirámides truncadas, es decir, centellador plástico del tipo NE102 usado como elemento ΔE y la parte gruesa de plástico

NE115. El espesor de la capa ΔE es de 1 mm mientras que el complemento del detector tiene 25 mm. El ancho de cada tira es igual al lado de una pirámide truncada, es decir 19.8 mm. La longitud de ésta es de 30 cm. Los extremos se encuentran rebajados a un ángulo de 45° . Al entrar un fragmento en la barra, la luz generada viaja a los extremos y es reflejada internamente hacia los fotomultiplicadores situados precisamente en los extremos. La figura II.4.4 muestra además de las pirámides centrales, la disposición de esas tiras detectoras. La profundidad de estas barras detiene a protones de hasta 50 MeV mientras que en el caso de partículas alfa, el espesor del material es suficiente para detener partículas de hasta 200 MeV. Al igual que las pirámides truncadas, el detector está forrado con mylar aluminizado para evitar pérdidas de luz así como señales parásitas o espúreas.

En el primer experimento el arreglo usado tuvo la configuración mostrada en la figura II.4.4. En ese experimento se usaron en forma limitada las barras detectoras,

la información experimental que se presenta en este trabajo fué recopilada del arreglo de 34 pirámides, al centro en la figura. El arreglo experimental usado en el segundo experimento tuvo una mejora en la

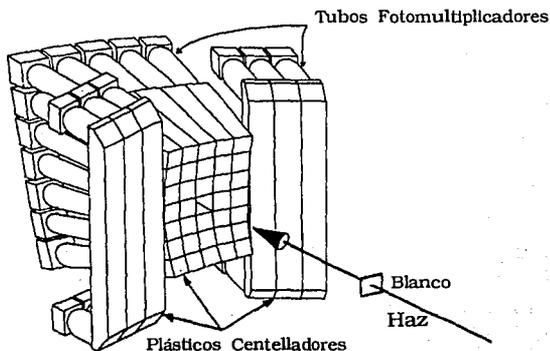


Figura II.4.4

cobertura angular, en ese experimento se agregaron dos columnas de siete pirámides truncadas a ambos lados del arreglo original de 5×7 detectores, teniéndose entonces un arreglo con una parte central de 7×7 detectores excepto el central (figura II.4.1), y a los lados las mismas seis barras detectoras. En el primer experimento, se cubrió una sección transversal

cuadrada de $35^{\circ} \times 25^{\circ}$ mientras que en el segundo se cubrió $35^{\circ} \times 65^{\circ}$, aproximadamente (véase la sección III.5). En la caracterización de cada evento, la posición en que los diferentes fragmentos son detectados queda determinada por el número de detector que registró el fragmento, cuando se trata de una pirámide truncada (no se tiene resolución espacial en la superficie del detector) y en el caso de que el detector sea una de las barras, se necesita además un análisis adicional de la luz colectada en los

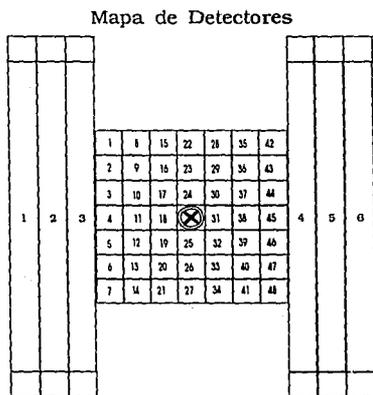


Figura II.4.5

extremos, para determinar la posición en la dimensión longitudinal de la barra en donde el fragmento entró al detector. La figura II.4.5 muestra la numeración de los detectores en el arreglo para el segundo experimento, en que se usaron 48 pirámides truncadas y seis barras. La numeración de detectores en el primer experimento es similar (de arriba a abajo y de izquierda a derecha), salvo por el número diferente de detectores. En este experimento como en el primero, la parte más importante en el sistema detector

es la parte compuesta por las pirámides truncadas.

II.4.2 Respuesta y Calibración de los Detectores.

La salida de cada fotomultiplicador, es ampliada en un factor 10 con un amplificador lineal LeCroy 612A. De las dos salidas del amplificador, una se toma para obtener la identificación y medición de la energía depositada mientras que la otra señal se usa para establecer la decisión del registro del evento (generar la lógica del evento; en la siguiente sección se revisa brevemente este aspecto del manejo de la información proveniente de los detectores). Para dar tiempo al proceso de las señales que establecen la decisión del registro del evento (trigger system), la señal tomada para identificación y medición de energía se lleva a un retardador de 200 ns.

Este retardador consiste simplemente de cable con la misma impedancia de todo el dispositivo electrónico, lo que evita distorsiones en la señal y la consiguiente pérdida en la capacidad de identificar el fragmento detectado. A la salida del retardador, se divide la señal en dos y cada una de ellas es atenuada individualmente antes de mandarlas a los convertidores analógico-digitales de carga (LeCroy 2249A); la señal que detiene la integración de las señales se genera en la parte de la "lógica del evento".

Una forma esquemática del pulso que se obtiene de los fotomultiplicadores se muestra en la figura II.4.6, dada la diferencia de

pérdida de energía a diferentes energías para diferentes fragmentos, la parte inicial del pulso, producida por el plástico rápido, permite la separación de los diferentes fragmentos^{30,31} como puede verse en la figura II.4.7 en la que se tiene la distribución de puntos *short gate* versus *long gate* para uno de los detectores del arreglo central formado de pirámides truncadas en el bombardeo de un blanco de oro por proyectiles de

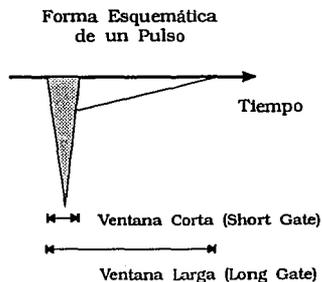


Figura II.4.6

blanco de oro por proyectiles de ^{20}Ne a 526 MeV. Cada punto representa un evento (un fragmento), en el detector, el valor de la abscisa (ó *short gate*), es esencialmente la integración de la carga del pico en II.4.6 mientras que la ordenada (ó *long gate*), corresponde a la integración del pulso. Los tiempos de las "ventanas" de integración son aproximadamente de 30 ns para la ventana corta (*short gate*) y de 600 ns para la larga (*long gate*). La contribución del pulso más allá de 600 ns es despreciable.

La respuesta^{32,33} y calibración de los detectores fué determinada usando haces de varios proyectiles, con diferente energía; para esto último se usaron degradadores de diferentes espesores hechos de aluminio. Dado que los dos experimentos, de donde se han obtenido los datos reportados en este trabajo, se realizaron en diferentes tiempos en

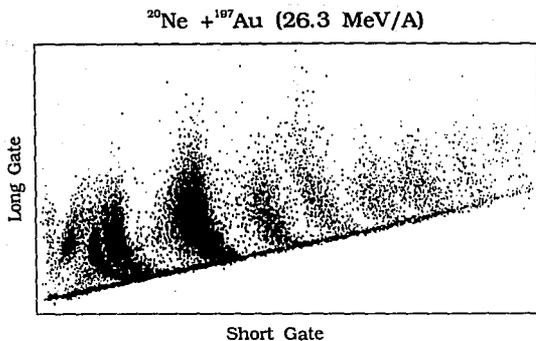


Figura II.4.7

de adquisición, etc), el montaje, y puesta a punto de todo el dispositivo experimental de uno y otro experimento, es completamente independiente. Por lo anterior, la calibración en el primer experimento no pudo aprovecharse en el segundo, aunque la diferencia entre los dos dispositivos fué mínima.

La calibración en energía de los detectores en forma de pirámide truncada²⁷, está basada en la dependencia de la energía depositada en el centellador, con la luz producida por éste. En el intervalo de energías de $10 \text{ MeV/A} < E < 50 \text{ MeV/A}$, la luz producida por un centellador, al detener un fragmento de carga Z está dada por la expresión siguiente^{34,35}:

$$E \propto F(Z)I^\gamma \quad \text{II.4.1}$$

en donde γ tiene un valor cercano a la unidad, e I es la cantidad de luz producida por el detector; que en el manejo de las señales de nuestro dispositivo experimental, corresponde a la señal integrada en una ventana larga (*long gate*). La dependencia en Z está dada aproximadamente por,

$$F(Z) = C_1 Z^{C_2} - C_3 \quad \text{II.4.2}$$

en donde C_i son coeficientes a ajustar. Aunque todos los detectores son

un laboratorio cuyo concepto de operación es el de funcionar continuamente calendarizando el tiempo de haz a diferentes usuarios, así como el uso libre de todas las facilidades experimentales (módulos electrónicos, equipo

en principio idénticos, hay ligeras diferencias entre ellos, así como pequeñas diferencias en los dispositivos electrónicos a los que están acoplados (fotomultiplicadores, amplificadores, etc), por ello las constantes de cada detector son muy parecidas pero no iguales, lo que exige una calibración en energía para cada detector. En lo que se refiere al exponente γ en II.4.1, éste es ligeramente dependiente de Z , pero esa dependencia es virtualmente igual para todos los detectores. La forma explícita de esta dependencia está dada por,

$$\gamma = 0.8 + 0.4 / Z^{1.6} \quad \text{II.4.3}$$

Agrupando las expresiones anteriores, se tiene la dependencia de la energía con la luz generada por el centellador, ó en términos prácticos, con la *long gate* (I),

$$E \text{ (MeV)} = (C_1 Z^{C_2} - C_3) I^\gamma \quad \text{II.4.4}$$

La figura II.4.8 muestra la respuesta del detector PT01 (pirámide truncada número 1), del segundo experimento para diferentes haces, a diferentes energías. La Tabla II.4.1 lista el valor de las constantes de II.4.4, para la calibración en energía de algunos detectores del arreglo. La resolución en energía, difiere ligeramente para los diferentes fragmentos; para protones y partículas alfa, se tiene una resolución de alrededor de 3% mientras que para núcleos de oxígeno el valor es alrededor de 10%.

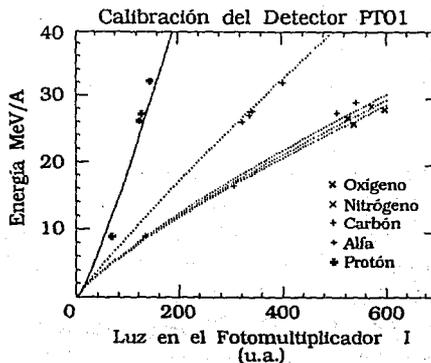


Figura II.4.8

Los detectores en forma de barra, tienen una resolución en energía y en

separación de carga menor que la que se obtiene con las pirámides truncadas, lo que se debe principalmente a problemas de atenuación de luz²⁹ en su camino a los extremos, en donde se localizan los fotomultiplicadores. No obstante esas desventajas inherentes, estos detectores separan fácilmente cargas $Z=1, 2$ y 3 , como se puede observar en la figura II.4.9, en que se muestra la respuesta *long gate* vs. *short gate* para los seis detectores, por lo que en el segundo experimento se emplearon en la detección de los eventos con partículas α . La luz que colecta cada fototubo depende fuertemente de la posición donde se generó la luz en la barra y de la atenuación que sufre ésta. Es debido a este efecto, que se puede determinar la posición a lo largo de la barra, en donde los fragmentos inciden, mediante la comparación de los pulsos en los dos extremos. Al igual que las pirámides truncadas, la calibración de estas barras se tiene que realizar para cada una de ellas.

Tabla II.4.1
Valores de constantes para algunos detectores

	PT01	PT03	PT05	PT07	PT09
C_1	0.486	0.466	0.356	0.339	0.499
C_2	0.870	0.891	0.916	0.954	0.846
C_3	0.407	0.391	0.307	0.281	0.428

La calibración de cada barra detectora es una operación doble: calibración en la posición y calibración en la energía. Intrínsecamente, esto implica mayor trabajo, pero dado que se tienen dos fototubos, dos amplificadores, etc, y además las posibles imperfecciones en las uniones de los plásticos (que resultan en efectos difícilmente controlables y cuantificables), la calibración en posición y energía para cada barra requiere del ajuste de al menos, el doble del número de parámetros necesarios en la calibración de una pirámide truncada. Empíricamente, se tiene que la señal de los fototubos I está relacionada con la cantidad de luz producida N en un punto x de la barra, por expresiones del tipo siguiente:

$$I_T = \epsilon N \exp(+ax + bx)$$

II.4.5

$$I_B = \epsilon N \exp(-ax + bx) \quad \text{II.4.6}$$

en donde I_T e I_B son las salidas en uno y otro extremos ("Top" y "Bottom"),

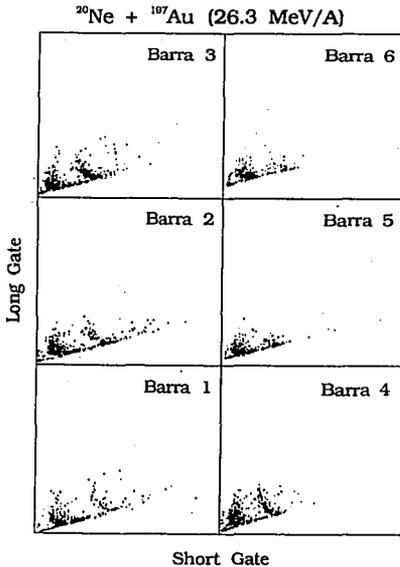


Figura II.4.9

mientras que a y b son parámetros a ajustar. Las ecuaciones II.4.5 y II.4.6 implican una simetría perfecta; esencialmente se tiene que la salida de los fotomultiplicadores, cae exponencialmente con la distancia entre el punto donde se produjo N cantidad de luz y el fotomultiplicador. Este es el punto de partida para la establecer la calibración en la posición.

Considerando imperfecciones en la simetría implicada por II.4.5 y II.4.6, la posición x en donde un fragmento llega al detector está dada por,

$$x = C_1 \ln(I_T / I_B) + C_2 \quad \text{II.4.7}$$

En los plásticos centelladores, la energía que una partícula deposita en el material está relacionada con la emisión de luz, por una relación, que en el caso más simple, es potencial sencilla pero que depende del tipo de partícula (véase la ec. II.4.1); de la misma manera la relación entre energía y luz, en estos detectores, es de la misma forma pero complicada por la dependencia con la distancia al fotomultiplicador de la luz colectada. De las ecuaciones II.4.5 y II.4.6 se puede ver que la dependencia entre la luz total generada y las señales en los fotomultiplicadores va como la raíz de $(I_T I_B)$ y un factor que depende de la atenuación con la distancia x . El resultado de la combinación de estas relaciones, da la siguiente expresión para la energía E en función de las integraciones para las señales largas (*long gate*), I_T e

I_B , en los fotomultiplicadores:

$$E = C_3 \left[\sqrt{I_T I_B} e^{C_4 x^2 + C_5 x} \right]^{C_6} + C_7 \quad \text{II.4.8}$$

Las constantes C_3 , C_6 y C_7 en II.4.8 son diferentes para diferentes fragmentos, por lo que se tiene para cada detector tres constantes que difieren dependiendo del tipo de fragmento. La Tabla II.4.2 muestra los valores de las constantes C_1 – C_7 para los detectores 1 y 2; los valores de C_3 , C_6 y C_7 , son los obtenidos para el caso de las partículas alfa en esos detectores y para el dispositivo del segundo experimento.

Tabla II.4.2
Párametros usados en la calibración de un par de barras

	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7
Barra 1	5.32	1.00	0.519	-0.01	0.000	1.015	0.943
Barra 2	7.02	0.25	0.593	0.00	-0.004	0.974	0.943

Para obtener los valores de los parámetros en II.4.7 y II.4.8, cada barra fué cubierta por una "máscara" con ranuras en posiciones definidas (siete), y expuesta a la dispersión elástica de haces de diferentes partículas en un blanco casi siempre de oro. La resolución espacial y de energía en este tipo de detectores depende de la energía de la partícula detectada. Para los eventos reportados en este trabajo, la resolución en energía fué típicamente de alrededor de 5%, mientras que en la posición se tuvo una resolución de alrededor de 10 mm de resolución.

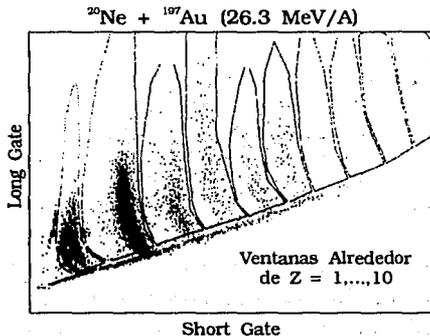


Figura II.4.10

La identificación de las partículas para todos los detectores, se realizó considerando los fragmentos dentro de la ventana correspondiente a una especie identificada previamente en el espectro *short gate vs. long gate* para ese detector. La figura II.4.10 muestra esas ventanas, alrededor de las bandas de distribuciones *short gate vs. long gate* identificadas. La figura corresponde a uno de los detectores del arreglo central (pirámides truncadas).

II.4.3 Electrónica de disparo.

En la figura II.4.11 se tiene el diagrama de bloques del manejo de las señales que determinan la decisión del registro del evento. La configuración permitió seleccionar la multiplicidad mínima de los eventos a registrar; la señal de cada fototubo se maneja esencialmente de manera idéntica y se indica en el diagrama en forma esquemática sin poner atención al número total de fototubos que se tienen en el arreglo experimental.

Las señales de los fototubos, después de pasar por una etapa de amplificación, pasan por discriminadores que dan un pulso normalizado, que da cuenta de la presencia de un evento en el detector de que se trata. Entonces las señales, se envían al *FAN IN/ FAN OUT*, lineal que suma múltiples entradas de manera lineal. La amplitud de esta señal, contiene información del número de detectores que registraron un evento; estas señales se mandan entonces a discriminadores cuyo nivel y combinaciones nos permitió seleccionar diferentes tipos de eventos (véase la parte superior de la figura II.4.11). Dado que el objetivo central en estos experimentos se enfocó a eventos de alta multiplicidad, se tuvo en general $N \geq 2$ y X generalmente igual a 1. Así, eventos con N ó más detectores que registraban partículas, disparaban directamente la señal de habilitación para el registro del evento a través de la línea que baja del módulo lógico "OR" modulo LC 365 AL (al centro en la parte superior). El nivel de coincidencia en el modulo señalado por COINC., es seleccionable por lo que la adquisición de eventos sin requerimiento de coincidencia (singles), fué permitida seleccionando el nivel 1 en el módulo destinado a tomar las coincidencias. En la adquisición de eventos con coincidencia $N \geq 2$, se tomaron eventos singles (ó con nivel de coincidencia $\geq X$), atenuados por factores variables, generalmente 128, es de-

cir, en adquisición de eventos con multiplicidad N, cada 128 eventos de multiplicidad X (generalmente igual a 1, es decir eventos "singles"), uno de ese tipo de eventos se registraba "disparando" la decisión por medio del módulo "OR".

En el diagrama de la figura II.4.11, la parte inferior recibe la señal de registro del evento. Con ese pulso se "dispara" la generación de las ventanas que definen la duración de la integración de la carga de las señales de los fototubos y que producen los valores *short gate* y *long gate*, que se han discutido en la sección anterior. Asimismo, se utiliza esa señal para habilitar el sistema STARBURST³⁶, que dirige la adquisición de datos en el CAMAC. Una computadora Digital VaxStation 3600 se usó en línea con el sistema STARBURST, para la adquisición a tiempo real, de los datos experimentales. El sistema de adquisición STARBURST permite la supresión de ceros en los datos que se registran en cinta magnética, reduciendo el volumen de cintas generadas durante el experimento.

El sistema de "disparo", incluyó la deshabilitación de la admisión de eventos vía una señal de bloqueo fija y otra variable que es controlada por el sistema de adquisición de datos: esas señales inhiben (vetan, "veto") la operación de registro de un evento (veto en el módulo "OR" que genera el "disparo"), durante el tiempo que toma el procesamiento de un evento por los módulos que generan el "disparo" (bloqueo fijo), y durante el tiempo que el sistema de adquisición pueda no estar disponible, en operaciones

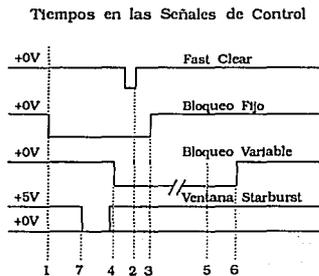


Figura II.4.12

de transferencia de información y reestablecimiento de condiciones de adquisición. La secuencia temporal en las señales de bloqueo y habilitación del sistema de adquisición de datos, aparece en la figura II.4.12.

II.5 Selección de Eventos.

Los eventos resultantes en el rompimiento $^{16}\text{O} \rightarrow \text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}$ y $^{20}\text{Ne} \rightarrow \text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}$ fueron seleccionados en un análisis de los datos experimentales fuera de línea, con el requerimiento de que la suma de la carga de los fragmentos identificados como núcleos de He fuera igual a la carga del proyectil y que no hubiese ninguna otra partícula detectada. Ese requisito, junto con el umbral de energía que los detectores tienen para identificar una partícula, eliminaron de manera efectiva cualquier contribución de partículas de baja energía ($Z \leq 2$), evaporadas por el blanco excitado (una partícula tiene que atravesar la película de plástico rápido a la entrada de los detectores para que pueda ser registrada, ese umbral es de 9 MeV/A para fragmentos con $Z = 1$ y 2). La naturaleza periférica, de las reacciones de donde provinieron los eventos seleccionados, fué verificada observando que la velocidad de los fragmentos fuera similar a la del proyectil y además observando que la velocidad del centro de masa, reconstruido de los fragmentos del proyectil fuera similar a la velocidad del haz. La figura II.5.1 presenta la distribución de velocidades del centro de masa reconstruido de los 5 fragmentos de He en el rompimiento del ^{20}Ne . Para referencia se indican ahí los valores de la velocidad del haz así como la que tendría el núcleo compuesto de la fusión del ^{20}Ne el blanco de ^{197}Au .

La naturaleza periférica de las reacciones que generaron los eventos registrados, se verificó adicionalmente con

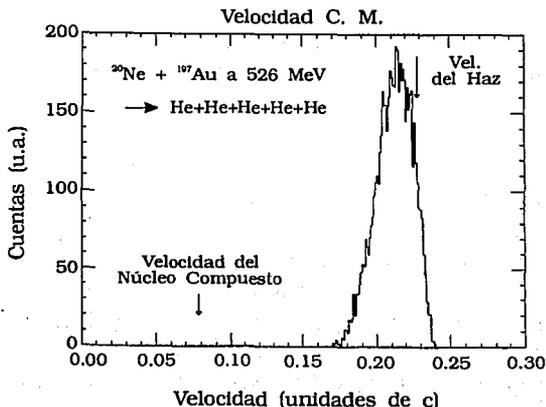


Figura II.5.1

medidas adicionales en que se emplearon otros blancos. En el primer experimento, se usó además de ^{197}Au , blancos de ^{12}C y ^9Be . En el segundo se tienen medidas adicionales de ^{20}Ne sobre ^{12}C , ^{27}Al y ^{209}Bi . Los resultados encontrados en las distribuciones de velocidades equivalentes a II.5.1 con esos blancos adicionales así como en las correlaciones examinadas en el siguiente capítulo fueron virtualmente idénticas.

La energía de excitación que tenían los proyectiles, previamente al rompimiento, se determinó a partir de la posición y energía de las partículas detectadas bajo la suposición de que esas partículas

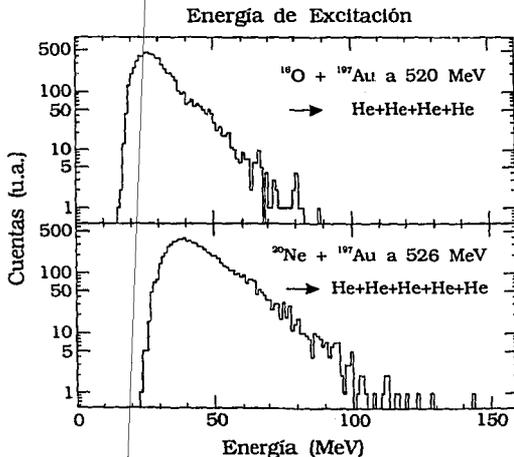


Figura II.5.2

fueron emitidas por el proyectil. La velocidad de cada fragmento en el sistema de laboratorio V_i se obtiene a partir de la energía total depositada en el detector y la posición en que fue registrada, entonces con las velocidades de todos los fragmentos se obtiene la velocidad del centro de masa del proyectil definida por $V_{cm} = \sum m_i V_i / M$ en donde M es la masa del proyectil. La energía relativa de los fragmentos en el sistema del centro de masa del núcleo proyectil primario está dada por,

$$K_{rel} = \frac{1}{2} \sum_i m_i (V_i - V_{cm})^2 \quad \text{II.5.1}$$

y su energía de excitación por,

se determinó a partir de la posición y energía de las partículas detectadas bajo la suposición de que esas partículas fueron emitidas por el proyectil. La velocidad de cada fragmento en el sistema de laboratorio V_i se obtiene a partir

$$E^* = K_{rel} - Q_0$$

II.5.2

en donde Q_0 es el valor de la energía de separación para el canal.

Nótese que la energía de excitación residual en fragmentos "ligados" no se puede tomar en cuenta sin embargo, cuando estos fragmentos son partículas alfa, se puede ignorar esa energía residual pues el nivel del primer estado excitado de una partícula alfa es extremadamente alto. Los espectros experimentales de energía de excitación de los proyectiles ^{16}O y ^{20}Ne cuando se rompen en 4 y 5 núcleos de He, se muestran en la figura II.5.2.

III. Simulaciones Teóricas

III.1 Introducción.

Como se ha mencionado en el capítulo I, el decaimiento de núcleos excitados en reacciones a energías intermedias ha recibido mucha atención en los últimos años; la cuestión del mecanismo de reacción en este tipo de fenómenos ha permanecido vigente, si bien, se han distinguido mecanismos preferenciales en los extremos de la llamada región de energías intermedias. Durante alrededor de una década, se han hecho diversos análisis con el objetivo de encontrar el mecanismo responsable del rompimiento de núcleos excitados resultantes de reacciones a diversas energías dentro del intervalo. Se cree que la transición entre los modos extremos de decaimiento no ocurre de manera súbita a cierta energía, sino que aparentemente se tiene una transición continua entre ambos³⁶.

Resolver la pregunta acerca del modo de rompimiento de un núcleo excitado, ha sido y es una tarea extremadamente difícil por varias razones, de las cuales destaca el rápido incremento en el número de fragmentos resultantes en una colisión conforme se incrementa la energía. Experimentalmente como ya se comentó en el capítulo II, esto conlleva problemas considerables en la caracterización del fenómeno y posteriormente en la interpretación del análisis del mismo. Se puede afirmar que en los experimentos de reacciones con iones pesados a

energías entre 20 y 35 MeV/A, la interpretación generalmente dada, es que ésto sucede de una manera secuencial; sin encontrarse signos definitivos de multifragmentación³⁷. Desafortunadamente no se puede decir que esas afirmaciones estén fuera de duda alguna³⁸, por lo que se necesitan esfuerzos adicionales en el estudio del rompimiento de núcleos excitados para resolver esta cuestión de manera definitiva.

El análisis presentado en este trabajo intenta contribuir en la dirección señalada arriba; hemos analizado el rompimiento de ^{16}O y ^{20}Ne en núcleos de He en reacciones periféricas a 525 MeV de energía de bombardeo. Estos sistemas han sido ampliamente estudiados bajo diferentes puntos de vista y con una gran variedad de dispositivos experimentales. Para el estudio presente, en nuestros experimentos se pudieron detectar todos los fragmentos de la desintegración de los núcleos proyectiles; comparamos observables experimentales con la predicción de dos cálculos teóricos de los mismos. La comparación de experimentos que pueden detectar todos los fragmentos del rompimiento del proyectil con teorías que predicen observables experimentales, nos debe permitir en principio, distinguir entre las escalas extremas de tiempo del decaimiento secuencial y la multifragmentación en una reacción de iones pesados. Sólo a través de la comparación de un mismo experimento con diferentes modelos basados en diferentes suposiciones físicas, uno esperaría poder decir algo sobre la confiabilidad de las conclusiones resultantes.

Este capítulo está dividido en cinco secciones, después de esta introducción, en la sección 2, se exponen brevemente los modos de decaimiento y las observables que presumiblemente son sensibles a la naturaleza del decaimiento, y que son las consideradas en las comparaciones. En las secciones 3 y 4, se describen los modelos empleados en nuestro análisis. La comparación entre predicciones teóricas y experimento no es directa pues el dispositivo experimental tiene definitivamente una influencia en la manera en que se observa el experimento; para hacer la comparación lo más fiel posible, se hace un *filtrado* numérico de las predicciones para hacerlas equivalentes a los datos experimentales: esto se describe en la sección 6 después de haber dado comentarios generales sobre el cálculo de eventos en la sección 5.

III.2 Modos de Rompimiento y Observables.

Experimentalmente uno sólo puede detectar los fragmentos producidos en una reacción nuclear después de un tiempo y distancia infinitamente grandes respecto a la escala de las interacciones nucleares. Todo el conocimiento del núcleo se obtiene a través de reconstrucciones, pretendidamente correctas, de la historia pasada de los fragmentos que uno es capaz de detectar. Estudios diferentes, requieren técnicas y capacidades diferentes; no es exclusivo de la ciencia nuclear el requerimiento de observables significativas en el estudio de aspectos específicos de un sistema físico, en este caso del núcleo atómico. En la pregunta sobre cuál es el mecanismo de rompimiento en núcleos excitados, requerimos de observables físicas que nos permitan distinguir esos mecanismos: la concepción de los mecanismos y las observables significativas en un análisis en ciencia nuclear, no es trivial, el encontrar observables relacionadas con el modo de decaimiento deducidos a partir de fragmentos detectados, es a priori, un camino no directo. De alguna manera el mecanismo y las observables están ligados y la concepción del mecanismo suele darse primero que la observable, aunque esto no es necesariamente cierto; por ello los resultados de un análisis de esas observables darán interpretaciones concernientes primeramente a ese modelo. Si se encuentran consistencias de un modelo con diferentes experimentos y condiciones de observación, entonces la abstracción representada por el modelo tendrá mayor validez, es decir, representará correctamente la realidad física. Es este camino de investigación, el que se ha ido siguiendo rutinariamente. Las ideas sobre modelos y la capacidad de encontrar y medir observables experimentales es lo que ha llevado a avances en el terreno de los mecanismos de reacción entre iones pesados, y de manera muy importante cuando se notan tendencias unificadoras en la interpretación de resultados y modelos.

En las reacciones con iones pesados a energías intermedias se distinguen esencialmente dos modos de rompimiento de núcleos excitados: el

decaimiento en secuencia y la multifragmentación. En el rompimiento en secuencia, un núcleo excitado se rompe en dos fragmentos que pueden o no ser pesados y pueden quedar a su vez en un estado excitado, estos fragmentos de manera independiente (excepto por constricciones impuestas por leyes de conservación), pueden sufrir nuevas fisiones. El tiempo entre una y otra de estas fisiones es suficientemente largo para que cada uno de los fragmentos fisionantes estén lo suficientemente alejados de manera que no hay entre ellos. En la multifragmentación, uno supone que todos los fragmentos finales (tres ó más), producidos en la descomposición de un núcleo excitado, se originaron en él de manera simultánea, como en una explosión. En este proceso, los fragmentos interactúan después del rompimiento predominantemente a través de repulsión coulombiana mutua. En el caso en que esta multifragmentación ocurra cuando el proyectil está todavía en la vecindad del blanco y los fragmentos sufran la interacción adicional con éste, se dice que la fragmentación es repentina (*prompt*). El rompimiento en secuencia y la multifragmentación representan dos modos de decaimiento en que la escala de tiempo entre emisiones es extrema.

El problema de observar estos extremos está muy lejos de ser trivial; durante años se ha venido investigando la naturaleza del rompimiento usando para ello diversos dispositivos experimentales y observables; además de simulaciones basadas en diversos modelos^{39,40,41}. Técnicas comúnmente usadas, son las correlaciones entre fragmentos^{42,43} y métodos de interferencia de protones^{44,45}. En nuestro caso nos hemos basado en observables relacionadas directamente con la posición de los fragmentos en el espacio.

En los extremos representados por los modos de decaimiento en secuencia y por multifragmentación, uno espera que aún cuando inicialmente se tenga una misma energía y la especie de los fragmentos finales idéntica, el decaimiento por uno y otro modo producirá partículas emitidas con velocidades diferentes. En el caso de la multifragmentación, dada la repulsión mutua, uno espera la supresión de eventos con velocidades relativas pequeñas. Por otra parte, si el rompimiento es secuencial, la independencia entre generaciones de rompimientos, da libertad para que no haya tal supresión de velocidades relativas pequeñas.

Similarmente, cuando uno considera los ángulos relativos entre partículas alfa emitidas respecto al centro de masa del proyectil, uno espera que si el mecanismo de rompimiento responsable es la multifragmentación, entonces habrá cierta supresión de ángulos pequeños pues los fragmentos se alejan del centro del proyectil impulsados por fuerzas predominantemente radiales.

Por otra parte, cuando se trata de rompimiento en secuencia, la reconstrucción de los ángulos relativos en el centro de masa debe llevarnos a que puede haber ángulos relativos muy grandes y también muy pequeños pues cada fisión es independiente, ver figura III.2.1.

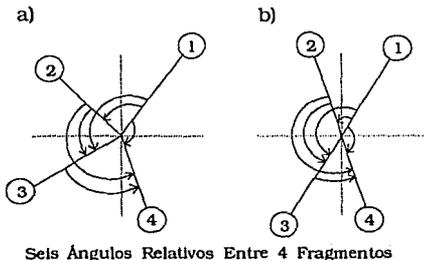


Figura III.2.1

En este esquema también nos podemos preguntar sobre el efecto que tendría el blanco en la multifragmentación, es decir, si el rompimiento fuera repentino. Dado que la influencia del blanco sería esencialmente la misma para todos los fragmentos, la distribución de ángulos relativos en el centro de masa no es de esperarse que sea sensible a la presencia del blanco.

Otras observables macroscópicas basadas en la situación de los fragmentos en el centro de masa del proyectil son las coordenadas *esfericidad* y *coplanaridad*. Estas coordenadas describen el sistema que se fragmenta tomándolo como un todo. La idea es esencialmente encontrar la forma de los vectores de momento de un evento en el espacio, es decir, tomar en el centro de masa del sistema que se fragmenta los momentos y encontrar la forma en ese espacio que estos producen: por ejemplo, si todos los vectores se encuentran prácticamente dentro de un plano, entonces en el centro de masa del sistema, esos vectores formarían una figura discoide. Si los vectores se encuentran más o menos guardando simetría, entonces la forma parecerá una esfera; similarmente si los vectores están alrededor de una línea, entonces la forma semejará una varilla. Uno puede esperar que la

multifragmentación genere formas más simétricas que el decaimineto en secuencia.

Las coordenadas esfericidad y coplanaridad parametrizan la forma de los vectores de momento en el espacio del centro de masa del sistema. La manera de hacer esto es como sigue: con los vectores de momento de todas las partículas emitidas, uno puede construir el tensor de flujo cinético y encontrar los vectores propios de él. Esos vectores propios definen un elipsoide en el espacio de momentos cuya forma se puede expresar en términos de dos parámetros, la esfericidad y la coplanaridad^{46,47}. El espacio de estos parámetros está confinado dentro de tres líneas que conectan los puntos (0,0), $(\frac{3}{4}, \sqrt{\frac{3}{4}})$ y (1,0), que corresponden a un elipsoide con formas de varilla, disco y esfera respectivamente. Una representación en el espacio de los momentos de los vectores correspondientes a eventos seleccionados de datos experimentales se presenta en la figura IV.2.4.

III.3 Modelos

Existen diversos modelos que han sido empleados para investigar los diferentes aspectos de las reacciones nucleares con iones pesados. La mayoría de ellos están basados en un principio estadístico, es decir, la consideración del núcleo como un sistema complejo de muchos cuerpos, los nucleones, que constituyen un sistema con propiedades estadísticas definidas según el modelo⁴⁸. El sistema puede cambiar (ó evolucionar) a diferentes estados de un espacio fase accesible al sistema bajo diferentes constricciones, probabilidades y condiciones que definen a ese modelo particular.

En número muchísimo menor, existen algunos modelos dinámicos que describen las reacciones nucleares; desde luego al tratarse de un problema de muchos cuerpos, una descripción dinámica es extraordinariamente compleja y por lo tanto los modelos exhiben simplificaciones más o menos profundas. En estos modelos se suele estudiar la evolución en el tiempo de un nucleón considerado como partícula única en un campo medio, junto con algún término de colisión^{49,50}, en otros modelos se toman cúmulos de nucleones que constituyen los núcleos y que interactúan como moléculas con una dinámica cuántica⁵¹.

Dada la complejidad de los sistemas nucleares, los intentos prácticos para describir las reacciones con iones pesados tanto los que usan métodos estadísticos, como los dinámicos, presentan limitaciones y aproximaciones, por lo que los diferentes modelos tienen ventajas y desventajas.

Por la naturaleza de la descripción estadística, los métodos basados en ella, sólo pueden dar predicciones cuando a partir de un estado inicial, se obtiene un estado final en el que se omite por completo el mecanismo dinámico de la reacción que dio lugar a ese estado final; ciertamente algunos de esos modelos tienen refinaciones que los hace herramientas útiles para identificar la formación de núcleos compuestos y su decaimiento, determinar momento angular, etc. Una característica de estos modelos es el número de parámetros libres con que cuentan, los cuales las mas de las veces son ajustados de manera que el modelo reproduzca en detalle algún aspecto específico observado en los datos experimentales.

Los cálculos dinámicos de partícula única en un campo medio, dan una valiosa información en la dinámica de las interacciones y permiten la evaluación de algunas cantidades concernientes a partículas aisladas, así como de algunas cantidades colectivas integradas en ángulo. En tales modelos, se encuentra una evidencia clara de la sobrevivencia de núcleos en fenómenos inelásticos profundos dentro del dominio de la energía de Fermi⁵²; sin embargo, la formación de fragmentos bien definidos en los canales de salida son aspectos que no pueden cubrirse en tales modelos. Por otra parte, los modelos basados en la consideración de cúmulos moleculares de materia nuclear, tienen un problema severo de inicialización; configuraciones específicas en los canales de salida, requieren de un muestreo muy detallado del espacio fase inicial.

En este estudio de los mecanismos de reacción responsables del decaimiento de núcleos excitados de ^{16}O y ^{20}Ne en núcleos de He, hacemos uso de dos modelos basados en diferentes suposiciones y que emplean física diferente. Hacemos un análisis separado usando ambos modelos para el mismo conjunto de datos experimentales. Nuestra meta en el presente estudio es tratar de distinguir entre rompimiento secuencial y multifragmentación de los núcleos mencionados. Uno de los modelos cae dentro del conjunto de modelos llamados genéricamente modelos estadísticos

(modelo de López y Randrup); el otro modelo considerado, es un modelo dinámico clásico (modelo de K. Möhring). Una breve exposición de los principios de estos dos modelos sigue a continuación.

III.3.1 Modelo de López y Randrup²¹

López y Randrup tuvieron como propósito crear un modelo que pudiera ayudar a dilucidar la dinámica implícita en reacciones de iones pesados a energías intermedias. La complejidad inherente en estas reacciones, hace que la interpretación de multifragmentación en datos experimentales sea confusa, por ello estos autores se centraron en un modelo que hiciera posible examinar las diferencias cinemáticas entre los modos extremos de decaimiento de núcleos excitados, *la fisión binaria secuencial* y *la multifragmentación verdadera*, es decir el rompimiento simultáneo en múltiples fragmentos. Este modelo contiene de hecho una descripción del rompimiento correspondiente a esos dos extremos. A continuación se describen brevemente.

III.3.1.1 Fisión Binaria Secuencial. Se considera el rompimiento de una fuente nuclear idealizada formada en una colisión nuclear a energía intermedia. En su centro de masa, esa fuente está caracterizada por su número bariónico A , su número de carga Z , y la energía E , medida con respecto a la energía en reposo de los A nucleones individuales que la constituyen. La fuente es considerada como un núcleo compuesto que se rompe por decaimiento secuencial binario. A cada división en dos fragmentos, se le denomina en este modelo, proceso de "fisión" aunque los canales de salida considerados van desde fisión simétrica hasta la evaporación de nucleones. En general, la división binaria produce dos nuevos núcleos compuestos los cuales pueden sufrir decaimientos binarios adicionales, esto con tal de que sus energías de excitación sean suficientemente altas. Esta cadena de procesos de fisión dan como resultado un estado final con múltiples fragmentos consistentes posiblemente de nucleones individuales, así como de fragmentos nucleares complejos en estado ligado.

En este modelo, la probabilidad de decaimiento binario está gobernada

por la anchura (razón) de decaimiento

$$d\Gamma = \frac{\rho_{12}(A_0, Z_0, E_0, E_0^* - K_0^{12} - B_0^{12})}{\rho(A_0, Z_0, E_0)} dK \quad \text{III.3.1}$$

en donde K es la energía cinética relativa de los fragmentos en movimiento. Se denota por $\rho_{12}(E_0^{12})$ a la densidad de niveles del "sistema activado" en el punto silla de la asimetría de masa considerada. Dada una energía de excitación inicial E_0^* , la energía de excitación del complejo en el punto silla de la fisión, está dada por

$$E_0^{12} = E_0^* - K_0^{12} - B_0^{12} \quad \text{III.3.2}$$

en donde B_0^{12} es la altura de la barrera y K_0^{12} la energía cinética del movimiento relativo de los dos (pre) fragmentos en el punto silla. Un decaimiento dado sólo es permitido si el valor de K_0^{12} es positivo. En la parametrización de la barrera se considera además de la energía coulombiana y masa de los fragmentos, términos por energía de volumen y energía superficial según un desarrollo de Swiatecki^{53,54}.

En la estimación del valor de la densidad de niveles del "complejo activado", se supone que la configuración en el punto silla es dinuclear. Es decir,

$$\rho_{12}(A_0, Z_0, E_0^{12}) \approx \int dE_1' \int dE_2' \delta(E_1' + E_2' - E_0^{12}) \rho_1(A_1, Z_1, E_1') \rho_2(A_2, Z_2, E_2') \quad \text{III.3.3}$$

Con la integral en III.3.3 evaluada, se tiene las anchuras de decaimiento,

$$d\Gamma \approx k \frac{\sqrt{a_1 a_2}}{a_1 + a_2} \sqrt{4\pi\tau_{12} E_0^{12}} \sqrt{\frac{A_0}{A_1 A_2}} e^{2\sqrt{a_1 E_1'} + 2\sqrt{a_2 E_2'} + 2\sqrt{a_0 E_0^*}} dK \quad \text{III.3.4}$$

En la expresión III.3.4, a_i son parámetros de densidad (véase ref. 55),

mientras que τ_{12} es la temperatura intrínseca en la configuración de la transición y E_i^* son las energías de excitación para los fragmentos de la división²¹.

En base a la expresión III.3.4, se hace una selección aleatoria del canal de decaimiento. La magnitud de los momentos asintóticos de los fragmentos se sigue de la conservación de energía, mientras que la dirección

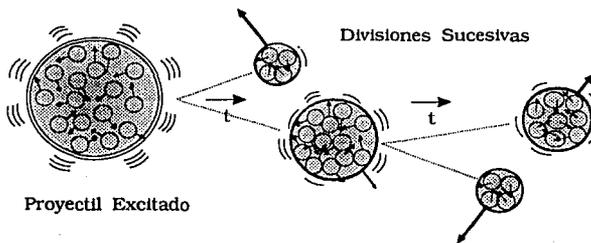


Figura III.3.1

del movimiento se toma aleatoriamente en todo el espacio del centro de masa del núcleo excitado que decae. El procedimiento entonces se repite iterativamente para cada uno de los fragmentos hijos en cada división hasta llegar a los fragmentos finales estables. De esta manera, al final se ha generado un conjunto de eventos multifragmentarios vía una desintegración secuencial (véase la figura III.3.1).

III.3.1.2 Multifragmentación. En contraste al mecanismo descrito arriba, la segunda parte del modelo genera lo que los autores refieren como multifragmentación verdadera. Estos centraron su atención en la comparación entre esta multi-

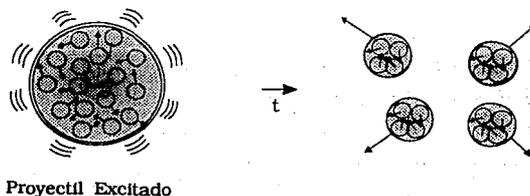


Figura III.3.2

fragmentación y el mecanismo descrito arriba. Para ello, idearon un esquema

de generación de eventos via multifragmentación, con contraparte directa de eventos generados por el mecanismo de decaimiento en secuencia; es decir, para cada evento generado por rompimiento en secuencia, se genera un pareja via multifragmentación. La pareja de eventos secuencial-multifragmentación consiste exactamente de los mismos fragmentos y tiene exactamente la misma energía total, pero las velocidades de los fragmentos individuales no son iguales por la diferencia de mecanismo. De esta manera las diferencias cinemáticas inherentes de cada mecanismo pueden descubrirse más claramente.

Para un evento dado, generado por fisión secuencial, su pareja de multifragmentación se genera posicionando aleatoriamente a todos los fragmentos finales del evento secuencial, dentro de un volumen esférico sin que haya traslape entre ellos y entonces se deja evolucionar ese sistema en que los fragmentos siguen trayectorias influenciadas por la fuerza coulombiana de repulsión mutua entre ellos (figura III.3.2). La configuración inicial se construye como sigue: el volumen inicial de la esfera en donde se posiciona a los fragmentos es dos veces el correspondiente al núcleo compuesto original A_0Z_0 . Para la configuración inicial resultante, se obtiene la energía potencial asociada a la repulsión mutua entre fragmentos V , entonces si dicha energía excede a la energía cinética total del evento K_* , entonces el volumen inicial que los fragmentos ocupan se expande uniformemente hasta que $V=K_*$. Después de que los fragmentos se han posicionado, se distribuye el exceso de energía,

$$K = K_* - V \quad \text{III.3.5}$$

entre los grados de libertad traslacionales de los fragmentos. Esto se hace tomando primeramente un momento preliminar para cada fragmento, a partir de una distribución de momentos de Maxwell en la que la temperatura del sistema considerado, está dada por,

$$\tau = \frac{K}{\frac{3}{2}(N-1)kT} \quad \text{III.3.6}$$

Posteriormente se hace un rearrreglo de magnitudes tal que el momento

total sea cero. Finalmente se hace una renormalización del momento de los fragmentos por un factor común para conseguir que la energía cinética de este evento sea la misma que la energía disponible K .

III.3.2 Modelo Dinámico Clásico de K. Möhring.

Motivados por la falta de un modelo dinámico operacional para describir teóricamente los procesos de colisión entre iones pesados, K. Möhring y sus colaboradores^{22,23} desarrollaron un modelo dinámico clásico muy simple y con alcances relativamente modestos. Este modelo es estrictamente clásico y considera explícitamente, sólo un número relativamente pequeño de grados de libertad. Las consideraciones básicas que llevaron a la creación de este modelo son las siguientes:

- i) Se sabe, de reacciones a baja energía, que la fricción es un concepto útil para dar cuenta de manera simple de la excitación media de los núcleos interactuantes en una colisión.
- ii) Se sabe de colisiones de proyectiles ligeros en blancos pesados, que la mayoría de los fragmentos emergentes en el hemisferio delantero son más ligeros que el proyectil y que la distribución de velocidades de estos fragmentos es una curva que se extiende suavemente hasta el valor de la velocidad del proyectil. Parece de esto, que el proyectil es la fuente dominante de las partículas salientes hacia adelante.
- iii) Se ha observado que los núcleos de ^{20}Ne y ^{16}O exhiben estructura de partículas α de una manera marcada. En experimentos, se encuentra que la abundancia de canales que incluyen núcleos alfa son favorecidos en comparación con los formados por partículas primarias. De aquí, se idea un modelo en que las entidades básicas de los núcleos son partículas alfa. Esto reduce el número de grados de libertad a una cantidad manejable desde un punto de vista computacional; desde luego que esta opción se enfoca necesariamente en la fragmentación en partículas α y cúmulos de ellas; dada la gran estabilidad de las α , la consideración de éstas como entidades básicas es que tienen una excitación interna despreciable.

En una colisión nuclear el modelo considera $(N_\alpha + 1)$ cuerpos en donde N_α es el número de partículas alfa en el proyectil. En el esquema de este modelo, el blanco no tiene estructura interna. Las N_α interactúan entre sí y

además interactúan con el blanco vía fuerzas conservativas y de fricción. Esa fricción, la que da cuenta de la excitación del blanco durante la colisión. Las partículas α contenidas en el proyectil pueden fusionarse con el blanco, interactuar con éste y aparecer como partículas α libres ó pueden ser emitidas como parte de un conglomerado o cúmulo de partículas α tales como ^{12}C ó ^8Be .

La colisión de un proyectil constituido por N_α partículas α con un cierto blanco se simula de la manera siguiente: el valor del parámetro de impacto inicial junto con el punto del espacio fase de las partículas α del proyectil, se escogen de manera aleatoria por un método de Monte Carlo microcanónico, entonces las ecuaciones de movimiento de los $N_\alpha+1$ cuerpos se resuelven. En la evolución del sistema, alguna de las α del proyectil puede quedar atrapada por el blanco, entonces se considera a ese complejo de dos cuerpos como fusionado, se reemplaza al blanco junto con la partícula α atrapada por un nuevo núcleo pesado en el centro de masa igual a la de los dos cuerpos, y entonces se continúa la dinámica del proceso de colisión con este nuevo núcleo y las partículas α restantes del proyectil.

Este modelo se basa en el Lagrangiano y la función disipativa de Rayleigh, como:

$$L = \frac{\mathbf{P}^2}{2M} + \sum_i \left(\frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} - V_i(r_{iR}) \right) - \sum_{i < j} V_{ij}(r_{ij}) \quad \text{III.3.7}$$

$$R = \frac{1}{2} \sum_i f(\dot{r}_{iR}) \left(C_{rad} \dot{r}_{iR} + C_{un} \frac{(\dot{r}_{iR} \times \mathbf{r}_{iR})^2}{r_{iR}^2} \right) \quad \text{III.3.8}$$

Las sumatorias se extienden sobre todas las partículas α en el cúmulo proyectil. \mathbf{P} , M , \mathbf{p}_i y m son los momentos y las masas para el blanco y las i -ésimas partículas α respectivamente. r_{iR} es la distancia entre la i -ésima α y el blanco, r_{ij} es la distancia entre las partículas α i -ésima y j -ésima. V_i y V_{ij} son las energías potenciales correspondientes.

El potencial de interacción V_i entre una partícula α y el blanco contiene además del término conservativo de Coulomb, un potencial nuclear de

partícula única con acoplamiento espín-orbita y un término imaginario⁵⁶.

La función disipativa contiene fricción radial y tangencial en el movimiento relativo entre cualquier partícula α y el blanco, el peso relativo de esos términos de fricción está dado por los parámetros C_{rad} y C_{tan} respectivamente. Esta fricción está modulada radialmente por el factor de forma $f(r)$ ⁵⁷. Por mucho, el peso del término radial es mayor que el tangencial y los valores de los parámetros C_{rad} y C_{tan} es 4.0 y 0.01 MeV, respectivamente. Este término es esencial para introducir orbitación en la interacción entre las partículas α y el blanco, o en otras palabras, produce la dispersión de partículas α a ángulos negativos grandes en dispersión inelástica profunda.

El potencial de interacción entre partículas α está dado por,

$$V_{ij}(r) = \frac{4e^2}{r} + a_1 e^{-\frac{(r-a_2)^2}{a_3^2}} + a_4 e^{-\frac{(r-a_5)^2}{a_6^2}} \quad \text{III.3.9}$$

La parte nuclear de este potencial consiste de dos gaussianas cuyos parámetros que definen sus centroides y formas, tienen los valores siguientes:

$$\begin{array}{lll} \alpha_1 = -5.673 \text{ MeV} & \alpha_2 = 3.781 \text{ fm} & \alpha_3 = 1.230 \text{ fm} \\ \alpha_4 = 1.600 \text{ MeV} & \alpha_5 = 4.351 \text{ fm} & \alpha_6 = 0.896 \text{ fm} \end{array}$$

La figura III.3.3 muestra un diagrama del potencial III.3.9. El mínimo del potencial, tiene 3.164 MeV de profundidad a una distancia entre partículas α de $r_{min} = 3.616$ fm.

Este potencial clásico, es claramente una aproximación con múltiples compromisos; se puede citar, por ejemplo, dos aspectos derivados de ese potencial: a) se puede tener cúmulos de dos partículas α con una energía de ligadura negativa, en otras palabras, ^8Be ligado, lo que es una deficiencia inevitable de cualquier modelo clásico del potencial α - α , y b) la distribución angular elástica α - α que predice, falla considerablemente para ángulos grandes. En un análisis cuántico, se obtiene que la sección diferencial resultante para ángulos grandes está dominada por contribuciones de ondas parciales muy bajas, es decir, muy bien definidas,

esto da un argumento para introducir una simulación de la incertidumbre correspondiente en r mediante la adición al potencial α - α de un término tipo aleatorio para distancias pequeñas entre partículas α , es decir $r < r_{ran}$. Operacionalmente, cuando dos partículas α se acercan a menos de $r_{ran} = r_{min}$, entonces se escoge una nueva dirección para el momento relativo (conservando energía desde luego). Este artificio contribuye a una dispersión elástica isotrópica. En la figura III.3.3 se muestra las regiones en donde actúa el potencial α - α de la ecuación III.3.9 y en donde se toma la dirección aleatoria adicionalmente.

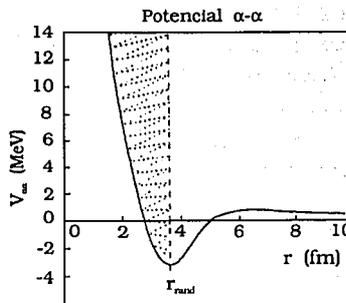


Figura III.3.3

III.4 Cálculo de eventos.

III.4.1 Modelo de López y Randrup.

Este modelo fué creado originalmente para sistemas relativamente muy pesados ($A > 100$), y con el objetivo primario de estudiar la multiplicidad de partículas a energías de excitación específicas. Para la simulación de nuestro experimento, se procedió tal como se ha descrito en la sección III.3.1 excepto por dos cambios muy importantes.

- i. La caracterización de B_0^{12} en la ecuación III.3.2, fué cambiada; dado que los núcleos considerados aquí son mucho más ligeros, se tomó como barrera la diferencia entre la energía de los dos núcleos esféricos hijos en contacto y la energía en reposo del núcleo compuesto (figura III.4.1). Los valores usados para las masas de los núcleos considerados son los valores experimentales.
- ii. La energía de excitación del núcleo compuesto que decae, fué también

tomada del experimento, es decir, en el cálculo de cada evento, se tomó un valor de energía de excitación tomado del espectro de energía de excitación del proyectil (figura II.5.2); la selección del valor dentro del espectro fué de manera aleatoria respondiendo a la probabilidad relativa de cada valor de energía de excitación. El espectro de energía de excitación de los eventos generados es el mismo que el correspondiente al experimento.

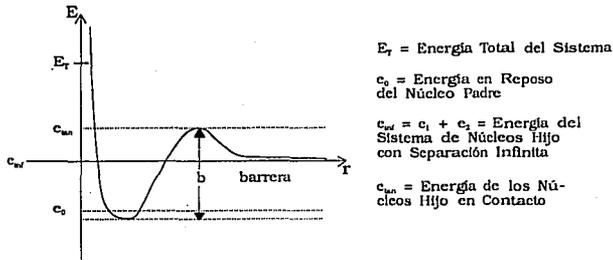


Figura III.4.1

Tanto en la simulación del rompimiento de ^{16}O en cuatro partículas α así como en ^{20}Ne decayendo en cinco partículas α , se generaron 5,000 eventos. Para evitar el uso ocioso del tiempo de la máquina computadora, se preseleccionaron los canales deseados.

Tanto en la simulación del rompimiento de ^{16}O en cuatro partículas α así como en ^{20}Ne decayendo en cinco partículas α , se generaron 5,000 eventos. Para evitar el uso ocioso del tiempo de la máquina computadora, se preseleccionaron los canales deseados.

III.4.2 Modelo de Möhring.

A diferencia del cálculo con el modelo anterior, los eventos fueron generados siguiendo sin cambios el modelo según se ha expuesto en la sección III.3.2. Como se explicó en esa sección, el parámetro de impacto, que es una variable incontrolable experimentalmente, se tiene que seleccionar en este modelo como condición inicial. En el caso de las simulaciones se seleccionó aleatoriamente el valor de b , para valores comprendidos entre 5 fm y 11 fm.

El número de eventos generados para el rompimiento del ^{16}O fué aproximadamente 200,000 mientras que en el caso de ^{20}Ne fué 100,000 aproximadamente. Los eventos generados están distribuidos en todos los canales posibles dentro del esquema del modelo.

III.5 Filtraje

Para poder comparar las predicciones de los modelos con su contraparte experimental, es necesario hacer un "filtraje" de los mismos, es decir, tratar de igualar las condiciones de observación de esos eventos con la observación experimental. Así como en el experimento real, se han detectado los fragmentos con un equipo de detección con limitaciones definidas, hemos de considerar la observación de eventos ficticios que pudiesen haber sido detectados con el mismo dispositivo experimental.

Las limitaciones más notables del arreglo detector son esencialmente tres. El ángulo sólido que cubre, la granularidad del arreglo y el umbral en energía de los elementos detectores. Cada uno de esos factores debe ser tomado en cuenta en el "filtraje" numérico de los eventos calculados por ambos modelos. De lo expuesto en la sección anterior, es claro que el filtraje de los eventos calculados por uno y otro modelo difieren ligeramente, como se expone brevemente a continuación.

III.5.1 Filtraje para el cálculo por el modelo de López y Randrup.

Como se ha mencionado en la sección anterior, el modelo de López y Randrup fué diseñado para hacer evidentes las diferencias cinemáticas entre los decaimientos extremos secuencial y multifragmentación. Por esta razón, no hay cálculo alguno de las velocidades u otro parámetro en el sistema de laboratorio, es decir, el resultado neto del cálculo consiste en la energía de excitación, la especie de los fragmentos y los vectores de momento en el centro de masa para cada evento.

No obstante, las comparaciones entre experimento y cálculo se hacen sobre parámetros en el centro de masa (véase sección III.2) y las limitaciones del dispositivo, no sólo limitan el número de eventos que se detectan, sino que provoca una selección particular de eventos que ocupan el espacio fase comprendido por el arreglo detector.

En el filtraje de estos eventos, es necesario primero transformar los vectores del evento al sistema de laboratorio. Dado que el modelo considera únicamente núcleos excitados que decaen en forma aislada, sin liga alguna con el núcleo dispersor, la transformación se hace escogiendo el ángulo del

centro de masa en el sistema de laboratorio del evento ficticio, siguiendo una distribución aproximada a la experimental. Una vez que se tiene los momentos en el sistema de laboratorio y los ángulos de las trayectorias para cada fragmento, se verifica que dada la energía del fragmento y dirección, éste sea posible de detectar por el arreglo detector experimental, y en particular se registra en cual elemento del arreglo se ha registrado cada fragmento; como se ha dicho en el capítulo II, el umbral de detección para los detectores usados es de alrededor de 38 MeV para una partícula α , si el fragmento cae dentro de la zona cubierta por el sistema, pero su energía es menor al umbral de detección, entonces se considera al evento indetectable dada la condición experimental de coincidencia. Una vez que en un evento, se ha verificado que todos los fragmentos son en principio detectables, se revisa por último que todos los fragmentos hayan sido "detectados" en elementos diferentes del arreglo. Si un elemento recibió más de un fragmento, entonces el evento se considera indetectable.

Dada la granularidad del arreglo detector, la posición de impacto de una partícula en un elemento detector está, hasta cierto punto, indeterminada; en la parte principal del arreglo (formada por pirámides truncadas), cuando un partícula pega en una de las pirámides truncadas, no hay manera de conocer en que sitio del detector se recibió el impacto. Para simular este problema, se toma aleatoriamente un punto en el detector como aquel en que pegó la partícula y entonces se reconstruye el vector de momento en el sistema de laboratorio, entonces se recalcula el centro de masa y de ahí se calculan los vectores correspondientes para cada evento en el centro de masa del sistema del proyectil.

III.5.2 Filtraje para el cálculo por el modelo de Möhring.

A diferencia del modelo anterior, éste genera los vectores para cada fragmento en el centro de masa del sistema formado por el proyectil y el blanco. De aquí que el ángulo polar para cada fragmento en el sistema de laboratorio está definido por el mismo modelo. El filtraje en este caso, consistió simplemente en transformar los vectores al sistema del laboratorio, seleccionando aleatoriamente el ángulo azimutal del centro de masa del evento para después encontrar cuales fragmentos hipotéticamente serían detectables. Ese procedimiento es análogo a lo descrito arriba.

IV. Resultados

IV.1 Distribución de ángulos relativos

La primera correlación cinemática que se examina aquí, es la distribución de ángulos entre las partículas α , en el centro de masa del proyectil. La motivación para examinar esta distribución se ha discutido en la sección III.2.

Dada la simetría en masa de los canales examinados, no hay significación especial de algún ó algunos de los fragmentos en particular, por lo que se ha considerado todos los ángulos relativos entre cada par de partículas α en un evento.

IV.1.1 Rompimiento $^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha + \alpha$

Para cada evento se tienen seis ángulos relativos entre las cuatro partículas α . La simetría de masa, permite combinar los seis ángulos relativos en una sola distribución, es decir, cada evento contribuye con 6 cuentas a la gráfica que aparece en la figura IV.1.1, en donde un total de 2,000 eventos experimentales se han tomado para construir la distribución representada por los puntos con barra de error. Evidentemente ésta no es simétrica, una gran cantidad de ángulos relativos entre partículas α tienen valores grandes. La figura IV.1.1 presenta también la distribución de ángulos relativos entre partículas α en los eventos ficticios generados empleando el modelo de López y Randrup. La curva continua corresponde a los eventos

que se rompen de manera secuencial, mientras que la curva de trazos corresponde exactamente a los mismos eventos pero generados en un rompimiento simultáneo, es decir, vía un proceso de multifragmentación. Esta última es mucho más simétrica que la correspondiente al rompimiento secuencial, como es de esperarse dado el mecanismo

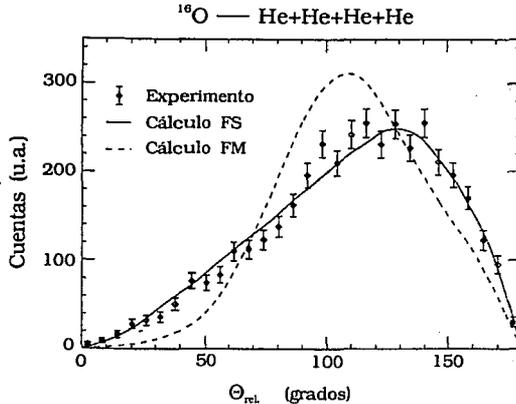


Figura IV.1.1

propuesto por el modelo. En esta figura, las dos curvas calculadas (modelo), están normalizadas por la razón de eventos calculados (después del filtraje), al número de eventos experimentales. Los eventos ficticios tomados para construir la gráfica, fueron filtrados como se discutió en la sección III.5: el efecto del filtrado en la forma de la distribución es mínimo y se discutirá en la sección V.4.

Claramente se tiene que, la distribución experimental y la que corresponde al rompimiento en secuencia son marcadamente similares, de esta única comparación uno podría afirmar que en el rompimiento del ^{16}O en cuatro partículas α no se sigue un proceso de multifragmentación aislada.

En la figura IV.1.2b se presenta la misma distribución experimental de ángulos relativos entre partículas α resultantes del rompimiento de ^{16}O , en una comparación con la distribución obtenida para eventos ficticios generados a partir del modelo de K. Möhring, representada por el histograma. Para referencia, se ha incluido en la misma figura la distribución de ángulos relativos entre partículas α resultantes en la multifragmentación según López y Randrup (curva continua). Como en la

figura IV.1.1, los eventos ficticios considerados son los que han pasado el "filtraje" numérico que simula las condiciones físicas del arreglo detector.

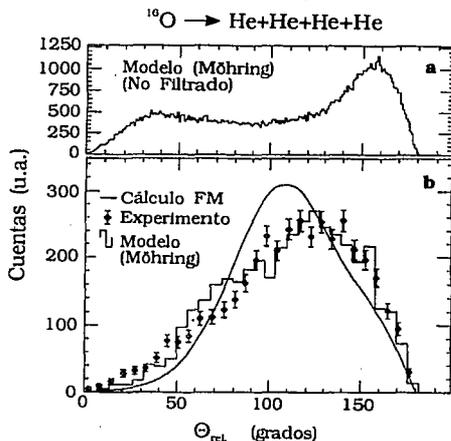


Figura IV.1.2

de la distribución y la teoría filtrada concuerda muy bien con el experimento, de manera similar a la comparación representada en la figura IV.1.1.

IV.1.2 Rompimiento $^{20}\text{Ne} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha + \alpha$

El otro sistema del que nos hemos ocupado es el del ^{20}Ne decayendo en cinco partículas α . Este sistema es mucho más rico que el anterior; efectos que no aparecen en el sistema $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ ó correlaciones debido a más cuerpos son posibilidades que pueden aparecer en sistemas más ricos; para saberlo hay que realizar diversos experimentos y analizar los de manera sistemática. Con ese espíritu, examinamos aquí la distribución de los ángulos relativos entre cada par de partículas α del canal $^{20}\text{Ne} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha + \alpha$.

Como en el caso anterior, dada la simetría de masas del sistema, hemos

Así mismo, la normalización de los eventos calculados con el modelo de Möhring se hizo según la razón de éstos al número de eventos experimentales. La figura IV.1.2a muestra la distribución de todos los eventos (conteniendo cuatro fragmentos alfa), calculados con el modelo, es decir, sin filtrar por las condiciones experimentales. Aquí resaltan dos hechos muy claramente: el filtro experimental tiene un efecto muy profundo en la forma

reunido a los 10 ángulos relativos entre cada par de partículas α de un evento, en una sola distribución. En la figura IV.1.3 se tiene la distribución experimental de ángulos relativos entre cada par de partículas α , la distribución está señalada por los puntos sólidos con las barras de error. Como en el caso anterior (canal $^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha + \alpha$), la distribución mues-

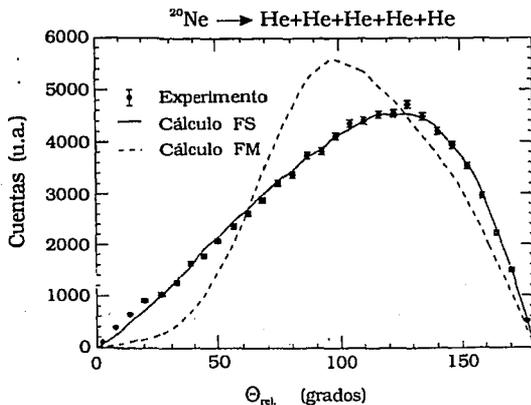


Figura IV.1.3

tra una marcada asimetría hacia ángulos grandes. En la misma figura IV.1.3, se tienen las distribuciones obtenidas empleando el modelo de López y Randrup, la línea continua corresponde a la distribución de ángulos relativos para eventos que se rompen secuencialmente, mientras que la curva de trazos corresponde exactamente a los mismos eventos que producen la curva continua pero que han llegado a un estado de cinco partículas α disociadas mediante una fragmentación aislada. Nuevamente, se tiene que la curva correspondiente a eventos que decaen por multifragmentación es mucho más simétrica y asimismo que la concordancia entre las distribuciones experimentales y de eventos secuenciales es extremadamente buena.

Siguiendo el patrón de la subsección IV.1.1, presentamos en la figura IV.1.4b la misma distribución experimental de los ángulos relativos entre cada par de partículas α en el canal $^{20}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$. Esta distribución está señalada por los puntos sólidos con la barra de error. En la misma figura se tiene la distribución correspondiente, obtenida con los eventos generados según el modelo de Klaus Möhring, después de filtrados. Dicha distribución aparece indicada por el histograma, nuevamente como referencia, se tiene con línea continua, la distribución obtenida del cálculo de multifragmentación de acuerdo a López y Randrup. La normalización de las distribuciones

pertenecientes a eventos calculados en la figura IV.1.4b se hizo tomando la razón de dichos eventos al número de eventos experimentales. El efecto del "filtraje" en los eventos generados con el modelo de K. Möhring, es dramático, esto se puede ver de la comparación de la forma de las distribuciones de los ángulos relativos de eventos de K. Möhring antes y después de filtrarse, véase los histo-gramas en IV.1.4a y IV.1.4b. En la

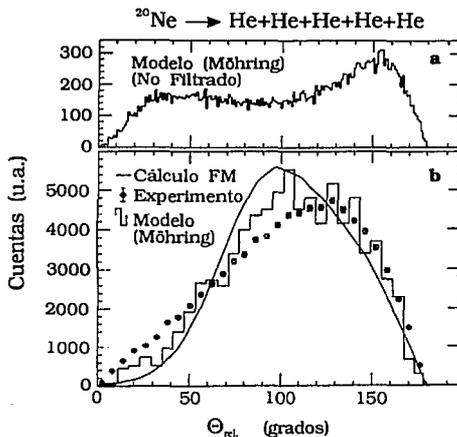


Figura IV.1.4

sección V.4 se discutirá esto más extensamente. Como en el canal $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, la comparación entre experimento y cálculo de K. Möhring concuerda muy bien.

IV.2 Esfericidad y Coplanaridad

La segunda correlación que examinamos es la distribución de la esfericidad y coplanaridad (véase la sección III.2), para eventos experimentales así como para eventos ficticios generados de acuerdo a los modelos expuestos en la sección III.3. A diferencia de la correlación examinada en la sección anterior, la esfericidad y coplanaridad son parámetros que describen de alguna manera el carácter general del sistema rompiendo como un todo. Dada la simetría en masa de los sistemas que examinamos aquí, no es necesario hacer una selección particular de ejes en la obtención de los parámetros de esfericidad y coplanaridad.

IV.2.1 Rompimiento $^{16}\text{O} \rightarrow \alpha+\alpha+\alpha+\alpha$

En la figura IV.2.1 se tiene tres distribuciones de puntos en el sistema

esfericidad-coplanaridad. En a) se muestra la distribución correspondiente a los datos experimentales, mientras que en las figuras b) y c) se tiene a las distribuciones obtenidas de los cálculos de eventos siguiendo el modelo de López y Randrup para la desintegración en secuencia y vía multifragmentación, respectivamente. Las distribuciones aparecen delimitadas dentro de un triángulo que une los puntos extremos que pueden alcanzar los valores de las coordenadas esfericidad y coplanaridad; la posición de cada punto nos da una idea de la distribución espacial de los vectores de momento en el centro de masa del sistema. Evidentemente no es posible comparar las distribuciones por sí solas punto a punto; sin embargo, se observa que la esfericidad y coplanaridad de los eventos tienen una tendencia a poblar con mayor

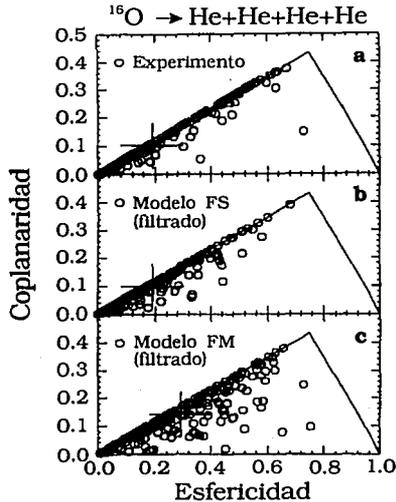


Figura IV.2.1

probabilidad ciertos valores de estas coordenadas. Esta tendencia puede verse en el valor del centroide de esas distribuciones: la cruz en cada una de las distribuciones señala a dicho centroide y los valores aparecen en la Tabla IV.2.1. Puede observarse que los patrones de distribución de puntos en a) y c) son muy diferentes, mientras que esto no es así entre a) y b). Se observa que la multifragmentación tiende a producir una distribución más uniforme mientras que una comparación de las concentraciones en la esquina izquierda de cada dibujo revela una componente muy fuerte de eventos con vectores que guardan orientaciones en forma de varilla tanto en la distribución secuencial como en el experimento. Los valores de los centroides en la Tabla IV.2.1, indican claramente esta observación. Como en las otras comparaciones, los eventos calculados según el modelo (López y Randrup), han sido "filtrados"; como se ha mencionado, el efecto del filtrado en las distribuciones de ángulos relativos es mínimo, a diferencia de esa correlación,

Tabla IV.2.1
Valores promedio de esfericidad y coplanaridad.
He+He+He+He

Experimento	Modelos			
	F. Secuencial		F. Multifragmentaria M. Dinámico	
	Valores para eventos "filtrados"			
Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.
.191 .101	.190 .097	.291 .140	.200 .104	
	Valores para eventos "no filtrados"			
	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	
	.152 .079	.302 .142	.050 .032	

el efecto del filtraje en el valor de los centroides de la esfericidad-coplanaridad (y en las distribuciones mismas), es profundo. En la misma tabla se presentan los valores de los centroides antes y después del filtrado.

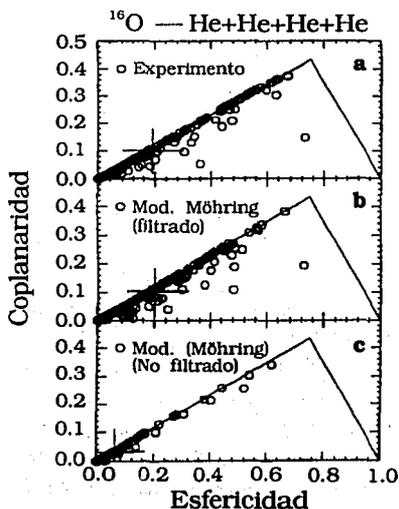


Figura IV.2.2

Como se ha mencionado ya, se tiene para cada evento un punto en el espacio de esas coordenadas; por la naturaleza de la distribución mostrada, resulta ineficaz mostrar los puntos de la totalidad de los eventos y por lo tanto sólo se presenta en cada dibujo un total de 200 puntos los cuales fueron seleccionados aleatoriamente del total del que se disponía (véase capítulo III).

En la figura IV.2.2 se tiene nuevamente en a) la distribución

de los puntos de coordenadas esfericidad coplanaridad para los eventos experimentales; mientras que en b) y c) se tienen las distribuciones correspondientes para los eventos calculados según el modelo de K. Möhring, después y antes de haber sido filtrados respectivamente. Aún cuando el efecto del filtraje en el modelo de López y Randrup es muy importante en el valor del centroide de las distribuciones de la figura IV.2.1 b) y c), ese efecto es aún más drámatico para el caso de los resultados con eventos generados usando el modelo de K. Möhring. Esto es claramente visible en la comparación entre b) y c) de la figura IV.2.2. El centroide de cada distribución está indicado por la cruz. Los valores de dichos centroides aparecen en la Tabla IV.2.1. Vemos que,

Tabla IV.2.1
Valores promedio de esfericidad y coplanaridad.
He+He+He+He

Experimento	Modelos			
	F. Secuencial	F. Multifragmentaria		M. Dinámico
	Valores para eventos "filtrados"			
Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.
.191 .101	.190 .097	.291 .140	.200 .104	.200 .104
	Valores para eventos "no filtrados"			
	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.
	152 .079	.302 .142	.050 .032	

cuantitativamente las distribuciones en a) y b) son muy parecidas, lo mismo ocurre con los valores de los centroides correspondientes, que concuerdan muy bien. Es muy notable que la distribución que predice este modelo (K. Möhring), contiene eventos muy asimétricos en el espacio del centro de masa del sistema, es decir, una gran mayoría de ellos tiene una forma espacial en forma de varilla; hecho muy contrastante a lo encontrado en la multifragmentación de López y Randrup. El número de puntos mostrados en IV.2.2 es de 175 en cada dibujo y fueron seleccionados aleatoriamente del total del que se dispuso; los promedios fueron encontrados con la totalidad de los eventos.

IV.2.2 Rompimiento $^{20}\text{Ne} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha + \alpha + \alpha$

En la Figura IV.2.3 se tiene las distribuciones equivalentes a las de la Figura IV.2.1 pero para el sistema ^{20}Ne que decae en cinco partículas α . En estas distribuciones se observa básicamente los mismos hechos observados en el caso del otro sistema, es decir, claramente las distribuciones debidas al experimento a) y al cálculo secuencial b) con el modelo de López y Randrup, son extremadamente similares cuando los eventos han sido filtrados por el aparato experimental. La distribución obtenida de eventos que decaen vía multifragmentación para este canal se muestra en c). Los centroides de cada distribución aparecen señalados por una cruz. El tamaño y dirección del efecto del filtraje puede obtenerse de la Tabla IV.2.2.

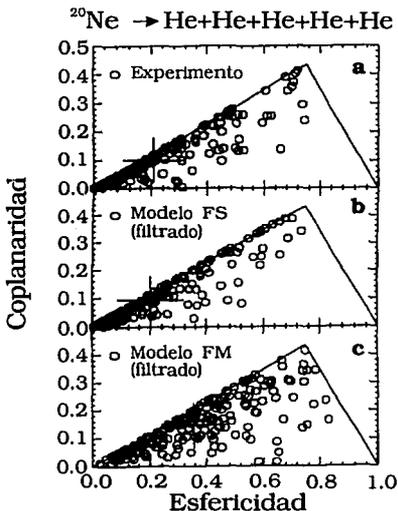


Figura IV.2.3

Para ilustrar el significado físico de las coordenadas de esfericidad-coplanaridad, se ha tomado para este sistema los puntos extremos de la distribución experimental y se han dibujado los vectores de momento en tres dimensiones de cada fragmento que corresponde a esos tres puntos en el centro de masa del sistema rompiente. En la figura IV.2.4 se muestra de manera aislada esos puntos en el plano esfericidad coplanaridad y además los vectores de esos tres puntos correspondientes a los eventos. Como se observa claramente, es posible imaginar que el grupo de vectores de cada punto, definen aproximadamente un volumen sólido semejante a una varilla, un disco y una esfera. Así mismo, es claro que el valor de este análisis está fuertemente ligado al número de fragmentos del sistema considerado.

Tabla IV.2.2
Valores promedio de esfericidad y coplanaridad.
He+He+He+He+He

Experimento	Modelos					
	F. Secuencial		F. Multifragmentaria		M. Dinámico	
	Valores para eventos "filtrados"					
Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.
.209 .101	.202 .095	.358 .147		.282 .123		
	Valores para eventos "no filtrados"					
	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.
	.164 .079	.370 .149		.079 .040		

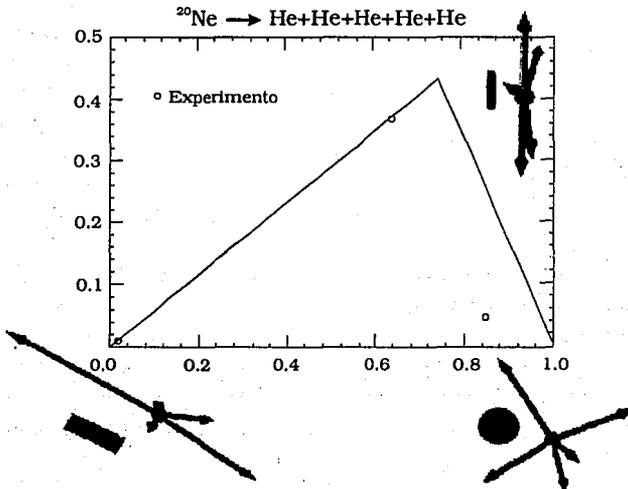


Figura IV.2.4

La Figura IV.2.5 muestra las distribuciones de puntos esfericidad-coplanaridad, para los eventos experimentales y los generados usando el modelo de K. Möhring. En a) aparece la distribución experimental mientras

que en b) y c) aparece las predicciones del modelo antes y después del filtrado. Como en el caso del sistema $^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha + \alpha$, el efecto del filtraje es muy notable (véase Tabla IV.2.2). También se tiene aquí que las distribuciones mostradas en a) y b) son cualitativamente muy similares y este hecho lo confirma el valor del centroide en la Tabla IV.2.2.

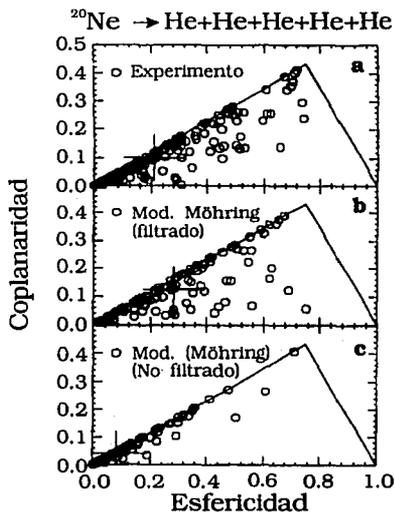


Figura IV.2.5

Al revisar las tablas IV.2.1 y IV.2.2 encontramos, que tanto en uno como en el otro de los sistemas examinados, las predicciones usando el modelo secuencial de López y Randrup, así como la predicción del modelo dinámico de K. Möhring, son extremadamente similares a los valores correspondientes de las distri-

buciones experimentales y que el efecto del filtraje es muy considerable en todas las predicciones de los modelos; lo que contrasta fuertemente con lo que se tuvo en las distribuciones de ángulos relativos examinadas en la sección IV.1. Esto está relacionado con el carácter global del análisis de esfericidad y coplanaridad, el cual involucra tanto a la dirección como magnitud de los vectores de velocidad de todos los fragmentos de cada evento.

V. Análisis y Discusión

En el capítulo anterior, se han examinado dos correlaciones cinemáticas experimentales y las predicciones correspondientes de los modelos considerados en este trabajo. En nuestro análisis se han tomado dos sistemas de varios fragmentos. En ambos casos se tiene que aunque se observan diferencias en los resultados experimentales entre ambos sistemas, no hay una diferencia dramática. Con lo anterior en mente, en esta sección se revisa algunos aspectos de las correlaciones examinadas en IV.1 y IV.2 de una manera global, así como algunas particularidades de los modelos. Se discute el efecto del filtrado en los eventos generados y las implicaciones que ello puede tener. Se finaliza esta sección con un examen de los sistemas presentados aquí y se citan algunos resultados usando otros sistemas con multiplicidad similar.

V.1 Angulos relativos.

En todos los casos las distribuciones producidas por el modelo de decaimiento repentino (multifragmentación simultánea) de López y Randrup, difieren marcadamente de las distribuciones experimentales correspondientes. Los elementos que definen las distribuciones que este modelo predice, tienen valor por si mismos, al dar idea de los elementos que probablemente no están presentes en el mecanismo que produce el

rompimiento de nuestros sistemas, a las energías de excitación conseguidas con nuestro método experimental (selección de reacciones periféricas así como al arreglo detector particular usado). Claramente las distribuciones correspondientes a la multifragmentación, difieren de las experimentales en la posición del máximo de la distribución, así como en la pronunciada depresión en el intervalo de ángulos relativamente pequeños ($\theta < 60^\circ$). Esto se debe a los principios básicos en que está construido el modelo; la repulsión coulombiana mutua entre cada par de fragmentos, los cuales están dispuestos aleatoriamente en un volumen inicial. Esta interacción produce una supresión de ángulos pequeños pues la interacción repulsiva actúa en la dirección de la línea que une cada par de fragmentos y en un mayor grado con los vecinos más próximos. La posición del máximo se explica por esta repulsión mutua, así como por la posición aleatoria de los fragmentos en la esfera inicial; en otras palabras, la multifragmentación definida por este modelo se vería como una explosión, con una tendencia a producir los fragmentos que emergen en forma simétrica en el espacio de tres dimensiones. En el caso de 4 fragmentos, la situación geométrica es fácilmente reconocible: 4 vectores de la misma magnitud que emergen del origen de un sistema cartesiano de tres dimensiones y que tienen direcciones con simetría esférica, definen en sus extremos los vértices de un tetrahedro regular. Un cálculo sencillo nos da un ángulo entre cada par de vectores de 109.5° . Este valor es fácilmente reconocible en la figura

IV.1.1. El caso de 5 fragmentos es menos evidente, a diferencia del caso de 4 fragmentos, con simetría total, los ángulos relativos en una distribución perfectamente simétrica no serían todos iguales como en el caso anterior. Obviamente el ángulo relativo más probable está entre el valor para 4 fragmentos y el que se tiene para 6 fragmentos (90° entre los vectores en el mismo hemisferio, véase la figura V.1.1), dicho valor es cercano a los 100° .

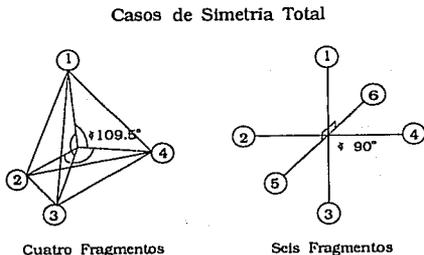


Figura V.1.1

Salvo por el caso del cálculo de Möhring para el rompimiento de ^{20}Ne en 5 partículas α , se tiene que la distribución experimental de ángulos relativos entre partículas α es remarcablemente similar a las distribuciones producidas por el rompimiento secuencial, así como lo predicho por el modelo dinámico. La distribución correspondiente al rompimiento secuencial, como en el caso de la multifragmentación, es un claro producto de los elementos del modelo; en este caso a diferencia del primero, se tiene una distribución aleatoria de ángulos, salvo por las constricciones impuestas por la conservación del momento, que da una distribución con ángulos relativos predominantemente grandes, pues en cada fisión los fragmentos salen localmente expedidos en direcciones opuestas (véase la figura III.2.1). Lo anterior puede verse usando el modelo de multifragmentación, en un cálculo en que la energía de excitación del sistema es muy alta; en esas circunstancias, la repulsión coulombiana decrece en importancia al comparársele a la energía cinética de los fragmentos.

Este efecto es más notable conforme crece la energía de excitación, ya que para valores muy grandes de la energía, la distribución de ángulos relativos se reduce a una distribución aleatoria de direcciones, manteniéndose la conservación del momento en el sistema del centro de masa del sistema. La figura V.1.2 presenta la distribución de ángulos relativos, producida por el rompimiento repentino del sistema $^{16}\text{O} \rightarrow \text{He} + \text{He} + \text{He} + \text{He}$; donde se ha tomado una energía de excitación única para todos los eventos, 400 MeV. Este valor es un orden de magnitud más grande

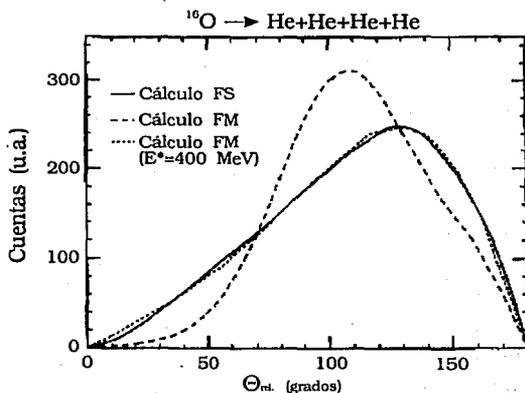


Figura V.1.2

La figura V.1.2 presenta la distribución de ángulos relativos, producida por el rompimiento repentino del sistema $^{16}\text{O} \rightarrow \text{He} + \text{He} + \text{He} + \text{He}$; donde se ha tomado una energía de excitación única para todos los eventos, 400 MeV. Este valor es un orden de magnitud más grande

que los valores extremos observados en el experimento (véase figura II.4.2). Se observa claramente, que la distribución es muy similar a la que corresponde al decaimiento en secuencia.

En el caso del modelo dinámico de Möhring, encontrar los elementos fundamentales que llevan a la forma particular de la distribución no es directo. La concordancia entre las distribuciones dadas por este modelo y el experimento es extremadamente buena en el caso del sistema $^{16}\text{O} \rightarrow \text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}$, no siendo de la misma manera en el otro sistema investigado. Desafortunadamente, el cálculo usando el modelo de Möhring es extremadamente engorroso y toma mucho tiempo-máquina en la computadora generar un número de eventos suficiente para tener una estadística razonable. Por otra parte la diferencia de sistemas, parece no introducir diferencias sustanciales en las comparaciones por lo que la discrepancia en las comparaciones del modelo dinámico con el experimento para el sistema $^{20}\text{Ne} \rightarrow \text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{He}$, no da razones para deshechar la consideración del modelo como poseedor de cierta realidad física. Tomando el caso del primer sistema, vemos que el modelo dinámico clásico, en el que la trayectoria de cada partícula α se calcula de acuerdo a la dinámica de la reacción, da un resultado idéntico, para el subconjunto de eventos aceptados por el detector, al resultante en el cálculo secuencial. En el modelo dinámico, la orbitación en mayor o menor grado de algunas α del proyectil, ó la totalidad de ellas, es un proceso intrínseco, además se tienen términos de interacción coulombiana de manera explícita: estos factores definirían a este modelo como cercano a un proceso de rompimiento repentino con interacción del blanco (*prompt* en la literatura). Ese proceso es muy diferente al modelo de rompimiento secuencial de López y Randrup; sin embargo, las predicciones de ambos modelos son virtualmente idénticas, hecho que es inesperado.

V.2 Esfericidad Coplanaridad.

Las comparaciones entre las distribuciones de esfericidad y coplanaridad entre experimentos y modelos sigue el mismo patrón observado en las distribuciones de ángulos relativos, es decir, en general la comparación entre datos experimentales y modelo multifragmentario de López y Randrup es

decididamente desfavorable, mientras que las distribuciones que predicen tanto el rompimiento secuencial de López y Randrup, así como el modelo dinámico de K. Möhring resultan remarcablemente similares al experimento (sin tomar en cuenta el resultado del modelo dinámico para el caso de ^{20}Ne \rightarrow He+He+He+He+He cuya estadística no es satisfactoria). Como en el caso de los ángulos relativos entre los fragmentos, en este análisis se observa que la multifragmentación de López y Randrup genera eventos que vistos en el espacio del centro de masa del sistema, tienen mayor simetría radial y por ello la gran cantidad de eventos que pueblan el espacio Esfericidad-Coplanaridad en la región cercana (relativamente hablando) a eventos puramente esféricos; el caso tanto del rompimiento secuencial y modelo dinámico así como los datos experimentales tienen una forma en el espacio del centro de masa muy poco simétrica y en la inmensa mayoría de los eventos se tiene formas cercanas a una varilla. Los valores observados en las Tablas IV.2.1 y IV.2.2 muestran que el efecto del filtraje en las predicciones de los modelos es muy significativo, indicando esto que las constricciones geométricas y de resolución del arreglo experimental seleccionan de alguna manera cierto tipo de eventos.

No puede ignorarse, el hecho de que en los sistemas analizados el número de fragmentos es muy pequeño y que un análisis basado únicamente en estos parámetros (esfericidad-coplanaridad) puede ser extremadamente sensible al número de fragmentos⁵⁸, este hecho es particularmente notable cuando existen en el evento fragmentos no detectados; la multiplicidad detectada determina en gran medida los valores de esfericidad y coplanaridad⁵⁹. Los datos experimentales analizados aquí, provienen pretendidamente de una sola fuente (el proyectil) y por ello el análisis de esfericidad-coplanaridad se presenta, como complementario del análisis de ángulos relativos. La diferencia entre los valores de los centroides en ambos sistemas, es marginal y quizá la similitud entre ambos sistemas está reflejada justamente en esos valores que proponen al sistema de 5 núcleos de He, ligerísimamente más simétrico en el espacio.

Esta observación en los resultados encontrados con los experimentos descritos en este trabajo, no está simplemente supeditada al número de fragmentos de este canal como puede verse en la referencia 37 correspondiente al mismo experimento de $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ a 32.5 MeV/A descrito aquí. El resultado ahí, para el canal He+He+He+H+H para

esfericidad y coplanaridad es (0.168,0.080), valores de hecho por debajo a los encontrados para el canal que contiene 4 núcleos de He.

V.3 Los modelos.

Como todos los modelos, los usados aquí tienen muchas limitaciones y fueron creados con objetivos particulares. Aquí examinamos algunos rasgos particulares de los modelos empleados en nuestro análisis y observamos algunas de sus características.

V.3.1 Modelo de López y Randrup.

En el caso de los modos de decaimiento, en el trabajo de López y Randrup, la sencillez es probablemente el rasgo más distintivo y éste se justifica por la intención de ver diferencias cinemáticas entre fragmentación simultánea y el rompimiento en secuencia. Por esa razón, el modelo fue ideado para dar al menos relaciones cinemáticas correctas, dejando de lado importantes cuestiones como competencia de canales y abundancias relativas. Los principios del modelo han sido analizadas en la sección III.3 y como se puede observar ahí, no hay elementos finos en el modelo; la partición de la energía disponible en un rompimiento, simplemente se hace de manera fija para todas las posibilidades, sin tomar en consideración la estructura de los fragmentos, es decir, los niveles de energía se ignoran en este modelo.

La multifragmentación en el modelo de López y Randrup está ligada al rompimiento en secuencia, generándose uno a uno, los eventos multifragmentarios correspondientes a la fisión secuencial (véase sección III.3.1), esto asegura que las diferencias observadas sean debidas únicamente a las diferencias cinemáticas entre los dos tipos de rompimiento y no a factores tales como la energía de excitación. Esta condición es relevante cuando se examinan varios canales simultáneamente.

En ambas partes del modelo de López y Randrup, se tiene la falta de consideración de momento angular; en reacciones con iones pesados este factor se sabe, es en general muy importante. Dada la simplicidad del modelo, la inclusión de momento angular en el mismo es poco natural y los efectos en las correlaciones cinemáticas sería poco importante: en el caso del

rompimiento secuencial, dado que no hay relación alguna entre las diferentes generaciones de divisiones (salvo conservación de momento en el centro de masa de cada padre), la inclusión de momento angular en el núcleo excitado, sólo impondría una reducción en la energía cinética de cada par de fragmentos y la asignación de momento angular a estos (spín) para conservar el momento angular. Este esquema de inclusión, se prevé, daría un efecto poco importante en las correlaciones cinemáticas examinadas aquí, básicamente debido a que las direcciones en que los fragmentos son expedidos son determinantes en el tipo de análisis presentado y dichas direcciones no se verían influenciadas bajo un esquema de inclusión en que las direcciones de cada "generación" seguirían siendo independientes (nótese que es posible vislumbrar más de un esquema).

Por otra parte, en la desintegración multifragmentaria, la inclusión de momento angular además de tomar energía de traslación, podría crear cierta correlación entre las partículas del núcleo fisionante, cuyo efecto en las distribuciones estaría determinado por la cantidad de energía rotacional asignada así como la proporción en la distribución de ésta como espín. El efecto quizá podría observarse pero no se piensa que pudiera producir cambios muy significativos en las distribuciones examinadas en IV.1 y IV.2 pues a las energías de excitación que se tienen en nuestro experimento y que son las usadas en el cálculo multifragmentario, la repulsión coulombiana constituye la mayor contribución en la definición de las trayectorias.

Los resultados encontrados en el análisis presentado en este trabajo indican que si bien el rompimiento secuencial de López y Randrup es posiblemente una aproximación sobresimplificada, la identificación cinemática de los datos experimentales en la manera que se ha presentado, responde asombrosamente bien al rompimiento secuencial.

V.3.2 Modelo Dinámico Clásico de K. Möhring.

Este modelo fué concebido primeramente como un esfuerzo de concretar un modelo dinámico operacional en el intervalo de energías disponible en la institución de sus creadores, el Hahn-Meitner Institute. Efectos observados en diversos experimentos moldearon los principios físicos aplicados al modelo: los conceptos clásicos como fuerzas de fricción en colisiones inelásticas profundas están presentes en el modelo y han

dado lugar a interpretaciones exitosas en experimentos conducidos en ese laboratorio^{60,61}. En una reciente comparación de las predicciones de ese modelo y resultados experimentales generados en ese laboratorio²², se encuentra buena concordancia entre las predicciones y el experimento. En nuestro caso se han seleccionado reacciones periféricas que en términos del modelo son tratadas de la misma manera que las colisiones inelásticas profundas. Esto da particular interés para analizar sus predicciones y sobre todo, que el mecanismo de rompimiento sucede en una escala de tiempo en que la influencia del blanco está presente (prompt).

A diferencia del modelo examinado en V.3.1 en que la generación de eventos por computadora es razonablemente rápida, este modelo toma un tiempo máquina muchas veces superior para generar el mismo número de eventos, lo que lo hace no muy práctico para estudios como el presente, en que se examinan sistemas específicos. Además de la limitación mencionada arriba, la mayor desventaja de este modelo es que para poder hacerlo operacional, está limitado a partículas alfa. Esto restringe enormemente sus posibilidades de uso para investigar otros sistemas físicos. Quizá la otra particularidad notable de este modelo es el potencial siempre atractivo entre partículas alfa que da resultados no físicos como es el caso de fragmentos terminales de ^8Be . Por otra parte, este modelo al ser dinámico, es completo y puede hacer predicciones sin necesidad de ajustar parámetros como es el caso de la mayor parte de los modelos estadísticos.

No obstante las limitaciones, se encuentra que las predicciones de este modelo, examinadas anteriormente, resultan en una concordancia notablemente buena. Los análisis anteriores se enfocaron en la investigación del mecanismo de decaimiento y desde luego eso sólo constituye una muestra muy limitada de la semejanza del modelo con la realidad física. La evaluación de este modelo requiere un mayor análisis sobre sus predicciones generales. A continuación se examinan las secciones eficaces, la distribución angular de partículas alfa y el espectro de energía de excitación que predice este modelo para el rompimiento de ^{16}O en aquellos canales formados por partículas alfa cuya carga total suma la del oxígeno.

Para el análisis del rompimiento de ^{16}O en colisiones con ^{197}Au a 32.5

76 Capítulo V

MeV/A, se generaron 197,562 eventos de los cuales fué extraído el canal He+He+He+He que se comparó con los resultados experimentales en IV.1 y IV.2. Después de "pesar" los eventos con el parámetro de impacto, se obtuvo una sección transversal total igual a 3,550 mb y se encontró que dichos eventos fueron distribuidos de la siguiente manera: El 36% de las colisiones produjeron un blanco excitado sin que ocurriera la fisión del proyectil. Un 35% de los eventos resultaron en la transferencia al blanco de una ó más partículas alfa. El 29% de los eventos restantes, resultó en el rompimiento de los núcleos de ^{16}O en los cuatro canales listados en la Tabla V.3.1 cuya suma de carga iguala a la del proyectil del que provienen.

Tabla V.3.1

	$^{12}\text{C} + \text{He}$	$^8\text{Be} + ^8\text{Be}$	$^8\text{Be} + 2 \text{He}$	4 He	Total
Eventos no filtrados	21517	1929	19695	14429	57570
σ (mb)	411	35	345	244	1035
Eventos filtrados	5670	790	1519	288	8267
σ (mb)	113	15	29	5.5	163
Experimento†					
σ (mb)	63	*	*	10.5	74

† Las secciones dadas aquí corresponden a los eventos registrados en el arreglo detector y no incluyen correcciones por la eficiencia limitada del arreglo.

* Las secciones para esos canales se encuentran incluidas en la sección transversal para 4 He debido a que experimentalmente no se pudo identificar ^8Be .

De la Tabla V.3.1 se puede ver de inmediato, que las reacciones periféricas observadas en el experimento representan sólo alrededor de un 5% de las reacciones correspondientes generadas en el modelo. Esto resulta así, porque el modelo fué desarrollado para describir interacciones

amortiguadas, las cuales producen fragmentos a ángulos de laboratorio relativamente

grandes mientras que nuestro experimento fué optimizado para ángulos más frontales que ocurren en las reacciones periféricas. Puede verse en la figura V.3.1 que la cobertura angular del arreglo ($\theta < 18^\circ$) seleccionó preferentemente reacciones con parámetro de impacto

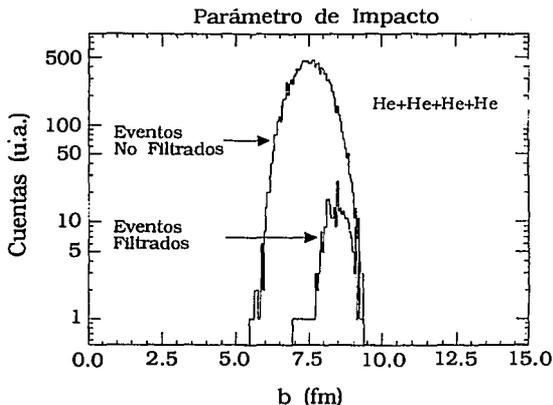


Figura V.3.1

metro de impacto grande. En esta figura se muestra la distribución parámetros de impacto de todos los eventos resultantes en cuatro partículas alfa (sin filtrar) y aquellos eventos de cuatro alfas seleccionados por el detector simulado. Claramente, hay un corrimiento hacia parámetros de impacto mas grandes en los eventos filtrados.

Las grandes diferencias en las secciones eficaces, entre eventos filtrados y no filtrados, del canal de cuatro partículas alfa se reflejan también en las distribuciones angulares de partículas α , mostradas en la figura V.3.2. Nótese que las distribuciones angulares experimentales son más pronunciadas a ángulos frontales que las predicciones teóricas. Las grandes diferencias observadas en la Tabla V.3.1 (288 eventos filtrados contra 14,429 sin filtrar), puede verse que vienen de la diferencia de pendiente, la ausencia de detectores mas allá de 18° , y el requerimiento de que todas las cuatro partículas alfa sean detectadas. La normalización de las diferentes curvas en esta figura, se hizo como sigue: en el canal de cuatro alfas coincidentes, se contaron el número total de alfas del modelo en la región de cobertura angular (2.5° a 18°), es decir después del filtrado, y las correspondientes del experimento, entonces se normalizaron las

cuentas del primero al segundo de manera que las curvas del modelo filtrado y el experimento pertenecientes a cuatro α representan el mismo número de eventos. Eso estableció la normalización de cada una de las curvas restantes del modelo. Los resultados teóricos filtrados y sin filtrar en la figura V.3.2 muestran que el *filtraje* no produce un efecto grande en la forma de las distribuciones angulares.

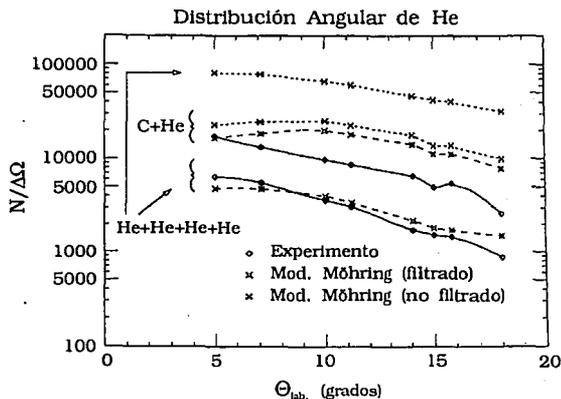


Figura V.3.2

ce un efecto grande en la forma de las distribuciones angulares.

Las distribuciones angulares teóricas de partículas α individuales de la figura V.3.2 no concuerdan con las distribuciones experimentales sobre el intervalo angular cubierto por el detector, se puede observar que las secciones transversales diferenciales del modelo decrecen menos rápidamente al aumentar el ángulo de dispersión. El acuerdo con el experimento podría mejorarse incluyendo explícitamente en el cálculo, un decaimiento post-colisión de aquellos cúmulos de larga vida, teniendo una energía de excitación interna clásica en exceso del umbral para decaimiento²³ (los cúmulos de larga vida son aquellos que no decaen dentro del período finito de tiempo en que la evolución del cúmulo es seguida en el cálculo dinámico). Tales eventos representan el equivalente clásico de excitación inelástica del proyectil, seguida por decaimiento secuencial, es decir, la excitación y decaimiento de estados excitados del proyectil. Es bien conocido, por muchos experimentos de coincidencia de dos partículas, que éste es un mecanismo que se da fuertemente y que se concentra hacia ángulos frontales^{13,62,63,14,64}.

Al sumar la energía relativa cinética total de las cuatro partículas alfa con la energía de separación para $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, se obtiene la energía de excitación total en el núcleo primario ^{16}O (esta energía de excitación es una cantidad bien definida y puede ser usada para comparar experimento y teoría aún si hay interacciones en el estado final entre las partículas alfa emergentes y el blanco). Las energías de excitación grandes que son aparentes en el espectro teórico sin filtrar en la figura V.3.3a, corresponden a eventos en los cuales una o dos partículas alfa son deflectadas a ángulos muy grandes por la fuerza nuclear atractiva del núcleo blanco. Estos eventos con una energía de excitación muy grande, son eliminados cuando se aplica el filtro experimental, porque las partículas alfa a ángulos grandes simplemente no encuentran el arreglo detector. En la figura V.3.3b se muestra el espectro de energías de excitación filtrado, el cual es mucho más parecido al espectro experimental aunque la concordancia no es completa. El número de eventos representados en los espectros

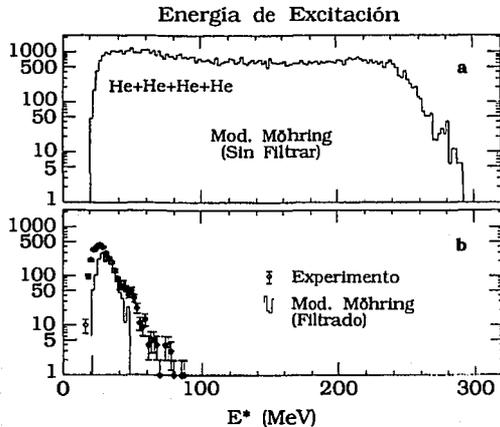


Figura V.3.3

teórico y experimental de la figura 3b tienen la misma razón que las secciones transversales dadas en la Tabla V.3.1. El espectro de energía de excitación filtrado es más angosto y cae más rápidamente con el incremento de la energía de excitación que el espectro experimental. Sin embargo, el acuerdo global es bueno, particularmente cuando uno considera que se trata de un cálculo *ab initio* de este espectro. En las comparaciones previas de este modelo teórico con datos experimentales (véase referencias 22 y 23), el espectro de excitación observado experimentalmente fué usado como parte de los datos de entrada en el cálculo teórico.

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

Una comparación precisa de las secciones transversales teóricas y experimentales es complicada por varias razones. Del lado experimental, las secciones de los tres canales ${}^8\text{Be} + {}^8\text{Be}$, ${}^8\text{Be} + 2\alpha$, y 4α son de hecho sumadas por el arreglo detector. El valor listado en la Tabla V.3.1 de 10.5 mb representa la suma de esos tres canales (véase la referencia 26). Del lado teórico, el modelo no incluye fragmentos con carga Z impar. Esto incrementa la sección que predice el modelo para fragmentos con Z par hasta por un factor de dos. Aún más, los cúmulos (ligados) de ${}^8\text{Be}$ que son producidos en el cálculo darían una contribución en el canal de 4α si estos fuesen forzados a decaer.

Se puede hacer una estimación muy cruda de las contribuciones en el modelo, que los canales conteniendo ${}^8\text{Be}$, darían al canal filtrado de 4α , al incluir la eficiencia del arreglo para detectar las partículas α que provienen del ${}^8\text{Be}$. Dado que el modelo concibe de hecho al ${}^8\text{Be}$, la eficiencia para detectar el rompimiento de este cúmulo en las dos partículas α correspondientes no está implícita en los valores de secciones filtradas y no filtradas de los canales listados en la Tabla V.3.1. Por ello, en esta estimación sólo podemos tomar valores de eficiencia del arreglo para los diferentes fragmentos experimentales. Así, la contribución del canal ${}^8\text{Be} + {}^8\text{Be}$ se obtiene tomando la sección transversal *filtrada* de ese canal de la Tabla V.3.1 y multiplicandola por la eficiencia experimental del arreglo (como se describe en la referencia 26), para detectar cuatro partículas α que es el resultado final de tener dos fragmentos ${}^8\text{Be}$, ese valor es de 41%. Asimismo, en el caso del canal ${}^8\text{Be} + 2\alpha$, las dos partículas alfa han sido detectadas y sólo falta estimar la eficiencia en detectar las dos partículas α adicionales provenientes del ${}^8\text{Be}$: multiplicando la sección filtrada de ese canal por 64% que es la eficiencia experimental para detectar dos partículas α se obtiene una estimación para este caso. Sumando esas contribuciones a los 5.5 mb del canal 4α y dividiendo el total entre dos (para corregir por la sobrevaloración producida por la limitación de fragmentos con Z par), resulta 15 mb. Dadas las aproximaciones burdas utilizadas en esa estimación, el valor de 15 mb se compara favorablemente con el valor experimental de 10.5 ± 2 mb.

Las predicciones del modelo son en general buenas pero es claro que

de los detectores del arreglo registrarán los fragmentos del evento. La pequeña diferencia en la forma de la distribución puede suponerse que se debe sólo a la granularidad del arreglo detector y al orificio central (véase el capítulo II).

El caso del rompimiento secuencial de López y Randrup es muy diferente. Dada la posibilidad de ángulos pequeños y grandes en el centro de masa, se tiene que, en el laboratorio los fragmentos con ángulos relativos pequeños pueden aparecer demasiado cerca para que la granularidad del detector sea suficiente para detectarlos individualmente, por lo que ese tipo de eventos son rechazados. Tanto la granularidad limitada del arreglo, así como el orificio en el centro del arreglo experimental influyen de manera muy importante en el efecto que el filtraje produce en los eventos simulados, esto puede verse en

la figura V.4.2 en la que se muestran las distribuciones de los ángulos relativos entre cada par de las cuatro partículas α provenientes del rompimiento de ^{16}O según el modelo de López y Randrup; el "filtro" usado supone una granularidad infinita además de considerar el orificio central del detector original como

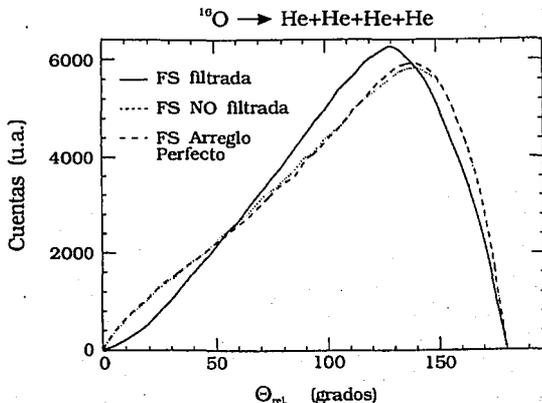


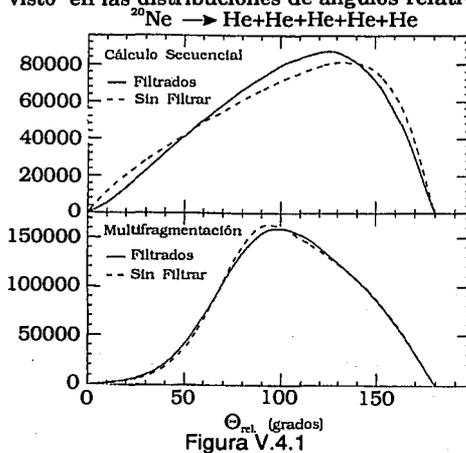
Figura V.4.2

cubierto por este nuevo arreglo detector ficticio. El cambio en la población de ángulos relativos pequeños y grandes es evidente, incidentalmente mostrando que la cobertura angular del detector es buena.

las limitaciones del mismo, principalmente el considerar solamente cúmulos de partículas α , impiden dar afirmaciones más concretas sobre la confiabilidad del modelo en interpretar correctamente la realidad física; el argumento principal para concebir tal modelo está justamente en la gran estabilidad de las partículas α , por lo que el modelo pudiera reflejar la realidad física de un subconjunto de procesos que suceden en el rompimiento de núcleos excitados.

V.4 Filtrado.

El efecto del filtrado en las predicciones de los modelos es muy diferente. En el caso del decaimiento secuencial y multifragmentario de López y Randrup, el efecto visto en las distribuciones de ángulos relativos y de puntos en el plano esfericidad coplanaridad es pequeño. Esto sucede así en los dos casos investigados. En la figura V.4.1 se puede ver las distribuciones de ángulos relativos entre cada par de partículas α en el rompimiento de ^{20}Ne en 5α , aquí se ve que en la multifragmentación el efecto es casi nulo mientras que en el rompimiento



secuencial se observa que el filtrado produce una ligera depresión a ángulos pequeños y también favorece ángulos que van de medios a grandes.

En el caso del rompimiento multifragmentario, la tendencia a la simetría de los fragmentos en el centro de masa del proyectil provoca que los fragmentos se vean esencialmente igual sin depender de la posición del centro de masa del proyectil, dicho centro de masa define, en parte, cuales

Tabla V.4.1

Valores promedio de esfericidad y coplanaridad.

He+He+He+He

F. Secuencial	F. Multifragmentaria	M. Dinámico
Valores para eventos "no filtrados":		
Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.
.152 .079	.302 .142	.050 .032
Valores para eventos "filtrados" por el arreglo experimental:		
Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.
.190 .097	.291 .140	.200 .104
Valores para eventos "filtrados" por el arreglo ideal:		
Esf. Cop.	Esf. Cop.	Esf. Cop.
.159 .082	.336 .151	.209 .108

En lo que respecta a los resultados en el plano esfericidad-coplanaridad, el efecto del filtro es notable en todos los casos, lo cual es indicativo de una selección particular de eventos por parte del filtro, que no es tan evidente en la distribución de ángulos relativos. Los valores de los centroides en las predicciones de López y Randrup están resumidas en la Tabla V.4.1 en la que se listan los valores obtenidos considerando el filtraje completo (como en el experimento), así como un filtraje en que se ha supuesto al arreglo detector de granularidad infinita y cubriendo además el centro, los valores presentados corresponden al sistema $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$.

En el caso de las predicciones del modelo dinámico clásico de K. Möhring, el efecto del filtrado es dramático (véase figuras IV.1. 2, 4, IV.2. 2, 5, V.3. 1 y 3 así como tablas IV.2. 1, 2 y V.4.1), la razón de esto es que el aparato experimental selecciona un tipo particular de colisión, aquellas cuyo parámetro de impacto es grande (véase la figura V.3.1), y ello constituye una fracción pequeña de todos los eventos de cuatro y cinco partículas alfa. Las distribuciones en las figuras IV.1.2a y IV.1.4a son mucho más extendidas debido a que la sección de dispersión elástica α - α (en particular la componente aleatoria, véase sección III.3), y la fuerza nuclear atractiva ejercida por el blanco producen partículas α a ángulos grandes con

respecto al haz. Esto a su vez hace ensanchar las distribuciones de ángulos relativos, así como el de la energía cinética relativa cuando se observan estas distribuciones en el sistema de referencia en reposo de las partículas α . Al introducir el requerimiento experimental de que todas las partículas α deben estar a ángulos frontales en el laboratorio, entonces se seleccionan aquellos eventos que tienen distribuciones más agudas.

V.5 Correlación de fragmentos.

El buen acuerdo que en general se tiene de las predicciones del modelo dinámico, tanto en las distribuciones de ángulos relativos, como en las distribuciones en el plano esfericidad-coplanaridad, es realmente notable cuando se considera que las distribuciones producidas del decaimiento secuencial de López y Randrup son virtualmente idénticas a las primeras. En el decaimiento secuencial las únicas constricciones sobre las energías y ángulos de emisión de las partículas alfa, son las conservaciones de energía y momento. En el caso del modelo dinámico clásico, en que la trayectoria de cada partícula alfa es calculada conforme la dinámica de la colisión, da un resultado esencialmente idéntico para el *subconjunto de eventos aceptados por el detector*. Hay un factor que debe ser considerado para tratar de evaluar el significado de esa concordancia, además del efecto del filtraje que se ha discutido arriba, la correlación entre las partículas alfa emitidas en un mismo evento.

Para analizar los posibles efectos de correlaciones, se generó un conjunto de eventos artificiales que no tuvieran correlaciones y entonces se analizaron de la misma manera que los eventos reales. Esto se hizo seleccionando aleatoriamente partículas alfa, de diferentes eventos y formando con ellas un nuevo evento ficticio, que por principio no contendría correlación entre sus fragmentos. Los nuevos eventos ficticios así formados, fueron analizados de la misma manera que los eventos reales. Lo anterior fué hecho tanto para la teoría, como para el experimento. Como en todos los casos anteriores, no se observa diferencia esencial en el análisis de los sistemas ^{16}O que se rompe en 4α y el ^{20}Ne en 5α .

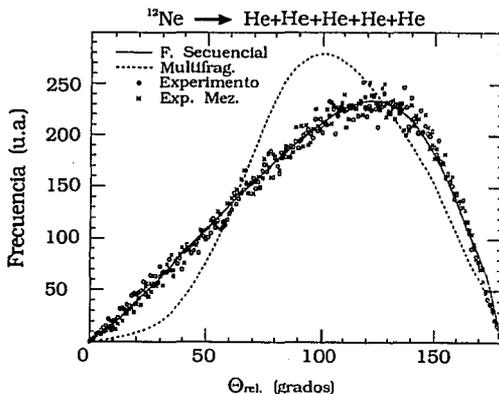
La distribución experimental de ángulos relativos entre cada par de las cinco partículas α , en el centro de masa del proyectil ^{20}Ne , aparecen

en la figura V.5.1 con un pequeño círculo (\circ), en donde se ha superpuesto la distribución que se obtiene cuando se ha mezclado aleatoriamente los fragmentos de los diferentes eventos para crear eventos ficticios, no correlacionados, de los eventos detectados experimentalmente. La distribución no correlacionada aparece señalada con el símbolo

(x). Se encuentra, de la comparación entre una y otra de las distribuciones, que la falta de correlación en los fragmentos, no provoca cambio en la distribución (dentro de la exactitud estadística).

Usando el mismo procedimiento, en la figura V.5.2 se ha obtenido la distribución de ángulos relativos entre cada par de partículas α , para eventos ficticios creados de los eventos secuenciales del modelo de López y Randrup. Como se observa de la figura, la diferencia entre una y otra de las curvas de eventos secuenciales es nula. En el caso de la multifragmentación de López y Randrup, el resultado de crear eventos ficticios, mezclando los eventos resulta en un efecto predecible si uno toma en cuenta el análisis de la sección V.1. Al mezclar los eventos, la correlación entre fragmentos inducida por la repulsión de coulomb mutua desaparece y se tiene entonces una distribución aleatoria de ángulos entre partículas α , en que se tiene por construcción, el centro de masa del sistema de fragmentos en reposo. La diferencia entre esta curva de eventos multifragmentarios mezclados y la distribución secuencial es indistinguible como se aprecia en la figura V.5.3.

Por último, haciendo este mismo tipo de análisis con los eventos generados usando el modelo dinámico clásico de K. Möhring, se obtiene el resultado mostrado en la figura V.5.4. En esta figura se muestra la



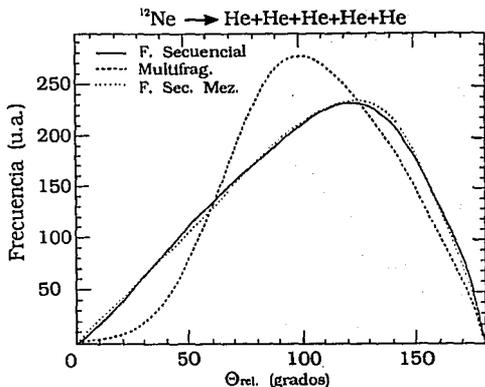


Figura V.5.2

coplanaridad, las diferencias entre los resultados

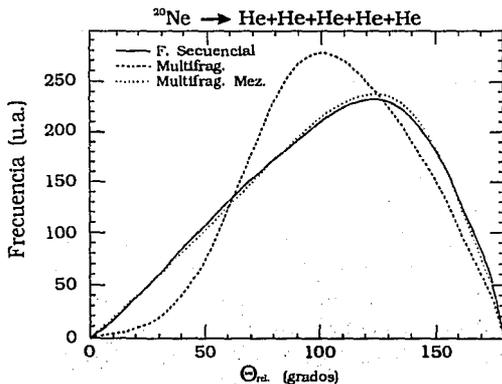


Figura V.5.3

centroides en el plano esfericidad-coplanaridad se listan para los modelos con y sin correlación de fragmentos.

distribución de ángulos relativos entre las partículas α del sistema $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$. La comparación entre las distribuciones de eventos con y sin correlación resulta en un cambio casi imperceptible salvo por la exactitud estadística limitada.

En lo que se refiere a las distribuciones en el plano esfericidad-coplanaridad, las diferencias entre los resultados de eventos con y sin correlación muestran justamente lo observado en las distribuciones de ángulos relativos, es decir, salvo para la multifragmentación de López y Randrup, el efecto de descorrelacionar los eventos por medio del mezclado aleatorio de fragmentos de diferentes eventos, resulta en un cambio virtualmente nulo. Lo anterior puede verse en la Tabla V.5.1. En ella los valores de los

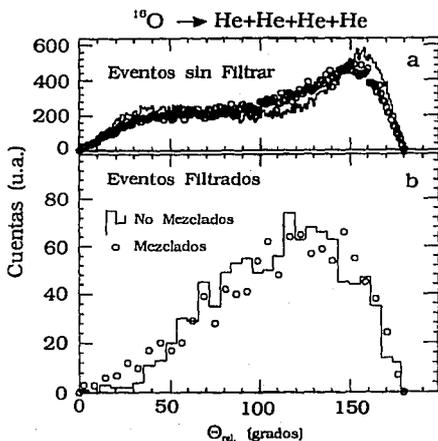


Figura V.5.4

Los análisis anteriores muestran que el efecto de correlación partícula-partícula no es importante ni en los eventos experimentales, ni en las simulaciones del modelo dinámico clásico de K. Möhring y de eventos secuenciales de López y Randrup. La realidad física del proceso de fragmentación de los sistemas analizados aquí, se antoja puede ser mucho más compleja que una

fragmentación secuencial simple como la presentada en este análisis.

Tabla V.5.1

Valores promedio de esfericidad y coplanaridad

He+He+He+He

F. Secuencial		F. Multifragmentaria		M. Dinámico	
Valores para eventos "no filtrados":					
Esf.	Cop.	Esf.	Cop.	Esf.	Cop.
.152	.079	.302	.142	.050	.032
Valores para eventos mezclados "no filtrados":					
Esf.	Cop.	Esf.	Cop.	Esf.	Cop.
.148	.079	.198	.104	.100	.054

Tabla V.5.1 (Continuación)

Valores para eventos "filtrados":

Esf.	Cop.	Esf.	Cop.	Esf.	Cop.
.190	.097	.291	.140	.200	.104

Valores para eventos mezclados "filtrados":

Esf.	Cop.	Esf.	Cop.	Esf.	Cop.
.183	.096	.210	.110	.190	.100

V.6 Sobre los sistemas analizados.

Se han examinado aquí dos sistemas que decaen en 4 y 5 partículas, la diferencia entre los resultados globales de uno y otro ha resultado ser muy pequeña, mostrando que la diferencia de multiplicidad no implica un cambio en el mecanismo de rompimiento según lo visto en las correlaciones cinemáticas que se han analizado; lo cual no es inmediato *a priori*. Los dos sistemas que se han examinado se escogieron tomando en cuenta los siguientes puntos:

- La estabilidad de las partículas α (el primer estado excitado está en 20.1 MeV) y los valores de energía necesarios para el rompimiento en los sistemas examinados (ver II.2), permite considerar a modelos como el de K. Möhring, como aproximaciones razonables para explorar conceptos físicos asociados a la dinámica de las colisiones.
- En lo que respecta al modelo de López y Randrup, y como sucede en todos los modelos, el criterio para asignar energía de excitación a los núcleos hijos, es en alguna medida arbitraria, pues los mecanismos de rompimiento no son del todo conocidos. Por ello, para canales que contienen núcleos con niveles excitados altos, las simulaciones del modelo pudieran ser una aproximación más confiable que aquellos canales con núcleos excitables a valores muy bajos, en particular la hipótesis en el modelo de que las partículas α resultantes, están frías es muy razonable.

Otros sistemas investigados y que no se reportan en este trabajo³⁷ incluyen entre otros, proyectiles de ^{16}O a 32.5 MeV/A rompiéndose en B+He+H, He+He+He+H+H y proyectiles de ^{20}Ne a 25.6 MeV/A decayendo en

C+He+He. En un análisis similar al que se ha expuesto aquí usando el modelo de López y Randrup se obtuvieron resultados diferentes para diferentes sistemas. En el caso del primer sistema, el resultado fué intermedio entre la predicción secuencial y la multifragmentaria, para el segundo y tercer caso la concordancia resultó muy buena aunque mejor en el caso de C+He+He. Se puede especular que los resultados obtenidos en el primer caso son reflejo de una contribución del mecanismo de multifragmentación; sin embargo la confiabilidad de todo el método se ve disminuída, ya que los resultados del modelo secuencial son fuertemente dependientes de la manera en que se reparte la energía entre los núcleos hijos en cada división.

VI Resumen y Conclusiones

En este trabajo se ha estudiado el problema del mecanismo de reacción responsable del rompimiento en núcleos de He, de núcleos de ^{16}O y ^{20}Ne , altamente excitados. La técnica empleada consistió en excitar proyectiles de ^{16}O y ^{20}Ne mediante colisiones periféricas, con una energía de 32.5 y 26.3 MeV/A respectivamente, con diversos blancos y seleccionar los fragmentos He resultantes del decaimiento de esos sistemas, con un arreglo multidetector de alta granularidad, que cubrió una parte importante del espacio delantero a donde la mayor parte de los fragmentos de la reacción son emitidos, permitiendo una reconstrucción cinemática de los fragmentos resultantes en esos eventos. Los criterios de selección de eventos y la independencia con el blanco usado para excitar los proyectiles, dan certidumbre de que la posible contaminación del sistema con fragmentos no provenientes del proyectil es despreciable.

Para estudiar la naturaleza del mecanismo de rompimiento se examinaron principalmente un par de correlaciones cinemáticas y las predicciones correspondientes de dos modelos, uno puramente cinemático y el otro dinámico clásico. El primero contiene una simulación de rompimiento vía un proceso secuencial y además una simulación de rompimiento simultáneo en forma aislada. El modelo dinámico considera únicamente grados de libertad de partículas α . Las predicciones de los modelos fueron comparadas con las contrapartes experimentales en el intervalo angular y

de energías del sistema detector experimental. En general se encontró una buena concordancia para las distribuciones de ángulos relativos y de esfericidad-coplanaridad, entre las predicciones del modelo secuencial, el modelo dinámico y los datos experimentales.

Un análisis de las predicciones del decaimiento secuencial y de multifragmentación del modelo cinemático, mostró que la forma de la distribución de ángulos entre los fragmentos He es esencialmente debida a una distribución aleatoria de las direcciones de emisión de esas partículas, con constricciones de conservación de momento y energía en el centro de masa del sistema fragmentario. Se encontró, que la correlación entre partículas no es importante en los datos experimentales, de la misma manera sucede con las predicciones del modelo dinámico y el decaimiento secuencial. Los resultados encontrados para el par de correlaciones cinemáticas examinadas son esencialmente idénticos, con excepción de la predicción dada por la multifragmentación simultánea, cuya correlación está determinada por la repulsión coulombiana simultánea entre todos los pares.

El mecanismo de rompimiento en el modelo dinámico es, por mucho, más complicado que los sencillos mecanismos presentados en el modelo cinemático; la presencia explícita en el hamiltoniano del modelo dinámico, de potenciales de interacción coulombiano entre fragmentos y entre estos y el blanco podría inducir correlación entre los fragmentos, pero la complejidad de todo el proceso de interacción entre proyectil y blanco, la oculta, al menos en el grado encontrado en nuestro análisis.

La coincidencia de resultados pudiera indicar un común denominador, el que las direcciones de los fragmentos en el espacio del centro de masa del proyectil, son aleatorias salvo la constricción del centro de masa en reposo; en el caso del modelo dinámico, esto se da como resultado de la complejidad del sistema, pues el espacio fase disponible para los fragmentos es enorme.

Basados en los análisis presentados en este trabajo, resulta imposible concluir que las distribuciones experimentales examinadas *requieran* de una interpretación en términos de decaimiento secuencial, aunque al mismo tiempo se tiene que las distribuciones son *consistentes* con ese tipo de proceso fragmentario. El análisis con los datos experimentales parece que deshecha correlaciones partícula-partícula, correspondientes a repulsión coulombiana

mutua de la multifragmentación de núcleos aislados de ^{16}O .

Referencias

- 1 J.W. Harris et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 463 (1987).
- 2 D.H.E. Gross, Rep. Prog. Phys. **53**, 605 (1990).
- 3 R. Dayras, J. de Phys., Colloque C **413** (1986).
- 4 J.P. Bondorf et al., Phys. Lett. **162B**, 30 (1985).
- 5 J.P. Bondorf et al., Phys. Lett. **150B**, 57 (1985).
- 6 G. Fai and J. Randrup, Nucl. Phys. **A404**, 551 (1983).
- 7 D.H.E. Gross et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 1544 (1986).
- 8 J. Randrup and S.E. Koonin, Nucl. Phys. **A356**, 223 (1981).
- 9 K.R.G. Doss et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2720 (1987).
- 10 J.W. Harris et al., Nucl Phys. **A471**, 241 (1987).
- 11 G. Klotz-Engmann et al., Phys. Lett. **B 187**, 245 (1987).
- 12 M.J. Murphy et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 1543 (1984).
- 13 W.D.M. Rae et al., Phys. Lett. **B105**, 417 (1981).
- 14 H. Homeyer et al., Phys. Rev. **C26**, 1335 (1982).
- 15 R.T. de Souza et al., Reporte MSUCL-720, 1990.
- 16 J. Pouliot et al., Nucl. Inst. and Meth. **A270**, 69 (1988).
- 17 R. Bougault et al., Nucl. Inst. and Meth. **A245**, 455 (1986).
- 18 D.G. Sarantites et al., Nucl. Inst. and Meth. **A245**, 455 (1986).
- 19 D.W. Stracener et al., Nucl. Inst. and Meth. **A294**, 485 (1990).
- 20 J. Suro et al., Nucl. Phys. **A548**, 353 (1992).
- 21 J.A. López y J. Randrup, Nucl. Phys. **A491**, 477 (1989).
- 22 K. Möhring et al., Phys. Lett. **B203**, 210 (1988).

- 23 K. Möhring et al., Nucl. Phys. **A533**, 333 (1991).
- 24 S. Wald et al., Phys. Rev. **C 32**, 894 (1985).
- 25 J. Pouliot et al., Phys. Lett. **B 223**, 16 (1989).
- 26 J. Pouliot et al., Phys. Rev. **C 43**, 735 (1991).
- 27 Y. Xiaoguang, Nucl. Inst. and Meth. **228**, 101 (1984).
- 28 H.R. Schmidt et al., Nucl. Inst. and Meth. **A242**, 111 (1985).
- 29 C. Pastor et al., Nucl. Inst. and Meth. **212**, 209 (1983).
- 30 F. Lidén et al., Nucl. Inst. and Meth. **A 253**, 305 (1987).
- 31 B.M. Preedom et al., Nucl. Inst. and Meth. **133**, 311 (1976).
- 32 P.V. Degtyarenko et al., Nucl. Inst. and Meth. **A239**, 527(1985).
- 33 Y. Chan et al., Reporte LBL- 24529 1987.
- 34 F.D. Bechetti et al., Nucl. Inst. and Meth. **138**, 93 (1976).
- 35 W. Rathbun et al., Experiment with STARBURST, Proc. 5th Conf. on Real Computer Applications in Nuclear Plasma and Particle Physics, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-232 (1987).
- 36 D.A. Cebra et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 2246 (1990).
- 37 B.A. Harmon et al., Phys. Lett. **B 235**, 234 (1990).
- 38 P.L. Gonthier et al., Phys. Rev. **C 41**, 2635 (1990).
- 39 A. Gökmen et al., Phys. Rev. **C 29**, 1595 (1984).
- 40 D. H. Boal and J. N. Glosli, Phys. Rev. **C 37**, 91 (1988).
- 41 A. Szczurek et al., Z. Phys. **A 337**, 419 (1990).
- 42 J. Pochodzalla et al., Phys. Lett. **B 232**, 41 (1989).
- 43 R. Trockel et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2844 (1987).
- 44 W.G. Gong et al., Phys. Rev. **C 43**, 781 (1991).
- 45 D. H. Boal et al., Rev. Mod. Phys. **62**, 553 (1990).
- 46 M. Gyulassy et al., Phys. Lett. **B 110**, 185 (1982).
- 47 P. Danielewicz y M. Gyulassy, Phys. Lett. **129 B**, 283 (1983).
- 48 R.G. Stokstad en Treatise on Heavy-Ion Science, Vol. 3. Editado por D.A. Bromley. Plenum, New York 1985.
- 49 H. Kruse et al., Phys. Rev. **C 31**, 1770 (1985).
- 50 C. Grégoire et al., Nucl. Phys. **A465**, 317 (1987).
- 51 J. Aichelin et al., Phys. Rev. **C 37**, 2451 (1988).
- 52 B. Borderie et al., Ann. de Phys. **15**, 287 (1990).
- 53 W.J. Swiatecki, Reporte LBL-11403.
- 54 W.J. Swiatecki, Austral. J. Phys. **36**, 641 (1983).
- 55 J. Toke y W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. **A 372**, 141 (1981).

- 56 P. Fröbrich, *Phys. Reports* **116**, 337 (1984).
- 57 D.H.E. Gross y Kalinowski, *Phys. Reports* **45**, 175 (1978).
- 58 J.P. Bondorf et al., *Reporte NBI-89-52* (1989).
- 59 J.A.M. Scarpaci, *Comunicación Privada*.
- 60 W. Terlau et al., *Z. Phys. A* **330**, 303 (1988).
- 61 J. Uckert et al., *Phys. Lett. B* **206**, 190 (1988).
- 62 W.D.M. Rae et al., *Phys. Rev. C* **30**, 158 (1984).
- 63 W.D.M. Rae et al., *Phys. Lett. B* **208**, 194 (1988).
- 64 R.H. Siemssen et al., *Phys. Lett. B* **161**, 261 (1985).